

unesp



UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA

FACULDADE DE ENGENHARIA DE ILHA SOLTEIRA

PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA

**SIMULAÇÃO COMPUTACIONAL DO
ESCOAMENTO BIFÁSICO COM FORMAÇÃO DE
ESPUMA DA MISTURA ÓLEO-REFRIGERANTE
R134A AO LONGO DE UM TUBO RETO DE
SEÇÃO CIRCULAR CONSTANTE**

João Paulo Dias

Dissertação apresentada à Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira da Universidade Estadual Paulista “Júlio de Mesquita Filho”, como parte dos requisitos exigidos para a obtenção do título de **Mestre em Engenharia Mecânica**

Orientador: PROF. DR. JOSÉ LUIZ GASCHE

Ilha Solteira, Maio de 2006

FICHA CATALOGRÁFICA

Elaborada pela Seção Técnica de Aquisição e Tratamento da Informação/Serviço Técnico de Biblioteca e Documentação da UNESP-Ilha Solteira

D541s Dias, João Paulo.
 Simulação computacional do escoamento bifásico com formação de espuma da mistura óleo-refrigerante R134a ao longo de um tubo reto de seção circular constante /
 João Paulo Dias.– Ilha Solteira: [s.n.], 2006
 170 p. : il.

 Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual Paulista. Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira, 2006

 Orientador: José Luiz Gasche
 Bibliografia: p. 129-137

 1. Escoamento – Simulação por computador. 2. Escoamento bifásico. 3. Espuma.
 4. Compressores. 5. Refrigeração.



UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA
CAMPUS DE ILHA SOLTEIRA
FACULDADE DE ENGENHARIA DE ILHA SOLTEIRA

CERTIFICADO DE APROVAÇÃO

TÍTULO: Simulação Computacional do Escoamento Bifásico com Formação de Espuma da Mistura Óleo-Refrigerante R134a ao Longo de Tubo Reto de Seção Circular Constante

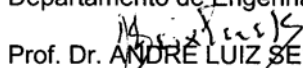
AUTOR: JOÃO PAULO DIAS

ORIENTADOR: Prof. Dr. JOSE LUIZ GASCHE

Aprovado como parte das exigências para obtenção do Título de MESTRE em ENGENHARIA MECÂNICA pela Comissão Examinadora:


Prof. Dr. JOSE LUIZ GASCHE

Departamento de Engenharia Mecânica / Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira

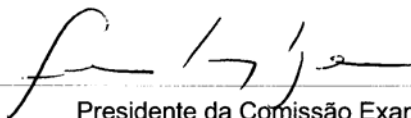

Prof. Dr. ANDRÉ LUIZ SEIXLACK

Departamento de Engenharia Mecânica / Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira


Prof. Dr. ADRIANO DA SILVA

Centro de Ciências Agro-Ambientais e de Alimentos/Universidade Federal de Santa Catarina -
Chépecó/SC

Data da realização: 26 de maio de 2006.



Presidente da Comissão Examinadora
Prof. Dr. JOSE LUIZ GASCHE

***Dedico este trabalho aos meus
pais Betuel Martins Dias e Odete
de Abreu Dias pelo carinho,
incentivo e confiança não só
nesta, mas em todas as etapas da
minha vida.***

AGRADECIMENTOS

Primeiramente agradeço à Deus por sempre iluminar a minha mente e o meu caminho. Minha ajuda indispensável de todos os dias.

Ao orientador e amigo Prof. José Luiz Gasche pelos valiosos ensinamentos técnicos e de vida que com certeza vou carregá-los por toda minha existência. Uma pessoa que aprendi a admirar muito durante a nossa convivência.

Aos professores André Luiz Seixlack e Sérgio Said Mansur, que despertam em mim o gosto pela pesquisa científica e pelas sugestões dadas que contribuíram muito para o enriquecimento deste trabalho. Agradecimentos especiais ao Prof. Adriano da Silva (Universidade Federal de Santa Catarina, Chapecó – SC) pela disponibilidade para participar da banca examinadora e também pelas valiosas opiniões.

À aluna Héryca Olenir Sousa Castro pelo fornecimento dos dados experimentais utilizados neste trabalho.

À todas as sinceras amigadas que cultivei ao longo dos sete anos que passei na cidade de Ilha Solteira, em especial aos meus ex companheiros de república Clemenceau, Tales, David, Marcelo, Adailton e Francisco, e aos meus amigos “de todos os dias” Ricardo Lopes, Rodrigo, Fábio, Felipe, Alan, Daniel, Renato, Reginaldo Ribeiro e Reginaldo Cordeiro pelos inesquecíveis momentos de alegria e descontração que passamos juntos.

À Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira pela sólida formação prestada.

À minha família que sempre se mostrou presente nas horas mais difíceis me dando apoio e incentivo em mais esta importante fase da minha vida.

À CAPES pelo suporte financeiro deste trabalho.

“Verum est ed quod est”

(A verdade é o que é)

SANTO AGOSTINHO - Teólogo

LISTA DE TABELAS

LISTA DE FIGURAS

LISTA DE SÍMBOLOS

RESUMO

ABSTRACT

CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO, 1

1.1 Considerações Preliminares, 1

1.2 Escopo do Trabalho, 4

1.3 Estrutura do Trabalho, 5

CAPÍTULO 2 – REVISÃO BIBLIOGRÁFICA, 7

2.1 Introdução, 7

2.2 Misturas Óleo-Refrigerante Ricas em Refrigerante, 8

2.3 Mistura Óleo-Refrigerante Ricas em Óleo, 16

2.4 Aspectos Gerais Sobre Espumas, 20

2.4.1 Definição, 20

2.4.2 Aplicações, 21

2.4.3 Reologia da Espuma, 22

2.4.4 Escoamento de Espumas, 24

CAPÍTULO 3 – MODELAGEM FÍSICA E MATEMÁTICA DO PROBLEMA, 33

3.1 Introdução, 33

3.2 Modelo Físico, 33

3.3 Modelo Matemático, 37

3.3.1 Hipóteses Simplificativas, 37

3.3.2 Equações Governantes, 37

3.3.3 Região de Escoamento Monofásico, 43

3.3.4 Região de Escoamento Bifásico Convencional, 45

3.3.5 Região de Escoamento Bifásico de Espuma, 50

3.4 Metodologia e Procedimento de Solução, 55

CAPÍTULO 4 – VALIDAÇÃO DO MODELO NUMÉRICO: COMPARAÇÃO COM RESULTADOS EXPERIMENTAIS, 59

4.1 Introdução, 59

4.2 Descrição dos Testes Experimentais, 60

4.3 Modelo de Sub-Saturação na Entrada, 65

4.3.1 Definição, 65

4.3.2 Resultados, 66

4.3.3 Conclusões, 93

4.4 Modelo de Metaestabilidade, 94

4.4.1 Definição, 94

4.4.2 Resultados, 95

4.4.3 Conclusões, 104

CAPÍTULO 5 – EXPLORAÇÃO DO MODELO NUMÉRICO, 105

5.1 Introdução, 105

5.2 Análise Numérica Completa de um Teste Experimental, 106

5.3 Análise Paramétrica, 113

5.3.1 Influência da Vazão Mássica, 114

- 5.3.2 **Influência da Concentração de Refrigerante na Entrada do Tubo, 115**
- 5.3.3 **Influência da Pressão na Entrada do Tubo, 116**
- 5.3.4 **Influência da Temperatura na Entrada do Tubo, 117**
- 5.4 **Comparação entre Diferentes Misturas Óleo-Refrigerante, 118**
 - 5.4.1 **Avaliação de um Caso da Mistura Sub-Saturada na Entrada, 119**
 - 5.4.2 **Avaliação de um Caso da Mistura Saturada na Entrada, 121**

CAPÍTULO 6 – CONCLUSÕES E SUGESTÕES, 124

- 6.1 **Recapitulação do Trabalho, 124**
- 6.2 **Conclusões, 125**
- 6.3 **Sugestões para Trabalhos Futuros, 127**

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS, 129

APÊNDICE A – PROPRIEDADES TERMOFÍSICAS DA MISTURA R134a E ÓLEO SINTÉTICO FREOL α 10, 138

- A.1 **Introdução, 138**
- A.2 **Solubilidade, 138**
- A.3 **Densidade da Fase Líquida, 140**
- A.4 **Densidade da Fase Vapor, 141**
- A.5 **Viscosidade da Fase Líquida, 143**
- A.6 **Viscosidade da Fase Vapor, 145**
- A.7 **Entalpia da Fase Líquida, 146**
- A.8 **Entalpia da Fase Vapor, 147**

APÊNDICE B – PROPRIEDADES TERMOFÍSICAS DAS MISTURAS R12-ÓLEO SUNISO 1GS E R134a-ÓLEO EMKARATE RL 10H, 150

- B.1 **Introdução, 150**
- B.2 **Mistura R12 e Óleo Mineral SUNISO 1GS, 150**

- B.2.1 Solubilidade, 150
- B.2.2 Densidade do Líquido, 151
- B.2.3 Viscosidade do Líquido, 152
- B.2.4 Entalpia do Líquido, 152
- B.2.5 Propriedades do Refrigerante no Estado Gasoso, 153
- B.3 Mistura R134a e Óleo Sintético EMKARATE RL 10H, 154**
 - B.3.1 Solubilidade, 154
 - B.3.2 Densidade do Líquido, 154
 - B.3.3 Viscosidade do Líquido, 155
 - B.3.4 Entalpia do Líquido, 155
 - B.3.5 Propriedades do Refrigerante no Estado Gasoso, 155

APÊNDICE C – DETERMINAÇÃO DA VAZÃO MÁSSICA EM FUNÇÃO DA CONCENTRAÇÃO NA ENTRADA E DA QUEDA DE PRESSÃO EXPERIMENTAL NA REGIÃO MONOFÁSICA, 156

- C.1 Introdução, 156***
- C.2 Dedução de uma Função da Vazão Mássica - $F(\dot{m})$, 157***
- C.3 Determinação da Derivada de $F(\dot{m})$, 158***
- C.4 Uso do Método Iterativo de Newton-Raphson, 159***

APÊNDICE D – CARACTERIZAÇÃO DA VISCOSIDADE DO FLUIDO HOMOGÊNEO, 161

- D.1 Introdução, 161***
- D.2 Análise dos Resultados para os Diferentes Modelos de Viscosidade Homogênea, 162***

LISTA DE TABELAS

CAPÍTULO 4

- Tabela 4.1** Condições de operação dos testes de Castro (2006) usados para a validação do modelo numérico, pg. 61
- Tabela 4.2** Características na entrada e da espuma para as simulações do teste 2, pg. 96
- Tabela 4.3** Características na entrada e da espuma para as simulações do teste 12, pg. 98
- Tabela 4.4** Características na entrada e da espuma para as simulações do teste 20, pg. 99
- Tabela 4.5** Características na entrada e da espuma para as simulações do teste 25, pg. 100
- Tabela 4.6** Características na entrada e da espuma para as simulações do teste 35, pg. 102

CAPÍTULO 5

- Tabela 5.1** Condições da simulação do teste experimental 23, pg. 106
- Tabela 5.2** Quedas totais de pressão nas simulações com as três misturas óleo-refrigerante, pg. 123
- Tabela 5.3** Quedas totais de temperatura nas simulações com as três misturas óleo-refrigerante, pg. 123

APÊNDICE A

- Tabela A.1** Valores de solubilidade em função da pressão e da temperatura, pg. 139
- Tabela A.2** Valores de densidade da mistura líquida em função da concentração de refrigerante e da temperatura, pg. 141
- Tabela A.3** Valores de densidade do refrigerante gasoso em função da pressão e da temperatura de saturação, pg. 143
- Tabela A.4** Valores de viscosidade da mistura líquida em função da concentração de refrigerante e da temperatura, pg. 144

- Tabela A.5** Valores de viscosidade fase vapor em função da pressão e da temperatura de saturação, pg. 146
- Tabela A.6** Valores de entalpia da mistura líquida em função da concentração de refrigerante e da temperatura, pg. 147
- Tabela A.7** Valores de entalpia da fase vapor em função da pressão e da temperatura de saturação, pg. 149

LISTA DE FIGURAS

CAPÍTULO 1

Figura 1.1 Representação esquemática de um ciclo de refrigeração padrão, pg. 2

CAPÍTULO 2

Figura 2.1 Relação tensão-taxa de deformação típica de uma espuma, pg. 23

CAPÍTULO 3

Figura 3.1 Regimes de escoamento da mistura óleo-refrigerante, pg. 35

Figura 3.2 Perfil de velocidades no escoamento de espuma indicando a região central de escoamento pistonado e a equivalência do filme com escorregamento na parede, pg. 36

Figura 3.3 Esquema de um trecho do tubo de diâmetro interno D , pg. 37

Figura 3.4 Forças atuantes sobre um elemento diferencial de fluido, pg. 38

Figura 3.5 Processo de desprendimento de refrigerante da mistura líquida, pg. 46

Figura 3.6 Arranjo co-localizado das variáveis na malha, pg. 56

Figura 3.7 Fluxograma representativo do algoritmo de solução, pg. 58

CAPÍTULO 4

Figura 4.1a Perfis de pressão experimentais para os testes a 4,5bar (Castro, 2006), pg. 61

Figura 4.1b Perfis de temperatura experimentais para os testes a 4,5bar (Castro, 2006), pg. 61

Figura 4.2a Perfis de pressão experimentais para os testes a 5,0bar (Castro, 2006), pg. 62

Figura 4.2b Perfis de temperatura experimentais para os testes a 5,0bar (Castro, 2006), pg. 62

Figura 4.3a Perfis de pressão experimentais para os testes a 5,5bar (Castro, 2006), pg. 62

- Figura 4.3b** Perfis de temperatura experimentais para os testes a 5,5bar (Castro, 2006), pg. 62
- Figura 4.4a** Perfis de pressão experimentais para os testes a 6,0bar (Castro, 2006), pg. 62
- Figura 4.4b** Perfis de temperatura experimentais para os testes a 6,0bar (Castro, 2006), pg. 62
- Figura 4.5a** Perfis de pressão experimentais para os testes a 6,5bar (Castro, 2006), pg. 63
- Figura 4.5b** Perfis de temperatura experimentais para os testes a 6,5bar (Castro, 2006), pg. 63
- Figura 4.6** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes modelos de viscosidade bifásica para o teste experimental 1 – Distribuições de pressão, pg. 67
- Figura 4.7** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes modelos de viscosidade bifásica para o teste experimental 1 – Distribuições de temperatura, pg. 68
- Figura 4.8** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes modelos de viscosidade bifásica para o teste experimental 8 – Distribuições de pressão, pg. 69
- Figura 4.9** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes modelos de viscosidade bifásica para o teste experimental 8 – Distribuições de temperatura, pg. 69
- Figura 4.10** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes modelos de viscosidade bifásica para o teste experimental 22 – Distribuições de pressão, pg. 70
- Figura 4.11** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes modelos de viscosidade bifásica para o teste experimental 22 – Distribuições de temperatura, pg. 71
- Figura 4.12** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes modelos de viscosidade bifásica para o teste experimental 25 – Distribuições de pressão, pg. 71
- Figura 4.13** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes modelos de viscosidade bifásica para o teste experimental 25 – Distribuições de temperatura, pg. 72

- Figura 4.14** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes modelos de viscosidade bifásica para o teste experimental 35 – Distribuições de pressão, pg. 73
- Figura 4.15** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes modelos de viscosidade bifásica para o teste experimental 35 – Distribuições de temperatura, pg. 73
- Figura 4.16a** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes frações de vazio limite para o teste experimental 1 – Distribuições de pressão, pg. 75
- Figura 4.16b** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes frações de vazio limite para o teste experimental 1 – Distribuições de temperatura, pg. 75
- Figura 4.17a** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes frações de vazio limite para o teste experimental 8 – Distribuições de pressão, pg. 76
- Figura 4.17b** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes frações de vazio limite para o teste experimental 8 – Distribuições de temperatura, pg. 76
- Figura 4.18a** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes frações de vazio limite para o teste experimental 22 – Distribuições de pressão, pg. 76
- Figura 4.18b** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes frações de vazio limite para o teste experimental 22 – Distribuições de temperatura, pg. 76
- Figura 4.19a** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes frações de vazio limite para o teste experimental 25 – Distribuições de pressão, pg. 77
- Figura 4.19b** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes frações de vazio limite para o teste experimental 25 – Distribuições de temperatura, pg. 77
- Figura 4.20a** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes frações de vazio limite para o teste experimental 35 – Distribuições de pressão, pg. 77

- Figura 4.20b** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes frações de vazio limite para o teste experimental 35 – Distribuições de temperatura, pg. 77
- Figura 4.21a** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes tensões de escoamento da espuma para o teste experimental 5 – Distribuições de pressão, pg. 79
- Figura 4.21b** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes tensões de escoamento da espuma para o teste experimental 5 – Distribuições de temperatura, pg. 79
- Figura 4.22a** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes tensões de escoamento da espuma para o teste experimental 12 – Distribuições de pressão, pg. 79
- Figura 4.22b** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes tensões de escoamento da espuma para o teste experimental 12 – Distribuições de temperatura, pg. 79
- Figura 4.23a** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes tensões de escoamento da espuma para o teste experimental 20 – Distribuições de pressão, pg. 80
- Figura 4.23b** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes tensões de escoamento da espuma para o teste experimental 20 – Distribuições de temperatura, pg. 80
- Figura 4.24a** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes tensões de escoamento da espuma para o teste experimental 25 – Distribuições de pressão, pg. 80
- Figura 4.24b** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes tensões de escoamento da espuma para o teste experimental 25 – Distribuições de temperatura, pg. 80
- Figura 4.25a** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes tensões de escoamento da espuma para o teste experimental 35 – Distribuições de pressão, pg. 81
- Figura 4.25b** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes tensões de escoamento da espuma para o teste experimental 35 – Distribuições de temperatura, pg. 81

- Figura 4.26a** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes valores do parâmetro κ da espuma para o teste experimental 5 – Distribuições de pressão, pg. 82
- Figura 4.26b** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes valores do parâmetro κ da espuma para o teste experimental 5 – Distribuições de temperatura, pg. 82
- Figura 4.27a** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes valores do parâmetro κ da espuma para o teste experimental 12 – Distribuições de pressão, pg. 82
- Figura 4.27b** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes valores do parâmetro κ da espuma para o teste experimental 12 – Distribuições de temperatura, pg. 82
- Figura 4.28a** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes valores do parâmetro κ da espuma para o teste experimental 20 – Distribuições de pressão, pg. 83
- Figura 4.28b** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes valores do parâmetro κ da espuma para o teste experimental 20 – Distribuições de temperatura, pg. 83
- Figura 4.29a** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes valores do parâmetro κ da espuma para o teste experimental 25 – Distribuições de pressão, pg. 83
- Figura 4.29b** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes valores do parâmetro κ da espuma para o teste experimental 25 – Distribuições de temperatura, pg. 83
- Figura 4.30a** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes valores do parâmetro κ da espuma para o teste experimental 35 – Distribuições de pressão, pg. 84
- Figura 4.30b** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes valores do parâmetro κ da espuma para o teste experimental 35 – Distribuições de temperatura, pg. 84
- Figura 4.31a** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes valores do parâmetro n da espuma para o teste experimental 5 – Distribuições de pressão, pg. 85

- Figura 4.31b** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes valores do parâmetro n da espuma para o teste experimental 5 – Distribuições de temperatura, pg. 85
- Figura 4.32a** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes valores do parâmetro n da espuma para o teste experimental 12 – Distribuições de pressão, pg. 85
- Figura 4.32b** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes valores do parâmetro n da espuma para o teste experimental 12 – Distribuições de temperatura, pg. 85
- Figura 4.33a** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes valores do parâmetro n da espuma para o teste experimental 20 – Distribuições de pressão, pg. 86
- Figura 4.33b** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes valores do parâmetro n da espuma para o teste experimental 20 – Distribuições de temperatura, pg. 86
- Figura 4.34a** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes valores do parâmetro n da espuma para o teste experimental 25 – Distribuições de pressão, pg. 86
- Figura 4.34b** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes valores do parâmetro n da espuma para o teste experimental 25 – Distribuições de temperatura, pg. 86
- Figura 4.35a** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes valores do parâmetro n da espuma para o teste experimental 35 – Distribuições de pressão, pg. 87
- Figura 4.35b** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes valores do parâmetro n da espuma para o teste experimental 35 – Distribuições de temperatura, pg. 87
- Figura 4.36a** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes espessuras da camada de líquido para o teste experimental 5 – Distribuições de pressão, pg. 87
- Figura 4.36b** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes espessuras da camada de líquido para o teste experimental 5 – Distribuições de temperatura, pg. 87

- Figura 4.37a** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes espessuras da camada de líquido para o teste experimental 12 – Distribuições de pressão, pg. 88
- Figura 4.37b** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes espessuras da camada de líquido para o teste experimental 12 – Distribuições de temperatura, pg. 88
- Figura 4.38a** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes espessuras da camada de líquido para o teste experimental 20 – Distribuições de pressão, pg. 88
- Figura 4.38b** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes espessuras da camada de líquido para o teste experimental 20 – Distribuições de temperatura, pg. 88
- Figura 4.39a** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes espessuras da camada de líquido para o teste experimental 25 – Distribuições de pressão, pg. 89
- Figura 4.39b** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes espessuras da camada de líquido para o teste experimental 25 – Distribuições de temperatura, pg. 89
- Figura 4.40a** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes espessuras da camada de líquido para o teste experimental 35 – Distribuições de pressão, pg. 89
- Figura 4.40b** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes espessuras da camada de líquido para o teste experimental 35 – Distribuições de temperatura, pg. 89
- Figura 4.41a** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com os modelos bifásico convencional e de espuma para o teste experimental 5 – Distribuições de pressão, pg. 90
- Figura 4.41b** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com os modelos bifásico convencional e de espuma para o teste experimental 5 – Distribuições de temperatura, pg. 90
- Figura 4.42a** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com os modelos bifásico convencional e de espuma para o teste experimental 12 – Distribuições de pressão, pg. 91

- Figura 4.42b** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com os modelos bifásico convencional e de espuma para o teste experimental 12 – Distribuições de temperatura, pg. 91
- Figura 4.43a** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com os modelos bifásico convencional e de espuma para o teste experimental 20 – Distribuições de pressão, pg. 91
- Figura 4.43b** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com os modelos bifásico convencional e de espuma para o teste experimental 20 – Distribuições de temperatura, pg. 91
- Figura 4.44a** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com os modelos bifásico convencional e de espuma para o teste experimental 25 – Distribuições de pressão, pg. 92
- Figura 4.44b** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com os modelos bifásico convencional e de espuma para o teste experimental 25 – Distribuições de temperatura, pg. 92
- Figura 4.45a** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com os modelos bifásico convencional e de espuma para o teste experimental 35 – Distribuições de pressão, pg. 92
- Figura 4.45b** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com os modelos bifásico convencional e de espuma para o teste experimental 35 – Distribuições de temperatura, pg. 92
- Figura 4.46** Comportamento da fração de vazio ao longo do tubo para o modelo de metaestabilidade, pg. 95
- Figura 4.47** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com os modelos de sub-saturação na entrada e de metaestabilidade para o teste 2 – Distribuições de pressão, pg. 96
- Figura 4.48** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com os modelos de sub-saturação na entrada e de metaestabilidade para o teste 2 – Distribuições de temperatura, pg. 97
- Figura 4.49** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com os modelos de sub-saturação na entrada e de metaestabilidade para o teste 12 – Distribuições de pressão, pg. 98

- Figura 4.50** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com os modelos de sub-saturação na entrada e de metaestabilidade para o teste 12 – Distribuições de temperatura, pg. 98
- Figura 4.51** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com os modelos de sub-saturação na entrada e de metaestabilidade para o teste 20 – Distribuições de pressão, pg. 99
- Figura 4.52** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com os modelos de sub-saturação na entrada e de metaestabilidade para o teste 20 – Distribuições de temperatura, pg. 100
- Figura 4.53** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com os modelos de sub-saturação na entrada e de metaestabilidade para o teste 25 – Distribuições de pressão, pg. 101
- Figura 4.54** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com os modelos de sub-saturação na entrada e de metaestabilidade para o teste 25 – Distribuições de temperatura, pg. 101
- Figura 4.55** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com os modelos de sub-saturação na entrada e de metaestabilidade para o teste 35 – Distribuições de pressão, pg. 102
- Figura 4.56** Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com os modelos de sub-saturação na entrada e de metaestabilidade para o teste 35 – Distribuições de temperatura, pg. 103

CAPÍTULO 5

- Figura 5.1** Perfis de pressão para a análise completa do teste experimental 21, pg. 107
- Figura 5.2** Perfis de temperatura para a análise completa do teste experimental 21, pg. 108
- Figura 5.3** Efeitos do atrito e da aceleração na queda de pressão total para a análise completa do teste experimental 21, pg. 109
- Figura 5.4** Variação da concentração e da solubilidade do refrigerante ao longo do escoamento para a análise completa do teste 21, pg. 109
- Figura 5.5a** Variação do título ao longo do escoamento para a análise completa do teste 21, pg. 110
- Figura 5.5b** Variação da fração de vazio ao longo do escoamento para a análise completa do teste 21, pg. 110

- Figura 5.6** Variação da densidade ao longo do escoamento para a análise completa do teste 21, pg. 111
- Figura 5.7** Variação da viscosidade ao longo do escoamento para a análise completa do teste 21, pg. 111
- Figura 5.8** Variação da tensão de cisalhamento na parede ao longo do escoamento para a análise completa do teste 21, pg. 112
- Figura 5.9** Perfis de velocidade em algumas posições ao longo do escoamento para a análise completa do teste 21, pg. 113
- Figura 5.10a** Influência da vazão em massa sobre a distribuição de pressão no escoamento, pg. 114
- Figura 5.10b** Influência da vazão em massa sobre a distribuição de temperatura no escoamento, pg. 114
- Figura 5.10c** Influência da vazão em massa sobre a distribuição de concentração de refrigerante no escoamento, pg.114
- Figura 5.10d** Influência da vazão em massa sobre a distribuição de fração de vazio no escoamento, pg. 114
- Figura 5.11a** Influência da concentração de refrigerante na entrada do tubo sobre a distribuição de pressão no escoamento, pg. 115
- Figura 5.11b** Influência da concentração de refrigerante na entrada do tubo sobre a distribuição de temperatura no escoamento, pg. 115
- Figura 5.11c** Influência da concentração de refrigerante na entrada do tubo sobre a distribuição de concentração de refrigerante no escoamento, pg. 116
- Figura 5.11d** Influência da concentração de refrigerante na entrada do tubo sobre a distribuição de fração de vazio no escoamento, pg. 116
- Figura 5.12a** Influência da pressão na entrada do tubo sobre a distribuição de pressão no escoamento, pg. 116
- Figura 5.12b** Influência da pressão na entrada do tubo sobre a distribuição de temperatura no escoamento, pg. 116
- Figura 5.12c** Influência da pressão na entrada do tubo sobre a distribuição de concentração de refrigerante no escoamento, pg. 117
- Figura 5.12d** Influência da pressão na entrada do tubo sobre a distribuição de fração de vazio no escoamento, pg. 117
- Figura 5.13a** Influência da temperatura na entrada do tubo sobre a distribuição de pressão do escoamento, pg. 118

- Figura 5.13b** Influência da temperatura na entrada do tubo sobre a distribuição de temperatura do escoamento, pg. 118
- Figura 5.13c** Influência da temperatura na entrada do tubo sobre a distribuição de concentração de refrigerante do escoamento, pg. 118
- Figura 5.13d** Influência da temperatura na entrada do tubo sobre a distribuição de fração de vazio do escoamento, pg. 118
- Figura 5.14a** Comparação entre diferentes misturas para um caso sub-saturado na entrada – Distribuições de pressão, pg. 120
- Figura 5.14b** Comparação entre diferentes misturas para um caso onde a mistura está sub-saturada na entrada – Distribuições de temperatura, pg. 120
- Figura 5.14c** Comparação entre diferentes misturas para um caso onde a mistura está sub-saturada na entrada – Distribuições de concentração de refrigerante, pg. 120
- Figura 5.14d** Comparação entre diferentes misturas para um caso onde a mistura está sub-saturada na entrada – Distribuições de fração de vazio, pg. 120
- Figura 5.14e** Comparação entre diferentes misturas para um caso onde a mistura está sub-saturada na entrada – Distribuições de viscosidade da fase líquida, pg. 120
- Figura 5.15a** Comparação entre diferentes misturas para um caso onde a mistura está saturada na entrada – Distribuições de pressão, pg. 122
- Figura 5.15b** Comparação entre diferentes misturas para um caso onde a mistura está saturada na entrada – Distribuições de temperatura, pg. 122
- Figura 5.15c** Comparação entre diferentes misturas para um caso onde a mistura está saturada na entrada – Distribuições de concentração de refrigerante, pg. 122
- Figura 5.15d** Comparação entre diferentes misturas para um caso onde a mistura está saturada na entrada – Distribuições de fração de vazio, pg. 122
- Figura 5.15e** Comparação entre diferentes misturas para um caso onde a mistura está saturada na entrada – Distribuições de viscosidade da fase líquida, pg. 122

APÊNDICE A

- Figura A.1** Ajuste da solubilidade do refrigerante no óleo em função da pressão e da temperatura, pg. 140
- Figura A.2** Ajuste da densidade da fase líquida em função da concentração de refrigerante e da temperatura, pg. 141

- Figura A.3** Ajuste da densidade do refrigerante gasoso em função da pressão e temperatura de saturação, pg. 142
- Figura A.4** Ajuste da viscosidade da mistura líquida em função da concentração de refrigerante e da temperatura, pg. 144
- Figura A.5** Ajuste da viscosidade do refrigerante gasoso em função da pressão e temperatura de saturação, pg. 145
- Figura A.6** Ajuste da entalpia da fase líquida em função da concentração de refrigerante e da temperatura, pg. 147
- Figura A.7** Ajuste da entalpia da fase vapor em função da pressão e da temperatura de saturação, pg. 148

APÊNDICE C

- Figura C.1** Fluxograma do procedimento de cálculo da vazão mássica, pg. 160

APÊNDICE D

- Figura D.1** Perfis de pressão para as simulações com os diferentes modelos de viscosidade homogênea, pg. 163
- Figura D.2** Perfis de temperatura para as simulações com os diferentes modelos de viscosidade homogênea, pg. 163
- Figura D.3** Perfis de fração de vazio para as simulações com os diferentes modelos de viscosidade homogênea, pg. 164
- Figura D.4** Perfis de viscosidade homogênea para as simulações com os diferentes modelos de viscosidade homogênea, pg. 165
- Figura D.5** Perfis de viscosidade homogênea obtidos com os mesmos dados de pressão, temperatura, concentração, título e fração de vazio – Simulação com Cichitti *et al.* (1960), pg. 165
- Figura D.6** Perfis de viscosidade homogênea obtidos com os mesmos dados de pressão, temperatura, concentração, título e fração de vazio – Simulação com Beattie e Whalley (1981), pg. 166
- Figura D.7** Perfis de viscosidade homogênea obtidos com os mesmos dados de pressão, temperatura, concentração, título e fração de vazio – Simulação com Isbin *et al.* (1958), pg. 166

- Figura D.8** Perfis de viscosidade homogênea, das fases líquida e vapor para a simulação com a correlação de Cichitti *et al.* (1960), pg. 167
- Figura D.9** Perfis de viscosidade homogênea, das fases líquida e vapor para a simulação com a correlação de Dukler *et al.* (1964), pg. 168
- Figura D.10** Perfis de viscosidade homogênea, das fases líquida e vapor para a simulação com a correlação de Davidson *et al.* (1943), pg. 168
- Figura D.11** Perfis de viscosidade homogênea, das fases líquida e vapor para a simulação com a correlação de Akers *et al.* (1959), pg. 169
- Figura D.12** Perfis de viscosidade homogênea, das fases líquida e vapor para a simulação com a correlação de Lin *et al.* (1991), pg. 169
- Figura D.13** Perfis de viscosidade homogênea, das fases líquida e vapor para a simulação com a correlação de Beattie e Whalley (1981), pg. 170
- Figura D. 14** Perfis de viscosidade homogênea, das fases líquida e vapor para a simulação com a correlação de Isbin *et al.* (1958), pg. 170

LISTA DE SÍMBOLOS

<i>Símbolo Romano</i>	<i>Descrição</i>	<i>Unidade SI</i>
A_1, B_1, C_1, D_1	constantes	
A_2, B_2, C_2, D_2, E_2	constantes	
$a_1, b_1, c_1, d_1, e_1, f_1$	constantes	
$a_2, b_2, c_2, d_2, e_2, f_2$	constantes	
$a, b, c, d, e, f, g, h, i, j$	constantes	
A	área da secção transversal do tubo	$[m^2]$
c_{p0}	calor específico à pressão constante	$[J / kg^{\circ}C]$
D	diâmetro interno do tubo	$[m]$
d_s	diâmetro médio das bolhas	$[m]$
E	razão de expansão da espuma	[adimensional]
e	energia interna específica	$[J / kg]$
F	força	$[N]$
f	fator de atrito	[adimensional]
G	fluxo de massa	$[kg / m^2 s]$
h	entalpia específica	$[J / kg]$
L	comprimento do tubo	$[m]$
m	massa	$[kg]$
\dot{m}	vazão em massa	$[kg / s]$
n	parâmetro do fluido não-newtoniano, Eq. (3.53)	[adimensional]
p	pressão	$[Pa]$
\dot{q}	geração interna de calor por unidade de massa	$[W / kg]$
\vec{q}	vetor fluxo de calor	$[W / m^2]$
R	raio do tubo	$[m]$
R_o	raio do escoamento pistonado da espuma	$[m]$

Re	número de Reynolds	[adimensional]
r	coordenada radial do tubo	[m]
T	temperatura	[°C]
t	tempo	[s]
\bar{u}	velocidade média do escoamento na direção axial	[m / s]
u_o	velocidade da região de escoamento pistonado	[m / s]
u_s	velocidade de deslizamento da espuma na parede	[m / s]
\vec{V}	vetor velocidade	[m / s]
v	volume específico	[m ³ / kg]
w	concentração de refrigerante na mistura líquida	[kg _{ref} / kg _{mist}]
w_{sat}	solubilidade	[kg _{ref} / kg _{mist}]
x	título	[kg _{vap} / kg _{total}]
z	coordenada axial do tubo	[m]

<i>Símbolo Grego</i>	<i>Descrição</i>	<i>Unidade SI</i>
α	fração de vazio	[m _{vap} ³ / m _{total} ³]
α_{lim}	fração de vazio limite	[m _{vap} ³ / m _{total} ³]
β	coeficiente de sub-relaxação	[adimensional]
Δz	comprimento do volume de controle	[m]
δ_s	espessura da camada de líquido	[m]
ε	rugosidade absoluta da parede do tubo	[m]
κ	parâmetro do fluido não-newtoniano, Eq. (3.53)	[Pa.s ⁿ]
Λ	fator de correção do comportamento ideal da mistura	[adimensional]
μ	viscosidade dinâmica	[Pa.s]
$\bar{\mu}$	viscosidade dinâmica aparente do fluido homogêneo	[Pa.s]
ν	viscosidade cinemática	[m ² / s]
ρ	densidade (massa específica)	[kg / m ³]
$\bar{\rho}$	densidade aparente do fluido homogêneo	[kg / m ³]

τ_e	tensão de escoamento da espuma	[Pa]
τ_{rz}	tensão de cisalhamento no fluido	[Pa]
τ_w	tensão de cisalhamento na parede do tubo	[Pa]

Sub-índices

Descrição

desp	relativo ao ponto de desprendimento do refrigerante da mistura
e	relativo à entrada do escoamento
g	relativo à fase gasosa
i	índice de notação dos pontos na malha
l	relativo à fase líquida
óleo	relativo ao óleo
rl	relativo ao refrigerante na fase líquida
rv	relativo ao refrigerante na fase vapor

RESUMO

Este trabalho apresenta um estudo numérico do escoamento bifásico com formação de espuma de uma mistura composta por óleo lubrificante sintético Freol $\alpha 10$ com pequenas quantidades de refrigerante R134a, usualmente encontrada em compressores de sistemas de refrigeração e ar condicionado. A geometria considerada é um tubo longo horizontal de seção circular constante. Em razão da queda de pressão inicialmente causada pelas forças de atrito viscoso, a solubilidade do refrigerante no óleo diminui e o refrigerante evapora da mistura líquida formando bolhas de gás que escoam com a fase líquida. A formação de bolhas de refrigerante pode ser tão intensa a ponto de o escoamento assumir a forma de espuma quando a fração de vazio atinge valores superiores à aproximadamente 70%. Um ponto importante com relação ao escoamento de espuma é que o seu comportamento é muito diferente dos escoamentos bifásicos convencionais, apresentando quedas de pressão bem superiores. Nas presentes simulações, o escoamento bifásico é dividido em duas regiões. Na primeira região, o escoamento é tratado como sendo bifásico convencional, com pequenas quantidades de bolhas, no qual o modelo homogêneo é usado para modelar o escoamento. Na segunda região, o escoamento é tratado como bifásico de espuma, com altas frações de vazio, onde um modelo de fluido não-newtoniano é usado para representar as tensões viscosas. Os resultados gerados para as distribuições de pressão e temperatura ao longo do escoamento são confrontados com dados experimentais para a validação do modelo numérico. Será verificado que o modelo representa satisfatoriamente os resultados experimentais para várias condições do escoamento. O modelo também é utilizado para obter outras importantes variáveis do escoamento, seguida de uma análise dos principais parâmetros que afetam os resultados numéricos, visando identificar aqueles de maior e menor influência no escoamento. Também é realizada uma comparação entre misturas óleo-refrigerante distintas, a partir da qual é possível observar as principais diferenças no escoamento dessas misturas.

ABSTRACT

This work presents a numerical study of the two-phase flow with foam formation of a mixture composed by synthetic lubricant oil Freol α 10 with small amounts of refrigerant R134a, usually encountered in compressors of refrigeration and air conditioning systems. A straight horizontal tube with circular cross section was chosen to accomplish the simulation. Due to the pressure drop initially caused by the viscous friction forces, the refrigerant solubility in the oil reduces and the refrigerant evaporates from the liquid mixture (outgassing) forming gas bubbles that flow with the liquid phase. In this type of flow, the bubble formation can be so large that foam is formed as the void fraction reaches values above 70%. An important point with reference to foam is that the foam flow behavior is much different from the conventional two-phase flows, presenting larger pressure drops. In the present simulations the two-phase flow is divided in two regions. In the first region the flow is treated as a conventional two-phase flow, with small quantities of bubbles, in which the homogeneous model is used to represent the two-phase flow. In the second region the flow is treated as a foam flow, with high void fraction, in which a non-newtonian fluid model is used to represent the fluid viscous stresses. Results for pressure and temperature distributions along the flow are compared with experimental data in order to validate the numerical model. It will be seen that the model represents satisfactorily the experimental results for many flow conditions. The model is also used to obtain other important variables of the flow, together with an analysis of the main parameters which affect the results, aiming to identify the most influential parameters. It is also carried out a comparison among different oil-refrigerant mixtures in which one can observe the main differences among flow of these mixtures.

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

1.1 Considerações Preliminares

A importância dos sistemas de refrigeração na atualidade é inegável. Não se pode pensar em processamento, armazenamento e transporte de alimentos, na precisão de processos industriais, em sistemas de computadores ou no conforto humano sem que os sistemas de refrigeração sejam lembrados. A refrigeração, em suas diversas formas de aplicação, tem se incorporado ao estilo de vida das pessoas nos países desenvolvidos e seu uso vem crescendo consideravelmente em muitos outros países do mundo.

A maioria das instalações de refrigeração, desde refrigeradores e condicionadores de ar domésticos até grandes sistemas industriais, usa o princípio da compressão de vapor como método de refrigeração. Em um sistema de compressão de vapor padrão, o refrigerante entra no compressor como vapor superaquecido e é comprimido a maior pressão e temperatura. Na seqüência, calor é liberado no condensador e o vapor se liquêfaz. Em seguida, o refrigerante no estado líquido escoar ao longo de um dispositivo de expansão, geralmente uma válvula de expansão ou um tubo capilar, no qual sua pressão é reduzida. A seguir, o refrigerante entra no evaporador, absorvendo calor enquanto retorna à fase vapor e alcança novamente o compressor, reiniciando o ciclo. Este ciclo padrão está ilustrado esquematicamente na Fig. 1.1.

Nos sistemas de refrigeração por compressão de vapor reais, dois fluidos estão em constante interação: o fluido refrigerante e o óleo lubrificante, cuja função principal é reduzir o atrito entre as partes móveis do compressor. Devido à solubilidade mútua existente entre esses fluidos, uma mistura homogênea pode ser formada em algumas condições de operação. O escoamento dessa mistura pode ser observado em vários componentes do sistema. Nos condensadores e evaporadores, por exemplo, o escoamento de uma mistura rica em refrigerante é encontrado, ou seja, uma pequena concentração de óleo lubrificante proveniente do compressor é encontrada dissolvida no refrigerante, o que altera as características do escoamento e da transferência de calor nesses componentes. Por outro lado, no interior do compressor encontram-se escoamentos de misturas ricas em óleo, ou seja, o óleo lubrificante apresenta uma pequena quantidade de refrigerante dissolvida. Essa quantidade de refrigerante dissolvida no óleo altera suas propriedades físicas e, por consequência, o funcionamento das diversas partes do compressor.

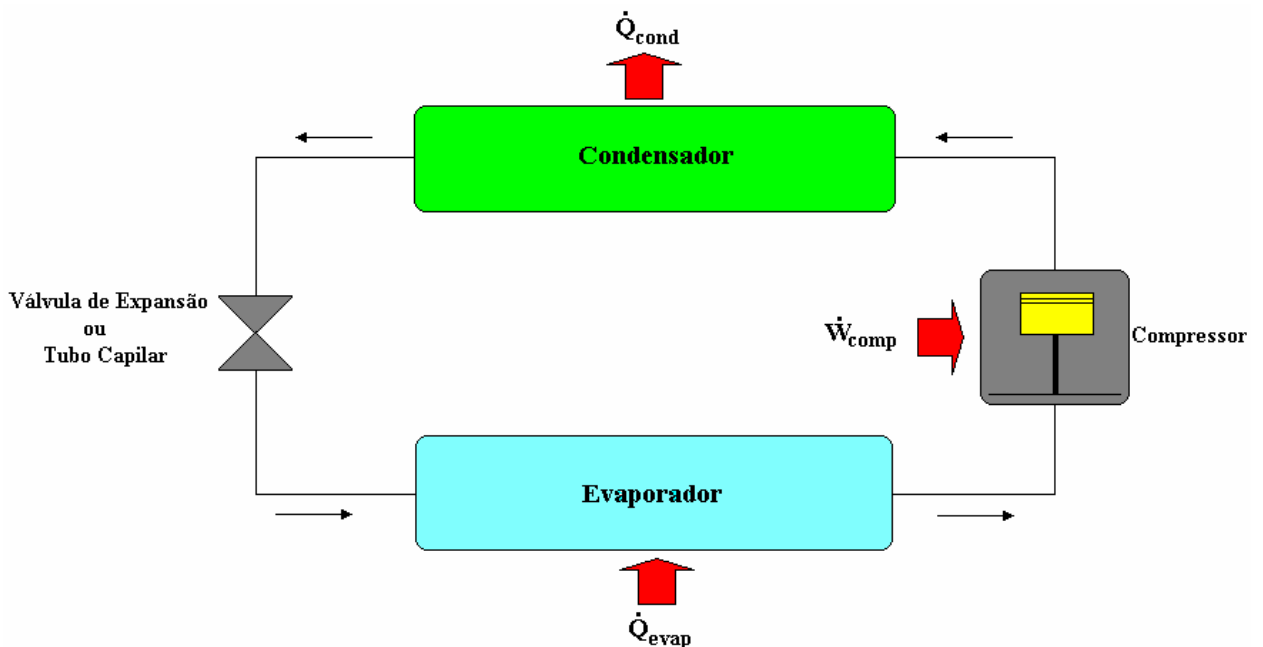


Figura 1.1 – Representação esquemática de um ciclo de refrigeração padrão.

O escoamento dessas misturas ricas em óleo lubrificante é encontrado especificamente nos canais de lubrificação, nos mancais e nas folgas entre as partes móveis do compressor,

tais como a folga entre o pistão e o cilindro dos compressores alternativos e a folga radial entre o pistão rolante e o cilindro dos compressores rotativos. Nessas folgas têm-se a formação de um filme fino de lubrificante, cuja viscosidade e continuidade são fatores extremamente importantes para uma boa lubrificação. Um fator agravante no escoamento desse filme lubrificante é a possibilidade de liberação de refrigerante da mistura e a formação de bolhas de vapor de refrigerante, em função da redução da solubilidade do refrigerante no óleo com a queda de pressão. Dependendo da magnitude da queda de pressão, pode ocorrer inclusive a formação de espuma no escoamento. Tanto as condições do escoamento como as de lubrificação são sensivelmente alteradas pelo surgimento do escoamento bifásico. Se houver o surgimento de espuma, o problema torna-se ainda mais complexo, pois, além do comportamento do escoamento de espuma ser bastante distinto daquele do escoamento bifásico convencional, o espumamento afeta o valor da viscosidade e a continuidade do filme lubrificante, o que influencia o desgaste das partes móveis e o aumento da potência consumida pelo compressor. Um estudo desse tipo de escoamento bifásico, com ou sem formação de espuma por si só, pode permitir uma melhor descrição do funcionamento das diversas partes dos compressores de refrigeração.

Uma breve revisão bibliográfica sobre o estudo do escoamento de misturas óleo-refrigerante revela que a maioria dos trabalhos refere-se a misturas de refrigerante contaminado com pequenas quantidades de óleo. Para as misturas ricas em óleo encontram-se poucos trabalhos publicados, tanto experimentais como analítico-numéricos. Entre os poucos trabalhos experimentais encontrados sobre o escoamento de misturas ricas em óleo estão os realizados por Lacerda (2000), Poiate Jr. (2001) e por Castro (2006). Os dois primeiros autores estudaram experimentalmente o escoamento bifásico com formação de espuma da mistura óleo mineral - refrigerante R12 ao longo de um tubo reto de secção constante, enquanto que Castro (2006) estudou o mesmo problema utilizando uma mistura óleo sintético

Freol α 10 e R134a. Trabalhos de simulação computacional desse tipo de escoamento foram realizados por Gasche (1996) e por Grandó (2001). Gasche (1996) simulou o escoamento da mistura óleo-R22 ao longo da folga radial (canal convergente-divergente) de compressores rotativos de pistão rolante usando o modelo homogêneo e um modelo de escoamento de espuma. Grandó (2001) simulou o escoamento bifásico das misturas óleo mineral-R12 e óleo sintético-R134a ao longo de um tubo reto de seção constante. O modelo desenvolvido por Grandó (2001) foi validado usando os dados experimentais de Lacerda (2000) e Poiate Jr. (2001) para o escoamento da mistura óleo mineral-R12. Usando o mesmo modelo, o autor também simulou o escoamento da mistura óleo sintético-R134a sem, entretanto, validar experimentalmente seus resultados.

1.2 Escopo do Trabalho

Neste trabalho desenvolveu-se um modelo numérico para prever o comportamento do escoamento bifásico com formação de espuma de uma mistura composta por óleo sintético Freol α 10 e refrigerante R134a ao longo de um tubo reto de 5,7 m de comprimento e 3,22 mm de diâmetro interno. Os resultados da simulação computacional são confrontados com dados experimentais obtidos por Castro (2006).

O escoamento bifásico é dividido em duas regiões, em função da fração de vazio (razão entre o volume ocupado pela fase vapor e o volume total ocupado pelo fluido). Na primeira região, onde as frações de vazio são baixas, aplica-se o modelo homogêneo para descrever o escoamento. Na segunda região, onde a fração de vazio alcança valores elevados, usa-se um modelo de lei de potência (não-newtoniano) para prever o comportamento do escoamento, uma vez que resultados de visualização mostram o surgimento de espuma nesta região. As principais variáveis do escoamento de interesse imediato são as distribuições de pressão e temperatura ao longo do tubo.

Os objetivos específicos do trabalho são:

- Desenvolver um modelo numérico para a simulação do escoamento bifásico, com formação de espuma, da mistura óleo Freol α 10-refrigerante R134a ao longo de um tubo reto de secção constante que seja capaz de fornecer as distribuições de pressão, temperatura, concentração, título, fração de vazio e de outras variáveis ao longo do escoamento;
- Realizar a validação do modelo, confrontando os resultados obtidos com os resultados experimentais de Castro (2006);
- Após a validação, gerar resultados numéricos para explorar o fenômeno físico em outras condições de operação;
- Realizar um estudo para identificar os principais parâmetros do modelo de escoamento de espuma.

1.3 Estrutura do Trabalho

O trabalho está organizado em seis capítulos e quatro apêndices. No primeiro capítulo apresentam-se as considerações preliminares, a justificativa e o contexto no qual o trabalho está inserido. No segundo capítulo é apresentada uma ampla revisão bibliográfica dos trabalhos já realizados no estudo das misturas óleo-refrigerante, assim como sobre reologia de espumas. No terceiro capítulo é feita a descrição do modelo físico e de suas hipóteses simplificativas, assim como da formulação matemática, da metodologia e procedimento de solução numérica das equações governantes do escoamento. No quarto capítulo é feita a comparação entre os resultados obtidos experimentalmente por Castro (2006) com os obtidos pelo modelo, com o objetivo de validar o modelo. O quinto capítulo é reservado para a exploração do modelo numérico considerando diferentes condições de operação, bem como a

comparação dos resultados de simulações para diferentes misturas óleo-refrigerante. No sexto capítulo apresentam-se as conclusões gerais e as sugestões para trabalhos futuros.

No Apêndice A estão relacionadas as equações auxiliares para o cálculo da solubilidade, densidade, viscosidade e entalpia da mistura óleo sintético Freol α 10 e R134a. No Apêndice B apresentam-se as equações para as misturas óleo sintético EMKARATE RL10H-R134a e óleo mineral SUNISO 1GS-R12, originalmente obtidas por Grandó (2001). O Apêndice C mostra em detalhes o procedimento iterativo de cálculo da vazão em massa do escoamento a partir da concentração de refrigerante na entrada. Finalmente, no Apêndice D é feito um estudo dos modelos de viscosidade homogênea utilizados no trabalho.

CAPÍTULO 2

REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

2.1 Introdução

O estudo da interação entre o óleo lubrificante e o fluido refrigerante nos sistemas de refrigeração já é realizado há algum tempo, formando uma base para a melhor compreensão do funcionamento e, principalmente, para a otimização do desempenho do sistema. Entretanto, a maior parte dos esforços dos pesquisadores tem se concentrado no estudo de misturas onde o óleo é o contaminante, como ocorre comumente nos trocadores de calor e no dispositivo de expansão (válvula de expansão ou tubo capilar). No compressor, onde a mistura é formada por óleo contaminado por refrigerante, têm-se poucas informações disponíveis sobre os mecanismos de lubrificação e selagem que são diretamente afetados pelos fenômenos de absorção e liberação de refrigerante no óleo.

Outro fenômeno também pouco conhecido é a dinâmica do escoamento da espuma que pode se formar a partir da liberação intensa de refrigerante com a queda de pressão quando a mistura óleo-refrigerante escoar pelos diversos canais do compressor. Portanto, para o bom projeto do sistema de refrigeração como um todo, o conhecimento das características das misturas ricas em óleo é tão fundamental quanto o conhecimento das características das misturas ricas em refrigerante.

Neste capítulo, é apresentada uma ampla revisão bibliográfica dos principais trabalhos dedicados ao estudo das misturas óleo-refrigerante, tanto das misturas ricas em refrigerante

como das misturas ricas em óleo. Em complemento, serão apresentados os principais aspectos reológicos das espumas, revisando alguns trabalhos relacionados ao estudo do escoamento de espumas aquosas assim como de espumas formadas pela mistura óleo-refrigerante.

2.2 Misturas Óleo-Refrigerante Ricas em Refrigerante

Nos últimos anos, a maior parte dos trabalhos relacionados à área de refrigeração e condicionamento de ar tem se dedicado ao estudo das novas misturas de refrigerantes hidrofluorcarbono (HFC) e óleos lubrificantes sintéticos. Parte dessas pesquisas concentra-se no estudo do comportamento do escoamento de refrigerantes contaminados com pequenas quantidades de óleo, objetivando analisar a influência do óleo na dinâmica e nas propriedades de transferência de calor dessas misturas.

Nessa linha, Bassi e Bansal (2003) realizaram um estudo do escoamento com condensação de misturas compostas por refrigerante R134a e óleo sintético poliol éster em tubos horizontais lisos. A partir de dados de pressão e temperatura obtidos experimentalmente, os autores avaliaram o coeficiente de transferência de calor médio, para concentrações de óleo na mistura de 2 e 5% em massa. Os resultados mostraram uma queda no coeficiente de transferência de calor médio de 5 e 10%, respectivamente, em relação à condensação do refrigerante puro.

Cho e Tae (2000) e Cho e Tae (2001) também realizaram experimentos para a investigação do efeito da contaminação dos óleos poliol éster e mineral na evaporação e na condensação dos refrigerantes R407C e R22 respectivamente, em uma tubulação reta microaletada com curva de retorno tipo “U”. Tomando como parâmetros de controle o título na entrada da seção de testes e os fluxos de massa e de calor, os autores reportaram um aumento na queda de pressão global de 21% para a evaporação do R22 e de 19% para a evaporação do R407C, quando a concentração em massa de óleo aumentou de 0 para 5%.

Para o processo de condensação, o aumento na queda de pressão global foi de 25% para o R22 e 20% para o R407C. O coeficiente de transferência de calor médio de condensação no trecho reto antes da curva chegou a diminuir cerca de 35% para o R22 e 30% para o R407C com o aumento de 0 para 5% na concentração mássica de óleo. Entretanto, o coeficiente de transferência de calor médio de evaporação diminuiu com o aumento da quantidade de óleo para algumas condições de operação e aumentou para outras. Em uma determinada condição de operação, o coeficiente de transferência de calor médio de evaporação no trecho antes da curva aumentou com o aumento da concentração de óleo até concentrações em torno de 3%. Além deste valor, o coeficiente de transferência de calor diminuiu continuamente com o aumento da concentração de óleo. Segundo os autores, os coeficientes de transferência de calor de condensação e de evaporação podem aumentar ou diminuir com o aumento da concentração de óleo no refrigerante. Isso depende principalmente das condições de título na entrada e de fluxos de massa e de calor no escoamento.

Mais recentemente, Chen *et al.* (2005) reportaram um estudo experimental do escoamento monofásico e bifásico de uma mistura composta por R410A e óleo sintético ISO-32 em uma tubulação em formato de serpentina, com curvas de retorno do tipo “U”. A concentração em massa de óleo foi mantida em 0, 1, 3 e 5%, com títulos na entrada e fluxos de massa que também podiam ser controlados. Os resultados mostraram que a queda de pressão total na tubulação aumenta com o título, com o fluxo de massa e com a concentração de óleo. Uma das principais informações apresentadas por Chen *et al.* (2005) é com respeito à maior influência do óleo lubrificante na queda de pressão do escoamento bifásico para altos títulos. Segundo os autores, isso acontece em razão do aumento da concentração de óleo no refrigerante líquido à medida que o título aumenta. Pelo fato da geometria considerada ser mais próxima à dos trocadores de calor do tipo serpentina (condensadores e evaporadores)

este trabalho apresenta uma contribuição no que diz respeito ao efeito da contaminação de óleo lubrificante no fluido refrigerante sobre a perda de carga nesses equipamentos.

Considerando a presença de pequenas quantidades de óleo lubrificante nos dispositivos de expansão, Motta *et al.* (2002) realizaram estudos de visualização do escoamento do refrigerante semi-azeotrópico R404A contendo de 5,6 a 6,9% (em massa) de óleo poliol éster em tubos capilares adiabáticos. Com o auxílio de câmeras fotográficas e filmadoras, os autores conseguiram observar o comportamento do ponto de vaporização do refrigerante (*flashing point*) e o comprimento da região líquida para os escoamentos do refrigerante puro e contaminado com óleo. Chegaram à conclusão de que o comprimento da região líquida é menor para a mistura do que para o refrigerante isento de óleo. Isso se deve ao aumento da viscosidade do fluido diante da adição de óleo lubrificante, o que adianta o seu ponto de vaporização devido à maior redução da pressão. O fluxo de massa crítico (escoamento bloqueado) também sofreu queda com o aumento da contaminação no refrigerante. Um fato adicional observado pelos autores foi a ocorrência de descargas eletrostáticas na saída do tubo capilar de vidro. Na maioria dos casos, essas descargas apareciam durante períodos altamente transientes (pulsáteis) e sempre no final do tubo onde as velocidades do escoamento eram maiores. A explicação dada foi que nessa região o contato das partículas do fluido com a superfície do vidro provocavam ionização, originando os pulsos luminosos observados. Entretanto, o mesmo acontecimento não foi observado em um tubo de cobre, o que levou os autores a concluir que as características do material do tubo têm influência direta na ocorrência desse fenômeno.

Cremaschi *et al.* (2004 e 2005) realizaram estudos do problema da retenção de óleo lubrificante em algumas partes de sistemas de ar condicionado e bombas de calor de 10kW de potência, utilizando várias combinações refrigerante-óleo: R134a-óleo poliol éster, R134a-óleo polialquileto glicol, R22-óleo mineral, R410A-óleo poliol éster e R410A-óleo mineral.

O experimento foi realizado por meio da injeção de lubrificante em pontos do ciclo (linha de sucção, linha de líquido e nos trocadores de calor) e a sua posterior retirada. A quantidade de óleo retida era obtida da subtração entre as quantidades injetadas e retiradas. Os autores comprovaram que o volume de óleo retido na linha de sucção do compressor, tido como o trecho onde a retenção é mais crítica, é diretamente proporcional à quantidade de óleo injetada (concentração) e inversamente proporcional ao fluxo de massa. Isso é devido ao fato de que as altas velocidades à que o refrigerante gasoso está submetido são capazes de vencer as forças viscosas do filme formado pelo lubrificante nas paredes da linha de sucção, o que facilita o retorno do óleo ao compressor. Porém, na linha de líquido essa tendência é invertida, ou seja, maiores fluxos de massa implicaram em maior quantidade de óleo retido. A explicação dada pelos autores foi que com o aumento da vazão da mistura, a vazão de óleo também aumentava na mesma proporção para a concentração de óleo mantida constante. Portanto, a massa de óleo que atravessa a linha de líquido por unidade de tempo era maior, aumentando assim a quantidade de óleo retido. Outro parâmetro chave foi o grau de miscibilidade entre o refrigerante e o lubrificante: as misturas menos miscíveis apresentaram maior deposição de óleo em todos os trechos considerados. Nos trocadores de calor e na linha de líquido esse aumento chegou a ser de 60% em relação às misturas de maior miscibilidade.

Alguns autores se concentraram no estudo da caracterização do coeficiente de transferência de calor na ebulição em piscina de refrigerantes contaminados com óleo, como foram os casos de Mohrlock *et al.* (2001) e Kedzierski (2003). Mohrlock *et al.* (2001) investigaram experimentalmente o comportamento do coeficiente de transferência de calor para o processo de ebulição em piscina do refrigerante R507, diante da adição de frações em massa de óleo lubrificante poliol éster até 10%. As geometrias utilizadas foram um tubo de cobre de superfície lisa e outro de mesmo material de superfície rugosa, ambos uniformemente aquecidos em seu comprimento. Para ambos os tubos o coeficiente de

transferência de calor aumentou com o aumento do fluxo de calor e da temperatura de saturação, e caiu com o aumento da concentração de óleo. Para o tubo liso em temperaturas de saturação superiores a $0,2^{\circ}\text{C}$ e frações mássicas de óleo acima de 3%, o coeficiente de transferência de calor aumentou com o fluxo de calor até fluxos entre 40 e 60 kW/m^2 , mantendo-se constante para fluxos de calor maiores. Já para o tubo de superfície rugosa, esse fato foi observado para temperaturas de saturação a partir de $-19,9^{\circ}\text{C}$ e concentrações mais altas (5 e 10%). Isso aconteceu devido à tendência de maior imiscibilidade entre o óleo e o refrigerante à medida que a temperatura de saturação e a concentração de óleo na mistura aumentaram, fatores esses que contribuíram para a queda do coeficiente de transferência de calor.

Kedzierski (2003) elaborou um modelo semi-teórico para a predição do coeficiente de transferência de calor para a ebulição em piscina de misturas óleo-refrigerante em uma superfície horizontal plana e rugosa. O modelo é baseado na formação de uma camada de excesso de lubrificante na superfície aquecida, em decorrência da evaporação do refrigerante líquido. O autor considera duas hipóteses principais. Na primeira, é assumido que a camada de excesso é formada exclusivamente por lubrificante puro. Na segunda hipótese o autor assume que o perfil de temperaturas da camada limite térmica pode ser aproximado por uma função linear dentro da camada de excesso de óleo lubrificante e por uma função exponencial fora desta camada. Um parâmetro adimensional para a função exponencial foi ajustado a partir do correlacionamento entre a massa de lubrificante excedente por unidade de área superficial da placa e o fluxo de calor na placa (ambos dados experimentais disponíveis) numa tentativa de generalização do modelo. Propriedades termofísicas e de transporte do refrigerante e do lubrificante são requeridas para o fechamento do modelo. Os resultados mostraram que o modelo prevê o coeficiente de transferência de calor para o refrigerante

R123 contaminado com três tipos de óleos minerais naftênicos dentro de um erro de até 10% em relação a resultados experimentais obtidos por outros autores.

Outros trabalhos que merecem ser citados são os de Lottin *et al.* (2003a e 2003b) que elaboraram um modelo numérico para a simulação e análise de um sistema de refrigeração operando com refrigerante R410A e óleo lubrificante sintético poliol éster ISO 32. Na modelagem foram levadas em conta a estimativa das eficiências do compressor, o coeficiente de transferência de calor no evaporador e no condensador e o uso de válvula de expansão termostática ou eletrônica. A validação experimental do código computacional foi feita por meio de resultados obtidos de um protótipo de sistema de refrigeração devidamente instrumentado e com os parâmetros de operação controláveis. Os autores reportaram que os resultados das simulações não apresentaram mudanças significativas nas capacidades de troca de calor e na potência elétrica exigida pelo sistema para concentrações de óleo no ciclo abaixo de 0,5% em massa. Para concentrações acima desse valor, o óleo começa a influenciar negativamente no sistema. Na comparação entre as duas válvulas de expansão, notou-se o melhor desempenho da válvula termostática. Para contaminação de óleo de 5%, o sistema simulado com a válvula de expansão termostática apresentou queda de 19% em seu coeficiente de performance (COP) em relação ao escoamento de refrigerante puro, enquanto que para o uso da válvula de expansão eletrônica a queda no coeficiente de performance do sistema foi de 24%. Na análise focada nos trocadores de calor, foram considerados diversos modelos para o cálculo dos coeficientes de transferência de calor de evaporação e condensação, visando obter as melhores comparações entre os resultados das simulações e os dados experimentais. Foi percebida uma queda contínua no coeficiente de transferência de calor médio do condensador quando a concentração de óleo no sistema aumentava de 0,5 para 5%. Para o evaporador, o coeficiente de transferência de calor médio foi máximo quando a concentração foi igual a 0,1%, diminuindo para concentrações maiores.

Uma parte dos trabalhos encontrados na literatura dedica-se à determinação das curvas pressão-temperatura-solubilidade para misturas óleo-refrigerante através do estudo do equilíbrio de fases líquido-vapor. Entre esses, podem ser citados os trabalhos de Jeng *et al.* (2001) e Fleming e Yan (2003). Jeng *et al.* (2001) estudaram a pressão de vaporização dos refrigerantes R410A e R407C na presença de contaminações dos óleos sintéticos ISO-32 e ISO-100 até 50% em massa. Os autores verificaram que a pressão de vaporização cai sensivelmente com o aumento da concentração de óleo lubrificante para temperaturas de saturação acima de 25°C, considerando o R-410A misturado com ambos os óleos. Para temperaturas de saturação inferiores não foram observadas grandes variações da pressão de saturação na faixa de concentrações analisadas. No entanto, para o R407C contaminado com qualquer um dos óleos, a insensibilidade da pressão de vaporização diante da concentração de lubrificante se estende para temperaturas de saturação de até 50°C. Os autores justificaram esta ocorrência em função da natureza zeotrópica do refrigerante R407C.

Também na mesma linha, Fleming e Yan (2003) elaboraram um modelo matemático baseado na teoria do equilíbrio termodinâmico das fases líquido-vapor para a determinação das curvas de pressão-temperatura-concentração de misturas óleo-refrigerante ricas em refrigerante, que necessita somente das propriedades termofísicas de cada componente em ambas as fases. Os resultados obtidos com os refrigerantes simples R134a e R22 e a mistura binária R507a (50% R125, 50% R143a em massa), todos contaminados com óleo poliol éster Castrol® SW46 mostraram concordância satisfatória com dados experimentais fornecidos pelo fabricante do óleo. Somente para o refrigerante R507a, o modelo não previu os resultados com precisão, para temperaturas de saturação superiores a 20°C.

Outro trabalho interessante foi desenvolvido por Andrade *et al.* (1999), que realizaram medições experimentais da velocidade do som numa mistura líquida de R22 e óleo lubrificante sintético alquilbenzênico, para diferentes concentrações mássicas de lubrificante.

O método é baseado na emissão de um pulso ultra-sônico através de uma secção onde escoam a mistura óleo-refrigerante. Este sinal é captado por um sensor na outra extremidade da secção transversal dentro de um intervalo de tempo que depende da velocidade do som na mistura. Sabe-se que a velocidade do som na mistura varia com a temperatura e a concentração de óleo, visto que a velocidade do som no óleo puro é de 2 a 3 vezes maior em relação ao refrigerante puro. Esta metodologia também mostrou ser capaz de estimar a concentração de lubrificante em tempo real do escoamento e sem a necessidade de retirada de amostras da mistura. Entretanto, tem funcionalidade somente para misturas completamente miscíveis. Uma das desvantagens do método é a realização da calibragem dos sensores com a medição da velocidade do som em misturas com concentrações conhecidas numa dada temperatura, processo que mostrou consumir muito tempo. Com a intenção de eliminar esse tempo de calibração e de suprir a falta de dados na literatura a respeito da velocidade do som em misturas óleo-refrigerante, os autores sugeriram um modelo simplificado para o cálculo da velocidade do som nas misturas em função da concentração de óleo. O modelo consiste na hipótese da separação do óleo e do refrigerante em duas camadas distintas de fluido. A velocidade do som é então escrita em função da densidade e da velocidade do som do refrigerante e do óleo puros e da concentração. Para o confronto dos resultados experimentais com os preditos pelo modelo, as concentrações de lubrificante foram consideradas entre 2 e 25% sob uma faixa de temperatura que variava de 16 a 41°C. Os autores reportaram uma boa concordância entre os resultados (erro de aproximadamente 2%) para concentrações até 10% e temperaturas abaixo de 29,4°C. Fora desta faixa, o modelo subestimou os resultados em até 95% em relação aos dados experimentais. Por isso, sugeriram que fatores de correção fossem encontrados para uma melhor adaptação do modelo em relação aos dados experimentais.

2.3 Misturas Óleo-Refrigerante Ricas em Óleo

Um levantamento bibliográfico sobre o escoamento de misturas óleo-refrigerante mostra que apesar da maioria dos trabalhos referirem-se à mistura de refrigerante contaminado pelo óleo, avanços importantes foram dados nos últimos 10 anos em relação ao conhecimento das misturas óleo-refrigerante ricas em óleo, questão de fundamental importância do ponto de vista do projeto, análise e desenvolvimento de compressores usados em sistemas de refrigeração.

Entre estes, pode-se mencionar o trabalho de Cianciar *et al.* (2000) que compararam o desgaste entre as partes móveis de compressores herméticos alternativos operando com o refrigerante R134a, para dois tipos de óleos lubrificantes sintéticos: o poliol éster (POE) e o polivinileter (PVE). Foram consideradas várias condições de testes, desde as mais brandas até as mais severas (altas temperaturas e pressões de sucção e descarga do compressor). Verificou-se então uma redução drástica na vida útil do compressor quando submetidos às condições severas de operação, independentemente do lubrificante utilizado. Segundo os autores, o desgaste abrasivo mais intenso ocorreu nas peças de alumínio em contato com as partes de aço, formando fragmentos de material removido que circulavam com o refrigerante pelo sistema, podendo provocar o entupimento do tubo capilar. Uma outra observação feita pelos autores foi que o lubrificante PVE pareceu ter maior tendência em reagir quimicamente com a superfície de alumínio em relação ao lubrificante POE. Sinais de micro pontos de corrosão foram notados com maior intensidade nas peças de alumínio, porém os autores não conseguiram encontrar uma explicação plausível para esta ocorrência, sugerindo estudos adicionais para a sua melhor compreensão.

Jonsson (1999), num estudo voltado para as propriedades de lubrificação das misturas óleo-refrigerante, realizou experimentos para a medição da viscosidade e da espessura do filme lubrificante formado pela adição de refrigerante R134a em óleos sintéticos poliol éster.

As medições foram realizadas em diferentes tipos de óleos ISO VG 32 e ISO VG 68 (que diferem entre si pela quantidade de estruturas ramificadas em suas cadeias) para frações mássicas de refrigerante variando entre 0 e 40% com condições de pressão e temperatura fixadas. Os resultados mostraram que os lubrificantes com maior número de ramificações em suas estruturas possuem viscosidades mais altas, quando não misturados com refrigerante. Isto acontece porque o grande número de grupos metil das ramificações interage entre si formando uma resistência para o movimento do fluido. Porém, na medida em que refrigerante é adicionado, a viscosidade sofre queda mais brusca quanto maior for o número de ramificações estruturais do óleo lubrificante. Uma explicação para este fato também está nas ramificações estruturais do lubrificante que passam a interagir menos entre si devido ao alojamento das moléculas de refrigerante em suas redondezas. As medições da espessura do filme lubrificante foram realizadas em um equipamento simulador de movimentos em mancais para condições de pressão e temperatura constantes. Como dependem diretamente da viscosidade, as maiores espessuras estavam relacionadas com as misturas mais viscosas. Uma queda de 18% na viscosidade efetiva chegou a representar a redução na espessura do filme lubrificante de 11% para um dos óleos testados. Estudos deste tipo, porém, considerando condições dinâmicas nas medições da viscosidade e da espessura da camada de líquido, seriam mais interessantes para o entendimento do funcionamento do compressor.

Takigawa *et al.* (2002) também mediram experimentalmente a viscosidade e a solubilidade dos refrigerantes HFCs R125, R134a, R143a e R32 em óleos sintéticos alquibenzenos (BAB 15 e BAB 32). A viscosidade da mistura foi medida em um viscosímetro de pistão oscilante e a solubilidade por meio da retirada de amostragem em um vaso com pressão e temperatura controlada. Adicionalmente às medições experimentais, foi elaborado um modelo genérico para prever o comportamento da solubilidade e da viscosidade, a partir da hipótese de misturas ideais. Para a modelagem da solubilidade do refrigerante no óleo, foi

utilizada a equação cúbica de estado de Peng-Robinson-Stryjek-Vera para descrever o equilíbrio de fases vapor-líquido. Para a viscosidade, uma equação empírica com um único parâmetro ajustável foi usada. Os autores frisaram que, apesar do comportamento altamente não ideal das misturas HFC-óleos sintéticos alquíbenzenos, foi observada uma boa concordância entre os resultados gerados pelo modelo e os experimentais.

Tesser *et al.* (2003) realizaram um trabalho experimental para misturas óleo-refrigerante ricas em óleo, obtendo curvas de pressão-temperatura-concentração para misturas compostas por refrigerantes HFC (R32, R134a, R143a e R125) e óleo lubrificante comercial perfluoro poliéter. A faixa de temperaturas de saturação considerada foi de -10 a 50°C , atingindo pressão de vaporização acima de 30 bar para concentrações em massa de refrigerante de até 50%. Estes dados foram correlacionados pela aplicação do modelo estendido de Flory-Huggins que consiste basicamente em um método de otimização de funções não-lineares. Esse método ajustou bem os dados experimentais para praticamente toda a faixa de concentração de refrigerante analisada.

Barbosa Jr. *et al.* (2004) investigaram a predição da queda de pressão devido ao atrito para o escoamento bifásico do óleo mineral SUNISO 1GS contaminado com refrigerante R12 em um tubo cilíndrico longo de pequeno diâmetro, sendo que diversas metodologias para o cálculo dos multiplicadores bifásicos foram verificadas. Embora essas metodologias sejam aplicáveis com certa confiabilidade no escoamento bifásico de refrigerante puro, nenhuma se mostrou coerente com dados de queda de pressão obtidos experimentalmente para a mistura óleo-refrigerante. Visando suprir esta dificuldade, os autores propuseram uma modificação num dos multiplicadores bifásicos de Chisholm (1967), levando em consideração a presença de óleo e o domínio dos efeitos de inércia sobre os efeitos de empuxo e de tensão superficial do escoamento. Essa correlação prevê a queda de pressão no escoamento com um desvio r.m.s. de 26% em relação aos dados experimentais. Os autores recomendaram o uso desta

correlação, pelo menos como uma estimativa preliminar, para outras misturas com propriedades termodinâmicas similares (como, por exemplo, a mistura R134-óleo éster), porém sem apresentar nenhuma comprovação experimental.

Recentemente, Fukuta *et al.* (2004) realizaram medições experimentais do índice de refração de misturas óleo-refrigerante para diferentes concentrações de refrigerante. Foram estudados os óleos sintéticos polialquilenoglicol e poliviniléter, e o óleo mineral parafínico contaminados com os refrigerantes R134a, R32, R125, R410A e R600a. O procedimento experimental baseia-se na incidência de um feixe de raio laser através da mistura armazenada em uma câmara pressurizada de paredes transparentes. A luz é refletida por uma superfície espelhada situada no fundo da câmara e captada por sensores óticos que medem o desvio dos raios incidente e refletido. Testes preliminares mostram que os índices de refração do refrigerante e do óleo puros situam-se em faixas diferentes para as temperaturas consideradas (de 30 a 50°C), permitindo assim a realização do experimento para qualquer concentração de refrigerante. Os resultados indicaram que o índice de refração das misturas miscíveis diminui quase que linearmente com a concentração de refrigerante e que a temperatura apresentou pouca influência nos resultados. Porém, para misturas com grau de miscibilidade muito baixo, o método não se mostrou aplicável.

Em um outro trabalho com misturas óleo-refrigerante com altas quantidades de óleo, Fukuta *et al.* (2005) caracterizaram experimentalmente os processos transientes de absorção e desorção do isobutano (R600a) em óleos minerais. Os resultados para a absorção mostraram que o processo evolui lentamente por difusão da superfície para a parte inferior do óleo no recipiente. Por meio de um modelo de difusão unidimensional, mostraram que o coeficiente de difusão aumenta linearmente com a temperatura. No processo de desorção, observou-se que com a depressurização do cilindro, o desprendimento do refrigerante se inicia pela superfície da mistura líquida. O líquido na superfície torna-se então mais denso em relação às

camadas inferiores, em virtude da menor densidade do isobutano, originando um ciclo de convecção natural na mistura líquida. Dependendo da velocidade de despressurização, temperatura do óleo e concentração inicial do refrigerante, pode ocorrer o espumamento da mistura o que dá origem a um pico instantâneo da quantidade de refrigerante que se desprende da mistura.

Silva (2004) também estudou diferentes modelos numéricos para a simulação do processo transiente de absorção dos refrigerantes R12 e R134a, respectivamente pelos óleos mineral SUNISO 1GS e sintético EMKARATE RL10H. O objetivo foi descrever o comportamento da mistura e, de forma indireta, estimar o coeficiente de difusão, confrontando os resultados numéricos para a queda de pressão no sistema com dados experimentais em diversas temperaturas. Seus resultados mostraram que o modelo que melhor representou o comportamento do coeficiente de difusão foi um modelo transiente bidimensional que considerava a variação da altura da fase líquida e os gradientes de velocidade no líquido decorrente da convecção natural durante o processo.

2.4 Aspectos Gerais Sobre Espumas

2.4.1 Definição

Segundo Kraynik (1988), uma espuma é um fluido estruturado em que bolhas de gás estão separadas por um filme fino de líquido e a fração volumétrica da fase contínua de líquido é pequena. A espessura do filme líquido varia de 1 a 10nm e as regiões de interseção destes filmes são denominadas *plateau borders*. Comumente, uma espuma é simplesmente definida como uma dispersão de bolhas de gás em um líquido, onde o gás ocupa normalmente a maior parcela do volume, Calvert (1990).

Usualmente, as espumas são caracterizadas pela fração de vazio, que é a razão entre o volume de gás e o volume total. Teoricamente, as espumas devem possuir frações de vazio

compreendidas entre 0,5 e 0,95. Um valor de fração de vazão muito comum, de acordo com Winkler *et al.* (1994), é 0,7. Entretanto, em algumas situações não é obvio identificar se um material bifásico é ou não uma espuma. Essa distinção é vital em situações de escoamento, visto que as propriedades de uma espuma são muito diferentes daquelas do escoamento bifásico convencional, Calvert (1990).

Geralmente, uma espuma aquosa (bolhas de ar dispersas em água) pode ser gerada de duas formas. Uma delas é através da redução brusca da pressão de um líquido supersaturado com gás (como nos refrigerantes populares), ou pela formação local de gás (como na fermentação). Nestes casos, a nucleação das bolhas de gás é o processo mais importante. A outra maneira de gerar uma espuma aquosa é por meios mecânicos, através da injeção de gás por meio de pequenas aberturas ou por agitação.

2.4.2 Aplicações

Aplicações envolvendo espumas em processos industriais modernos cresceram substancialmente nos últimos anos. Espumas são usadas para melhorar a extração de óleo e em operações de furação na indústria de petróleo. A natureza altamente viscosa das espumas beneficia o transporte de particulados em operações de furação e limpeza de poços. As espumas também são usadas para transportar carvão pulverizado em tubulações. Além disso, são veículos atrativos para dispersar pigmentos e outros tratamentos superficiais em papel de revestimento e acabamento de tecido, onde o gasto de energia na secagem é importante, Kraynik (1988).

A indústria de higiene pessoal descobriu que a espuma é um dos fatores dominantes na determinação do valor comercial de produtos cosméticos tais como sabonetes, shampoos, cremes de barbear, pastas dentais entre outros. Espumas também têm sido usadas crescentemente em materiais de construção e de isolamento.

Entre todas as aplicações envolvendo espumas, o combate a incêndios foi uma das fontes motivadoras para os primeiros estudos de escoamento de espuma em dutos. Ao contrário da água, que agita e espalha o fogo em líquidos menos densos como o petróleo, a espuma cobre e extingue o fogo por abafamento. Embora ainda sejam usadas principalmente no combate a incêndios de líquidos, as espumas também encontram aplicações em controle de incêndios em florestas e, mais recentemente, em supressão de explosão, onde são usadas para absorver a energia durante a detonação do explosivo.

O comportamento e a formação de espuma também são importantes na lubrificação por filme fluido e na selagem. Óleos podem conter uma grande quantidade de gás dissolvido e, devido à queda de pressão e aumento de temperatura dentro dos mancais e outras partes mecânicas, a solubilidade do gás diminui e uma intensa liberação de gás ocorre, resultando na formação de espuma. A lubrificação é grandemente afetada pela presença de espuma e muitas pesquisas ainda são necessárias para melhor entender e controlar a sua formação e seu impacto no desempenho dos mancais, Prata (1986).

2.4.3 Reologia da Espuma

O primeiro estudo sistemático divulgado sobre reologia de espuma foi elaborado por Sibree (1934), revelando seu comportamento não-newtoniano. Estudos subsequentes confirmaram estas observações, Kraynik (1988). As espumas são, virtualmente, os únicos fluidos não-newtonianos compressíveis. É bem conhecido, também, que a relação entre tensão e taxa de deformação não é única para as espumas, Winkler *et al.* (1994).

Todos os resultados preliminares mostram uma redução na viscosidade efetiva da espuma com o aumento da taxa de deformação, caracterizando um comportamento pseudoplástico, Calvert (1989). Análises mais detalhadas de resultados quantitativos, suplementados por experimentos de visualização do escoamento, revelam que a espuma

possui uma tensão de escoamento, τ_e , abaixo da qual não se deforma. Acima desta tensão a espuma se deforma de uma maneira não-linear, observando-se uma queda da viscosidade efetiva com o aumento da tensão, efeito este denominado de *shear thinning* (pseudoplásticos). Este comportamento típico pode ser observado na Fig. 2.1, que apresenta a relação entre a tensão e a taxa de deformação.

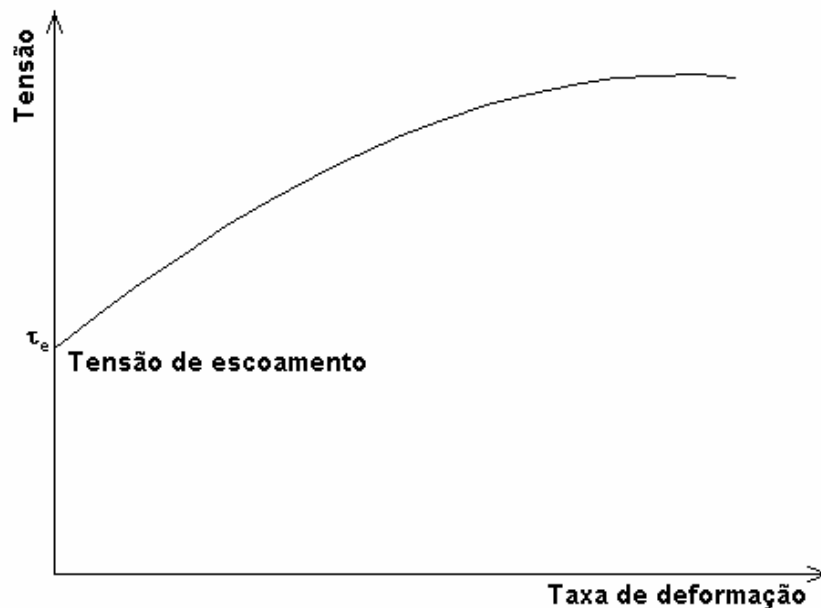


Figura 2.1 – Relação tensão-taxa de deformação típica de uma espuma.

Outra importante característica reológica das espumas, segundo o consenso entre vários pesquisadores, é o seu deslizamento nas paredes do duto por onde está escoando. Isso permite que haja escoamento mesmo que a tensão de cisalhamento na parede seja menor do que a tensão de escoamento da espuma, Calvert (1989). Próximo da superfície sólida, a migração de bolhas conduz à formação de uma camada rica em líquido, que é responsável pelo efeito de deslizamento entre a espuma e a parede. Esta camada pode ser idealizada como uma camada de lubrificante separando a espuma da superfície sólida. Portanto, este deslizamento é meramente uma descrição macroscópica conveniente da condição de contorno na parede. Em nível microscópico, a fina camada de líquido não desliza sobre a superfície sólida, Kraynik (1988).

Observações experimentais do comportamento reológico têm mostrado que as espumas são altamente viscosas. Usualmente, a viscosidade efetiva das espumas, uma vez removido o efeito de deslizamento, é várias centenas de vezes maior (por volta de 200 vezes, em casos típicos) a viscosidade da base líquida, Calvert (1990). Medições sistemáticas incluindo a tensão de escoamento, deslizamento na parede e a função viscosidade de espumas (viscosidade efetiva em função da taxa de deformação) acima da tensão de escoamento não têm sido apresentadas, Kraynik (1988). Dados experimentais da viscosidade de espumas são relativamente difíceis de obter devido à interação existente entre a estrutura da espuma, medidas geométricas e reologia. Os dados de viscosidade de espumas existentes na literatura são freqüentemente duvidosos, pois as dimensões das bolhas não têm sido medidas simultaneamente, Gasche (1996).

Uma considerável quantidade de investigações teórica e experimental ainda deve ser realizada para estabelecer os efeitos quantitativos da reologia interfacial das espumas, não somente de suas propriedades viscosas, mas também de outros aspectos como viscoelasticidade e deslizamento em superfícies sólidas, Edwards e Wasan (1996).

2.4.4 Escoamento de Espumas

Aparentemente, o conhecimento do escoamento de espumas tem sido perseguido por mais de 60 anos. Em contraste, apenas recentemente a estrutura da espuma e sua reologia têm sido relacionadas para explorar o escoamento de espuma. Os últimos trabalhos dedicados a este assunto estão associados à indústria de gás e petróleo, particularmente à tecnologia de extração de petróleo. Uma boa revisão da literatura existente é fornecida por Nutt e Burley (1989).

Segundo Kraynik (1988), dois regimes de escoamento podem ser distinguidos, comparando o comprimento de escala característico da estrutura da espuma, l (que pode ser a

dimensão média das bolhas), e o comprimento de escala característico do escoamento, L (que pode ser o diâmetro do duto): macro e microescoamento. O escoamento de espuma em um duto é um macroescoamento típico, desde que $l \ll L$. Calvert (1989) define o macroescoamento como um escoamento homogêneo, onde as velocidades das fases líquida e gasosa são iguais. Enquanto a descrição do meio contínuo pode ser aplicada ao escoamento, a relação constitutiva da espuma não será linear e a condição de contorno usual de não deslizamento nas superfícies sólidas pode não ser válida, Kraynik (1988).

A mesma complexidade reológica é encontrada nos microescoamentos, onde $l \sim L$. Escoamentos de espuma em meios porosos exemplificam este regime, no qual os conceitos da teoria do meio contínuo, tais como a viscosidade da espuma, são inválidos, pois as dimensões das bolhas são comparáveis às dimensões dos poros. A estrutura da espuma claramente depende da razão l/L . Kraynik (1988) é uma referência para modelos micromecânicos de reologia de espumas.

Devido à grande proporção de gás presente na espuma (frações de vazio na faixa de 70 a 99% são comuns), o escoamento de espuma também pode assumir características compressíveis. Em velocidades suficientemente altas, variações de pressão devidas ao escoamento podem ser suficientes para alterar a densidade da espuma. Cálculos de ordem de grandeza sugerem que a velocidade do som em uma espuma pode chegar a valores muito baixos, 24 m/s em algumas condições (a velocidade do som na água e no ar são, respectivamente, de 1500 e 340 m/s), Calvert (1989).

Dois outros efeitos de compressibilidade podem ocorrer. O primeiro, o qual se aplica igualmente para espumas em repouso, está relacionado ao aumento de pressão no interior de pequenas bolhas devido à tensão superficial. Isto causa a difusão de gás das pequenas para as grandes bolhas, resultando em um aumento líquido na dimensão das bolhas com o tempo, o que reduz a densidade da espuma. Este efeito é desprezível em relação a outros fenômenos,

em situações de escoamento homogêneo (*bulk flow*), Calvert (1989). O outro efeito é a variação da densidade em função da variação da pressão, comumente encontrada nos escoamentos em dutos. Esta variação de pressão pode alterar significativamente a densidade da espuma. Este efeito é mais difícil de ser ignorado e um modelo adequado deve ser utilizado, Calvert (1989).

Apesar das espumas serem fluidos bifásicos, as propriedades do escoamento de uma espuma são muito distintas daquelas do escoamento bifásico convencional. A queda de pressão no escoamento de espumas, quando calculada pelos meios usados nos escoamentos bifásicos convencionais, pode ser muito diferente dos dados experimentais. Por exemplo, para o escoamento de uma espuma aquosa de razão de expansão (razão entre o volume de espuma e o volume de líquido) igual a 8, em uma tubulação de 4 m de comprimento, 6,35 mm de diâmetro, numa vazão de 1,7 l/mim, a queda de pressão experimental é de 94,5 kPa. Nestas mesmas condições, usando o parâmetro de Lockart-Martinelli, a queda de pressão calculada pelo modelo de escoamento bifásico convencional resulta em 1,03 kPa, um valor 92 vezes menor. Numa bateria de 400 experimentos, a razão média entre os valores medidos e os calculados foi de 188, e a menor razão por volta de 10, Calvert (1990).

Utilizando uma metodologia semelhante à de Calvert (1990), Burley e Shakarin (1992) estudaram experimentalmente a queda de pressão e o fluxo de massa em tubos capilares, para espumas iônicas e aniônicas, assim como a reologia dessas espumas, como parte do estudo da eficiência da espuma na extração de óleo em meios porosos. Chegaram à conclusão de que a fração de vazão da espuma influi sobre os principais parâmetros que a representam (tensão de escoamento, viscosidade aparente e deslizamento na parede) e, portanto, influi na vazão e na queda de pressão ao longo do escoamento.

Tokura *et al.* (1997) estudaram a queda de pressão no escoamento de espumas aquosas em dutos circulares e retangulares. Também utilizando o modelo de Calvert (1990), previram

a queda de pressão no escoamento com o conhecimento da espessura da camada de líquido na parede, estimada como a espessura das lamelas entre as bolhas, uma vez que a sua medição ainda é difícil.

Briceño e Joseph (2003) estudaram experimentalmente as características do escoamento de espumas aquosas em um canal retangular e em um tubo cilíndrico, ambos de secção constante, estimando a espessura da camada de líquido na parede: de 6 a 8 μm no canal retangular e de 10 a 12 μm no tubo cilíndrico para as condições de escoamento verificadas. Chegaram também à conclusão de que a camada de líquido se forma através do colapso das bolhas de gás em contato com a parede. Essa formação depende tanto da tensão de cisalhamento como das propriedades de molhamento da parede da tubulação.

Em um trabalho considerando a variação brusca na secção transversal do duto, Deshpande e Barigou (2001) investigaram o escoamento vertical ascendente de espumas aquosas em expansões e contrações súbitas, procurando verificar a influência da geometria do escoamento na estrutura da espuma. Os autores reportaram então que para espumas com baixas frações de vazio (*wet foams*), a fração de líquido cai substancialmente à jusante do ponto de variação brusca da área da seção transversal, tanto para a expansão quanto para a contração, o que resulta numa intensa recirculação de líquido à montante deste ponto. Isso acontece em virtude das zonas de estagnação que se formam nos cantos do ponto de variação da área, fazendo com que o líquido fique retido. Na expansão súbita, onde essa ocorrência pareceu mais crítica, as bolhas chegaram a entrar em colapso formando uma região inundada logo após o ponto de variação da área, o que alterou significativamente a estrutura da espuma à jusante do escoamento. Entretanto, espumas com altas frações de vazio (*dry foams*) mostraram melhores propriedades elásticas, se adaptando mais facilmente à expansão e à contração, sem danos consideráveis em sua estrutura ao longo do escoamento.

Herzhaft (2002) elaborou um estudo sobre o efeito do deslizamento na parede nas características reológicas de espumas aquosas utilizando um reômetro de placas paralelas. De acordo com os experimentos, quando aplicada uma taxa de deformação constante na espuma, observou-se um período de instabilidade no início do escoamento, onde a estrutura da espuma está se desenvolvendo e a tensão de cisalhamento, espessura da camada de líquido e velocidade de deslizamento são variáveis. Após certo tempo, o regime permanente foi atingido e as propriedades permaneceram aproximadamente constantes. O efeito do deslizamento na parede foi fisicamente eliminado por meio da utilização de uma superfície rugosa no reômetro e modelado segundo a lei de potência de Heschel-Bulkley com a correção de Oldroyd-Jastrzebski para a velocidade de deslizamento. Tal correção, baseada na hipótese de que a velocidade de deslizamento é dependente da tensão de cisalhamento na parede e do diâmetro da tubulação (folga entre as placas), mostrou-se adequada na previsão dos resultados experimentais. Uma investigação visual da textura da espuma também foi conduzida e chegou-se a conclusão de que as propriedades reológicas dependem fortemente da dimensão e da disposição das bolhas.

Prosseguindo com seu trabalho de caracterização reológica das espumas aquosas, Herzhaft *et al.* (2005) desta vez realizaram os testes em um reômetro de tubulação de recirculação, a fim de garantir as medições em regime permanente. Como reportado por Burley e Shakarin (1992), os resultados da visualização mostraram que a fração de vazio da espuma tem influência direta na distribuição e na dimensão das bolhas, bem como na reologia da espuma: quanto maior a fração de vazio, maior a população de bolhas de maior diâmetro. Foi reportado também que para frações de vazio abaixo de 60% a espuma se comporta como um fluido quase-newtoniano com viscosidade aparente medida praticamente constante para a faixa de taxa de deformação considerada. A explicação é que as bolhas de gás estão bem dispersas umas das outras e o comportamento da viscosidade é governado pelas interações

hidrodinâmicas, podendo ser descrito com boa aproximação, por modelos de viscosidade originalmente propostos para emulsões e soluções não diluídas. Por outro lado, para frações de vazio da espuma acima de 60%, o comportamento não-newtoniano é observado com a queda gradual da viscosidade para altas taxas de deformação, associado ao aparecimento de uma tensão de escoamento que também aumenta com a fração de vazio. Desta vez, o modelo de Herschel-Bulkley levou em consideração, na tensão de escoamento, os efeitos de distribuição e da área interfacial de contato entre as bolhas.

Tisné *et al.* (2003) realizaram medições diretas em regime permanente da tensão de cisalhamento na parede para espumas aquosas escoando em um duto horizontal de secção quadrada, usando um método eletroquímico. O método consiste basicamente na redução de íons ferricianeto $[\text{Fe}(\text{CN})_6]^{3-}$ de eletrodos de platina (sondas) devidamente posicionados nas paredes superior, inferior e em uma das laterais numa secção do duto. É gerada uma corrente elétrica proporcional à quantidade de massa removida dos eletrodos e, conseqüentemente, à tensão de cisalhamento na parede. Para que esse método seja viável, deve-se certificar se a espessura da camada limite de difusão de massa é menor do que a espessura do filme líquido na parede. A espessura do filme líquido é então medida simultaneamente por meio da condutância de uma porção do filme entre dois eletrodos montados na parede (método de condutimetria). Para a condição de teste na qual a fração de vazio foi fixada em 70%, a velocidade média da espuma em 2 cm/s e a queda de pressão total no duto em 600 Pa/m, os resultados mostraram grandes flutuações temporais nos sinais captados, o que sugere a não-uniformidade da espessura do filme líquido e da tensão de cisalhamento. As espessuras variaram de aproximadamente 55 a 70 μm para a parede lateral inferior, de 10 a 65 μm no centro da parede lateral e de 3 a 35 μm na parede superior do duto. Para os sinais eletroquímicos, não houve quase nenhuma oscilação da tensão de cisalhamento para a parede inferior e grandes oscilações na parede superior.

Também usando o método de condutimetria, Tisné *et al.* (2004) utilizaram a mesma bancada experimental para validar o método teórico proposto por Bretherton (1961), que é baseado na determinação da espessura da camada de líquido para o escoamento de uma bolha de gás em um tubo capilar. As medições foram realizadas na parede superior do duto, considerando a menor espessura do filme captada pela sonda no meio da parede. Os autores mostraram que para números de capilaridade equivalentes, os resultados das medições experimentais concordaram bem com os do modelo em uma determinada faixa de condições.

Um outro trabalho experimental que pode ser citado é o de Dollet *et al.* (2005), que estudaram o escoamento bidimensional de espumas aquosas ao redor de obstáculos circulares fixos. Foram realizadas medições da força de arrasto e da queda de pressão no escoamento em função de alguns parâmetros controláveis, como a vazão, volume das bolhas, viscosidade da espuma e dimensão dos obstáculos. Os resultados mostraram que tanto a força de arrasto sobre o corpo como a queda de pressão (esta última avaliada para se ter idéia da dissipação viscosa entre as bolhas) aumentaram com o aumento da vazão, da viscosidade da espuma, do diâmetro dos obstáculos e com a diminuição da dimensão das bolhas. Os autores concluíram ainda que esses resultados evidenciam o comportamento viscoplástico da espuma diante das situações apresentadas.

No escoamento de misturas óleo-refrigerante, a formação de espuma é importante no processo de lubrificação por filme de fluido e selagem, como já citado anteriormente. Óleos podem conter uma grande quantidade de gás dissolvido e, devido à queda de pressão e/ou o aumento da temperatura dentro dos mancais ou outras partes do compressor, a solubilidade do refrigerante no óleo diminui e uma intensa liberação de gás pode ocorrer, resultando a formação de espuma. Entretanto, os trabalhos relacionados com o escoamento de misturas óleo-refrigerante com a formação de espuma são raros na literatura aberta.

Dentre as poucas contribuições encontradas, pode-se citar o trabalho de Gasche (1996), que efetuou um estudo analítico/numérico do vazamento de gás refrigerante ao longo da folga radial de compressores rotativos de pistão rolante, no qual um modelo de escoamento bifásico, incluindo a formação de espuma, foi desenvolvido para simular o vazamento de refrigerante R22. Nesse problema, o vazamento de gás, na verdade, é causado pelo escoamento da mistura óleo-R22 ao longo de um canal convergente-divergente, chamado de folga radial. Devido à grande queda de pressão existente ao longo do escoamento, ocorre uma grande redução da solubilidade do refrigerante no óleo, o que promove a liberação de uma grande quantidade de refrigerante na forma de bolhas, originando um escoamento de espuma. O modelo de Calvert (1990) foi utilizado para modelar o escoamento bifásico quando a fração de vazio ultrapassa certo valor limite característico do escoamento de espuma. Abaixo deste valor foi utilizado o modelo de escoamento homogêneo para simular o escoamento bifásico convencional. Entretanto, os resultados do modelo não puderam ser validados devido à inexistência de dados experimentais na literatura.

Lacerda (2000) e Poiate Jr. (2001) mediram as distribuições de pressão e de temperatura do escoamento bifásico de uma mistura composta por óleo mineral SUNISO 1GS e refrigerante R12 ao longo de um tubo reto de secção constante. Os resultados de ambos os autores mostraram duas regiões características do escoamento: na parte inicial do escoamento, o gradiente de pressão e a temperatura permaneceram constantes, o que indica a predominância uma região de escoamento monofásico; e uma região de gradiente de pressão e de distribuição de temperatura variáveis, onde o escoamento bifásico, inclusive com formação de espuma, foi o padrão de escoamento predominante. A visualização do escoamento permitiu que os autores comprovassem o surgimento de uma região de escoamento de espuma.

Um trabalho de modelagem computacional do escoamento bifásico com formação de espuma de misturas óleo-refrigerante foi realizado por Grandó (2001). Neste trabalho, o autor

simula o escoamento de duas misturas ao longo de um tubo reto de secção constante. O escoamento de uma mistura composta por óleo mineral e R12 foi inicialmente modelado e os resultados foram validados por meio dos dados experimentais de Lacerda (2000) e Poiate Jr. (2001), mostrando uma boa concordância. O mesmo modelo foi usado para simular o escoamento de uma outra mistura composta por óleo éster poliol e R134a. Entretanto, para essa mistura, o autor não confronta os dados com resultados experimentais. O modelo de escoamento desenvolvido por Grandó (2001) é semelhante ao modelo usado por Gasche (1996), entretanto, o autor inclui a equação da conservação de energia em seu modelo, podendo com isto, obter o perfil de temperatura ao longo do escoamento.

Mais recentemente, Castro (2006) realizou um estudo semelhante aos de Lacerda (2000) e Poiate Jr. (2001), desta vez utilizando uma mistura formada por óleo sintético Freol α 10 e refrigerante R134a, obtendo resultados similares para as distribuições de pressão e temperatura do escoamento. Os resultados experimentais obtidos por Castro (2006) servirão de base para a validação do modelo numérico proposto no presente trabalho.

Neste trabalho desenvolveu-se um modelo numérico semelhante ao de Grandó (2001) para prever o comportamento do escoamento bifásico com formação de espuma de uma mistura composta por óleo sintético Freol α 10 e refrigerante R134a ao longo de um tubo reto de 5,7 m de comprimento e 3,22 mm de diâmetro interno. Os resultados numéricos são comparados com os dados experimentais obtidos por Castro (2006).

CAPÍTULO 3

MODELAGEM FÍSICA E MATEMÁTICA DO PROBLEMA

3.1 Introdução

No presente capítulo serão apresentados os aspectos da modelagem do escoamento bifásico com formação de espuma de uma mistura composta por óleo lubrificante e refrigerante em um duto longo horizontal de diâmetro constante. No modelo físico, definem-se a geometria e a descrição dos diferentes regimes do escoamento. No modelo matemático, as equações diferenciais governantes do problema são apresentadas com suas hipóteses simplificativas. Finalmente, apresentam-se a metodologia e o procedimento de solução.

3.2 Modelo Físico

O problema de interesse é prever o comportamento de uma mistura formada por óleo lubrificante e fluido refrigerante, rica em óleo, escoando em um tubo cilíndrico longo horizontal de comprimento L e secção circular constante de diâmetro D . Dependendo das condições pré-estabelecidas para a mistura na entrada do tubo, até três diferentes regimes de escoamento podem ocorrer. Se a mistura estiver sub-saturada na entrada ou houver a presença de efeitos de metaestabilidade para uma mistura saturada, o regime de escoamento monofásico de uma mistura líquida e homogênea é inicialmente observado.

Para o primeiro modelo, que considera a mistura sub-saturada na entrada do tubo, a mistura entra no tubo com uma concentração menor do que a concentração de saturação (solubilidade) da mistura nas condições de pressão e temperatura de entrada. Neste caso, o escoamento da mistura na região de entrada do tubo é monofásico. Devido aos efeitos viscosos do fluido, a pressão da mistura diminui ao longo do escoamento, diminuindo assim o grau de sub-saturação, ou seja, a mistura vai se aproximando cada vez mais do seu estado de saturação local. Em uma determinada posição longitudinal, a concentração da mistura coincide com a solubilidade local, ou seja, a mistura torna-se saturada de refrigerante. Nesta posição em diante, qualquer redução adicional de pressão causa a liberação de refrigerante da mistura na forma de bolhas de vapor, dando origem a um escoamento bifásico. Nesta região, assume-se que a mistura líquida permanece sempre saturada. Portanto, assume-se que o escoamento passa a se comportar então como um escoamento bifásico onde duas fases distintas são observadas: uma formada pela mistura líquida saturada e outra por vapor refrigerante disperso em pequenas bolhas. Para o segundo modelo, que considera a mistura saturada na entrada do tubo, a mistura escoar em regime monofásico até certa distância, definida pela posição onde se observa experimentalmente o início da redução de temperatura. A partir deste ponto, também se assume que a mistura líquida está sempre saturada, ou seja, que o excedente local de refrigerante na mistura se transforma em vapor.

O escoamento em ambos os modelos prossegue como bifásico (denominado convencional), com pequenas quantidades de bolhas (valores reduzidos de fração de vazio), até que uma determinada fração de vazio, prescrita previamente e denominada fração de vazio limite, é atingida. A partir deste ponto assume-se que o escoamento bifásico se comporta como um escoamento de espuma, onde se aplica um modelo de fluido não-newtoniano para a tensão viscosa. Esses três padrões de escoamento descritos (monofásico, bifásico convencional e de espuma) possuem características dinâmicas muito diferenciadas entre si. A

Fig. 3.1 mostra de maneira simplificada, os regimes de escoamento da mistura óleo-refrigerante considerados neste trabalho.



Figura 3.1 – Regimes de escoamento da mistura óleo-refrigerante.

Deseja-se então determinar as principais características do escoamento tais como os perfis de pressão e temperatura, além da variação de propriedades da mistura como a concentração, o título, a fração de vazio, a densidade e a viscosidade ao longo do escoamento. Para isso, parte-se de um escoamento onde são conhecidos o fluxo de massa, as características geométricas e alguns parâmetros na entrada da tubulação: pressão, temperatura e concentração inicial de refrigerante na mistura. A intenção é determinar os perfis e as propriedades da mistura considerando o regime de escoamento vigente em cada trecho do tubo.

No trecho de escoamento monofásico, todas as propriedades, com exceção da pressão, são consideradas constantes, e a queda de pressão se dá exclusivamente devido ao atrito viscoso do fluido com a parede do duto. Com o início do trecho de escoamento bifásico convencional, a presença da fase vapor aumenta gradativamente e a queda de pressão também aumenta em razão da aceleração do fluido. A temperatura do escoamento também diminui, visto que a energia requerida para a mudança de fase é retirada da própria mistura. Para o escoamento em bolhas com baixos títulos, o modelo homogêneo representa bem as propriedades da mistura como médias ponderadas das propriedades das fases líquida e vapor.

O regime de espuma é atingido a partir de uma condição de fração de vazio limite (α_{lim}) que pode depender tanto das condições do escoamento (fluxo de massa, pressão e

temperatura) como da mistura (especificação do refrigerante e do lubrificante). A queda de pressão na região de espuma é mais acentuada e possui comportamento mais complexo do que na região bifásica convencional, devido à sua natureza reológica de fluido não-newtoniano.

Na modelagem do escoamento de espuma, utiliza-se o modelo proposto por Calvert (1990). De acordo com esse modelo, considera-se a existência de uma fina camada de líquido, de espessura δ_s , próxima às paredes do duto, como mostra o esquema da Fig. 3.2. Esta camada atua no sentido de lubrificar o escoamento da espuma, visto que a sua viscosidade é muito menor do que a da espuma. Conseqüentemente, a maior parte da deformação do fluido deve ocorrer nesta região. Esta camada de líquido permite que ocorra o escoamento da espuma mesmo se a tensão de cisalhamento na parede, τ_w , for menor do que a tensão de escoamento da espuma, τ_e . Este escoamento é denominado escoamento pistonado (*plug flow*), em que o perfil de velocidade é uniforme. O aumento da tensão na parede, produzida por um aumento na queda de pressão, desde que ultrapasse a tensão de escoamento, $\tau_w > \tau_e$, provoca o início da deformação da espuma na região próxima à parede. Como pode ser visto na Fig. 3.2, o modelo do escoamento transforma a espessura da camada de líquido em velocidade de deslizamento na parede, u_s .

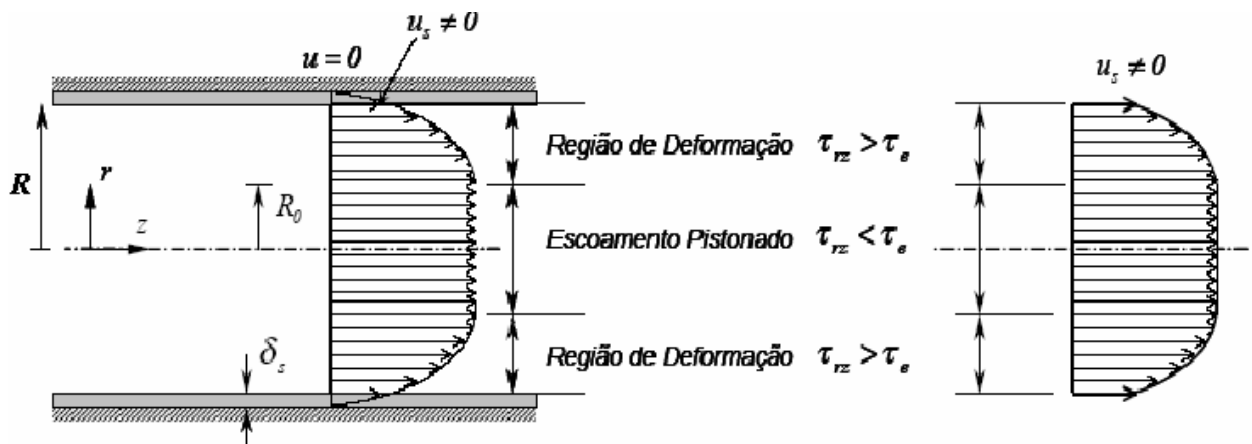


Figura 3.2 – Perfil de velocidades no escoamento de espuma indicando a região central de escoamento pistonado e a equivalência do filme com deslizamento na parede.

3.3 Modelo Matemático

3.3.1 Hipóteses Simplificativas

São admitidas como hipóteses simplificativas do modelo:

- escoamento unidimensional e completamente desenvolvido;
- Regime permanente;
- Fronteiras adiabáticas e impermeáveis;
- Equilíbrio termodinâmico entre as fases líquida e vapor;
- A fase líquida é formada por óleo e refrigerante líquido, enquanto que a fase vapor é formada apenas por refrigerante gasoso;
- A fase líquida é tratada como uma mistura ideal.
- Utilização do modelo homogêneo para a representação das propriedades nas regiões de escoamento bifásico.

3.3.2 Equações Governantes

As equações que regem o escoamento bifásico no interior de um duto de diâmetro interno D , como esquematizado na Fig. 3.3, são as equações da conservação da massa, do balanço de quantidade de movimento (segunda lei de Newton do movimento) e da conservação da energia.

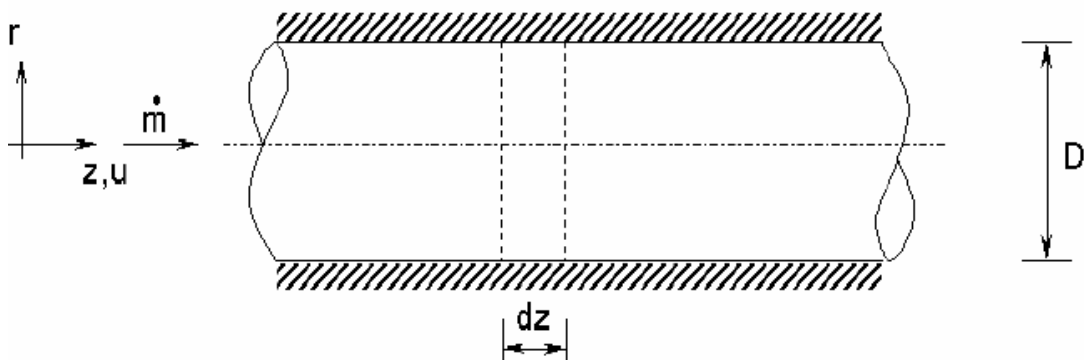


Figura 3.3 – Esquema de um trecho do tubo de diâmetro interno D .

Equação da Conservação da Massa

Para o volume de controle mostrado na Fig. 3.3, considerando o escoamento em regime permanente, pode-se escrever que:

$$\frac{d\dot{m}}{dz} = \frac{d(\bar{\rho}\bar{u}A)}{dz} = 0 \quad (3.1)$$

onde $\bar{\rho}$ é a densidade média do fluido, \bar{u} é a velocidade média na direção do escoamento e

A é a área da secção transversal do tubo. Para A constante,

$$\bar{u} \frac{d\bar{\rho}}{dz} + \bar{\rho} \frac{d\bar{u}}{dz} = 0 \quad (3.2)$$

que ao ser multiplicada por \bar{u} pode ser reescrita como:

$$\bar{u}^2 \frac{d\bar{\rho}}{dz} = -\bar{\rho}\bar{u} \frac{d\bar{u}}{dz} \quad (3.3)$$

Equação da Quantidade de Movimento Linear

A equação da quantidade de movimento linear é obtida inicialmente para o volume de controle diferencial mostrado na Fig. 3.4. Posteriormente esta equação será integrada na direção radial para se obter uma equação unidimensional para o gradiente de pressão. As principais forças atuantes neste volume de controle são: força de atrito viscoso, força devida à diferença de pressão e força devida à aceleração do fluido (causada pela variação da densidade).

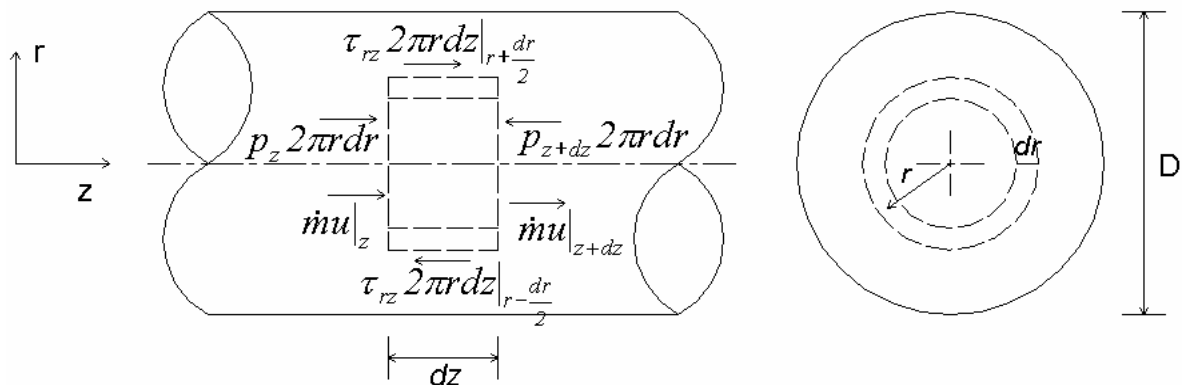


Figura 3.4 – Forças atuantes sobre um elemento diferencial de fluido.

A força de atrito viscoso resultante atuando no volume de controle é dada por:

$$dF_{\text{atrito}} = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r\tau_{rz}) 2\pi r dr dz \quad (3.4)$$

A força resultante devida à diferença de pressão ao longo do escoamento é:

$$dF_{\text{pres}} = -\frac{dp}{dz} 2\pi r dr dz \quad (3.5)$$

A força resultante devida à aceleração do fluido, na qual se considera a sua variação de densidade, é:

$$dF_{\text{acel}} = \bar{\rho} \bar{u} \frac{d\bar{u}}{dz} 2\pi r dr dz \quad (3.6)$$

Deste modo, pelo equilíbrio das forças, tem-se que,

$$dF_{\text{acel}} = dF_{\text{pres}} + dF_{\text{atrito}} \quad (3.7)$$

Substituindo as Eqs. (3.4), (3.5) e (3.6) na equação (3.7) e simplificando o termo Adz , resulta em:

$$\bar{\rho} \bar{u} \frac{d\bar{u}}{dz} = -\frac{dp}{dz} + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r\tau_{rz}) \quad (3.8)$$

Isolando o gradiente de pressão da equação anterior, tem-se que:

$$\frac{dp}{dz} = -\bar{\rho} \bar{u} \frac{d\bar{u}}{dz} + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r\tau_{rz}) \quad (3.9)$$

Finalmente, substituindo a equação da conservação da massa, Eq. (3.3), na equação anterior, obtém-se:

$$\frac{dp}{dz} = \bar{u}^2 \frac{d\bar{\rho}}{dz} + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r\tau_{rz}) \quad (3.10)$$

A modelagem da tensão de cisalhamento, τ_{rz} , diferencia as três regiões do escoamento: escoamento monofásico, escoamento bifásico convencional e escoamento bifásico de espuma. Os próximos itens, (3.3.3), (3.3.4) e (3.3.5), serão dedicados ao tratamento mais detalhado desta tensão. Definindo-se o modelo para a tensão de cisalhamento, pode-se usar a Eq. (3.10)

para calcular o gradiente local de pressão. A integração desta equação na direção z fornece o perfil de pressão ao longo do escoamento.

Equação da Conservação da Energia

Aris (1962) estabelece que a equação da conservação da energia em sua forma diferencial é:

$$\rho \frac{De}{Dt} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{q} + \rho \dot{q} - p \vec{\nabla} \cdot \vec{V} + \overline{\overline{P}} : \overline{\overline{T}} \quad (3.11)$$

onde,

e = energia interna por unidade de massa;

\vec{q} = vetor fluxo de calor;

\dot{q} = geração interna de calor por unidade de massa;

\vec{V} = vetor velocidade;

$\overline{\overline{P}}$ = tensor tensão viscoso;

$\overline{\overline{T}}$ = tensor taxa de deformação.

A derivada $\frac{D(\)}{Dt}$ representa a derivada material e deve ser calculada como:

$$\frac{D(\)}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{V} \cdot \vec{\nabla}(\) \quad (3.12)$$

Para paredes adiabáticas, sem geração interna de calor, desprezando a difusão de calor longitudinal e a dissipação viscosa, a Equação (3.11) torna-se:

$$\rho \frac{De}{Dt} = -p \vec{\nabla} \cdot \vec{V} \quad (3.13)$$

A energia interna pode ser escrita em função da entalpia, h , e do volume específico, v , de acordo com,

$$e = h - pv \quad (3.14)$$

A equação da conservação da massa em sua forma diferencial (Aris,1962) requer que:

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \vec{\nabla} \cdot \vec{V} = 0 \quad (3.15)$$

de onde isolando-se $\vec{\nabla} \cdot \vec{V}$, tem-se:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{V} = -\frac{1}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} = -v \frac{D}{Dt} \left(\frac{1}{v} \right) = \frac{v}{v^2} \frac{Dv}{Dt} = \frac{1}{v} \frac{Dv}{Dt} \quad (3.16)$$

Substituindo as Eqs. (3.14) e (3.16) na Eq. (3.13), resulta em:

$$\rho \frac{D}{Dt} (h - pv) = -\frac{p}{v} \frac{Dv}{Dt} \quad (3.17)$$

ou,

$$\rho \frac{Dh}{Dt} - \rho p \frac{Dv}{Dt} - \rho v \frac{Dp}{Dt} = -\frac{p}{v} \frac{Dv}{Dt} \quad (3.18)$$

Como $\rho = v^{-1}$, então:

$$\frac{Dh}{Dt} = \frac{1}{\rho} \frac{Dp}{Dt} \quad (3.19)$$

Expandindo a derivada material, a equação anterior pode ser reescrita como:

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \vec{V} \cdot \vec{\nabla} h = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial p}{\partial t} + \vec{V} \cdot \vec{\nabla} p \right) \quad (3.20)$$

Para regime permanente e escoamento unidimensional na direção z , a equação anterior torna-se:

$$u \left(\frac{dh}{dz} - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dz} \right) = 0 \quad (3.21)$$

ou ainda,

$$\frac{dh}{dz} - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dz} = 0 \quad (3.22)$$

O primeiro termo da Eq. (3.22) representa os efeitos de desprendimento de gás e o segundo termo representa os efeitos de compressibilidade.

A entalpia, h , da Eq. (3.22) é a entalpia específica total, que envolve as duas fases: a fase líquida, h_l , composta da mistura líquida óleo-refrigerante e a fase vapor, h_g , considerada como sendo formada por refrigerante puro, uma vez que a pressão de vapor do óleo é muito menor do que a do refrigerante. Portanto, pode-se escrever que:

$$h = xh_g + (1-x)h_l \quad (3.23)$$

As equações para o cálculo das entalpias da fase líquida, h_l , e da fase gasosa, h_g , são apresentadas nos Apêndices A e B.

Desenvolvendo a derivada da Eq. (3.23) com relação à direção z , tem-se:

$$\frac{dh}{dz} = \frac{d}{dz}[xh_g + (1-x)h_l] = \frac{d}{dz}[x(h_g - h_l) + h_l] = \frac{d}{dz}[xh_{gl} + h_l] = \frac{dh_l}{dz} + \frac{d}{dz}(xh_{gl}) \quad (3.24)$$

onde h_{gl} é a entalpia de vaporização da mistura.

Substituindo a derivada anterior na equação (3.22) resulta em:

$$\frac{dh_l}{dz} = \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dz} - \frac{d}{dz}(xh_{gl}) \quad (3.25)$$

Finalmente, a entalpia do líquido pode ser escrita em função da pressão e da temperatura utilizando a regra de funções compostas,

$$\left. \frac{\partial h_l}{\partial T} \right|_p \frac{dT}{dz} + \left. \frac{\partial h_l}{\partial p} \right|_T \frac{dp}{dz} = \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dz} - \frac{d}{dz}(xh_{gl}) \quad (3.26)$$

Desta forma, a variação da temperatura ao longo do escoamento se torna-se:

$$\frac{dT}{dz} = \frac{\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dz} - \frac{d}{dz}(xh_{gl}) - \left. \frac{\partial h_l}{\partial p} \right|_T \frac{dp}{dz}}{\left. \frac{\partial h_l}{\partial T} \right|_p} \quad (3.27)$$

Conhecido o gradiente local de pressão (dp/dz), através da solução da Eq. (3.10), e as propriedades termodinâmicas locais (ρ, x, h_g e h_l), a Eq. (3.27) pode ser usada para determinar o gradiente local de temperatura. A integração desta equação na direção z fornece

o perfil de temperatura ao longo do escoamento. Portanto, a solução simultânea das Eqs. (3.10) e (3.27) fornece os perfis de pressão e temperatura nas três regiões do escoamento: monofásica, bifásica convencional e bifásica de espuma.

Nos próximos itens, o modelo de escoamento nessas três regiões será apresentado em detalhes.

3.3.3 Região de Escoamento Monofásico

Como descrito no item 3.2 (Modelo Físico), existe uma região na entrada do tubo com a presença do escoamento monofásico de uma mistura líquida homogênea. Nesta região, a concentração de refrigerante na mistura, w , é constante. A concentração de refrigerante, que é uma propriedade do escoamento, é definida como a massa de refrigerante dissolvida na mistura líquida e é calculada por:

$$w = \frac{m_{rl}}{m_l} \quad (3.28)$$

onde m_{rl} e m_l são, respectivamente, a massa de refrigerante líquido e a massa total da fase líquida.

O valor da concentração de refrigerante influencia nos valores de densidade e de viscosidade da mistura como pode ser observado nos Apêndices A e B. Para a região de escoamento monofásico, o gradiente de pressão é influenciado apenas pelos efeitos viscosos, pois a densidade do escoamento é constante. Portanto, a Eq. (3.10) torna-se:

$$\frac{dp}{dz} = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r \tau_{rz}) \quad (3.29)$$

Integrando a Eq. (3.29) ao longo da direção radial em toda seção transversal, obtém-se:

$$\frac{dp}{dz} = -\frac{2\tau_w}{R} \quad (3.30)$$

onde τ_w é a tensão que o fluido exerce na parede do tubo, considerada positiva. Usando a definição do fator de atrito de Darcy, f ,

$$f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{8}\rho\bar{u}^2} \quad (3.31)$$

A Eq. (3.30) resulta em:

$$\frac{dp}{dz} = -\frac{f}{2} \frac{G^2}{\rho_l D} \quad (3.32)$$

onde $G = \rho_l \bar{u}$ é o fluxo de massa e ρ_l é a densidade da mistura líquida.

O fator de atrito de Darcy é calculado pela correlação de Churchill (1977), que é válida tanto para escoamentos laminares como para escoamentos turbulentos,

$$f = 8 \left[\left(\frac{8}{Re} \right)^{12} + \frac{1}{(A+B)^{3/2}} \right]^{1/12} \quad (3.33a)$$

na qual,

$$A = \left[2,457 \ln \left(\frac{1}{\left(\frac{7}{Re} \right)^{0,9} + 0,27(\varepsilon/D)} \right) \right]^{16} \quad (3.33b)$$

$$B = \left(\frac{37530}{Re} \right)^{16} \quad (3.33c)$$

onde Re é o número de Reynolds e ε/D é a rugosidade relativa na parede do tubo. O número de Reynolds é definido em função das propriedades da fase líquida como,

$$Re = \frac{\rho_l \mu D}{\mu_l} = \frac{4\dot{m}}{\mu_l \pi D} \quad (3.34)$$

onde μ_l é a viscosidade da fase líquida. As equações para o cálculo da densidade e da viscosidade da fase líquida são apresentadas nos Apêndices A e B.

Na região de escoamento monofásico, como a densidade é constante, e considerando que o calor específico a volume constante é função apenas da temperatura, a equação da conservação da energia fornece que:

$$\frac{dT}{dz} = 0 \quad (3.35)$$

Isto significa que na região de escoamento monofásico a temperatura permanece constante. A integração da Eq. (3.35) fornece o perfil de temperatura na região de escoamento monofásico.

Os campos de velocidade e de tensões de cisalhamento na parede podem ser determinados pela equação da quantidade de movimento para a região monofásica:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r \tau_{rz}) = \frac{dp}{dz} \quad (3.36)$$

Considerando o fluido newtoniano,

$$\tau_{rz} = \mu_l \frac{du}{dr} \quad (3.37)$$

Substituindo a Eq. (3.37) na Eq. (3.36), integrando duas vezes e aplicando as condições de contorno: u é finito em $r = 0$ e $u = 0$ em $r = R$, obtém-se o campo de velocidades:

$$u(r) = \frac{1}{4\mu_l} \frac{dp}{dz} (R^2 - r^2) \quad (3.38)$$

A tensão na parede é dada por:

$$\tau_w = \mu_l \left. \frac{du}{dr} \right|_{r=R} = -\frac{dp}{dz} \frac{R}{2} \quad (3.39)$$

3.3.4 Região de Escoamento Bifásico Convencional

A região de escoamento bifásico convencional é marcada pelo início do desprendimento de vapor de refrigerante da mistura líquida saturada. Escoam, então, em conjunto uma fase de

óleo saturado de refrigerante líquido e outra de refrigerante gasoso na forma de bolhas no seio do fluido.

Uma característica importante do modelo adotado deve ser enfatizada. Assume-se que a mistura líquida permanece sempre saturada a partir do momento em que se inicia o processo de mudança de fase. Isto significa que o cálculo da concentração local da mistura líquida é dado pela equação da solubilidade local do refrigerante no óleo, $w_{sat}(p,T)$. Portanto, todo excedente de refrigerante existente localmente na mistura líquida deve se transformar em vapor. Na Fig. 3.5 apresenta-se um esquema do escoamento mostrando o processo de desprendimento de refrigerante.

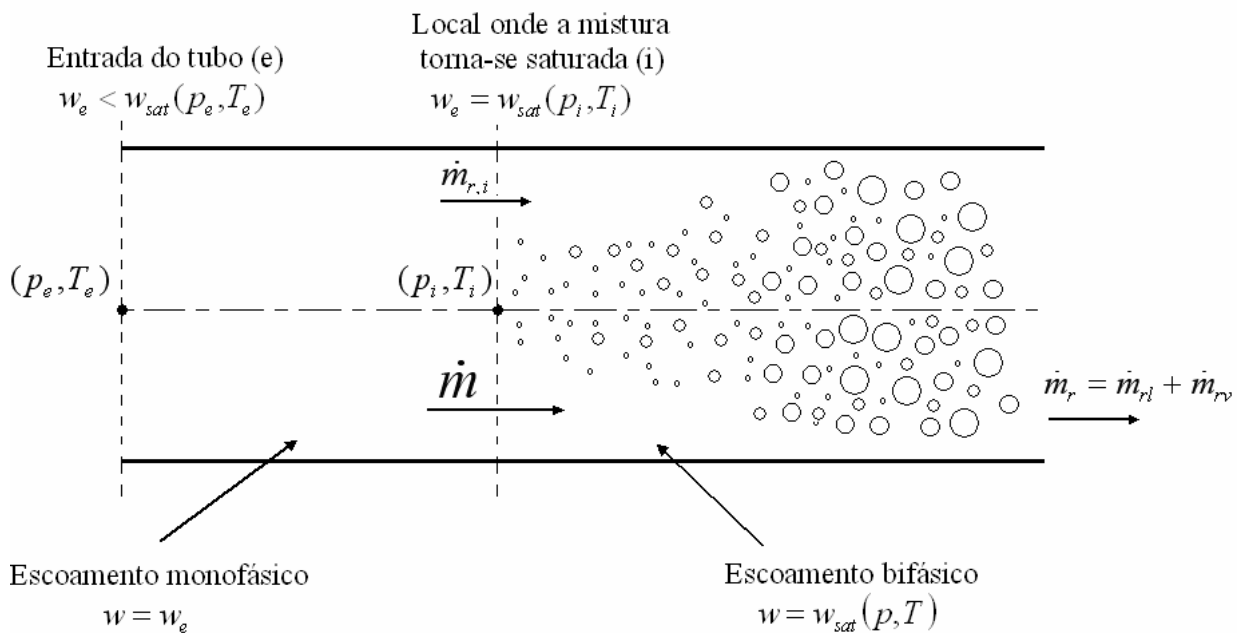


Figura 3.5 – Processo de desprendimento de refrigerante da mistura líquida.

Considerando que o título do escoamento é dado por:

$$x = \frac{\dot{m}_{rv}}{\dot{m}} \quad (3.40)$$

onde \dot{m}_{rv} é a vazão em massa de refrigerante na fase vapor e \dot{m} é a vazão total do escoamento. A conservação da massa de refrigerante requer que:

$$\dot{m}_r = \dot{m}_{rv} + \dot{m}_{rl} \quad (3.41)$$

Lembrando que:

$$\dot{m}_{r,i} = w_e \dot{m} \quad (3.42)$$

$$\dot{m}_{rl} = \dot{m}_l \cdot w_{sat}(p, T) \quad (3.43)$$

onde \dot{m}_l é a vazão da mistura líquida, tem-se que:

$$\dot{m} \cdot w_e = x \dot{m} + \dot{m}_l \cdot w_{sat}(p, T) \quad (3.44)$$

Entretanto,

$$\dot{m}_l = \dot{m} - \dot{m}_{rv} \quad (3.45)$$

o que finalmente fornece:

$$x = \frac{w_e - w_{sat}(p, T)}{1 - w_{sat}(p, T)} \quad (3.46)$$

lembrando que w_e é a concentração de refrigerante estabelecida na entrada do tubo. Portanto, uma vez determinadas a pressão e a temperatura locais, o título local pode ser facilmente calculado pela Eq. (3.46).

A fração de vazio da mistura é a razão entre o volume ocupado pelo gás refrigerante e o volume total da mistura. Considerando a velocidade do escoamento de gás idêntica à do líquido (modelo homogêneo), a fração de vazio local pode ser obtida a como:

$$\alpha = \frac{I}{\left[I + \left(\frac{I}{x} - I \right) \frac{\rho_g}{\rho_l} \right]} \quad (3.47)$$

onde ρ_l e ρ_g são, respectivamente, as densidades das fases líquida e gasosa.

Pelo modelo homogêneo, as pseudopropriedades do fluido bifásico são calculadas a partir de médias ponderadas (no título ou na fração de vazio) das propriedades de cada uma das fases. Desta forma, a densidade média (aparente) é dada por:

$$\bar{\rho} = \alpha \rho_g + (I - \alpha) \rho_l \quad (3.48)$$

Para a viscosidade bifásica, existem vários modelos disponíveis na literatura. Neste trabalho, foram testadas as seguintes correlações:

Correlação de Davidson *et al.* (1943) *apud* Chang e Ro (1996).

$$\bar{\mu} = \mu_l \left[1 + x \left(\frac{v_g - v_l}{v_l} \right) \right] \quad (3.49)$$

Correlação de Isbin *et al.* (1958) *apud* Whalley (1987).

$$\frac{1}{\bar{\mu}} = \frac{x}{\mu_g} + \frac{1-x}{\mu_l} \quad (3.50)$$

Correlação de Akers *et al.* (1959) *apud* Yan e Lin (1998).

$$\bar{\mu} = \mu_l \left[(1-x) + x \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}} \right]^{-1} \quad (3.51)$$

Correlação de Cichitti *et al.* (1960) *apud* Collier (1981), Whalley (1987), Carey (1992), Chang e Ro (1996) e Wongwises e Pirompak (2001).

$$\bar{\mu} = x\mu_g + (1-x)\mu_l \quad (3.52)$$

Correlação de Dukler *et al.* (1964) *apud* Collier (1981), Whalley (1987), Chang e Ro (1996) e Wongwises e Pirompak (2001).

$$\bar{\mu} = \frac{xv_g\mu_g + (1-x)v_l\mu_l}{xv_g + (1-x)v_l} \quad (3.53)$$

Correlação de Beattie e Whalley (1981) *apud* Whalley (1987) e Wongwises e Pirompak (2001).

$$\bar{\mu} = \mu_g \alpha + \mu_l (1-\alpha)(1+2,5\alpha) \quad (3.54)$$

Correlação de Lin *et al.* (1991) *apud* Wongwises e Pirompak (2001).

$$\bar{\mu} = \frac{\mu_g \mu_l}{\mu_g + x^{1,4}(\mu_g - \mu_l)} \quad (3.55)$$

onde μ_l e μ_g são, respectivamente, as viscosidades das fases líquida e vapor. As propriedades do refrigerante no estado gasoso foram obtidas por ajustes de dados, fornecidos por McLinden *et al.*, (1998) [Apêndices A e B].

O cálculo do gradiente de pressão para a região de escoamento bifásico convencional é feito substituindo-se o lado direito da Eq. (3.32) na forma completa da equação da quantidade de movimento linear (3.10), visto que na Eq. (3.32) o termo $-fG^2/(2\rho_l D)$ representa apenas a contribuição dos efeitos viscosos no gradiente de pressão. Neste caso, ρ_l deve ser substituído pela densidade homogênea da mistura $\bar{\rho}$, fornecendo a seguinte equação:

$$\frac{dp}{dz} = \left(\frac{G}{\bar{\rho}}\right)^2 \frac{d\bar{\rho}}{dz} - \frac{f}{2} \frac{G^2}{\bar{\rho}D} \quad (3.56)$$

O fator de atrito é calculado pelas Eqs. (3.33), nas quais o número de Reynolds é definido agora em função das propriedades aparentes,

$$Re = \frac{\bar{\rho}uD}{\bar{\mu}} = \frac{4\dot{m}}{\bar{\mu}\pi D} \quad (3.57)$$

Assim, com a Eq. (3.57) resolvida em conjunto com a Eq. (3.27), determinam-se as variações de pressão e de temperatura ao longo do escoamento bifásico convencional. Para a determinação dos campos de velocidade e de tensões na parede, considera-se a equação da quantidade de movimento (3.10) escrita como:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r\tau_{rz}) = \frac{dp}{dz} - \bar{u}^2 \frac{d\bar{\rho}}{dz} = -g(z) \quad (3.58)$$

onde $g(z)$ é definida como uma variável auxiliar correspondente à parcela da queda de pressão devido ao atrito, que é uma função apenas de z . Considerando que o fluido bifásico se comporta como um fluido newtoniano, a expressão $\tau_{rz} = \bar{\mu} \frac{du}{dr}$ pode ser usada na equação (3.58). Realizando o processo de integração análogo ao da equação (3.36) na região de escoamento monofásico tem-se o perfil de velocidades,

$$u(r) = \frac{g(z)}{4\bar{\mu}}(R^2 - r^2) \quad (3.59)$$

e o a tensão de cisalhamento na parede,

$$\tau_w = \bar{\mu} \left. \frac{du}{dr} \right|_{r=R} = -g(z) \frac{R}{2} \quad (3.60)$$

para cada seção transversal do tubo.

3.3.5 Região de Escoamento Bifásico de Espuma

Quando a formação de bolhas de vapor refrigerante é intensa a ponto da fração de vazio ultrapassar um valor limite, α_{lim} , o fluido passa a ser tratado como uma espuma. A única diferença entre o escoamento bifásico convencional e o de espuma está na modelagem dos efeitos viscosos, uma vez que a espuma se comporta como um fluido não-newtoniano. Calvert (1990) propôs a seguinte relação constitutiva para espumas aquosas, relacionando a tensão de cisalhamento e a taxa de deformação:

$$\tau_{rz} = \tau_e + \kappa \frac{du^n}{dr} \quad (3.61)$$

de onde pode-se escrever também que,

$$|\tau_{rz}| = \tau_e + \kappa \left| \frac{du}{dr} \right|^n \quad (3.62)$$

onde,

$|\tau_{rz}|$ = módulo da tensão de cisalhamento na espuma

τ_e = tensão de escoamento da espuma;

$\left| \frac{du}{dr} \right|$ = módulo da taxa de deformação para o caso de um escoamento unidimensional;

κ, n = parâmetros do modelo não newtoniano.

Isolando o termo viscoso da Eq. (3.10) e integrando ao longo da direção radial, resulta em:

$$\tau_{rz} = \frac{1}{r} \int_0^r \left(\frac{dp}{dz} - u^2 \frac{d\bar{\rho}}{dz} \right) r dr = -\frac{1}{r} \int_0^r g(z) r dr \quad (3.63)$$

Como a tensão de cisalhamento é nula para $r = 0$ então,

$$\tau_{rz} = -g(z) \frac{r}{2} \quad (3.64)$$

Assumindo que o termo de gradiente de pressão é sempre maior que o termo de aceleração, a equação anterior sempre assumirá valores negativos. Assim, tomando o módulo da equação anterior e igualando o resultado com a Eq. (3.62) de Calvert (1990), tem-se:

$$|\tau_{rz}| = \tau_e + \kappa \left| \frac{du}{dr} \right|^n = g(z) \frac{r}{2} \quad (3.65)$$

O gradiente de velocidades é então dado por:

$$\left| \frac{du}{dr} \right| = \kappa^{-\frac{1}{n}} \left[g(z) \frac{r}{2} - \tau_e \right]^{\frac{1}{n}} \quad (3.66)$$

Para se obter o perfil de velocidades na região de deformação da espuma, basta integrar a Eq. (3.66) de um valor qualquer de r , onde a velocidade é $u(r)$, até $r = R$, onde, pela hipótese de escorregamento na parede, $u = u_s$:

$$\int_{u(r)}^{u_s} \frac{du}{dr} dr = -\int_r^R \kappa^{-\frac{1}{n}} \left[g(z) \frac{r}{2} - \tau_e \right]^{\frac{1}{n}} dr \quad (3.67)$$

o que resulta em:

$$u(r) = u_s + \frac{2n\kappa^{-\frac{1}{n}}}{g(z)(n+1)} \left[\left(g(z) \frac{R}{2} - \tau_e \right)^{\frac{n+1}{n}} - \left(g(z) \frac{r}{2} - \tau_e \right)^{\frac{n+1}{n}} \right] \quad (3.68)$$

A Eq. (3.60) é válida apenas para a região de deformação da espuma, ou seja, enquanto a tensão de cisalhamento τ_{rz} for superior à tensão de escoamento da espuma, τ_e . Assumindo que em $r = R_0$, a tensão de cisalhamento $\tau_{rz} = \tau_e$, tem-se pela Eq. (3.65) que:

$$|\tau_{rz}| = \tau_e = g(z) \frac{R_0}{2} \quad (3.69)$$

Assim, a dimensão radial do escoamento pistonado é dada por:

$$R_0 = \frac{2\tau_e}{g(z)} \quad (3.70)$$

Para a determinação de $u(R_0)$, denominado de u_0 , basta substituir o valor de r por R_0 na Eq. (3.68), o que fornece:

$$u(R_0) = u_0 = u_s + \frac{2n\kappa^{\frac{1}{n}}}{g(z)(n+1)} \left(g(z) \frac{R}{2} - \tau_e \right)^{\frac{n+1}{n}} \quad (3.71)$$

Observa-se das Eqs. (3.68) e (3.71) que é necessário estimar a velocidade de deslizamento na parede (u_s). Segundo Calvert (1990), a tensão de cisalhamento na parede pode ser calculada em função da viscosidade do líquido (μ_l), da velocidade de deslizamento e da espessura da camada de líquido (δ_s). Para uma película extremamente fina molhando a superfície interna do duto, assume-se que o perfil de velocidades é linear e, portanto,

$$\left(\frac{du}{dr} \right)_{r=R} = -\frac{u_s}{\delta_s} \quad (3.72)$$

Assumindo que a camada de líquido se comporta como um fluido newtoniano, pode-se calcular a tensão na parede por:

$$\tau_w = \mu_l \left. \frac{du}{dr} \right|_{r=R} = -\mu_l \frac{u_s}{\delta_s} \quad (3.73)$$

Mas,

$$\tau_w = \tau_{rz}|_{r=R} = -g(z) \frac{R}{2} \quad (3.74)$$

o que resulta em:

$$u_s = g(z) \frac{R\delta_s}{2\mu_l} \quad (3.75)$$

Calvert e Nezhati (1987) sugerem uma maneira para calcular a espessura da camada de líquido em função do diâmetro médio das bolhas, d_b , e da razão de expansão da espuma, E :

$$\delta_s = \frac{2d_b}{3(E-1)} \quad (3.76)$$

onde a razão de expansão da espuma pode ser escrita em função da fração de vazão,

$$E = \frac{\alpha}{1-\alpha} \quad (3.77)$$

Em função da inexistência de dados para o diâmetro médio das bolhas para o caso específico da mistura óleo/R-134a, a espessura da micro-camada de líquido será estimada. Calvert (1990) estima uma espessura de 1 a 10 μm para espumas aquosas típicas. Esse intervalo também será usado nas simulações deste trabalho.

A integração do perfil de velocidades em uma seção transversal do tubo fornece a vazão total do escoamento em função do gradiente de pressão local. Assim,

$$\dot{m} = \int_A \bar{\rho} u dA \quad (3.78)$$

A integração do perfil de velocidades será separada na região de escoamento pistonado ($0 \leq r < R_0$) e na região de deformação da espuma ($R_0 \leq r < R$). Deste modo, com as Eqs. (3.68) e (3.71), tem-se:

$$\dot{m} = \int_0^{R_0} \bar{\rho} u_0 2\pi r dr + \int_{R_0}^R \bar{\rho} u(r) 2\pi r dr \quad (3.79)$$

O resultado desta integração pode ser organizado da forma,

$$\dot{m} = \dot{m}_1 + \dot{m}_2 + \dot{m}_3 + \dot{m}_4 \quad (3.80)$$

onde cada termo do lado direito da equação (3.80) pode ser considerado uma função implícita do gradiente de pressão, de modo que:

$$\dot{m}_1 = F_1(dp/dz) = \frac{\bar{\rho}\pi R^3 \delta_s}{2\mu_l} g(z) \quad (3.81a)$$

$$\dot{m}_2 = F_2(dp/dz) = \frac{\bar{\rho}\pi R^2 2n\kappa^{\frac{1}{n}}}{g(z)(n+1)} \left[g(z) \frac{R}{2} - \tau_e \right]^{\frac{n+1}{n}} \quad (3.81b)$$

$$\dot{m}_3 = F_3(dp/dz) = -\frac{\bar{\rho}\pi 16n^2 \kappa^{\frac{1}{n}} \tau_e}{[g(z)]^3 (n+1)(2n+1)} \left[g(z) \frac{R}{2} - \tau_e \right]^{\frac{2n+1}{n}} \quad (3.81c)$$

$$\dot{m}_4 = F_4(dp/dz) = -\frac{\bar{\rho}\pi 16n^2 \kappa^{\frac{1}{n}}}{[g(z)]^3 (n+1)(3n+1)} \left[g(z) \frac{R}{2} - \tau_e \right]^{\frac{3n+1}{n}} \quad (3.81d)$$

O problema que surge é que não é possível explicitar diretamente dp/dz das Eqs. (3.81). Para isto, utiliza-se o método iterativo de Newton-Raphson:

$$\frac{dp}{dz} = \frac{dp^*}{dz} - \frac{F(dp/dz^*)}{F'(dp/dz^*)} \quad (3.82)$$

onde dp/dz^* é um valor inicialmente estimado ou o valor anterior do processo iterativo.

Naturalmente, esta equação deve ser resolvida até que $|dp/dz - dp/dz^*|$ seja menor do que uma tolerância previamente prescrita. Nas presentes simulações a tolerância adotada foi de 10^{-7} . A função $F(dp/dz)$ é definida como a função erro entre o fluxo de massa calculado através da integração dos perfis de velocidade e o fluxo de massa total do escoamento, dada por:

$$F(dp/dz) = F_1(dp/dz) + F_2(dp/dz) + F_3(dp/dz) + F_4(dp/dz) - \dot{m} \quad (3.83)$$

A derivada $F'(dp/dz^*)$ é determinada a partir da regra da cadeia, com:

$$F'(dp/dz) = \frac{dF}{dg} \frac{dg}{d(dp/dz)} \quad (3.84)$$

onde $\frac{dg}{d(dp/dz)} = g'$, portanto:

$$F'(dp/dz) = F_1'(dp/dz) + F_2'(dp/dz) + F_3'(dp/dz) + F_4'(dp/dz) + F_5'(dp/dz) \quad (3.85)$$

onde,

$$F_1'(dp/dz) = \frac{\bar{\rho}\pi R^3 \delta_s}{2\mu_l} g' \quad (3.86a)$$

$$F_2'(dp/dz) = \frac{\bar{\rho}\pi R^3 \kappa^{-\frac{1}{n}}}{g} \left[g \frac{R}{2} - \tau_e \right]^{\frac{1}{n}} g' \quad (3.86b)$$

$$F_3'(dp/dz) = -\frac{\bar{\rho}\pi R 2n\kappa^{-\frac{1}{n}}}{g^2(n+1)} \left(R + \frac{4\tau_e}{g} \right) \left[g \frac{R}{2} - \tau_e \right]^{\frac{n+1}{n}} g' \quad (3.86c)$$

$$F_4'(dp/dz) = -\frac{\bar{\rho}\pi 8n\kappa^{-\frac{1}{n}}}{g^3(n+1)} \left(R - \frac{6n\tau_e}{g(2n-1)} \right) \left[g \frac{R}{2} - \tau_e \right]^{\frac{2n+1}{n}} g' \quad (3.86d)$$

$$F_5'(dp/dz^*) = \frac{\bar{\rho}\pi 8n\kappa^{-\frac{1}{n}}}{g^3(n+1)} \left(\frac{6n}{g(3n+1)} \right) \left[g \frac{R}{2} - \tau_e \right]^{\frac{3n+1}{n}} g' \quad (3.86e)$$

onde $g' = \frac{dg}{d(dp/dz)} = -1$

Seguindo o mesmo o procedimento descrito para o escoamento bifásico convencional, as Eqs. (3.27) e (3.82) são resolvidas simultaneamente para a determinação dos perfis de temperatura e pressão para a região de escoamento bifásico de espuma.

3.4 Metodologia e Procedimento de Solução

As equações gerais (3.10) e (3.27) para os cálculos dos gradientes de pressão e de temperatura, respectivamente, são equações parabólicas na direção z . Portanto estas equações admitem solução em marcha nesta direção. Isso significa que, conhecendo-se a pressão e a temperatura numa dada posição z , pode-se determinar a pressão e temperatura numa dada posição $z + \Delta z$ a jusante de z , através de seus gradientes na posição z , ou seja:

$$p_{i+1} = p_i + \left. \frac{dp}{dz} \right|_i \Delta z \quad (3.87)$$

$$T_{i+1} = T_i + \left. \frac{dT}{dz} \right|_i \Delta z \quad (3.88)$$

A Fig. 3.6 mostra um esquema das variáveis em dois pontos consecutivos dentro do domínio de cálculo.

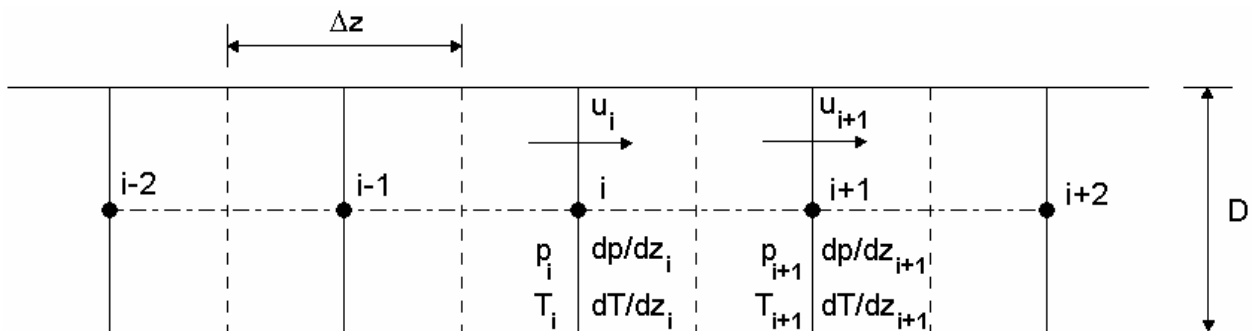


Figura 3.6 – Arranjo co-localizado das variáveis na malha.

O procedimento de solução se inicia com o fornecimento das características geométricas do duto, os parâmetros do modelo de espuma, o incremento de posição (Δz) e as características na entrada do escoamento, que são a vazão em massa, pressão, temperatura e concentração de refrigerante na mistura. A partir daí, é possível calcular outras propriedades do escoamento, como a solubilidade, título e fração de vazio. Propriedades como a densidade, a viscosidade e a entalpia de ambas as fases também são obtidas a partir de correlações específicas desenvolvidas para cada par óleo-refrigerante (vide Apêndices A e B).

Quando o escoamento for monofásico na entrada, resolve-se a equação para o gradiente de pressão uma única vez para cada posição e calculam-se as propriedades em cada ponto, pois o processo não é iterativo. Nos escoamentos bifásico convencional e de espuma, os gradientes são estimados no ponto atual para o cálculo das propriedades no ponto posterior. As equações governantes são resolvidas então para o cálculo dos novos gradientes no ponto atual. Para o escoamento bifásico convencional, os gradientes são obtidos diretamente, enquanto que para a região de escoamento de espuma, primeiro resolve-se a queda de pressão

(processo iterativo de Newton-Raphson) e a seguir resolve-se o gradiente de temperatura. Os novos valores de gradientes são comparados com os valores estimados e, enquanto não for atingida uma tolerância satisfatória (10^{-7} é o valor aqui utilizado), o procedimento é repetido.

Nas simulações deste trabalho, foi necessário o uso de um coeficiente de sub-relaxação β nas iterações para a queda de temperatura. Isso se deve ao fato da Eq. (3.27) apresentar a derivada parcial da entalpia do líquido com a temperatura no denominador. Esse termo pode ser pequeno, o que dificulta o processo de convergência. Assim,

$$\frac{dT}{dz} = \beta \left. \frac{dT}{dz} \right|_{\text{calculado}} + (1 - \beta) \left. \frac{dT}{dz} \right|_{\text{estimado}} \quad (3.89)$$

onde a convergência mais estável foi obtida com $\beta = 0,1$ para todas as situações.

Com os valores convergidos, atualiza-se a pressão e a temperatura e avança-se ao ponto seguinte, repetindo a operação. O processo é repetido até que se atinja a posição final do tubo. Para todas as simulações realizadas neste trabalho foi considerada uma malha com 286 pontos nodais (um ponto a cada 2 cm do comprimento tubo), já que testes preliminares mostraram que para malhas acima de 100 pontos nodais o grau de refinamento não influi significativamente nos resultados. O código computacional foi escrito em FORTRAN 90 e a Fig. 3.7 mostra o algoritmo representativo do procedimento de solução.

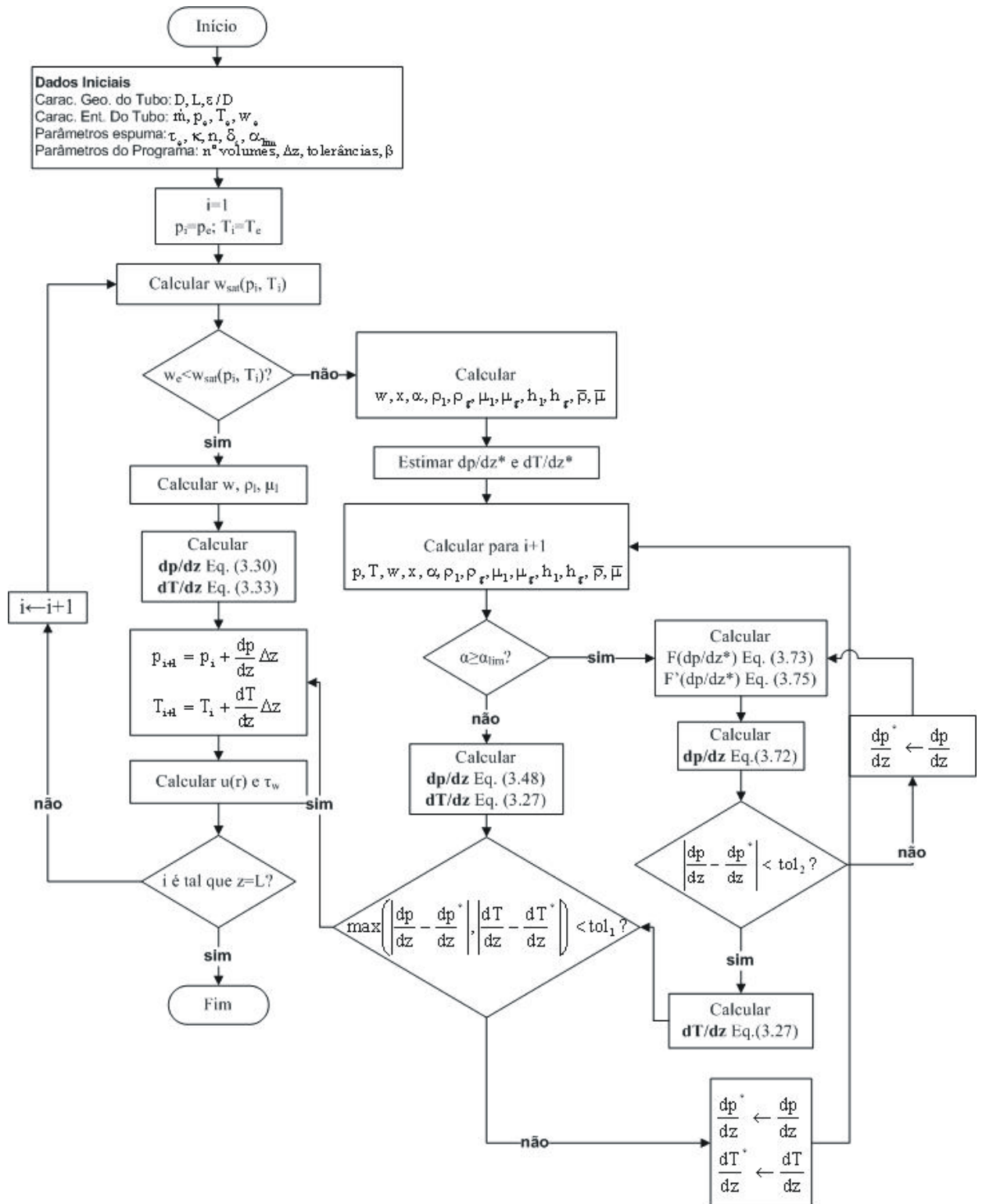


Figura 3.7 – Fluxograma representativo do algoritmo de solução.

VALIDAÇÃO DO MODELO NUMÉRICO: COMPARAÇÃO COM RESULTADOS EXPERIMENTAIS

4.1 Introdução

Depois de definido o modelo teórico que irá representar o escoamento bifásico com formação de espuma da mistura óleo refrigerante, é necessário validar os resultados gerados pelo código numérico usando resultados numéricos já consolidados ou dados experimentais. Tal processo de validação é realizado mediante a especificação de parâmetros do modelo, tais como a correlação para a viscosidade bifásica e os parâmetros do escoamento de espuma que produzam resultados numéricos que retratem os dados consolidados. O problema é que na literatura pesquisada, quase nenhum trabalho experimental ou numérico sobre essas misturas com baixas concentrações de refrigerante foi encontrado e mais especificamente, nenhum acerca da mistura R134a-óleo sintético Freol $\alpha 10$.

Paralelamente ao desenvolvimento deste trabalho, Castro (2006) realizou estudos experimentais para essa mistura óleo-refrigerante considerando a mesma geometria usada neste trabalho. Os resultados obtidos por Castro (2006) podem ser considerados os únicos disponíveis para a validação dos resultados do modelo numérico.

Este capítulo então, dedica-se em apresentar todo o processo de validação do modelo numérico por meio de comparações com os resultados obtidos por Castro (2006). Preliminarmente, é feita a descrição das condições e das características observadas nos testes

experimentais. Em seguida, são descritas as duas abordagens adotadas para modelar o problema: a primeira na qual se considera a sub-saturação da mistura na entrada do tubo e a segunda em que se considera a presença de uma região metaestável no escoamento. Os resultados da comparação numérico-experimental são devidamente discutidos e no final do capítulo são apresentadas as conclusões.

4.2 Descrição dos Testes Experimentais

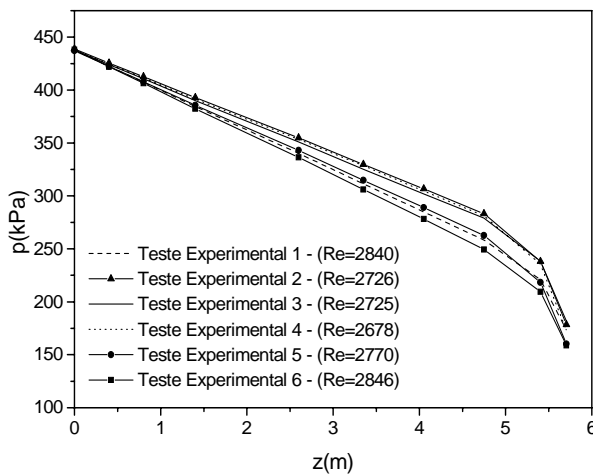
Na bancada experimental utilizada por Castro (2006), uma mistura formada por refrigerante R134a e óleo Freol $\alpha 10$ saturado de refrigerante é mantida em um vaso em alta pressão e é forçada a escoar por uma seção de testes. Após o escoamento, a mistura é recebida e armazenada em um vaso de baixa pressão a jusante da seção de testes. A diferença de pressão entre os vasos de alta e de baixa pressão provoca uma queda de pressão suficientemente grande para provocar a redução da solubilidade do refrigerante no óleo, resultando em diferentes padrões de escoamento bifásico. A seção de teste constitui-se basicamente de dois tubos retos horizontais montados em paralelo: um de cobre ($D=3,22mm$) instrumentado com dez transdutores de pressão e quinze termopares montados de forma a não interferir no escoamento, e outro de vidro ($D=3,0mm$) usado para visualização dos padrões de escoamento. Uma descrição mais detalhada da bancada pode ser encontrada em Castro (2006) e Poiate Jr. (2001).

Castro (2006) realizou os testes experimentais para uma faixa de pressões reguladas no vaso de alta pressão de 4,5 a 6,5 bar e temperatura em torno de 30 °C. Um teste convencional se iniciava com a saturação da mistura líquida para uma dada condição de pressão e temperatura no vaso de alta pressão. Esse processo dava-se por meio da remoção do gás refrigerante situado na parte superior do vaso e sua injeção pela parte inferior do vaso, onde a mistura líquida se encontrava, até que a pressão no interior do vaso se estabilizasse. Depois de

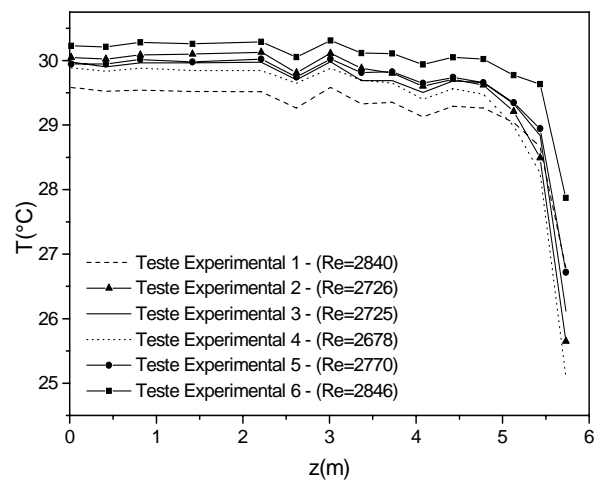
garantida a saturação da mistura nas condições de pressão e temperatura desejadas, permitia-se o escoamento da mistura ao longo do tubo de cobre para a medição das distribuições de pressão e temperatura. As Figs. 4.1 a 4.5 mostram alguns resultados de perfis de pressão e temperatura obtidos por Castro (2006). As condições de operação de alguns destes testes são apresentadas na Tabela 4.1. Note que a pressão e a temperatura consideradas como as da entrada do escoamento (p_e e T_e) foram as medidas no primeiro transdutor e no primeiro termopar, respectivamente.

Tabela 4.1 – Condições de operação dos testes de Castro (2006) usados para a validação do modelo numérico.

Teste	p_e (kPa)	T_e ($^{\circ}$ C)	$\dot{m}_{exp.}$ (kg/h)	$dp/dz_{mon.exp.}$ (kPa/m)
1	437,54	29,58	69,19	-37,67
2	438,78	30,05	65,70	-32,63
5	437,14	29,95	68,90	-36,61
8	489,54	29,34	62,35	-30,63
12	486,90	29,86	66,85	-35,20
20	540,46	29,68	67,10	-31,67
21	539,68	30,15	70,34	-34,97
22	539,27	30,44	72,61	-36,92
25	592,49	30,34	74,56	-34,35
35	640,00	30,82	86,22	-41,93



(a)



(b)

Figura 4.1 – (a) Perfis de pressão e (b) temperatura para os testes a 4,5 bar (Castro, 2006).

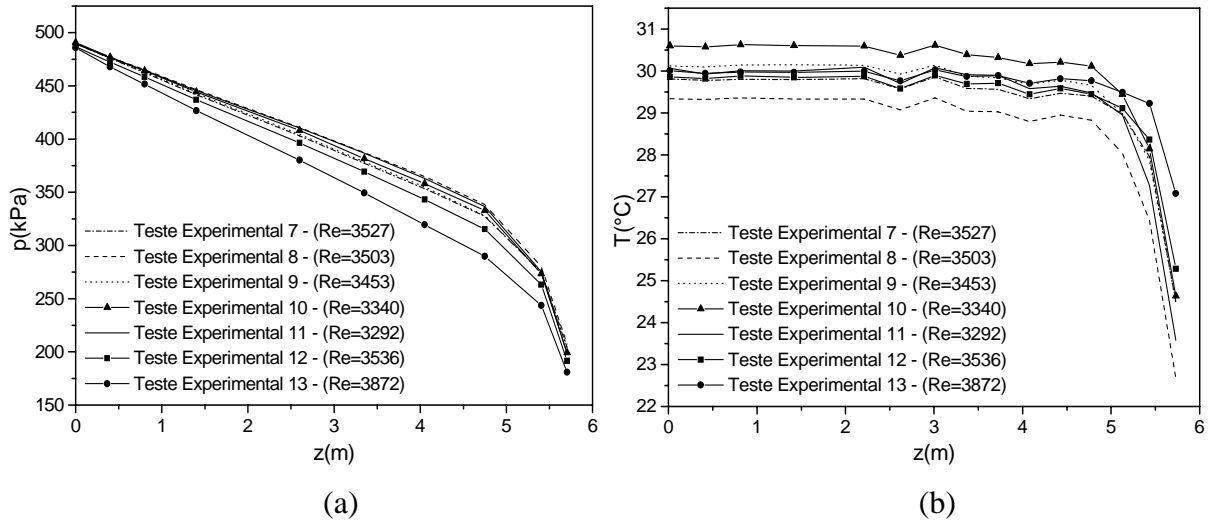


Figura 4.2 – (a) Perfis de pressão e (b) temperatura para os testes a 5,0 bar (Castro, 2006).

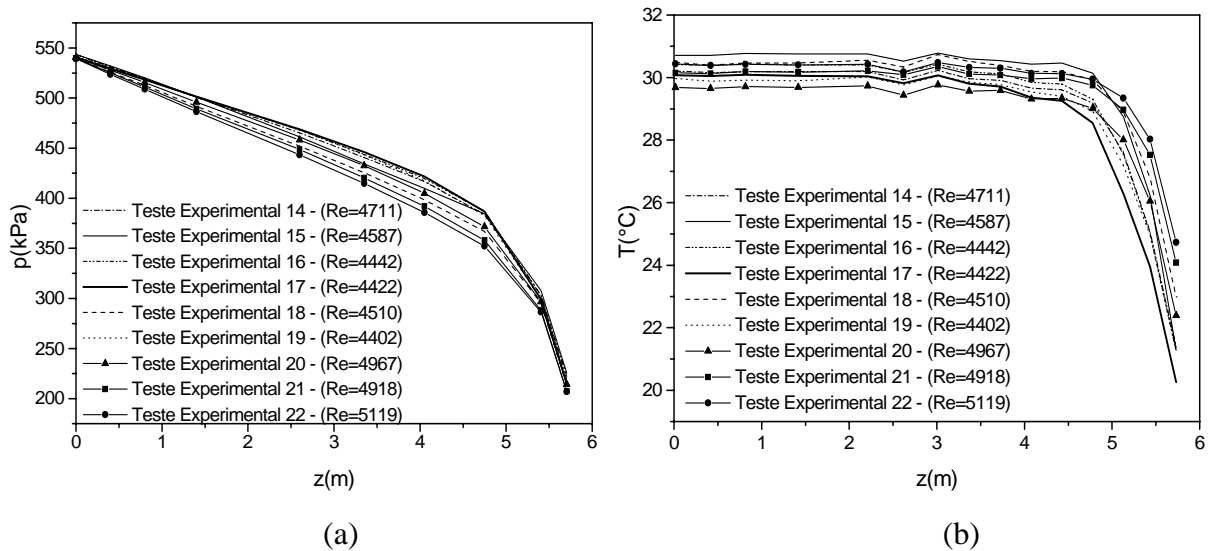


Figura 4.3 – (a) Perfis de pressão e (b) temperatura para os testes a 5,5 bar (Castro, 2006).

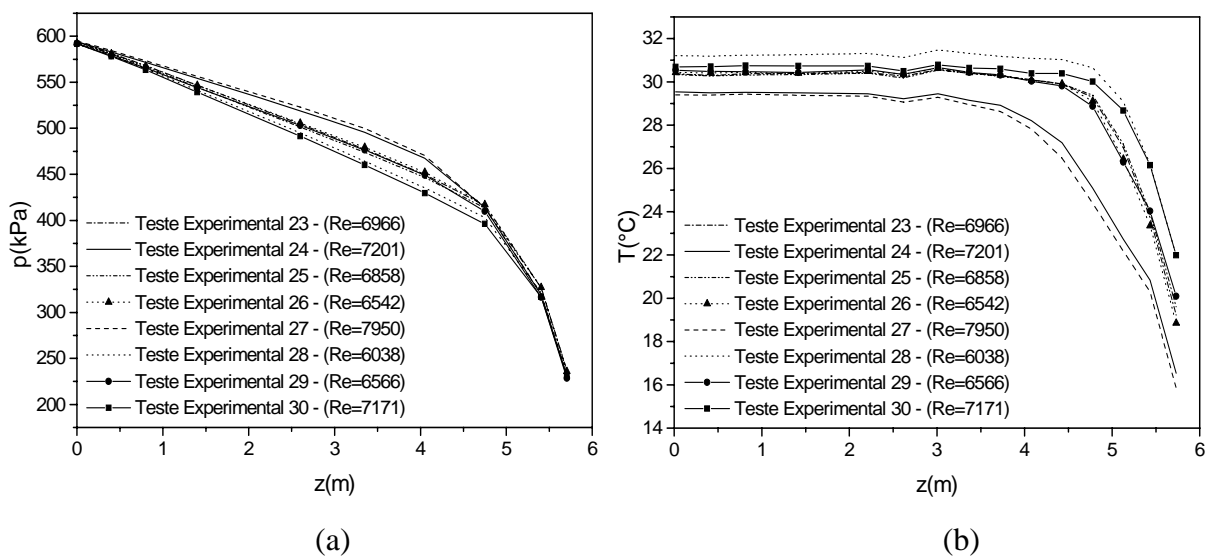


Figura 4.4 – (a) Perfis de pressão e (b) temperatura para os testes a 6,0 bar (Castro, 2006).

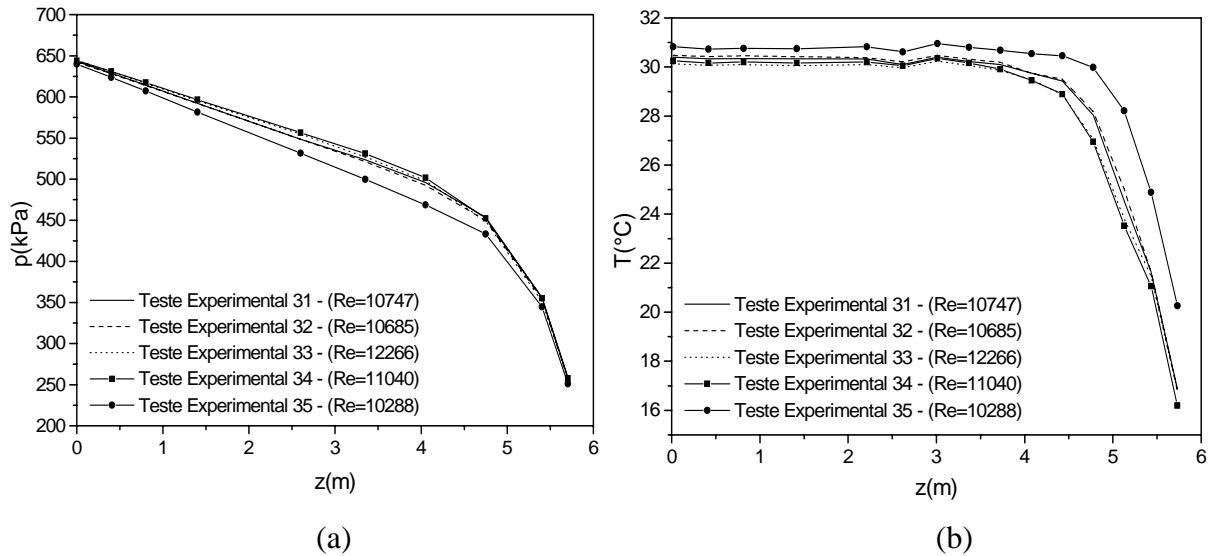


Figura 4.5 – (a) Perfis de pressão e (b) temperatura para os testes a 6,5 bar (Castro, 2006).

Observa-se nas Figs. 4.1 a 4.5 que a manutenção das mesmas condições para cada teste experimental foi muito difícil, dada à complexidade do fenômeno de absorção no óleo. Uma outra dificuldade com relação aos resultados experimentais foi que o regime permanente de fato nunca foi obtido, sendo observadas oscilações de pressão e de temperatura ao longo do escoamento durante os ensaios. Assim, os resultados experimentais considerados para cada teste são uma média no tempo das medições em cada ponto de tomada de pressão e temperatura. Pode-se dizer então que estatisticamente o escoamento encontra-se em regime permanente.

Observando novamente as Figs. 4.1 a 4.5, nota-se uma região de escoamento com quedas de pressão lineares e temperaturas constantes nos primeiros metros do duto, indicando a presença de escoamento monofásico. Este fato levantou dúvida se a mistura estava realmente saturada na entrada do escoamento. Na verdade não existiam garantias concretas de que a mistura líquida havia atingido o estado de saturação no vaso de alta pressão, apesar de todas as precauções tomadas durante o processo. Além do mais, não havia meios de medir a concentração de refrigerante no início do escoamento, o que seria um ótimo indicativo da saturação ou não da mistura. A partir desta ocorrência, duas hipóteses foram formuladas: a

primeira é a de que a mistura não conseguiu atingir o estado de saturação no vaso de alta pressão escoando sub-saturada na entrada do tubo; a segunda hipótese é que a mistura estava saturada, porém com efeitos de metaestabilidade presentes no escoamento.

Diante da incerteza sobre a saturação da mistura na entrada do tubo, surgiu um outro problema referente à determinação da vazão mássica do escoamento. Nos experimentos de Castro (2006), a vazão não foi obtida por medição direta, mas sim calculada com base na queda de pressão medida na região de entrada do tubo (considerada monofásica) e na concentração de saturação, para a pressão e temperatura na entrada. Esses valores de vazão obtidos por Castro (2006) não podem ser utilizados pelo modelo numérico quando for considerada a sub-saturação da mistura no início do escoamento, já que a densidade e a viscosidade do líquido, parâmetros esses que influenciam no cálculo da vazão, são funções da concentração de refrigerante na entrada. Por essa razão, neste trabalho recorre-se a um método iterativo para o cálculo da vazão, a partir de uma concentração de refrigerante pré-definida na entrada (menor do que a concentração de saturação) e da queda de pressão experimental da região monofásica. Os detalhes sobre este método estão descritos no Apêndice C.

No decorrer deste capítulo será mostrado que as comparações entre os resultados numéricos e experimentais mostram que o modelo apresenta um bom potencial de previsão. Um conhecimento mais preciso das condições reais de entrada da mistura no duto permitiria uma maior confiança em sua aplicação. Embora o modelo proposto seja genérico, também é recomendável que a validação experimental seja realizada com outras misturas, com o intuito de confirmar as simplificações adotadas e a generalidade do modelo.

4.3 Modelo de Sub-Saturação na Entrada

4.3.1 Definição

O modelo de sub-saturação na entrada baseia-se na hipótese de que a existência da região de escoamento monofásico se deve ao fato de que a concentração de refrigerante na entrada do duto é menor do que a concentração de saturação. Desse modo, a mistura inicialmente escoava como líquido sub-saturado até atingir a concentração de saturação. Essa hipótese pressupõe equilíbrio termodinâmico, na qual a vaporização do refrigerante acontece exatamente no ponto de saturação.

Ao longo do escoamento monofásico, a concentração de refrigerante é constante e igual à concentração definida na entrada, assim,

$$w(z_{\text{monofásico}}) = w_e \quad (4.1)$$

onde $z_{\text{monofásico}}$ significa qualquer z na região de escoamento monofásico. À medida que o escoamento evolui, a solubilidade do refrigerante na mistura vai diminuindo devido à queda de pressão, até que esta se iguale à concentração na entrada. A partir daí, no regime de escoamento bifásico, a concentração de refrigerante na mistura é a concentração de saturação (solubilidade) para a pressão e temperatura locais, ou seja:

$$w(z_{\text{bifásico}}) = w_{\text{sat}}(p, T) \quad (4.2)$$

onde $z_{\text{bifásico}}$ significa qualquer z na região de escoamento bifásico.

Neste modelo, a concentração de entrada deve ser especificada. É importante destacar que a fixação da concentração na entrada também fixa os valores de densidade e viscosidade da mistura líquida. Estas, por sua vez, influenciam no cálculo da vazão via gradiente de pressão. O procedimento adotado neste trabalho usa o gradiente de pressão experimental como variável prescrita.

Uma vez prescrito o gradiente de pressão na entrada, ajusta-se a concentração de entrada de tal forma que o resultado das quedas de pressão e temperatura totais ao longo

escoamento se aproximem ao máximo dos dados de queda de pressão e de temperatura totais experimentais. Adotou-se o processo de tentativa e erro para realizar este procedimento. É importante mencionar que nem sempre foi possível satisfazer ambos os critérios e que nestes casos, buscaram-se resultados numéricos os mais próximos possíveis para as duas variáveis.

4.3.2 Resultados

Pela ausência de conhecimentos precisos com relação aos escoamentos bifásicos de espuma, as validações do modelo numérico foram realizadas considerando diferentes parâmetros presentes no modelo. Inicialmente, diversas correlações de viscosidade bifásica disponíveis na literatura foram testadas. Em seguida, verificou-se a influência dos principais parâmetros do modelo de espuma (α_{lim} , τ_e , κ , n e δ_s). Finalmente, realizou-se um estudo para verificar a pertinência da aplicação do modelo de espuma. A seguir, os resultados destas análises são apresentados.

- *Verificação das Correlações de Viscosidade Bifásica*

Uma etapa fundamental para um bom funcionamento do modelo homogêneo é a seleção da correlação para o cálculo da viscosidade bifásica que melhor represente os resultados experimentais. Neste trabalho foram testadas sete correlações, dadas pelas Eqs. (3.49) a (3.55), para os testes experimentais 1, 8, 22, 25 e 35. Para essas simulações, usaram-se os parâmetros de espuma sugeridos por Grandó (2001), que são: $\tau_e = 1Pa$; $\kappa = 1,168Pa.s^n$; $n = 0,4$; $\delta_s = 5,0\mu m$ e $\alpha_{lim} = 0,6$.

As Figs. 4.6 e 4.7 mostram os resultados das comparações entre os modelos de viscosidade bifásica para o teste experimental 1. Verifica-se que a correlação proposta por Davidson *et al.* (1943) foi a que apresentou a tendência mais diferenciada dos resultados experimentais, tanto do perfil de pressão como do perfil de temperatura do escoamento. Além

disso, esta correlação exigiu um maior grau de sub-saturação e uma menor vazão em relação às demais.

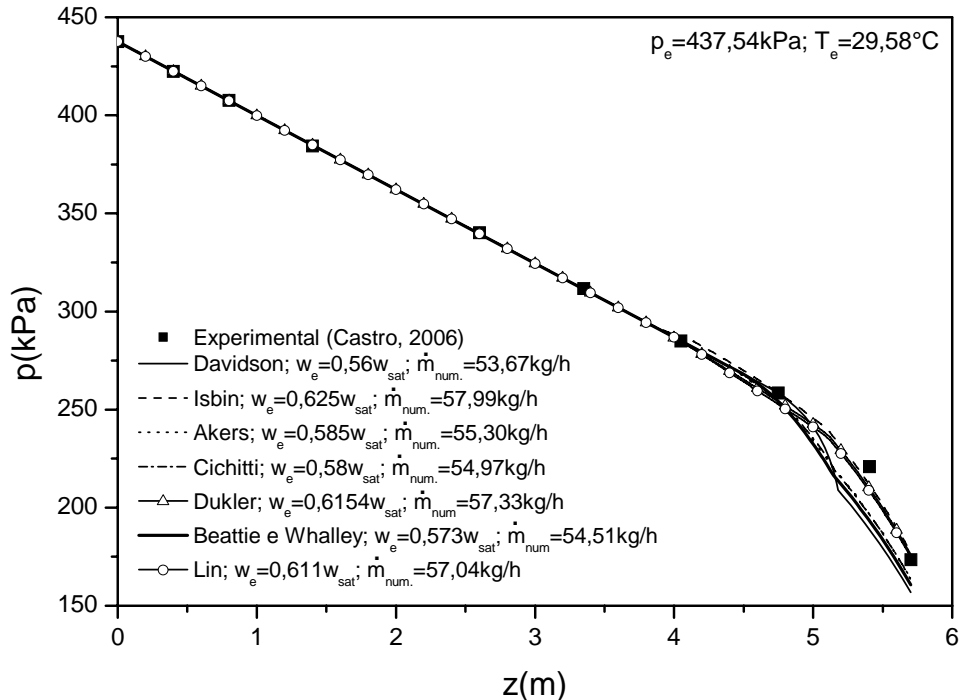


Figura 4.6 – Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes modelos de viscosidade bifásica para o teste experimental 1 – Distribuições de pressão.

As correlações de Akers *et al.* (1959), Cichitti *et al.* (1960) e Beattie e Whalley (1981) mostraram comportamentos semelhantes, onde a sub-saturação na entrada ficou em torno de 42% e a vazão mássica em torno de 55 kg/h. Entretanto, apresentaram gradientes mais acentuados na região de escoamento bifásico convencional do que na região de espuma. O outro grupo de correlações que forneceu resultados parecidos são as propostas por Isbin *et al.* (1958), Dukler *et al.* (1964) e Lin *et al.* (1991), para as quais o grau de sub-saturação e a vazão ficaram respectivamente nas faixas de 37,5 a 39% e de 57 a 58 kg/h, apesar de adiantarem mais o ponto de vaporização do refrigerante. A correlação de Isbin *et al.* (1958) mostrou ainda um pequeno aumento de pressão no início do escoamento bifásico.

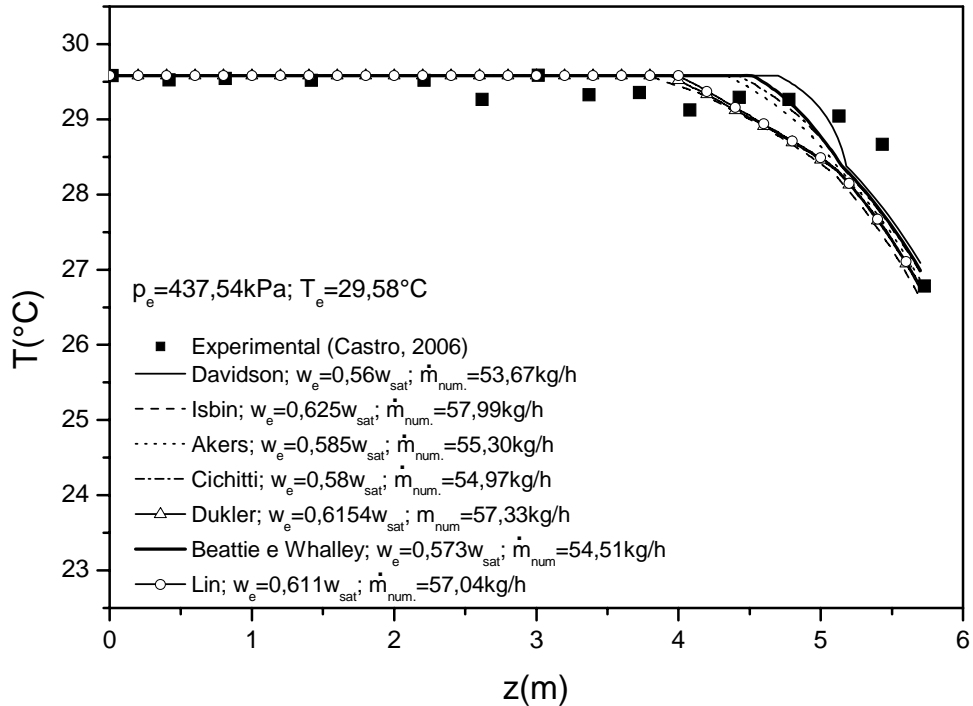


Figura 4.7 – Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes modelos de viscosidade bifásica para o teste experimental 1 – Distribuições de temperatura.

As Figs. 4.8 e 4.9 apresentam os resultados de comparação para o teste 8. Observa-se que, com exceção da correlação de Davidson *et al.* (1943), todas as demais apresentaram um comportamento semelhante, pelo menos para o perfil de pressão. O grau de sub-saturação fornecido por estas correlações ficou entre 27,8 e 31,5%, enquanto que a vazão em massa ficou na faixa de 60,14 e 63,30 kg/h, exceto para a correlação de Davidson *et al.* (1943). Nota-se também, pelos resultados da distribuição de temperatura, que a maior diferença entre as correlações testadas está na região de escoamento bifásico convencional, principalmente em relação ao ponto de desprendimento do refrigerante, região onde se inicia a queda de temperatura. Isto também ocorre no teste 1 apresentado anteriormente.

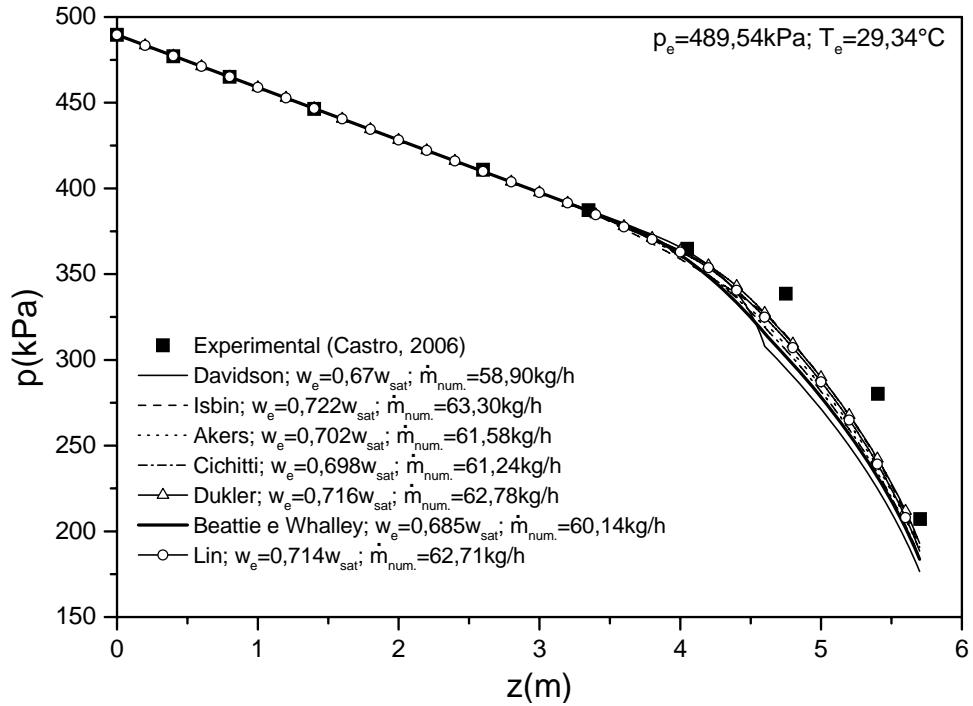


Figura 4.8 – Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes modelos de viscosidade bifásica para o teste experimental 8 – Distribuições de pressão.

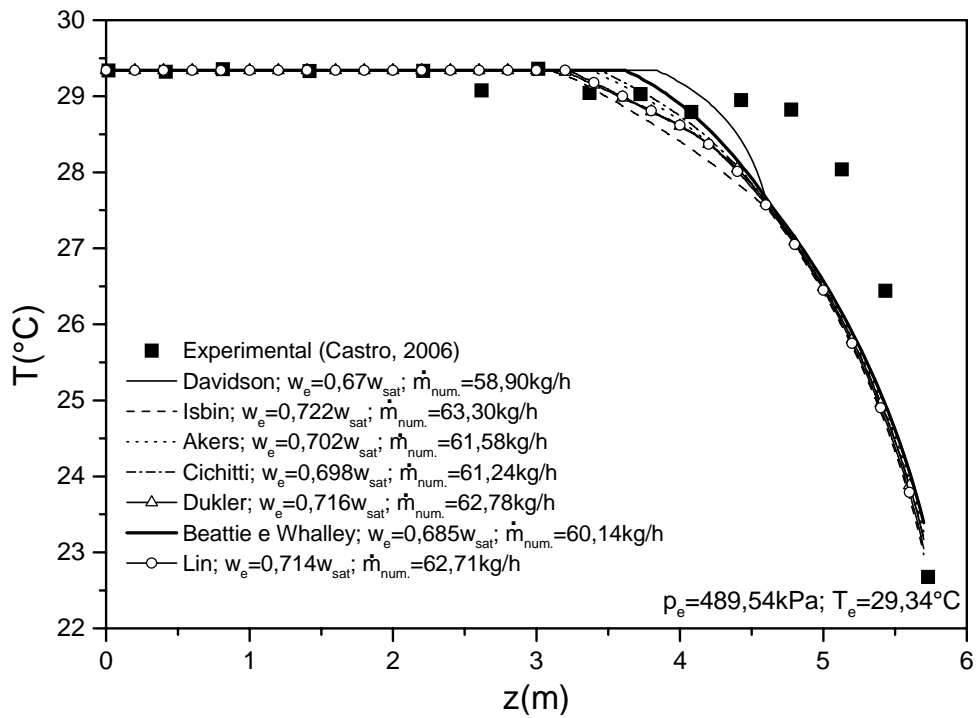


Figura 4.9 – Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes modelos de viscosidade bifásica para o teste experimental 8 – Distribuições de temperatura.

As comparações para o teste 22 estão nas Figs. 4.10 a 4.11 nas quais nota-se que os resultados seguiram a tendência geral do teste anterior. Desta vez as simulações forneceram uma sub-saturação na entrada entre 34,6 e 38,5%, e uma vazão mássica calculada oscilando entre 70,43 e 74,52 kg/h.

Nas Figs. 4.12 e 4.13 são mostradas as comparações entre os resultados para o teste 25. Observa-se mais uma vez que, com exceção da correlação de Davidson *et al.* (1943), os modelos apresentaram pequenos desvios relativos entre si, como pode ser visto pelos resultados para a distribuição de pressão. Os graus de sub-saturação variaram de 26 a 32% e a vazão calculada de 74 a 76,5 kg/h. A maior diferença, no entanto, pode ser notada na região de escoamento bifásico convencional, pelos resultados para a distribuição de temperatura. Desta vez, o uso das correlações de Lin *et al.* (1991) e Dukler *et al.* (1964) fizeram com que o escoamento bifásico se iniciasse mais a jusante no tubo, aproximando mais os resultados numéricos dos dados experimentais.

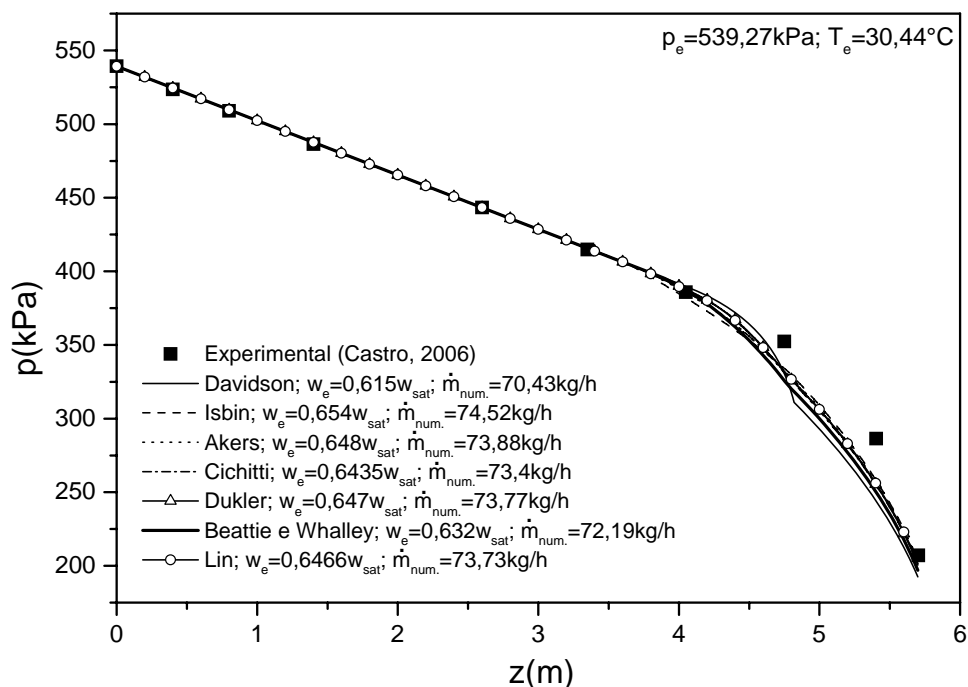


Figura 4.10 – Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes modelos de viscosidade bifásica para o teste experimental 22 – Distribuições de pressão.

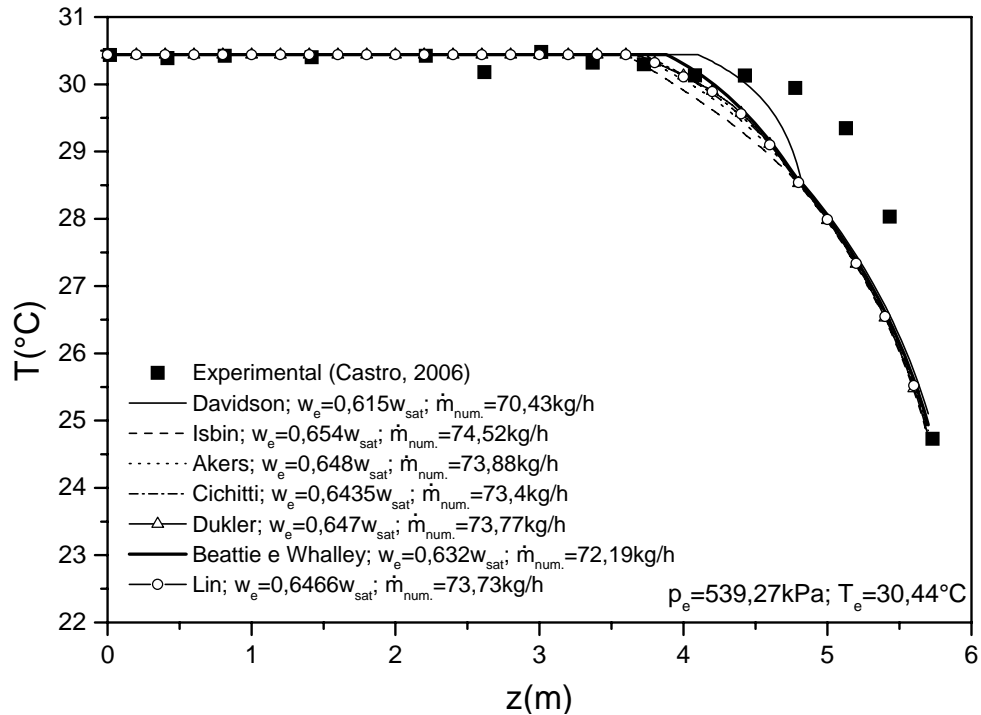


Figura 4.11 – Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes modelos de viscosidade bifásica para o teste experimental 22 – Distribuições de temperatura.

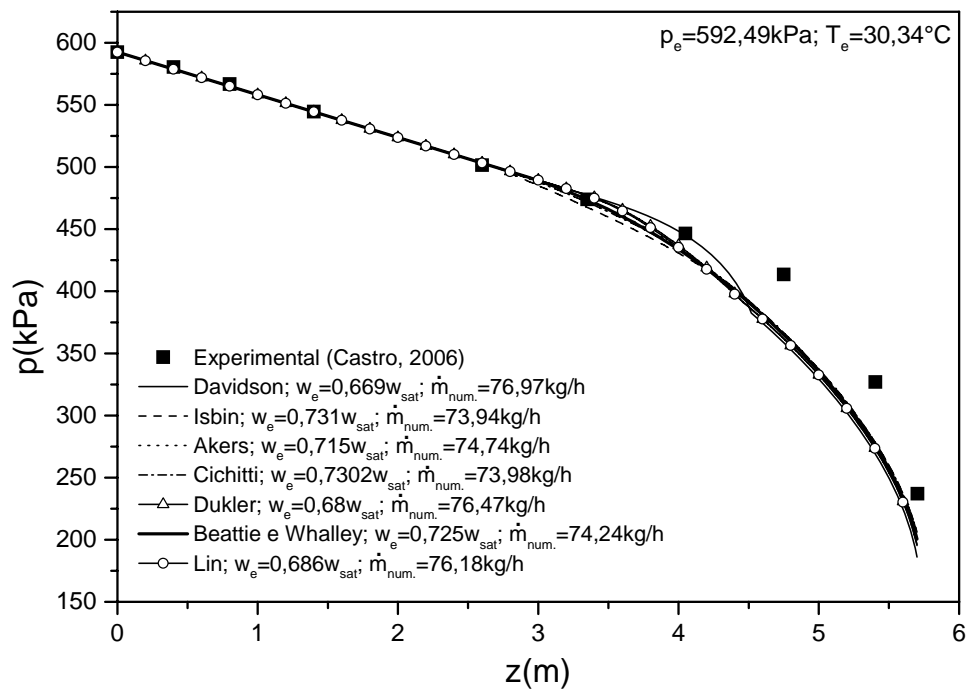


Figura 4.12 – Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes modelos de viscosidade bifásica para o teste experimental 25 – Distribuições de pressão.

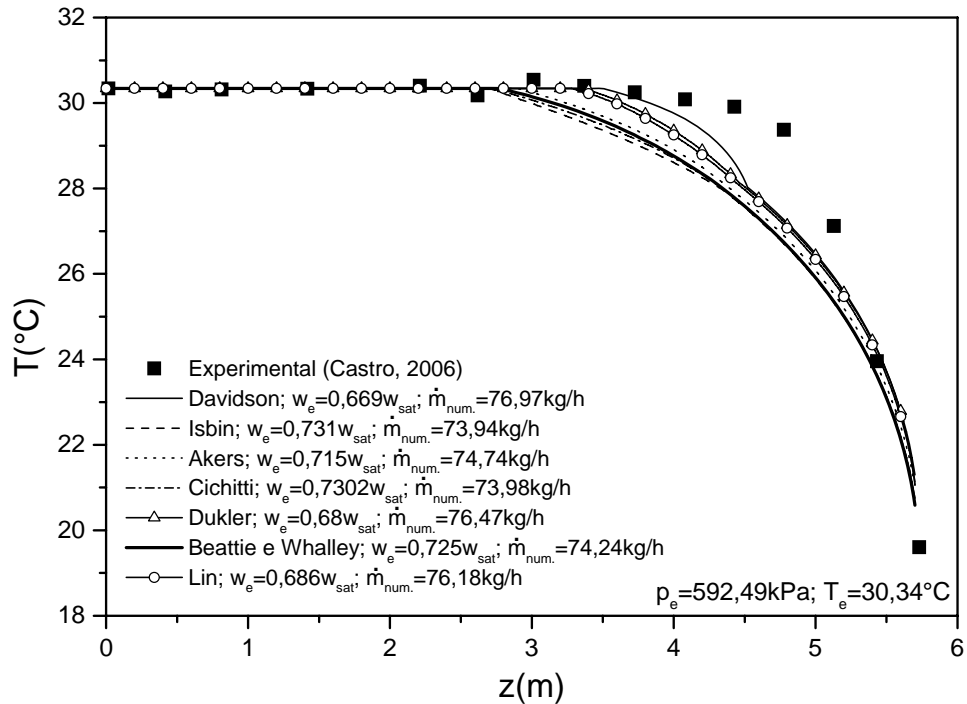


Figura 4.13 – Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes modelos de viscosidade bifásica para o teste experimental 25 – Distribuições de temperatura.

Finalmente os resultados das comparações para o teste 35 estão apresentados nas Figs. 4.14 e 4.15. Nesse caso, notam-se as melhores adaptações das correlações de Lin *et al.* (1991) e Dukler *et al.* (1964) nos resultados de temperatura, além de fornecerem resultados para a sub-saturação e para a vazão muito parecidos. Para o perfil de pressão todas as correlações apresentaram comportamento semelhante com exceção da correlação proposta por Davidson *et al.* (1943). Nesses testes, o grau de sub-saturação na entrada variou de 29 a 36% e a vazão de 75,22 a 79,71 kg/h. Uma observação a ser feita é que em algumas simulações para pressões na entrada de aproximadamente 6,0 e 6,5 bar foram encontrados problemas de divergência numérica. Para a série a 6,0 bar, estes problemas aconteceram nos testes 24 e 28, enquanto que para a série a 6,5 bar a convergência foi conseguida somente para o teste 35. Em todos estes casos notou-se que os resultados não convergiam no momento em que as equações do modelo de espuma estavam sendo solucionadas iterativamente, por razões ainda não conhecidas completamente. Mesmo assim, tanto para esse teste como para o teste 25 (e os

outros da série à 6,0bar), não foi possível a satisfação simultânea das quedas totais de pressão e temperatura experimentais com a mesma precisão alcançada nos demais testes.

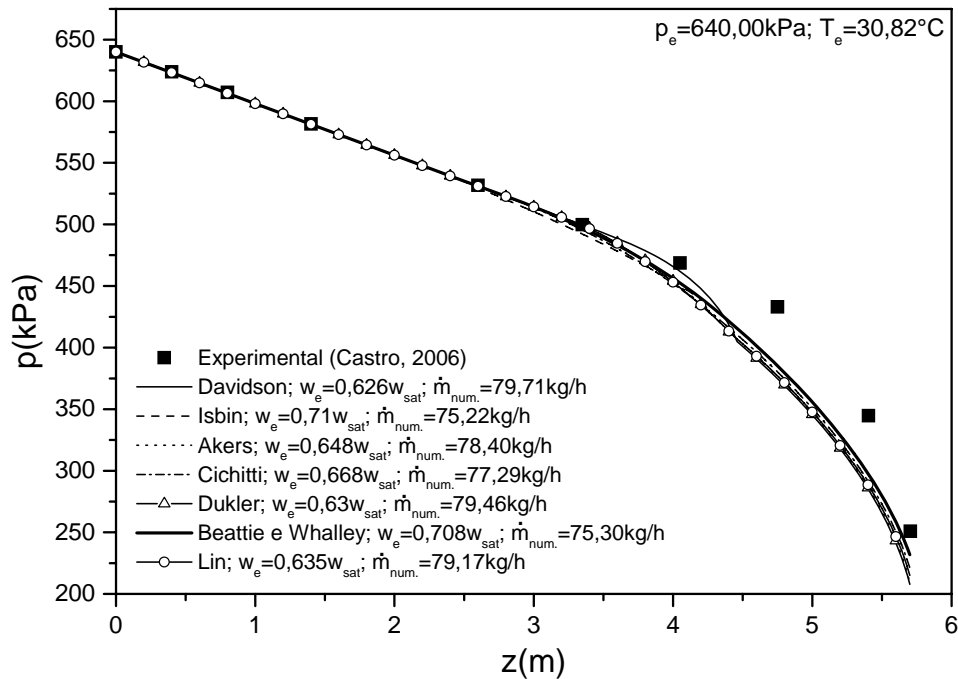


Figura 4.14 – Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes modelos de viscosidade bifásica para o teste experimental 35 – Distribuições de pressão.

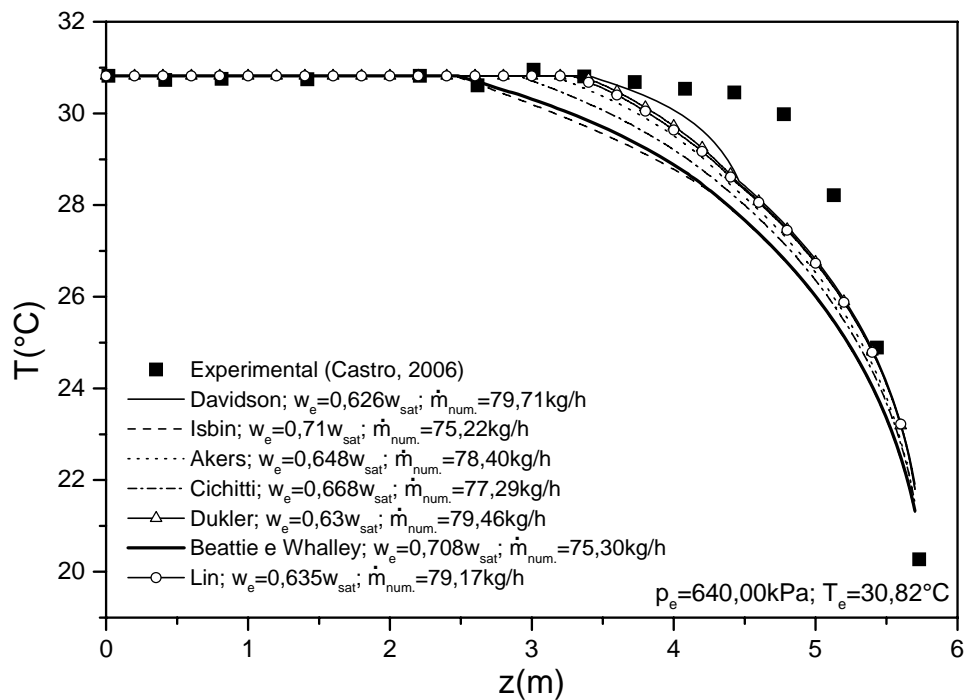


Figura 4.15 – Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes modelos de viscosidade bifásica para o teste experimental 35 – Distribuições de temperatura.

De uma maneira geral, com exceção da correlação de Davidson *et al.* (1943), todas as demais correlações forneceram resultados semelhantes. Em função das incertezas experimentais e da proximidade dos resultados numéricos, não é possível ainda apontar com precisão uma correlação mais adequada para prever o escoamento. A correlação de Dukler *et al.* (1964) pareceu fornecer melhores resultados, principalmente para os perfis de temperatura.

- *Verificação dos Parâmetros do Modelo de Espuma*

Fração de Vazio Limite (α_{lim})

A fração de vazio limite é um parâmetro que informa ao modelo o ponto de início do escoamento de espuma. Logicamente, a transição real para o escoamento de espuma não deve ocorrer a partir de um valor único de fração de vazio limite, mas sim ocorrer suavemente com o aumento de α . Segundo Grandó (2001), os valores típicos de frações de vazio limite para espumas aquosas situam-se no intervalo entre 0,5 e 0,8. Como este valor não é conhecido para este problema, a influência da variação α_{lim} na resposta do modelo deve ser verificada. Esta análise paramétrica é realizada para os cinco testes experimentais do item anterior (testes 1, 8, 22, 25 e 35), usando a correlação para a viscosidade bifásica de Dukler *et al.* (1964). Os demais parâmetros da espuma também são mantidos os mesmos: $\tau_e = 1Pa$; $\kappa = 1,168Pa.s^n$; $n = 0,4$ e $\delta_s = 5,0\mu m$. As Figs. 4.16 a 4.20 apresentam as comparações entre os perfis numéricos e experimentais. Os resultados de pressão e temperatura das Figs. 4.16 e 4.17 mostram que não houve diferenças significativas na faixa de fração de vazio limite considerada.

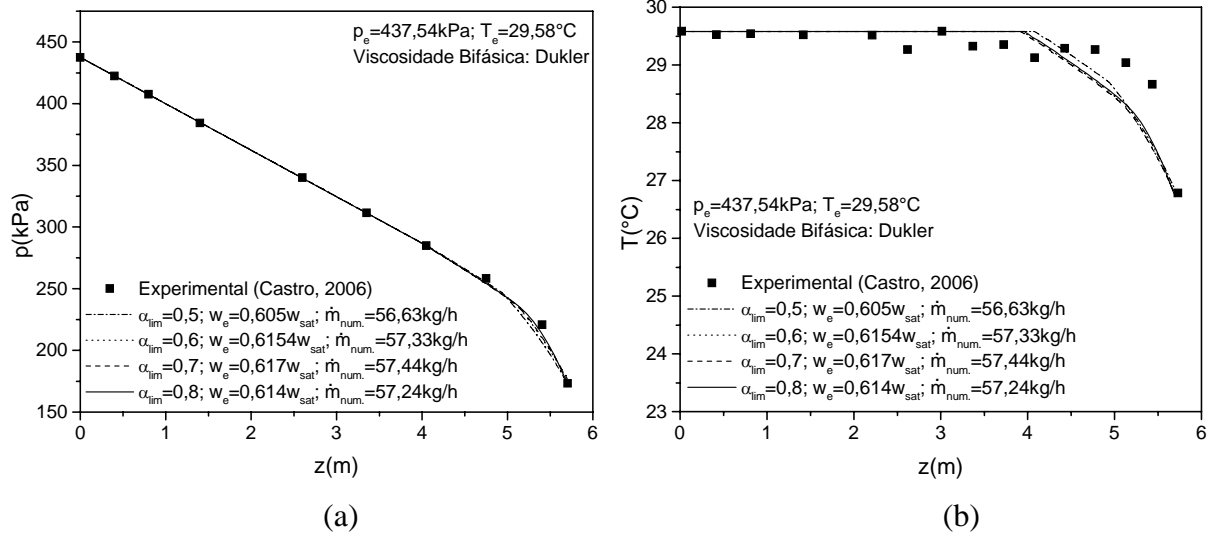


Figura 4.16 – Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes frações de vazio limite para o teste experimental 1 (a) Distribuições de pressão e (b) Distribuições de temperatura.

Nas Figs. 4.18, 4.19 e principalmente na Fig. 4.20, notam-se discordâncias mais perceptíveis dos perfis de pressão e de temperatura na região de escoamento bifásico convencional. Estas diferenças são notadas com mais intensidade nos perfis de temperatura. Os resultados numéricos para a temperatura se aproximam dos dados experimentais à medida que o valor da fração de vazio é aumentado. Isto deve ocorrer devido à diminuição da concentração de refrigerante na entrada do tubo, necessária para satisfazer as quedas totais de pressão e de temperatura. Como consequência, o ponto de início do escoamento bifásico convencional ocorre num valor maior de z , o que promove a aproximação dos resultados numéricos com os dados experimentais. Em contrapartida, o comportamento das quedas de pressão e de temperatura, quando o escoamento atinge α_{lim} , se altera mais drasticamente.

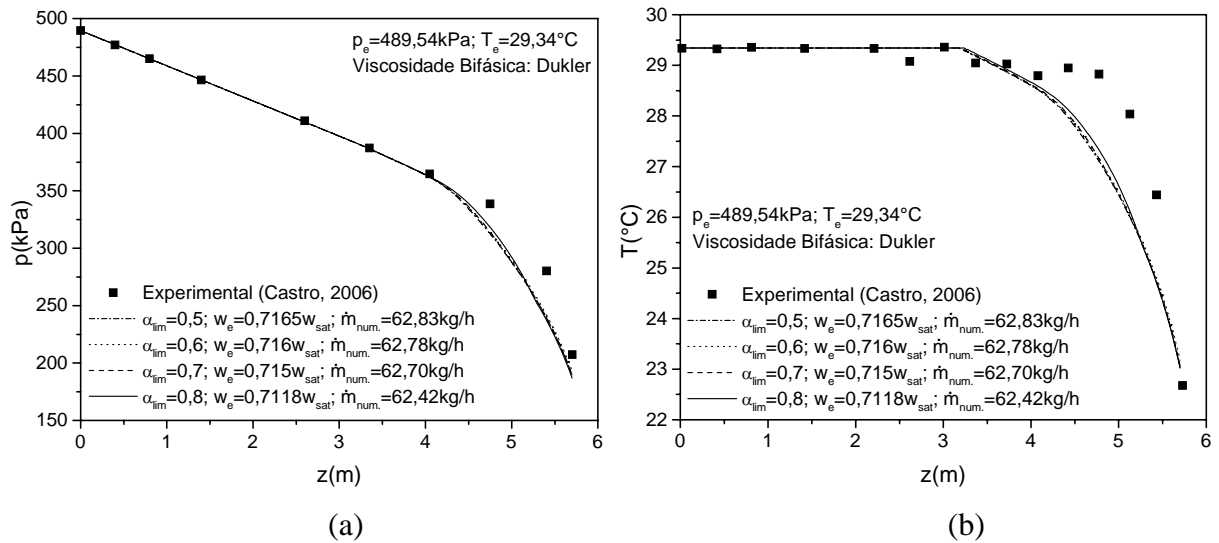


Figura 4.17 – Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes frações de vazio limite para o teste experimental 8 (a) Distribuições de pressão e (b) Distribuições de temperatura.

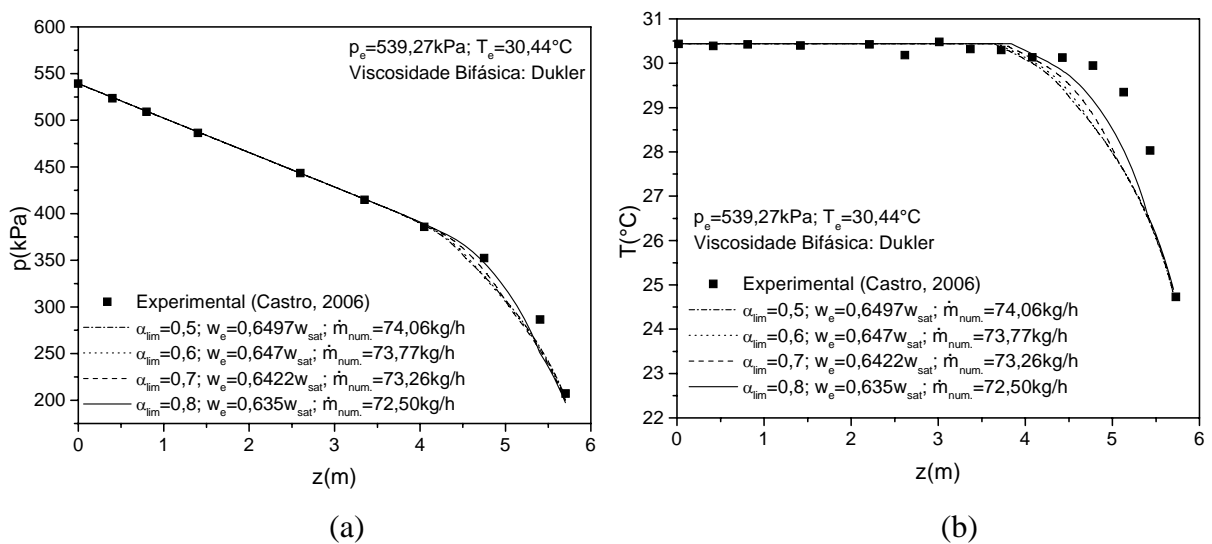


Figura 4.18 – Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes frações de vazio limite para o teste experimental 22 (a) Distribuições de pressão e (b) Distribuições de temperatura.

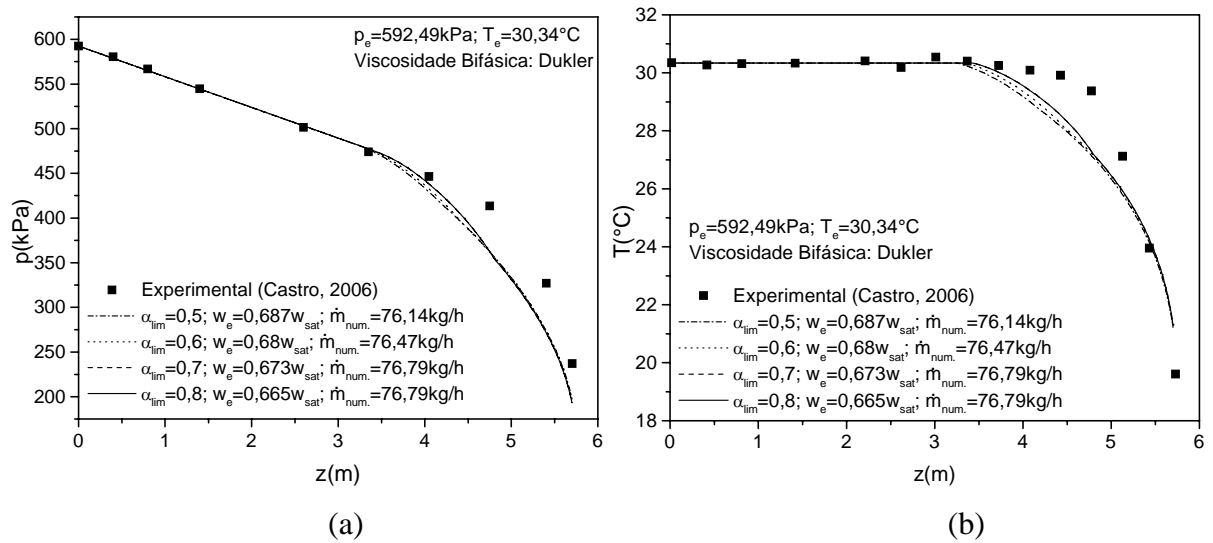


Figura 4.19 – Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes frações de vazio limite para o teste experimental 25 (a) Distribuições de pressão e (b) Distribuições de temperatura.

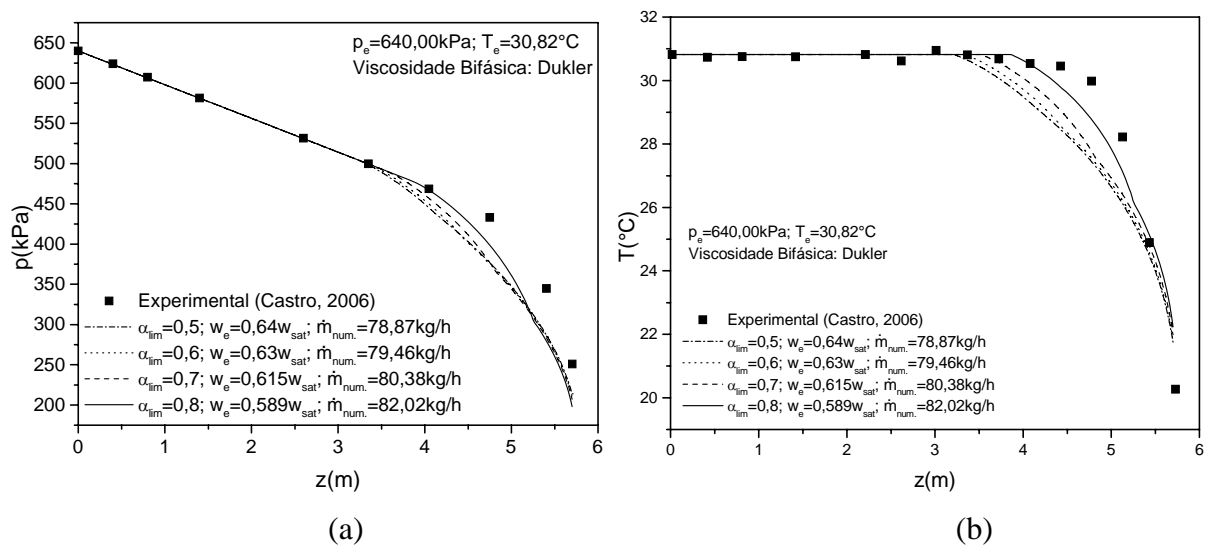


Figura 4.20 – Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes frações de vazio limite para o teste experimental 35 (a) Distribuições de pressão e (b) Distribuições de temperatura.

Tensão de escoamento da espuma (τ_e)

A tensão de escoamento é uma propriedade característica dos modelos que descrevem o escoamento de espuma, tida como um valor limite abaixo do qual a espuma não se deforma. Acima desta tensão a espuma se deforma de maneira não linear, o que caracteriza o seu comportamento não-newtoniano. Gasche (1996) testou valores de τ_e entre 0 e 2 Pa nas simulações do escoamento bifásico com formação de espuma da mistura formada por R-22 e óleo mineral na folga radial de compressores rotativos, encontrando insignificância desta variável nos resultados. Os resultados obtidos por Gasche (1996) mostraram que este parâmetro influenciou muito pouco no comportamento do escoamento. Grando (2001) utilizou valores entre 1 e 4 Pa para a simulação do escoamento da mistura R-12 e óleo mineral em dutos retos, também reportando diferenças insignificantes nos resultados. Neste trabalho, a análise da influência da tensão de escoamento da espuma nos perfis de pressão e temperatura é realizada para a faixa sugerida por Grando (2001). Os dados experimentais considerados desta vez são os dos testes 5, 12, 20, 25 e 35. A correlação para o cálculo da viscosidade bifásica utilizada foi a de Dukler *et al.* (1964) e os demais parâmetros da espuma foram: $\kappa = 1,168 Pa.s^n$; $n = 0,4$; $\delta_s = 5,0\mu m$ e $\alpha_{lim} = 0,6$. As Figs. 4.21 a 4.25 mostram os resultados para os testes mencionados acima. Como era de se esperar, a variação do parâmetro τ_e também não influiu significativamente nos resultados aqui apresentados para as distribuições de pressão e de temperatura.

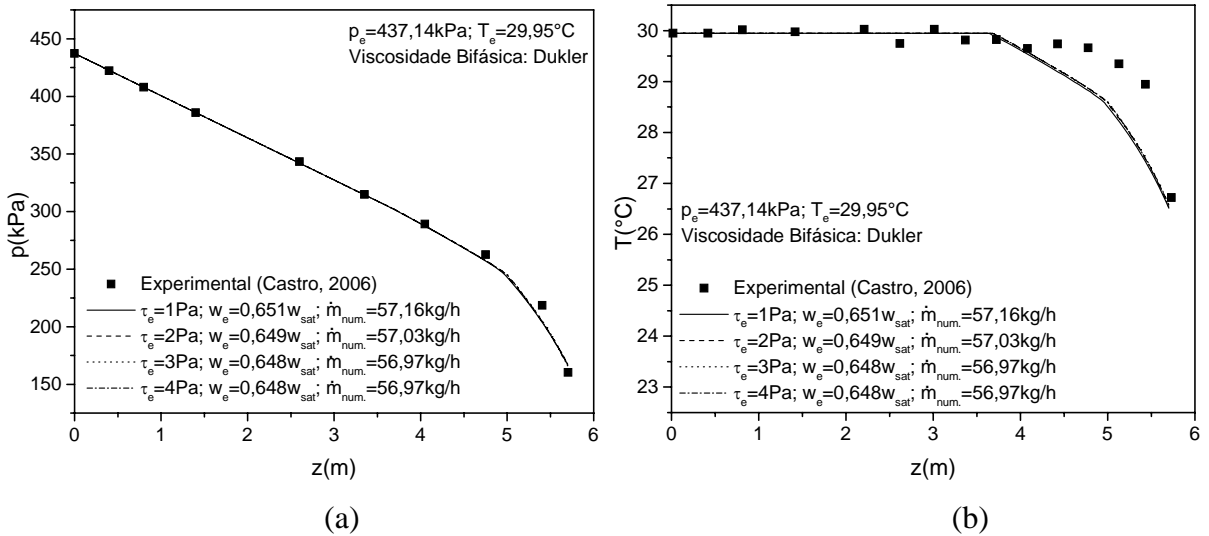


Figura 4.21 – Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes tensões de escoamento da espuma para o teste experimental 5 (a) Distribuições de pressão e (b) Distribuições de temperatura.

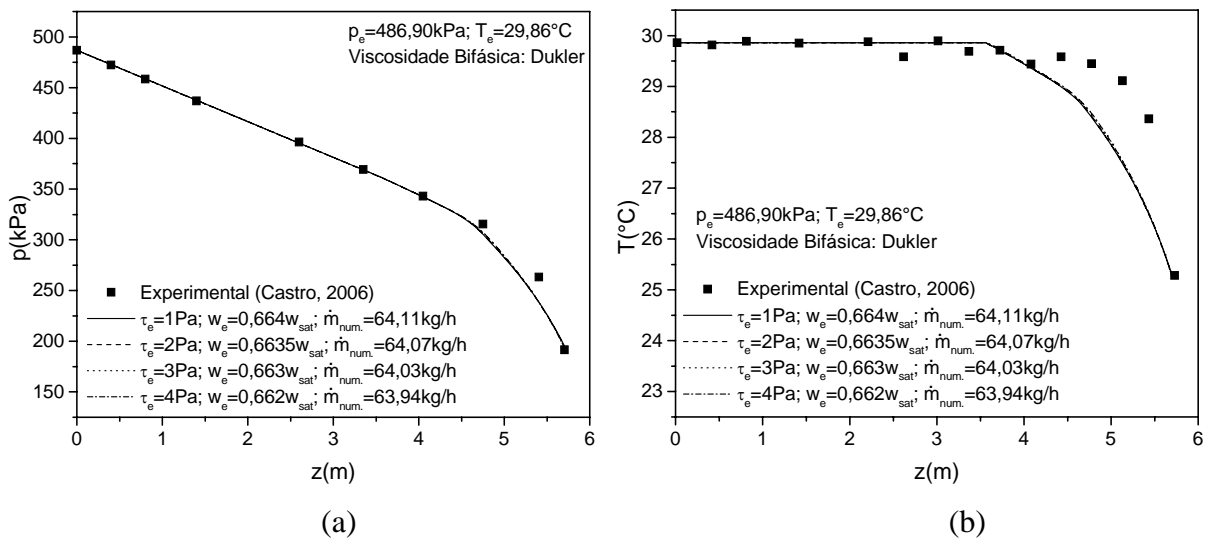


Figura 4.22 – Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes tensões de escoamento da espuma para o teste experimental 12 (a) Distribuições de pressão e (b) Distribuições de temperatura.

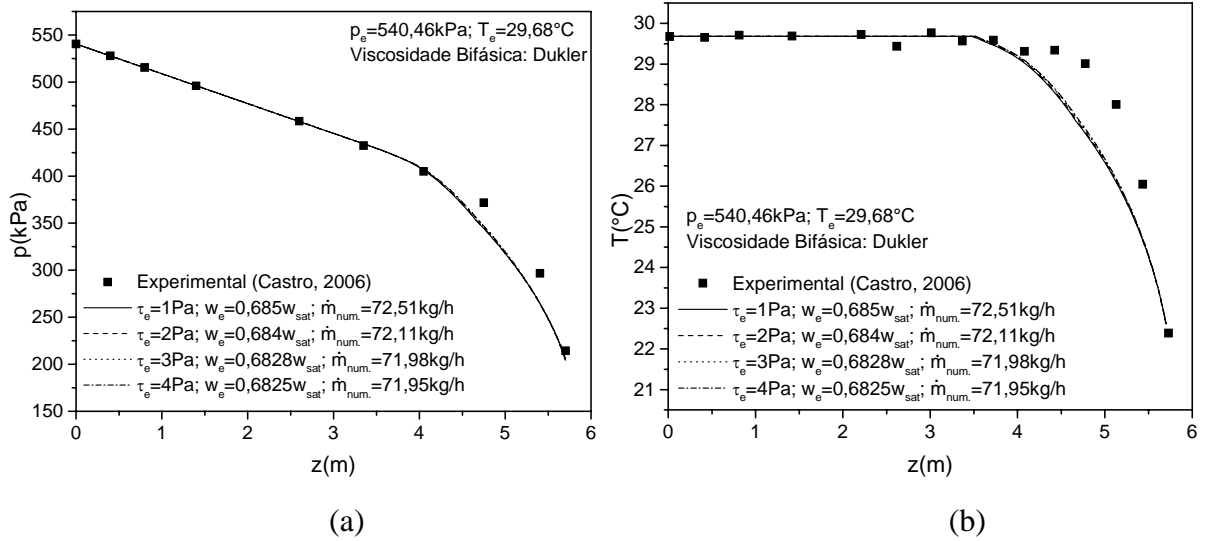


Figura 4.23 – Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes tensões de escoamento da espuma para o teste experimental 20 (a) Distribuições de pressão e (b) Distribuições de temperatura.

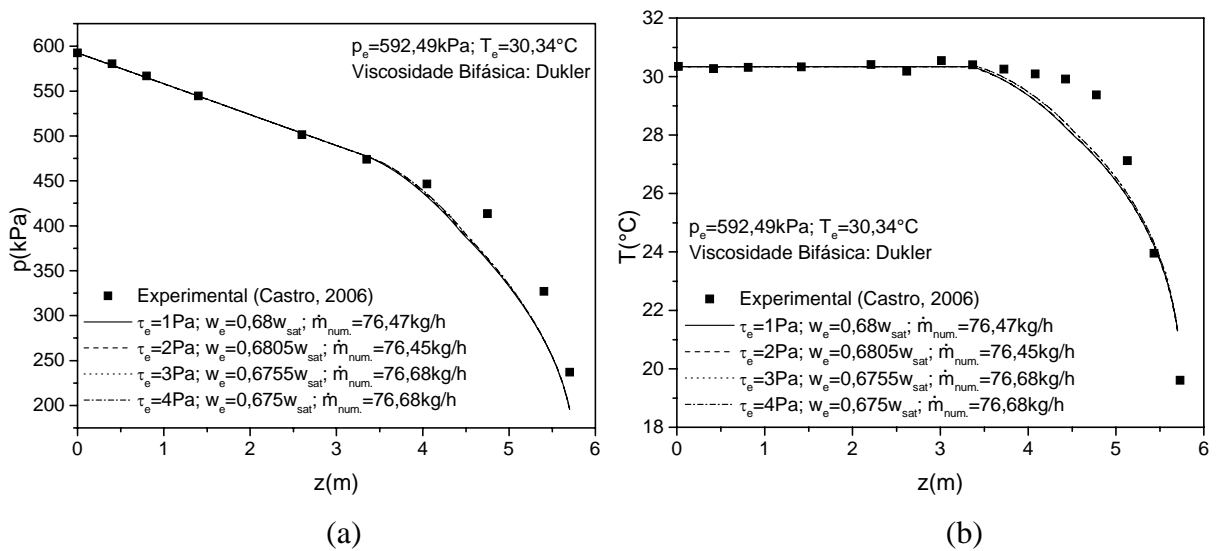


Figura 4.24 – Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes tensões de escoamento da espuma para o teste experimental 25 (a) Distribuições de pressão e (b) Distribuições de temperatura.

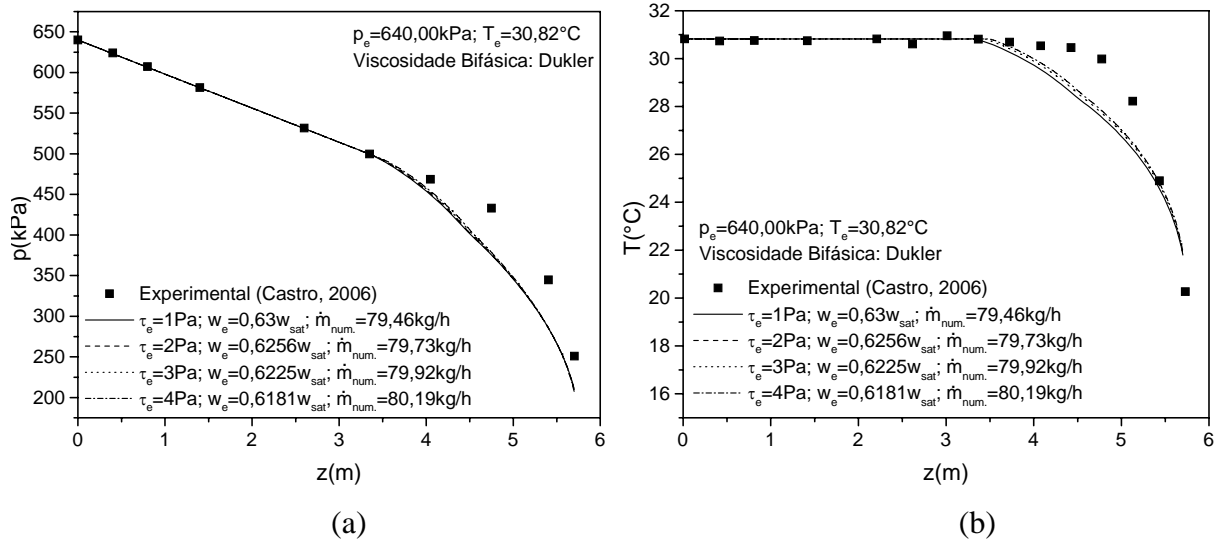


Figura 4.25 – Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes tensões de escoamento da espuma para o teste experimental 35 (a) Distribuições de pressão e (b) Distribuições de temperatura.

Parâmetro κ

Para a verificação da influência do parâmetro κ da equação constitutiva de Calvert (1990), serão tomados como referência os valores sugeridos por Grando (2001) para essa variável: 1,16 e 2,50 Pa.sⁿ. Os outros parâmetros da espuma foram mantidos em $\tau_e = 1\text{Pa}$; $n = 0,4$; $\delta_s = 5,0\mu\text{m}$ e $\alpha_{lim} = 0,6$. Foi utilizada também a correlação de Dukler *et al.* (1964) para o cálculo da viscosidade bifásica.

Nota-se claramente, pelos resultados mostrados nas Figs. 4.26 a 4.30 para os testes 5, 12, 20, 25 e 35 a grande influência da constante κ nos resultados numéricos. Observa-se que os resultados numéricos considerando $\kappa = 2,50\text{ Pa.s}^n$ fornecem resultados mais próximos dos resultados experimentais. O aumento do valor de κ de 1,168 para 2,50 Pa.sⁿ possui, na verdade, dois efeitos. Inicialmente, isso reduz a concentração necessária na entrada do escoamento e a vazão, para a satisfação das quedas totais de pressão e temperatura. Com isso, o ponto de início do escoamento bifásico ocorre para um valor maior de z , aproximando os resultados numéricos dos experimentais nesta região. Em segundo lugar, o aumento de κ

produz um aumento da tensão de cisalhamento da espuma, o que promove um aumento da queda de pressão e, conseqüentemente, de temperatura, na região de espuma. Isto também torna os resultados numéricos mais próximos dos resultados experimentais.

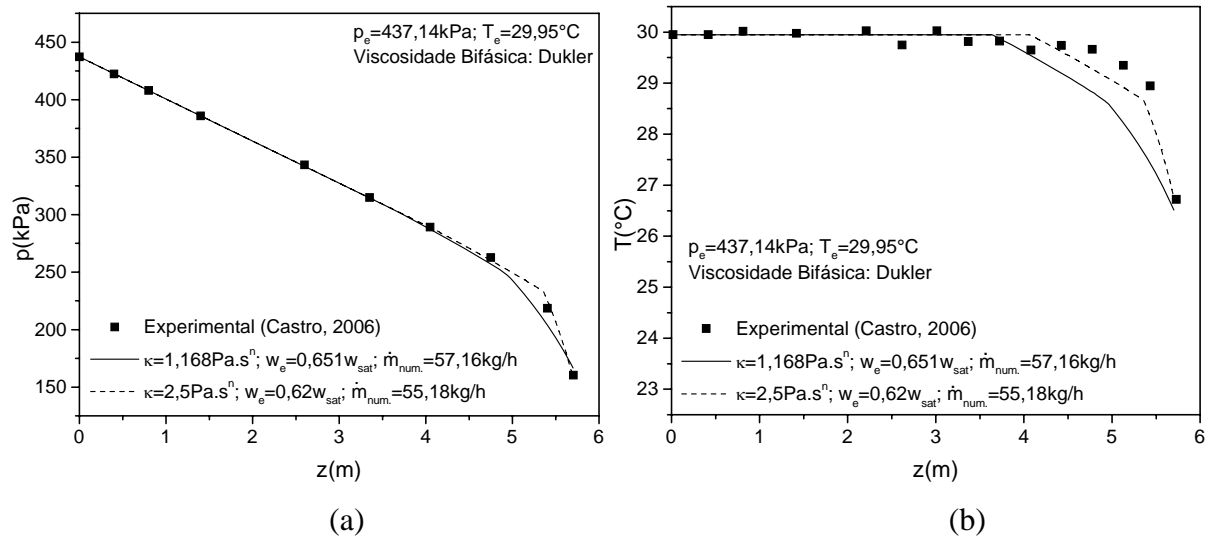


Figura 4.26 – Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes valores do parâmetro κ da espuma para o teste experimental 5 (a) Distribuições de pressão e (b) Distribuições de temperatura.

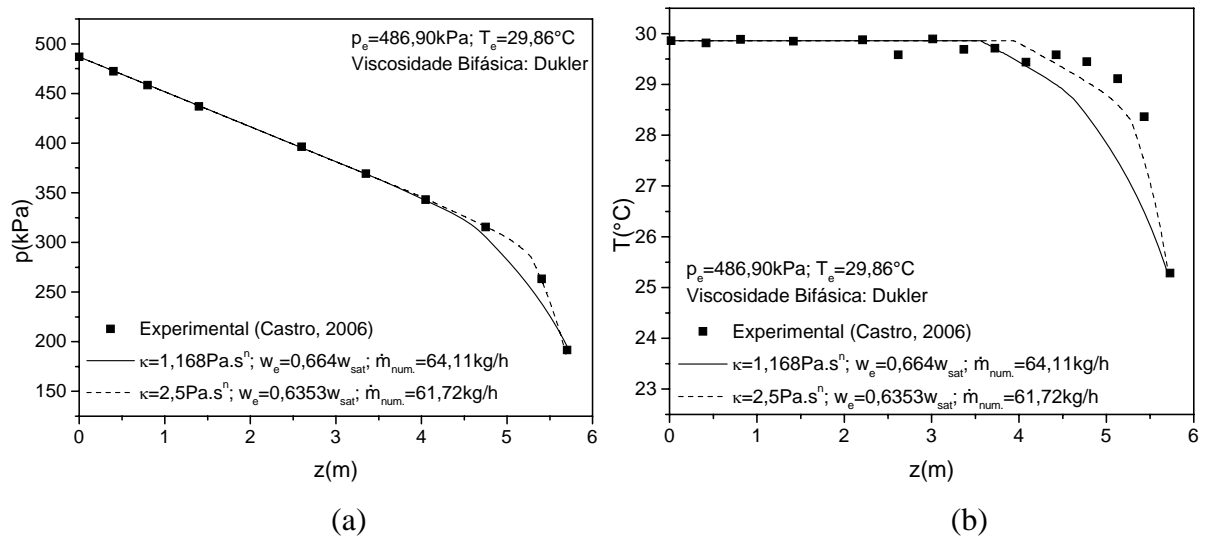


Figura 4.27 – Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes valores do parâmetro κ da espuma para o teste experimental 12 (a) Distribuições de pressão e (b) Distribuições de temperatura.

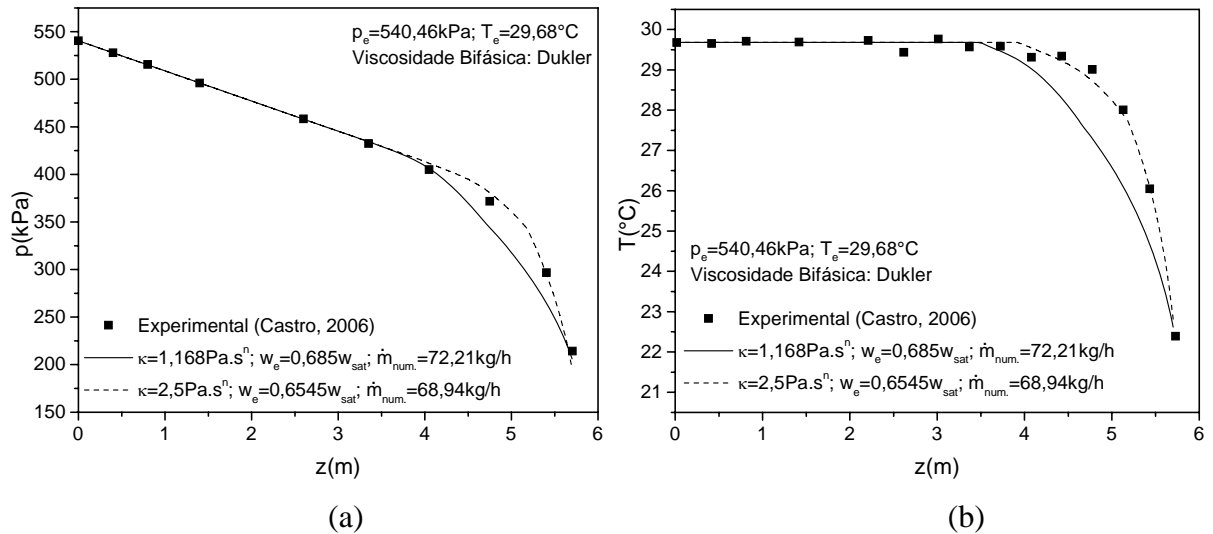


Figura 4.28 – Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes valores do parâmetro κ da espuma para o teste experimental 20 (a) Distribuições de pressão e (b) Distribuições de temperatura.

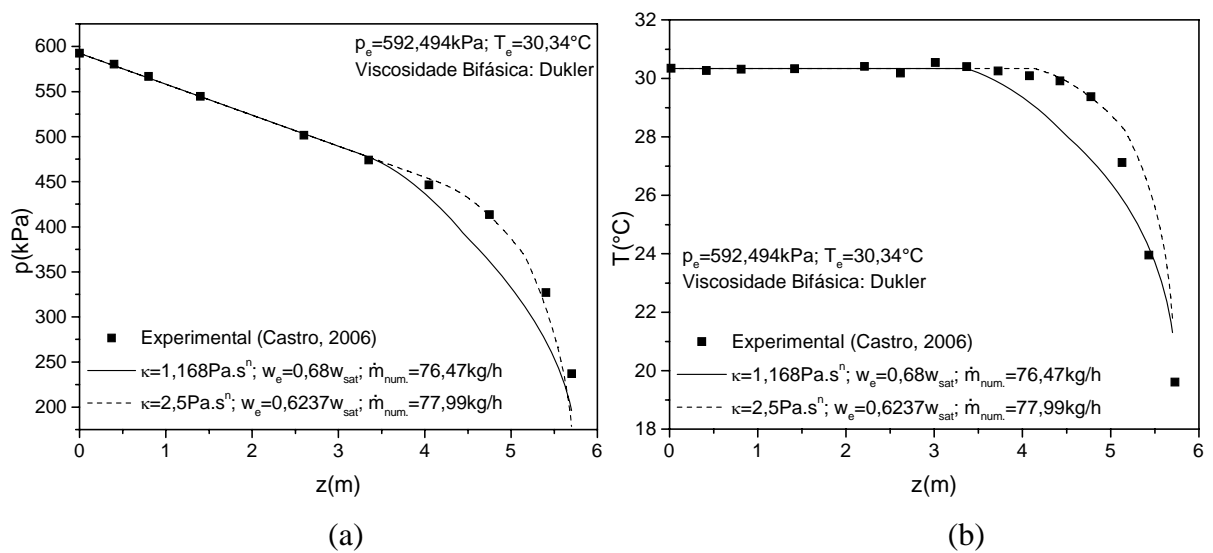


Figura 4.29 – Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes valores do parâmetro κ da espuma para o teste experimental 25 (a) Distribuições de pressão e (b) Distribuições de temperatura.

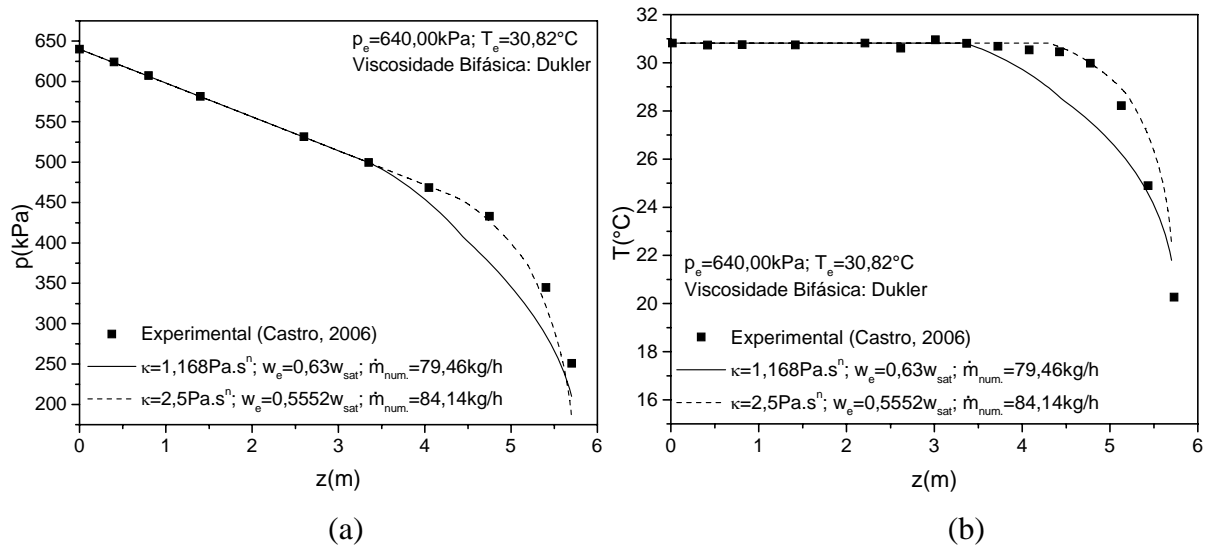


Figura 4.30 – Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes valores do parâmetro κ da espuma para o teste experimental 35 (a) Distribuições de pressão e (b) Distribuições de temperatura.

Parâmetro n

O outro parâmetro do modelo de tensão de cisalhamento da espuma, n , é avaliado dentro da faixa sugerida por Grando (2001), entre 0,40 e 0,433. Os outros parâmetros da espuma foram considerados $\tau_e = 1 \text{ Pa}$; $\kappa = 1,168 \text{ Pa}\cdot\text{s}^n$; $\delta_s = 5,0 \mu\text{m}$ e $\alpha_{lim} = 0,6$. A correlação para o cálculo da viscosidade bifásica utilizada foi a de Dukler *et al.* (1964). Como pode ser visto nas Figs. 4.31 a 4.35, para os testes 5, 12, 20, 25 e 35 respectivamente, o parâmetro n também possui influência sobre os resultados. Assim como o parâmetro κ , o aumento de n produz aumento na queda de pressão na região de espuma que é balanceada pela diminuição da concentração da entrada e da vazão para a satisfação das quedas totais de pressão e temperatura. A influência de n foi menos do que a de κ , pois o aumento de n não foi da mesma ordem de grandeza.

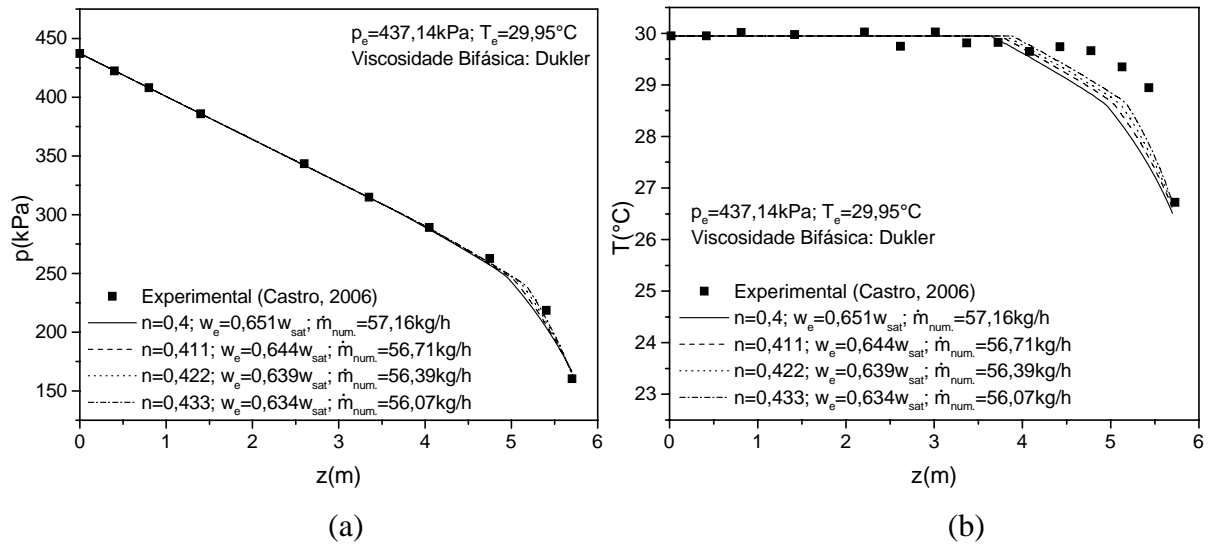


Figura 4.31 – Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes valores do parâmetro n da espuma para o teste experimental 5 (a) Distribuições de pressão e (b) Distribuições de temperatura.

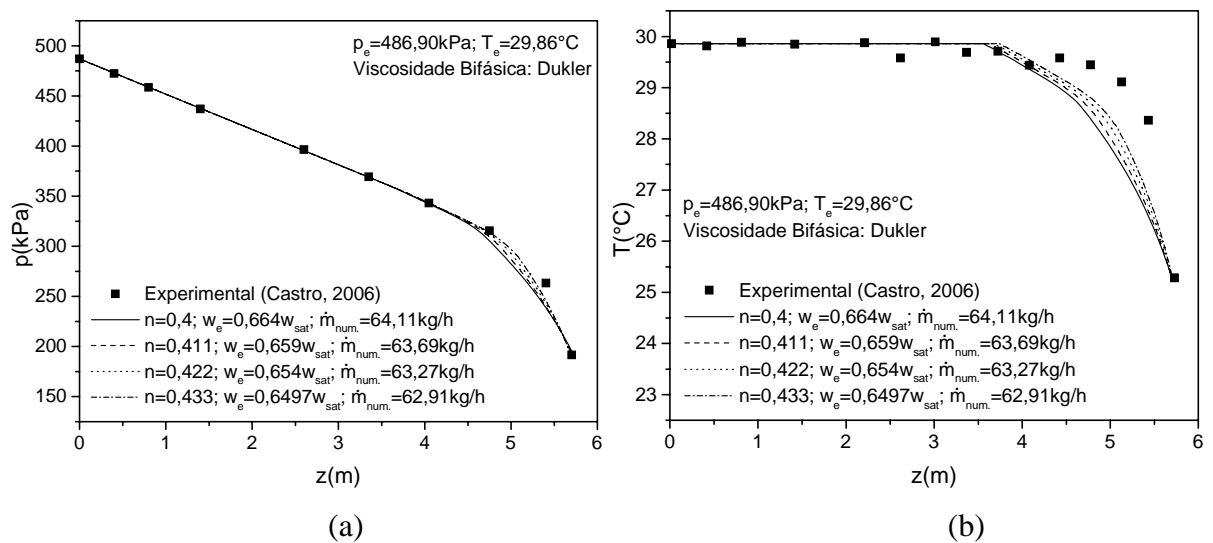


Figura 4.32 – Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes valores do parâmetro n da espuma para o teste experimental 12 (a) Distribuições de pressão e (b) Distribuições de temperatura.

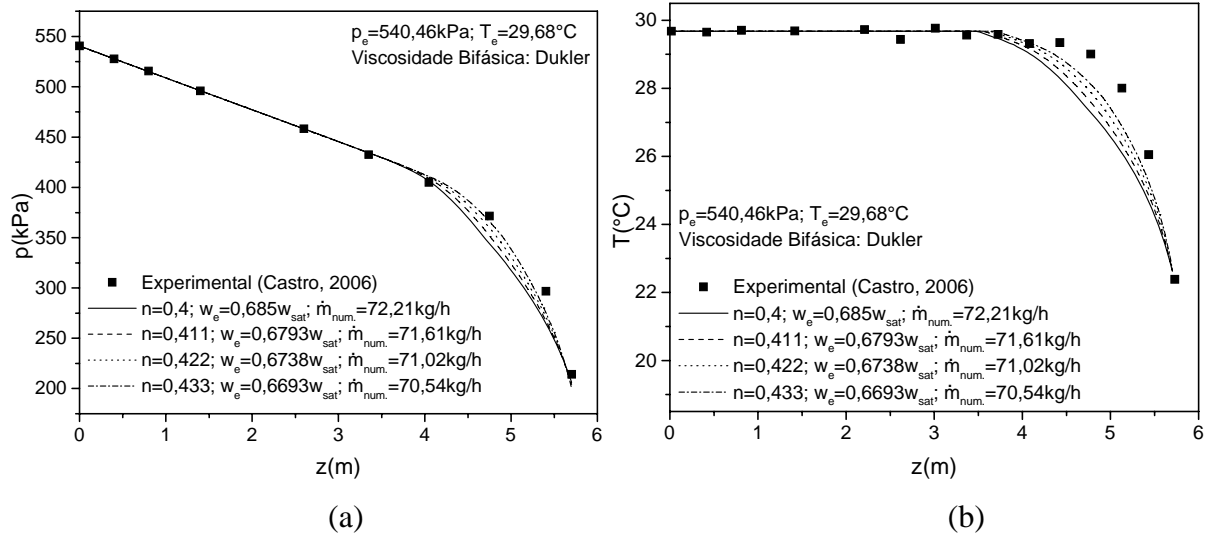


Figura 4.33 – Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes valores do parâmetro n da espuma para o teste experimental 20 (a) Distribuições de pressão e (b) Distribuições de temperatura.

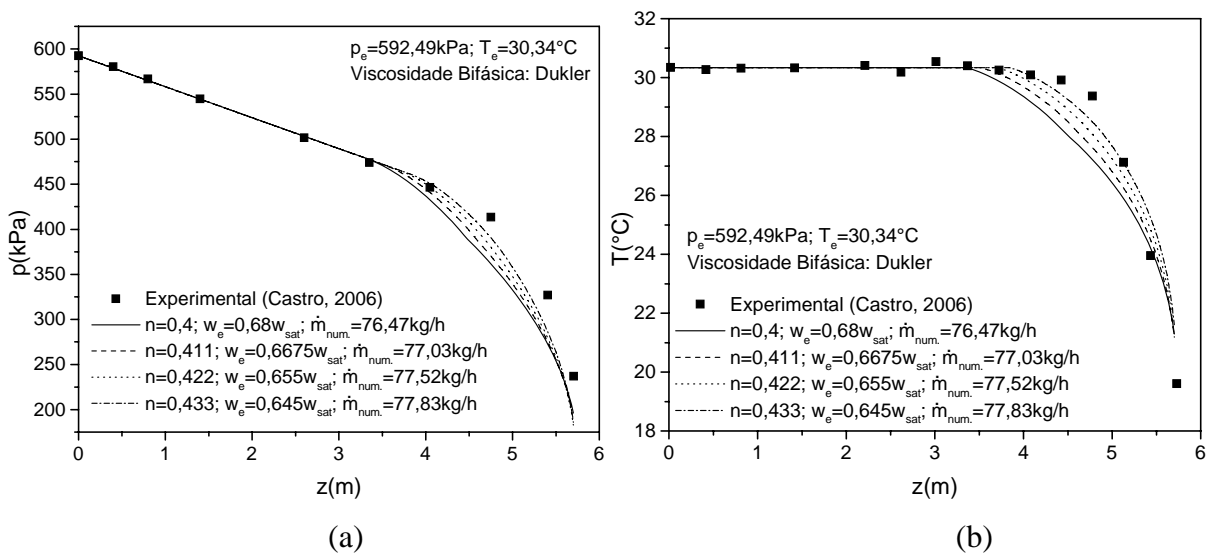


Figura 4.34 – Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes valores do parâmetro n da espuma para o teste experimental 25 (a) Distribuições de pressão e (b) Distribuições de temperatura.

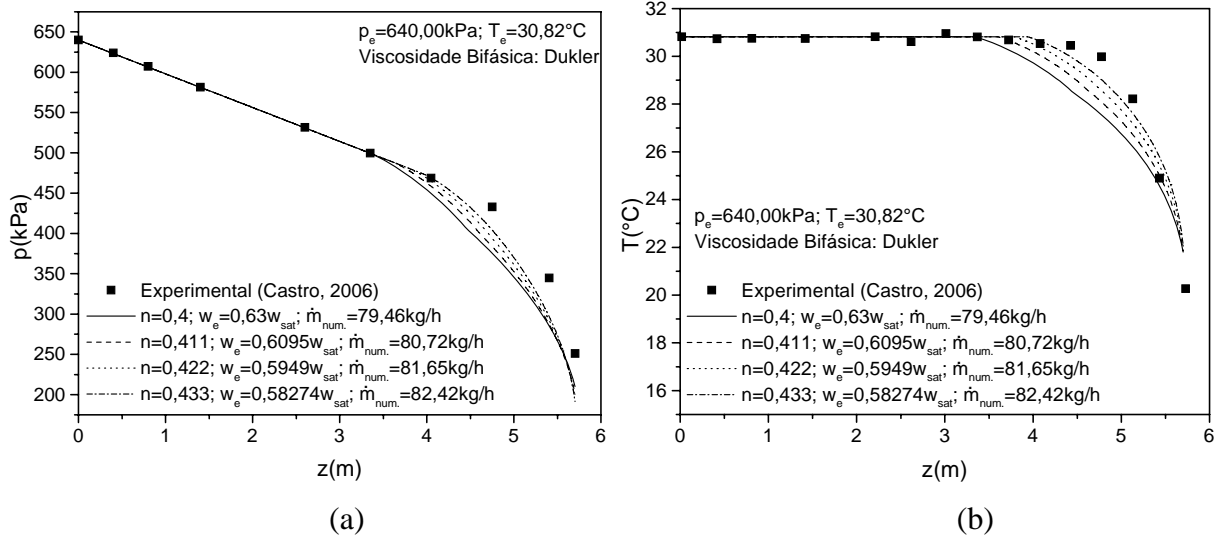


Figura 4.35 – Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes valores do parâmetro n da espuma para o teste experimental 35 (a) Distribuições de pressão e (b) Distribuições de temperatura.

Espessura da camada de líquido (δ_s)

Foram considerados os valores da espessura da camada de líquido variando entre 1 e 10 μm , como proposto por Camp (1988) para espumas aquosas típicas. As Figs. 4.36 à 4.40 apresentam os resultados para as distribuições de pressão e de temperatura na verificação da influência de δ_s para os mesmos cinco testes anteriores.

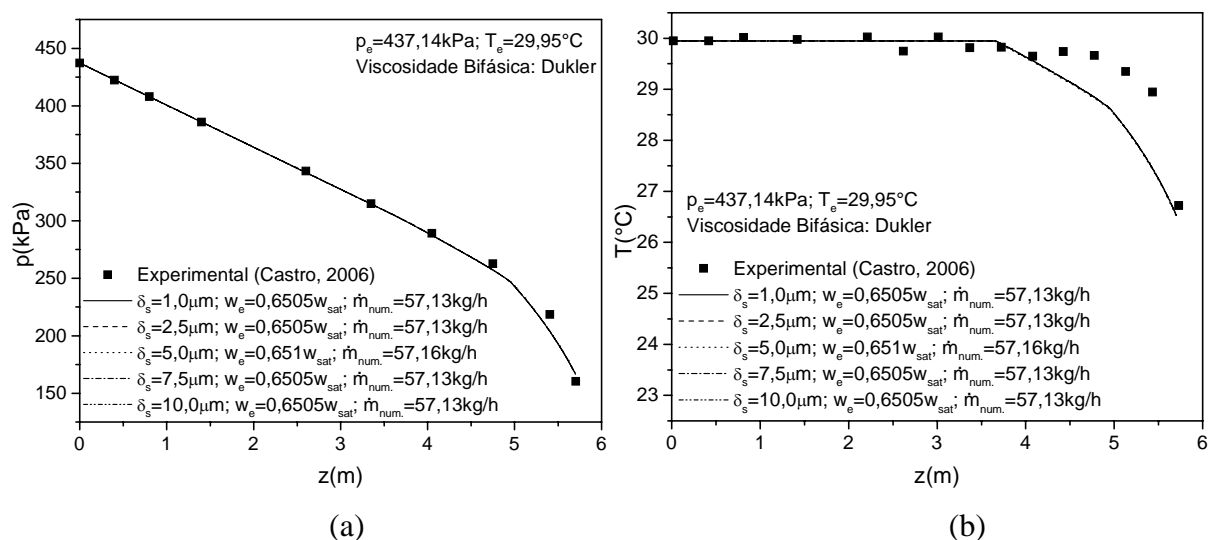


Figura 4.36 – Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes espessuras da camada de líquido para o teste experimental 5 (a) Distribuições de pressão e (b) Distribuições de temperatura.

As simulações foram realizadas com a utilização da correlação da viscosidade bifásica de Dukler *et al.* (1964) e os outros parâmetros da espuma fixados em $\tau_e = 1Pa$; $\kappa = 1,168Pa.s^n$; $n = 0,4$ e $\alpha_{lim} = 0,6$. Assim como a tensão de escoamento (τ_e), a espessura da camada de líquido não influenciou nos resultados numéricos para todos os casos estudados.

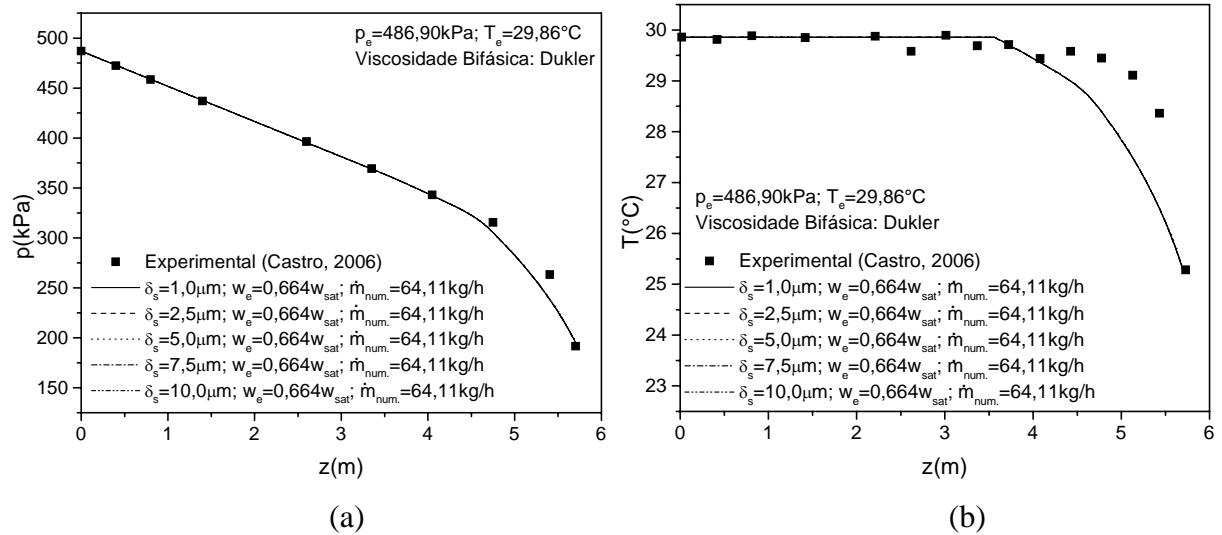


Figura 4.37 – Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes espessuras da camada de líquida para o teste experimental 12 (a) Distribuições de pressão e (b) Distribuições de temperatura.

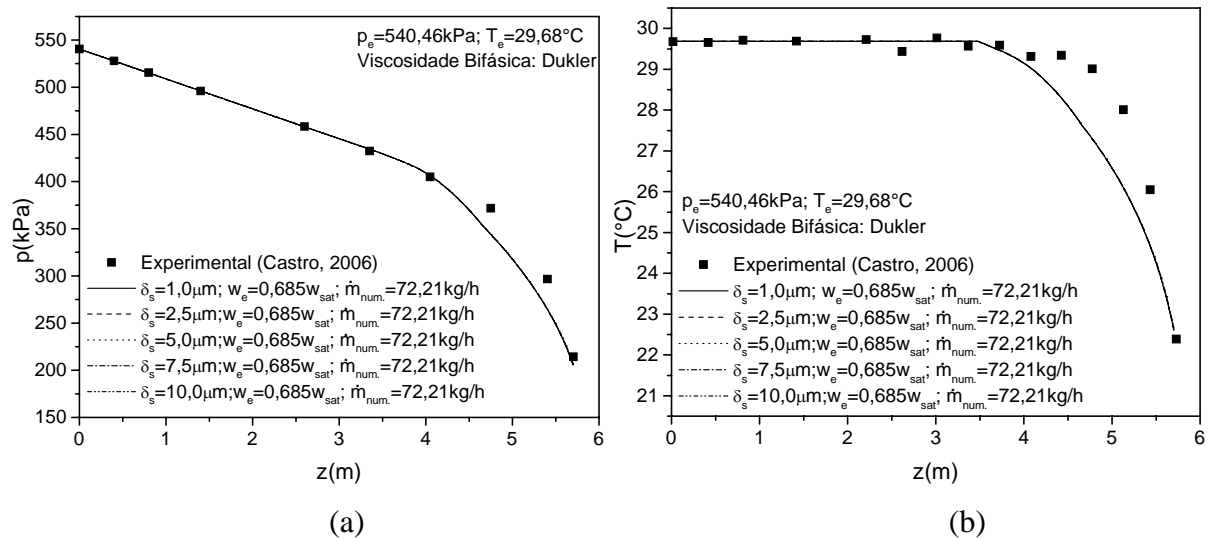


Figura 4.38 – Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes espessuras da camada de líquida para o teste experimental 20 (a) Distribuições de pressão e (b) Distribuições de temperatura.

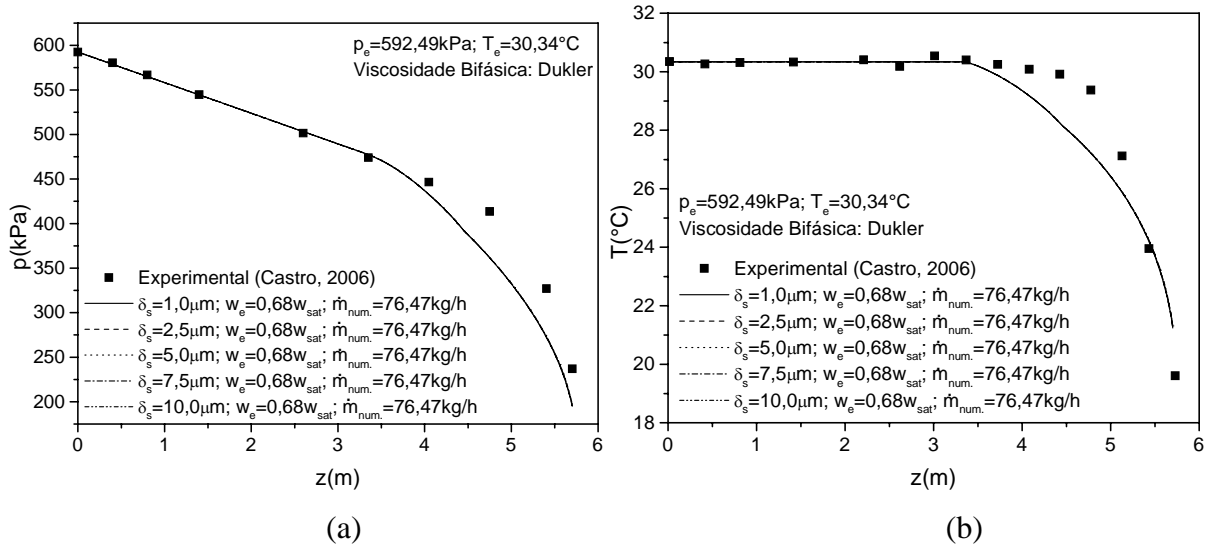


Figura 4.39 – Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes espessuras da camada de líquido para o teste experimental 25 (a) Distribuições de pressão e (b) Distribuições de temperatura.

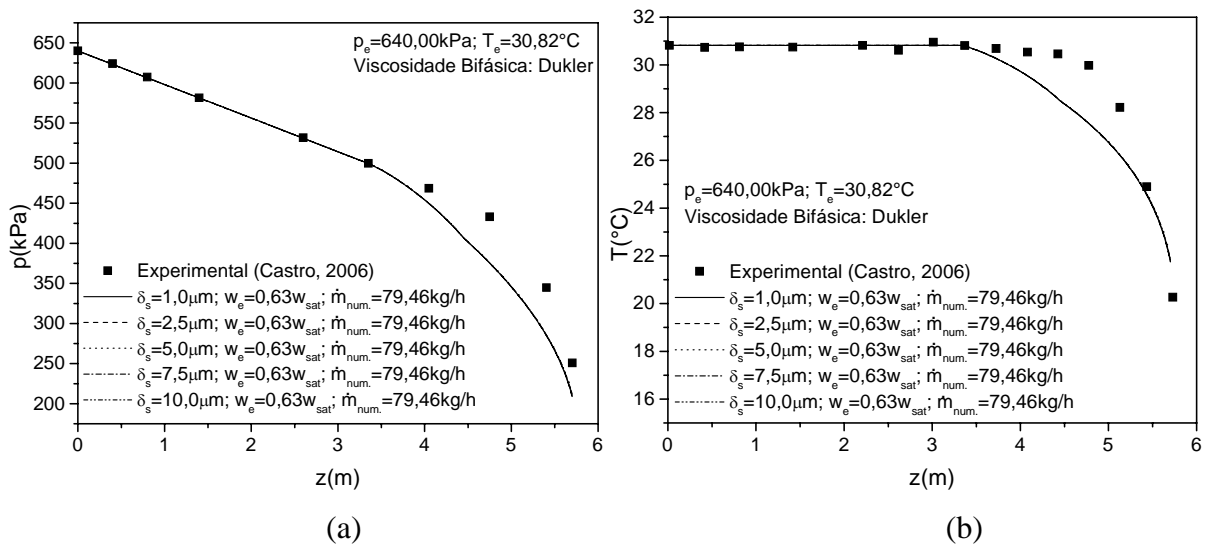


Figura 4.40 – Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com diferentes espessuras da camada de líquido para o teste experimental 35 (a) Resultados de pressão e (b) Resultados de temperatura.

- *Modelo Bifásico Convencional x Modelo de Espuma*

Uma questão interessante a se responder refere-se à necessidade de utilização de um modelo de espuma para caracterizar a região da extremidade de saída do tubo. Como se comportariam os resultados numéricos se apenas o modelo homogêneo fosse usado ao longo de toda região de escoamento bifásico? Certamente seria mais fácil, do ponto de vista da modelagem, se o modelo bifásico convencional pudesse ser aplicado em todo domínio de cálculo. Nesta seção, são confrontados os resultados numéricos considerando o modelo de espuma e o modelo homogêneo para a região final do tubo. Os parâmetros da espuma foram fixados em $\alpha_{lim}=0,6$; $\tau_e=1Pa$; $\kappa=2,5Pa.s^n$; $n=0,4$ e $\delta_s=5,0\mu m$, e a correlação de Dukler *et al.* (1964) foi utilizada para o cálculo da viscosidade da região de escoamento bifásico convencional.

Os resultados desta comparação, apresentados nas Figs. 4.41 à 4.45, mostram que apesar da pequena diferença entre os graus de sub-saturação na entrada e entre as vazões mássicas calculadas com os dois modelos, o modelo de espuma se mostra mais adequado na representação das quedas de pressão para a região de escoamento com altas frações de vazio.

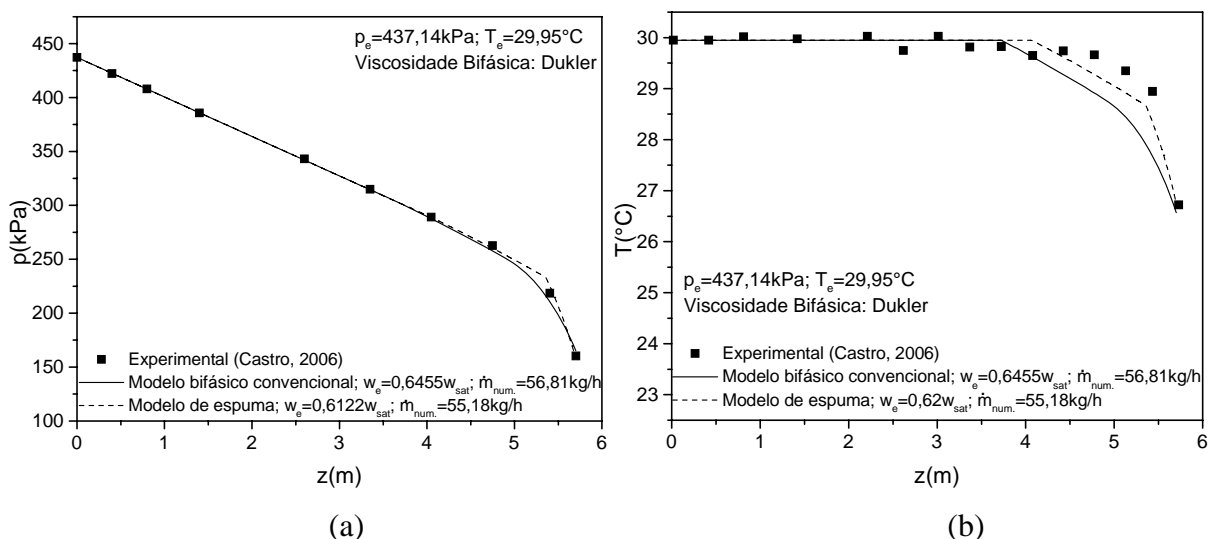


Figura 4.41 – Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com os modelos bifásico convencional e de espuma para o teste experimental 5 (a) Distribuições de pressão e (b) Distribuições de temperatura.

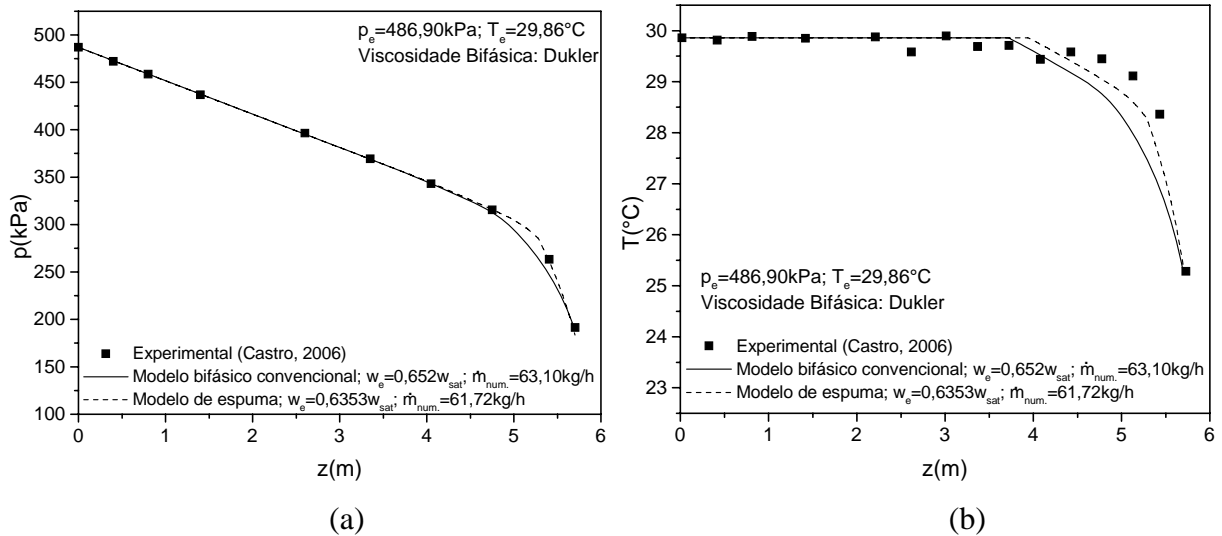


Figura 4.42 – Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com os modelos bifásico convencional e de espuma para o teste experimental 12 (a) Distribuições de pressão e (b) Distribuições de temperatura.

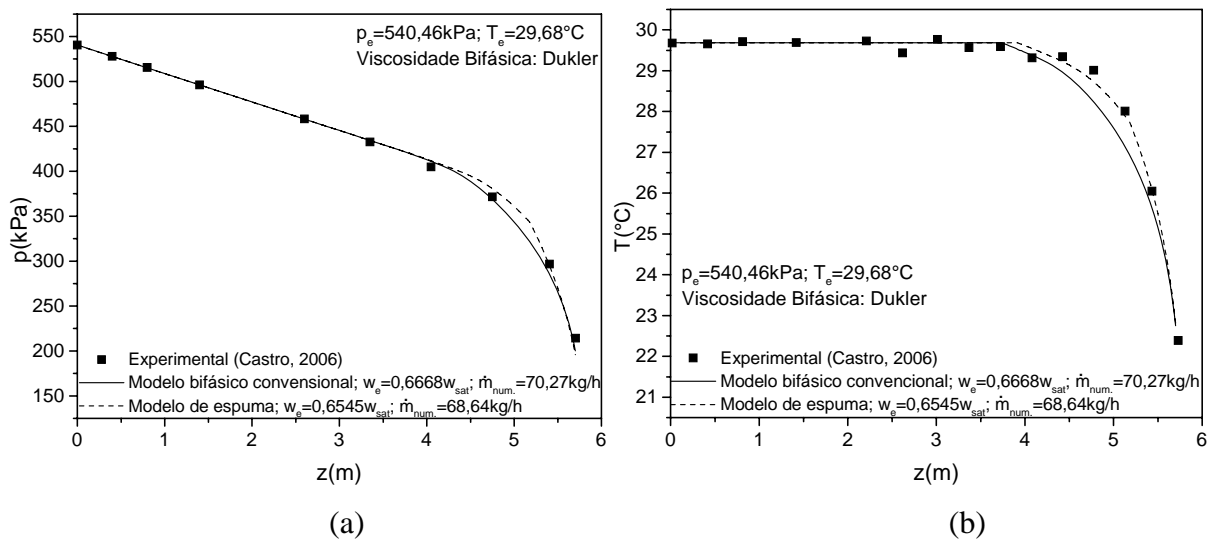


Figura 4.43 – Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com os modelos bifásico convencional e de espuma para o teste experimental 20 (a) Distribuições de pressão e (b) Distribuições de temperatura.

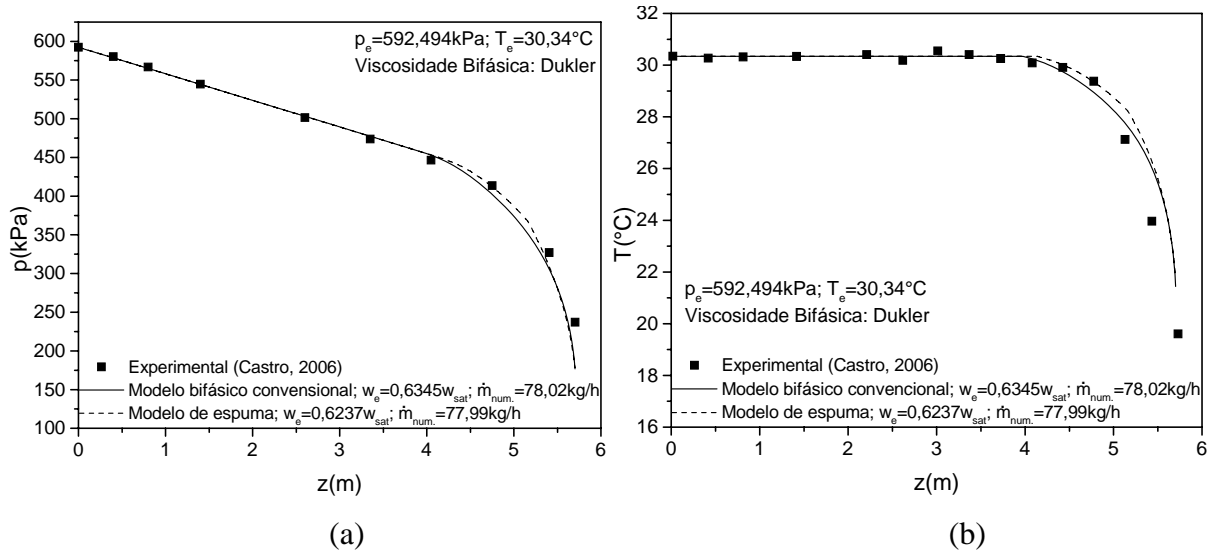


Figura 4.44 – Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com os modelos bifásico convencional e de espuma para o teste experimental 25 (a) Distribuições de pressão e (b) Distribuições de temperatura.

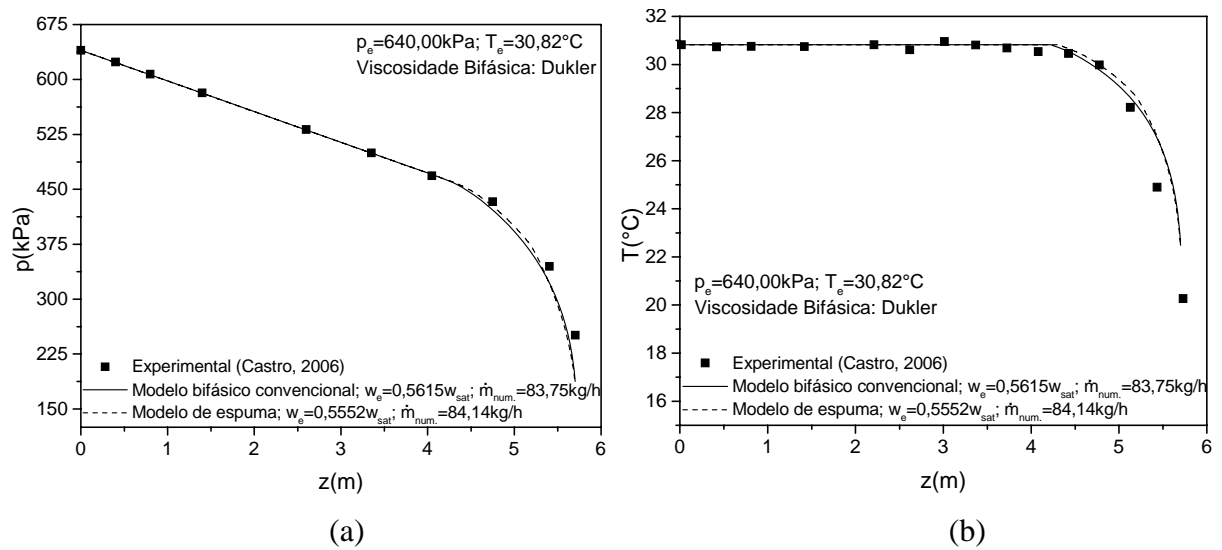


Figura 4.45 – Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com os modelos bifásico convencional e de espuma para o teste experimental 35 (a) Distribuições de pressão e (b) Distribuições de temperatura.

4.3.3 Conclusões

Algumas conclusões podem ser apresentadas a respeito do uso do modelo de sub-saturação na entrada, na comparação entre os resultados numéricos e os obtidos experimentalmente por Castro (2006), para o escoamento bifásico da mistura R-134a/óleo sintético Freol $\alpha 10$:

- De uma maneira geral, não se pode chegar a uma conclusão definitiva sobre qual o melhor modelo para o cálculo da viscosidade bifásica. Além da característica singular de cada teste, aliada à incerteza de alguns parâmetros experimentais do escoamento (concentração na entrada e vazão mássica), cada modelo de viscosidade bifásica apresenta as suas particularidades que resultaram em diferenças nos resultados. Um estudo isolado dos modelos de viscosidade bifásica é apresentado no Apêndice D;
- Os resultados para a fração de vazio limite não mostraram diferenças relativas para os testes a 4,5 e 5,0 bar. Nos testes a 5,5, 6,0 e 6,5 bar os perfis de pressão e de temperatura apresentaram quedas na região de espuma menos intensas em relação à região bifásica convencional, quando utilizados valores de α_{lim} iguais a 0,7 e 0,8;
- Os parâmetros da espuma κ e n foram os parâmetros que mostraram ter mais influência nos resultados numéricos para todas as simulações realizadas;
- Por outro lado, a tensão de escoamento da espuma (τ_e) e a espessura da camada de líquido na parede do tubo (δ_s) mostraram ter pouca ou nenhuma influência no comportamento geral dos resultados. Uma explicação para essa ocorrência é que, para os casos estudados, a espuma está submetida a altas velocidades e, conseqüentemente, altas taxas de deformação;
- O modelo de espuma em todos os testes considerados pareceu fornecer resultados mais próximos dos experimentais em relação ao modelo bifásico convencional para a região do escoamento onde altas frações de vazio eram atingidas.

- Uma validação mais adequada do modelo numérico seria realizada se a vazão e a concentração na entrada experimentais do escoamento fossem conhecidos com maior precisão.

4.4 Modelo de Metaestabilidade

4.4.1 Definição

Nesta seção, o fenômeno da metaestabilidade é considerado como sendo o fator responsável pelo aparecimento da região monofásica no escoamento. Neste caso, assume-se que a mistura está saturada na entrada do escoamento, ou seja, $w_e = w_{sat}(p_e, T_e)$. Entretanto, o processo de vaporização não ocorre imediatamente à primeira redução de pressão do escoamento. Assume-se que a mistura escoar até certa posição do tubo, quando então, se inicia um processo brusco de vaporização do refrigerante. Até este ponto a mistura se comporta como uma mistura supersaturada, ou seja, com uma concentração superior à concentração local. O ponto de início da vaporização é determinado com o auxílio dos dados experimentais. Assume-se que o início da vaporização ocorre quando se verifica o primeiro gradiente significativo de temperatura nos dados experimentais. Deste ponto em diante, assume-se que a mistura volta a estar em equilíbrio termodinâmico, ou seja, sempre saturada de refrigerante.

O ponto de início da vaporização é definido pela pressão e temperatura de desprendimento, p_{desp} e T_{desp} . Conseqüentemente, a concentração de desprendimento é definida como uma função,

$$w_{desp} = w(p_{desp}, T_{desp}) \quad (4.3)$$

Portanto, o critério que separa a região monofásica (suposta região metaestável) da região bifásica é:

$$\begin{aligned} w_{sat} > w_{desp} &\rightarrow \text{monofásico} \\ w_{sat} \leq w_{desp} &\rightarrow \text{bifásico} \end{aligned} \quad (4.4)$$

4.4.2 Resultados

A Fig. 4.46 apresenta os resultados para a fração de vazio da mistura ao longo do escoamento considerando-se o modelo de metaestabilidade. Como pode ser verificado a variação brusca no comportamento do escoamento fez com que frações de vazio muito altas fossem atingidas logo no início do desprendimento do refrigerante, fazendo com que o escoamento bifásico assumisse características de espuma.

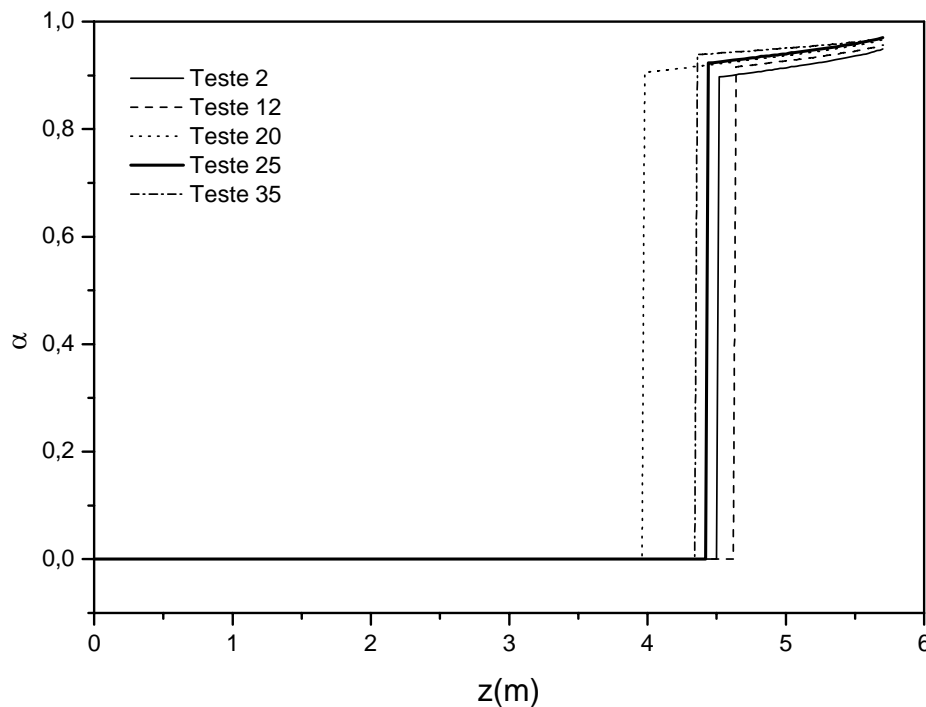


Figura 4.46 – Comportamento da fração de vazio ao longo do tubo para o modelo de metaestabilidade.

Nas Tabelas 4.2 a 4.6 estão listadas as características na entrada e os parâmetros do escoamento de espuma para os modelos de sub-saturação na entrada e de metaestabilidade, selecionados de modo que melhor representassem os perfis de pressão e temperatura experimentais de cada teste. Nas simulações com o modelo de sub-saturação na entrada, a correlação para o cálculo da viscosidade bifásica utilizada foi a correlação de Dukler *et al.* (1964).

Tabela 4.2 – Características na entrada e da espuma para as simulações do teste 2.

	Modelo de Sub-Saturação na Entrada	Modelo de Metaestabilidade
w_e	0,68 w_{sat} ou 15,88%	w_{sat} ou 23,35%
$\dot{m}_{num.} (kg/h)$	52,64	74,38
$\tau_e (Pa)$	1,0	1,0
$\kappa (Pa \cdot s^n)$	2,50	0,52
n	0,40	0,37
$\delta_s (\mu m)$	5,0	5,0
α_{lim}	0,6	0,6

As Figs. 4.47 a 4.56 apresentam os resultados das comparações dos perfis de pressão de temperatura obtidos nas simulações com os modelos de sub-saturação na entrada e de metaestabilidade.

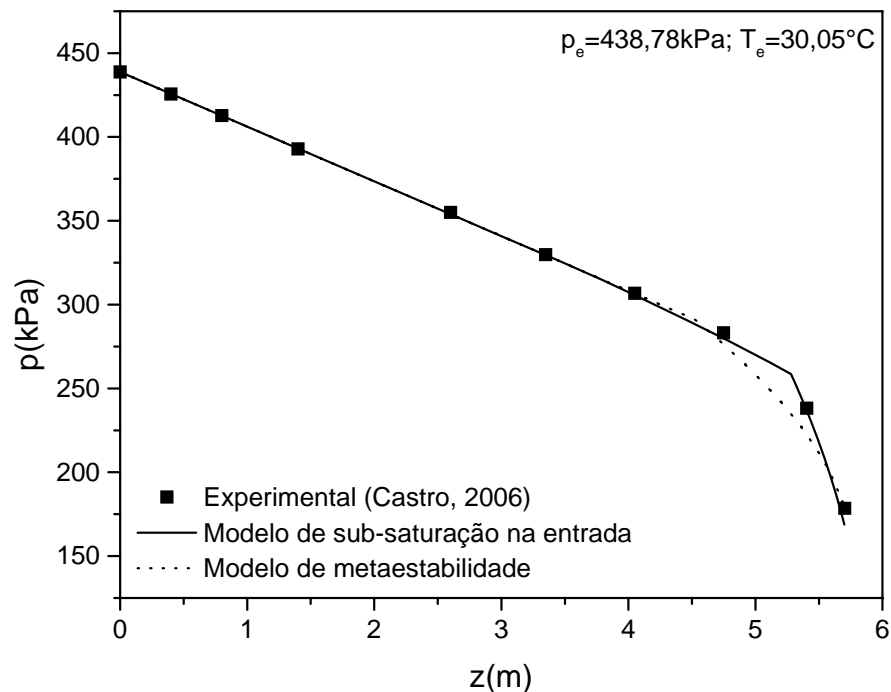


Figura 4.47 – Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com os modelos de sub-saturação na entrada e de metaestabilidade para o teste experimental 2 – Distribuições de pressão.

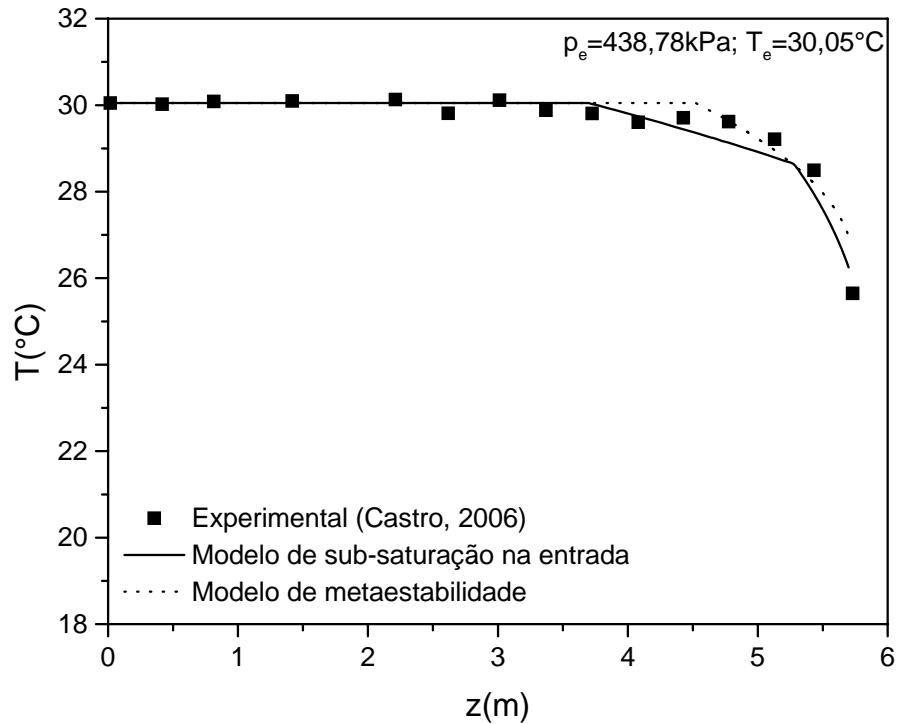


Figura 4.48 – Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com os modelos de sub-saturação na entrada e de metaestabilidade para o teste experimental 2 – Distribuições de temperatura.

Tabela 4.3 – Características na entrada e da espuma para as simulações do teste 12.

	Modelo de Sub-Saturação na Entrada	Modelo de Metaestabilidade
w_e	$0,6182w_{\text{sat}}$ ou 15,25%	w_{sat} ou 27,91%
$\dot{m}_{\text{num.}}(\text{kg}/\text{h})$	60,33	74,53
$\tau_e(\text{Pa})$	1,0	1,0
$\kappa(\text{Pa} \cdot \text{s}^n)$	3,00	0,500
n	0,40	0,386
$\delta_s(\mu\text{m})$	5,0	5,0
α_{lim}	0,5	0,5

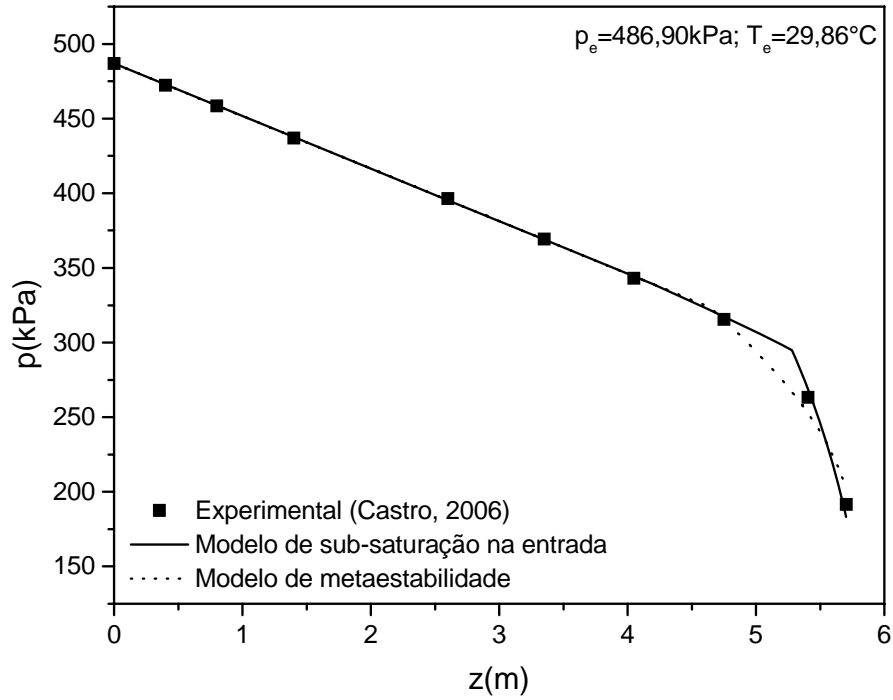


Figura 4.49 – Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com os modelos de sub-saturação na entrada e de metaestabilidade para o teste experimental 12 – Distribuições de pressão.

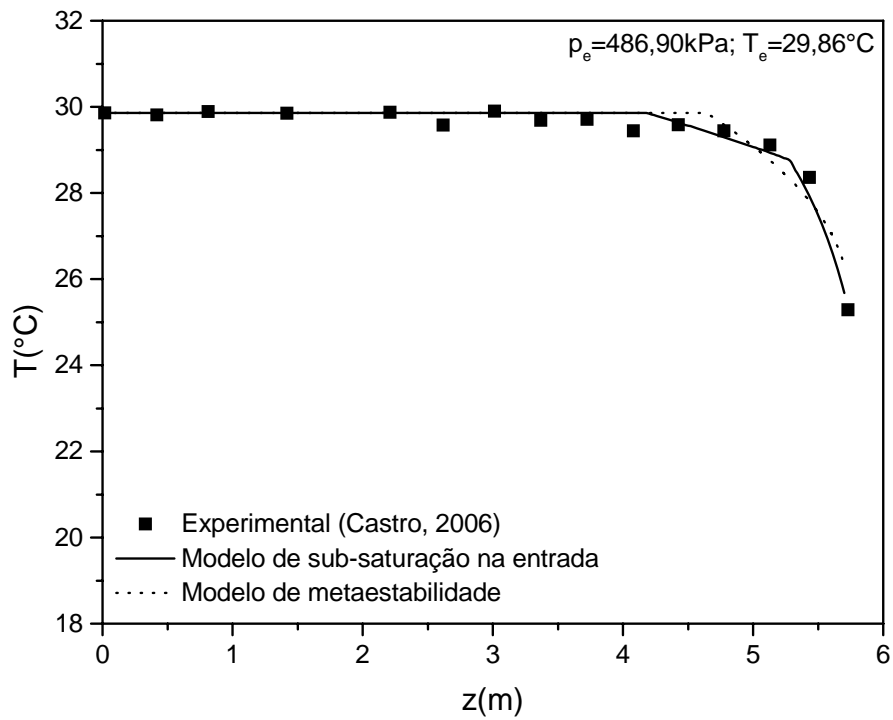


Figura 4.50 – Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com os modelos de sub-saturação na entrada e de metaestabilidade para o teste experimental 12 – Distribuições de temperatura.

Tabela 4.4 – Características na entrada e da espuma para as simulações do teste 20.

	Modelo de Sub-Saturação na Entrada	Modelo de Metaestabilidade
w_e	$0,649w_{sat}$ ou 22,29%	w_{sat} ou 34,35%
$\dot{m}_{num.} (kg/h)$	68,35	65,44
$\tau_e (Pa)$	1,0	1,0
$\kappa (Pa \cdot s^n)$	2,50	0,555
n	0,40	0,41
$\delta_s (\mu m)$	5,0	5,0
α_{lim}	0,5	0,5

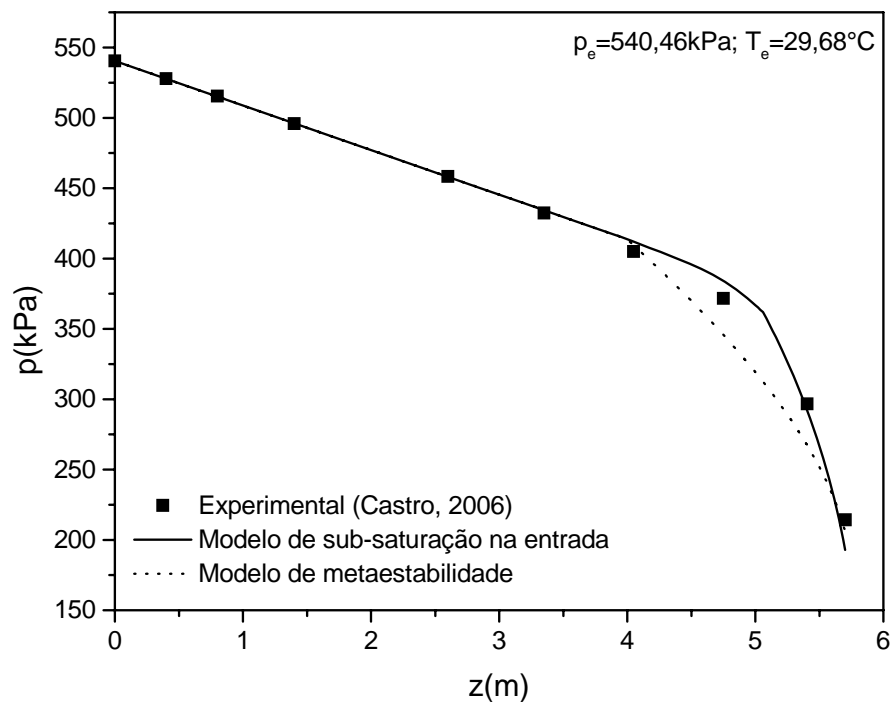


Figura 4.51 – Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com os modelos de sub-saturação na entrada e de metaestabilidade para o teste experimental 20 – Distribuições de pressão.

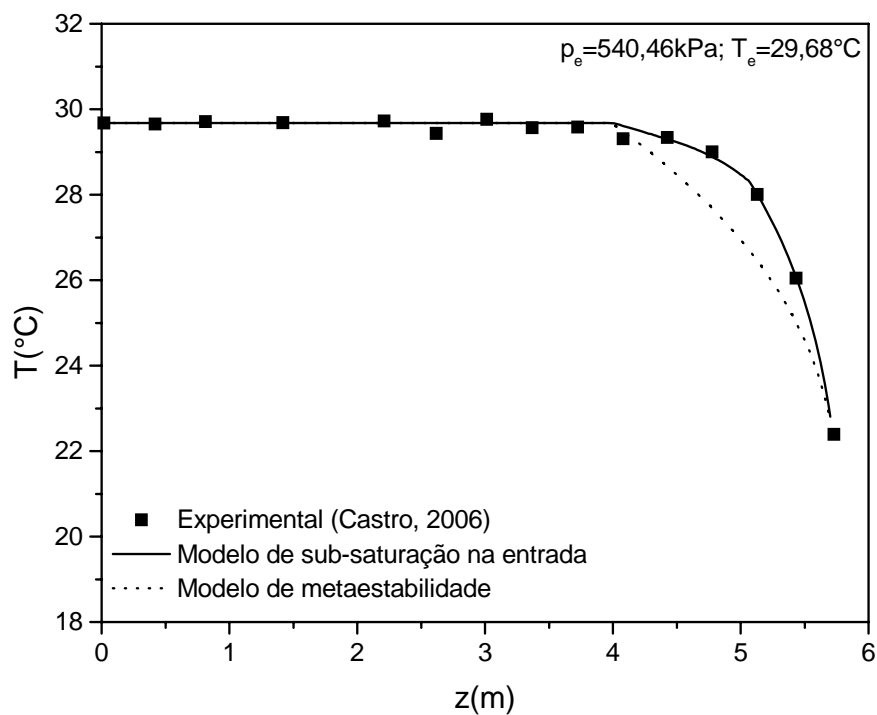


Figura 4.52 – Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com os modelos de sub-saturação na entrada e de metaestabilidade para o teste experimental 20 – Distribuições de temperatura.

Tabela 4.5 – Características na entrada e da espuma para as simulações do teste 25.

	Modelo de Sub-Saturação na Entrada	Modelo de Metaestabilidade
w_e	0,6202 w_{sat} ou 23,48%	w_{sat} ou 37,85%
$\dot{m}_{num.} (kg/h)$	77,91	66,07
$\tau_e (Pa)$	1,0	1,0
$\kappa (Pa \cdot s^n)$	2,50	0,570
n	0,40	0,435
$\delta_s (\mu m)$	5,0	5,0
α_{lim}	0,5	0,5

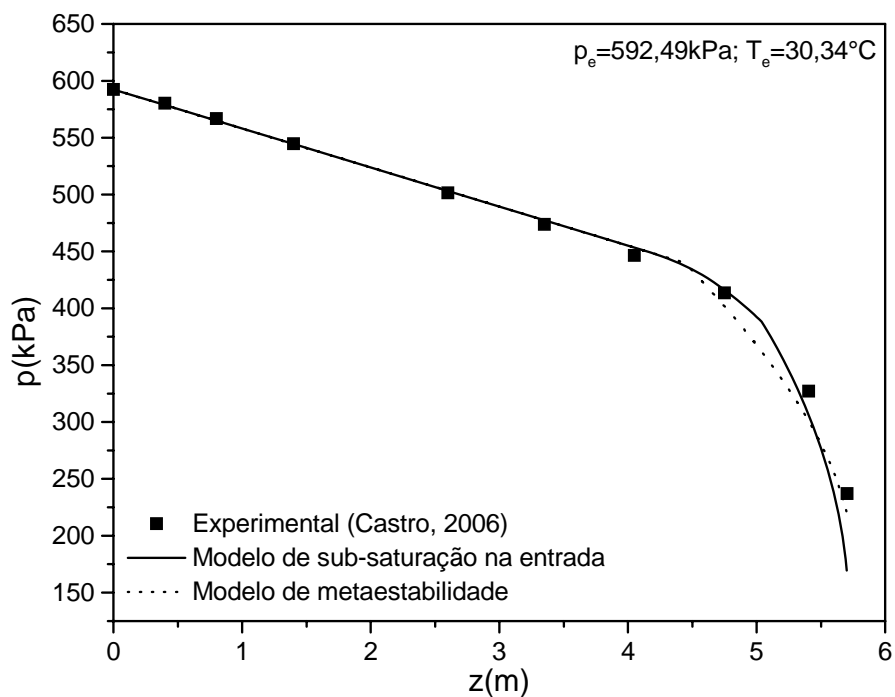


Figura 4.53 – Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com os modelos de sub-saturação na entrada e de metaestabilidade para o teste experimental 25 – Distribuições de pressão.

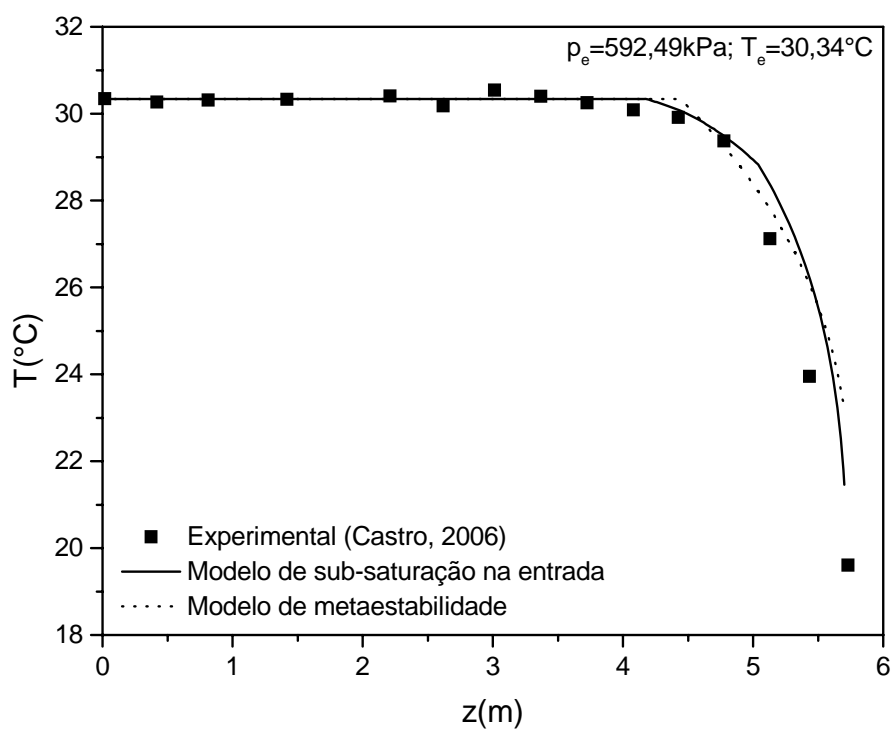


Figura 4.54 – Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com os modelos de sub-saturação na entrada e de metaestabilidade para o teste experimental 25 – Distribuições de temperatura.

Tabela 4.6 – Características na entrada e da espuma para as simulações do teste 35.

	Modelo de Sub-Saturação na Entrada	Modelo de Metaestabilidade
w_e	0,5486 w_{sat} ou 22,93%	w_{sat} ou 41,80%
$\dot{m}_{num.} (kg/h)$	84,52	74,98
$\tau_e (Pa)$	1,0	1,0
$\kappa (Pa \cdot s^n)$	2,50	0,540
n	0,40	0,40
$\delta_s (\mu m)$	5,0	5,0
α_{lim}	0,5	0,5

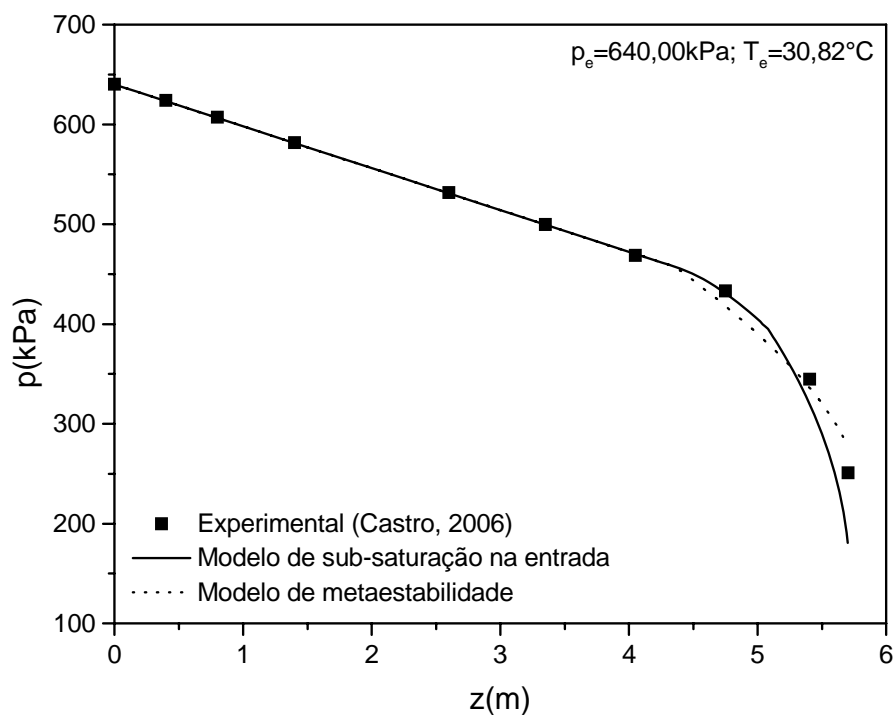


Figura 4.55 – Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com os modelos de sub-saturação na entrada e de metaestabilidade para o teste experimental 35 – Distribuições de pressão.

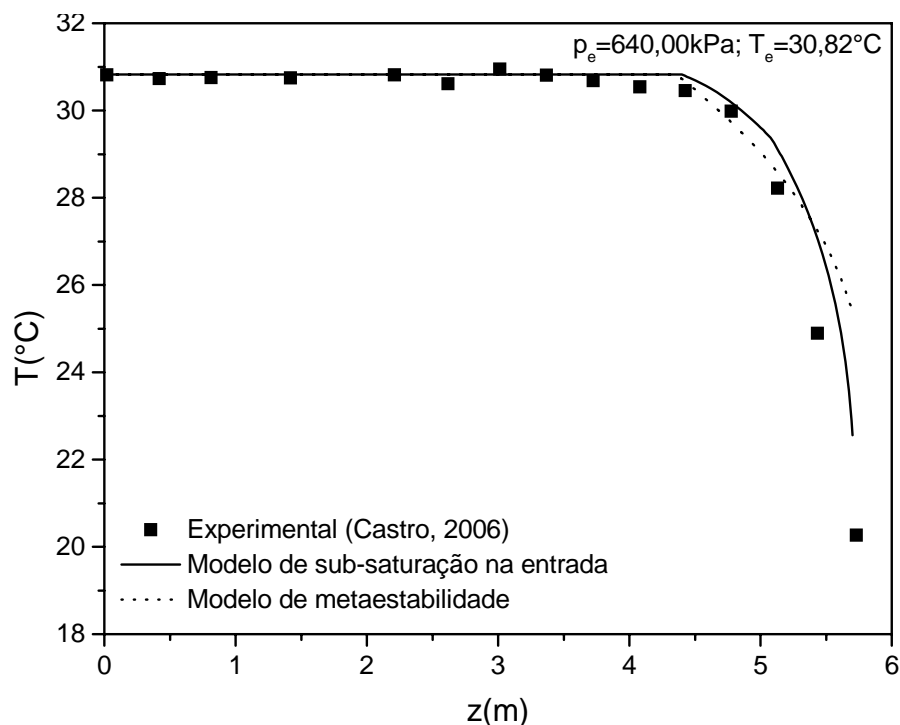


Figura 4.56 – Comparação entre os resultados experimentais e numéricos obtidos com os modelos de sub-saturação na entrada e de metaestabilidade para o teste experimental 35 – Distribuições de temperatura.

Dos resultados apresentados, não se pode afirmar com precisão sobre qual dos modelos representa melhor os dados experimentais. Como já mencionado no início do capítulo, esses modelos foram formulados a partir de duas hipóteses diferentes, a fim de suprir as incertezas experimentais sobre as condições sob as quais a mistura se encontra na entrada do escoamento. Os parâmetros de cada um dos modelos foram ajustados de modo a fornecerem os resultados mais próximos em relação aos dados experimentais. Apesar disso, entretanto, pode-se dizer que de uma maneira geral, o modelo de mistura sub-saturada na entrada forneceu resultados mais próximos dos dados experimentais.

Um problema surgido nas simulações com o modelo de metaestabilidade foi a dificuldade em obter valores exatos de p_{desp} e T_{desp} diretamente dos perfis de pressão e temperatura experimentais. Também como já comentado anteriormente, o ponto de início da vaporização do refrigerante da mistura não é bem definido nos experimentos, sendo

necessário considerar valores aproximados a partir da região onde se percebe o início dos gradientes mais acentuados.

4.4.3 Conclusões

Similarmente aos resultados com o modelo de sub-saturação na entrada, algumas conclusões também podem ser apresentadas a respeito da utilização do modelo de metaestabilidade:

- O modelo de metaestabilidade mostrou que logo no início do desprendimento do refrigerante as frações de vazio já atingem valores da ordem de 0,9, onde as equações de espuma devem ser resolvidas para a região bifásica. Assim, os únicos parâmetros que controlaram as quedas de pressão e de temperatura foram os parâmetros κ e n da espuma, já que foi mostrado nos resultados para o modelo de sub-saturação na entrada que os parâmetros τ_e e δ_s têm pouca influência no modelo de espuma.
- O modelo de metaestabilidade forneceu resultados mais distantes dos dados experimentais em relação ao modelo de sub-saturação na entrada.

EXPLORAÇÃO DO MODELO NUMÉRICO

5.1 Introdução

No capítulo anterior, foi exposto todo o processo de validação do modelo numérico elaborado para a simulação do escoamento da mistura óleo Freol $\alpha 10$ - refrigerante R134a, por meio de comparações com dados experimentais obtidos por Castro (2006). O modelo de sub-saturação na entrada do escoamento forneceu resultados que se ajustaram bem aos dados experimentais, embora os parâmetros do modelo tivessem de ser ajustados por falta de conhecimento mais preciso de seus valores. Portanto, validações mais precisas do modelo dependem do melhor conhecimento de tais parâmetros.

Neste capítulo é feita uma exploração do modelo quanto aos resultados que podem ser obtidos da solução numérica. Além dos perfis de pressão e de temperatura, o modelo também é capaz de gerar resultados numéricos para as variações da concentração, título, fração de vazão e o perfil de velocidades em seções transversais do duto ao longo do escoamento.

Primeiramente são apresentados os resultados numéricos para um teste experimental realizado por Castro (2006), a partir do qual poderá se ter uma idéia do comportamento das outras variáveis importantes do escoamento. A seguir, a influência dos principais parâmetros do modelo é analisada, permitindo entender melhor o escoamento e algumas propriedades da mistura óleo-refrigerante. Esses parâmetros compreendem as condições pré-estabelecidas na entrada, como a vazão em massa, concentração de refrigerante, pressão e temperatura.

Finalmente, os resultados da mistura óleo éster Freol $\alpha 10$ e R134a são comparados com os de outras duas misturas: uma formada por óleo éster EMKARATE RL10H e refrigerante R134a, e outra por óleo mineral SUNISO 1GS e refrigerante R12.

5.2 Análise Numérica Completa de um Teste Experimental

O caso considerado foi o teste experimental 21 (vide Tabela 4.1) do conjunto dos testes a 5,5 bar, para o qual foram obtidas numericamente as distribuições de pressão, temperatura (ambos comparados com os dados experimentais), concentração de refrigerante, título, fração de vazio, densidade, viscosidade, tensão de cisalhamento na parede e perfis de velocidade em algumas seções do escoamento. Nessa análise e em todas as apresentadas no decorrer deste capítulo, o modelo utilizado foi o de sub-saturação na entrada. A Tabela 5.1 apresenta de forma geral as condições da simulação.

Tabela 5.1 – Condições da simulação do teste experimental 21.

$p_e (kPa)$	539,68
$T_e (^\circ C)$	30,15
w_e	0,6325 w_{sat} ou 20,43%
$\dot{m}_{num.} (kg/h)$	70,17
Viscosidade Bifásica	Cichitti <i>et al.</i> (1960)
Parâmetros do Modelo de Espuma	
α_{lim}	0,6
$\tau_e (Pa)$	1,0
$\kappa (Pa \cdot s^n)$	1,168
n	0,45
$\delta_s (\mu m)$	5,0

As Figs. 5.1 e 5.2 apresentam as variações de pressão e temperatura ao longo do escoamento, nas quais se nota uma boa aproximação entre os resultados numéricos e os

experimentais. Admitida a hipótese de mistura sub-saturada na entrada do tubo, a queda de pressão se dá inicialmente devido ao atrito viscoso entre a mistura líquida e a parede da tubulação, pois o escoamento ainda é monofásico. Nessa região, a queda de pressão é linear e a temperatura do escoamento é constante.

Próximo à $z = 4 \text{ m}$, a pressão atinge a condição de saturação da mistura, iniciando-se o processo de vaporização do refrigerante e o escoamento bifásico da mistura: bolhas de refrigerante gasoso dispersas na fase líquida saturada, segundo o experimento de visualização de Castro (2006). A temperatura então começa a cair uma vez que, em razão do escoamento ser adiabático, a energia requerida para a vaporização do fluido refrigerante é retirada totalmente da própria mistura. Em $z = 5 \text{ m}$, o escoamento assume a forma de espuma e as quedas de pressão e temperatura são mais acentuadas do que na região de escoamento bifásico convencional.

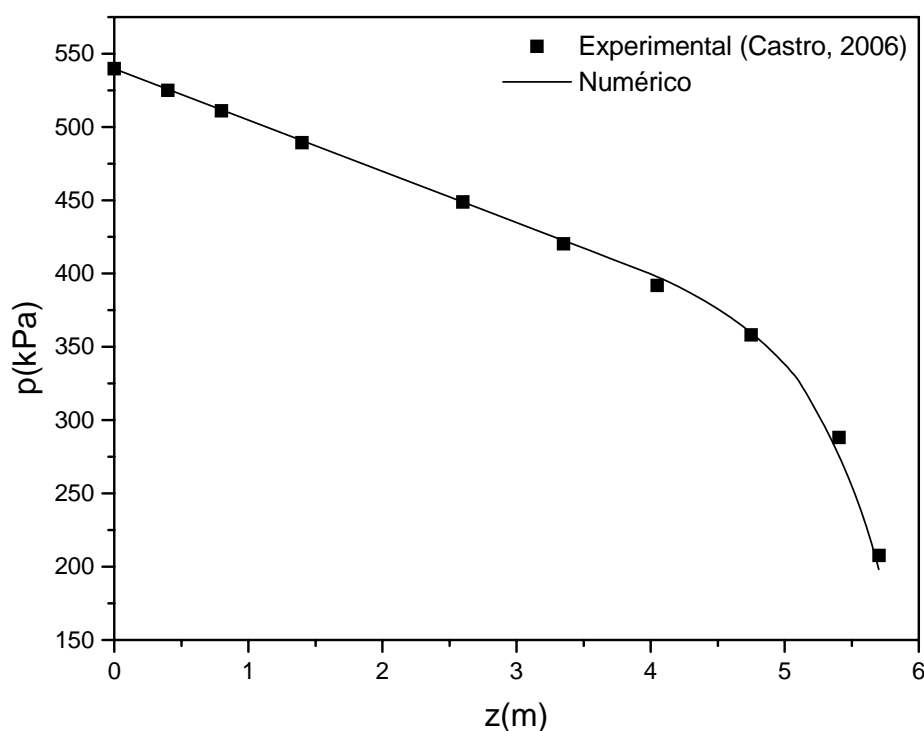


Figura 5.1 – Perfis de pressão para a análise completa do teste experimental 21.

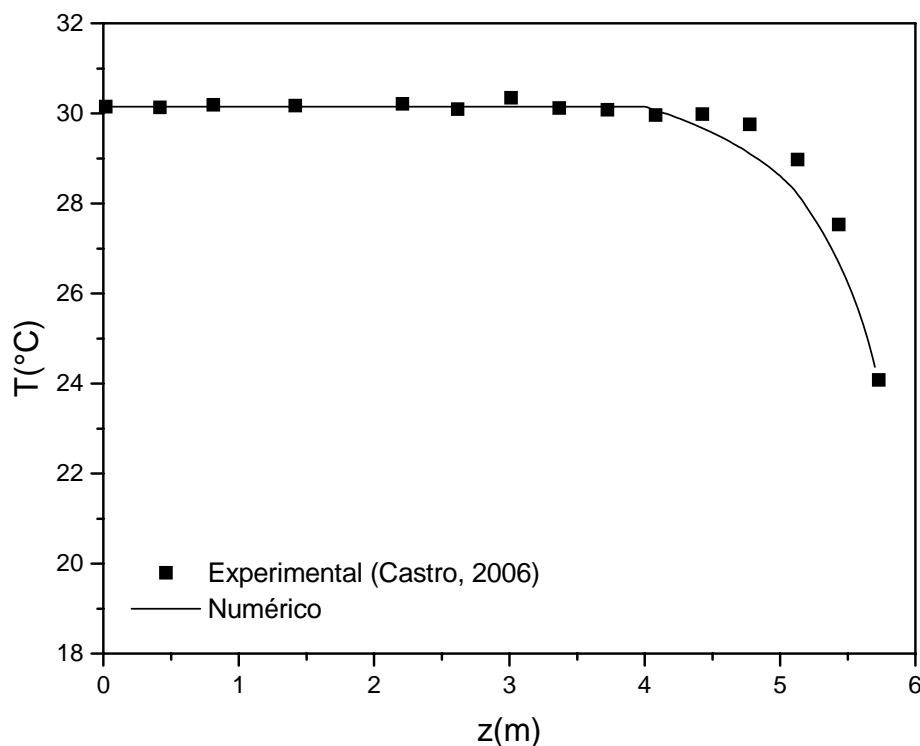


Figura 5.2 – Perfil de temperatura para a análise completa do teste experimental 21.

A Fig. 5.3 mostra as contribuições da aceleração do fluido e do atrito no gradiente de pressão total do escoamento. Note que no início do escoamento bifásico, a parcela do gradiente de pressão devido à aceleração representa cerca de 10% da queda de pressão total, pois os efeitos viscosos ainda são dominantes. Na região de espuma, no entanto, com o aumento da velocidade do fluido, os efeitos de aceleração passam a ser mais significativos chegando a contribuir em 40% na queda de pressão total no final do escoamento.

A Fig. 5.4 mostra o comportamento da concentração e da solubilidade do refrigerante na mistura ao longo do escoamento. Note que até o início do processo de desprendimento de refrigerante, a concentração de refrigerante na mistura se mantém constante e igual à concentração na entrada, definida como sendo 63,25% da concentração de saturação. A solubilidade apresenta queda progressiva até o início do desprendimento do refrigerante, pois é uma propriedade termodinâmica da mistura que depende apenas da pressão e da temperatura locais. A solubilidade então, representa a concentração de refrigerante se a mistura estivesse saturada na pressão e temperatura locais. A partir do momento em que ocorre o escoamento

bifásico, as duas variáveis são iguais, uma vez que o modelo assume que a mistura líquida está sempre saturada ao longo do escoamento bifásico.

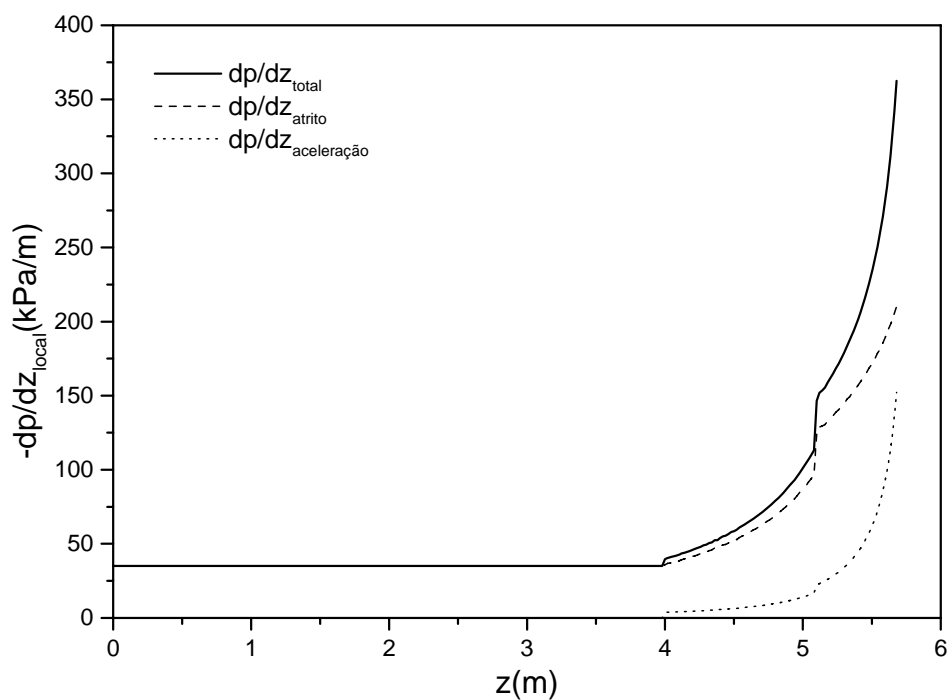


Figura 5.3 – Efeitos do atrito e da aceleração na queda de pressão total para a análise completa do teste experimental 21.

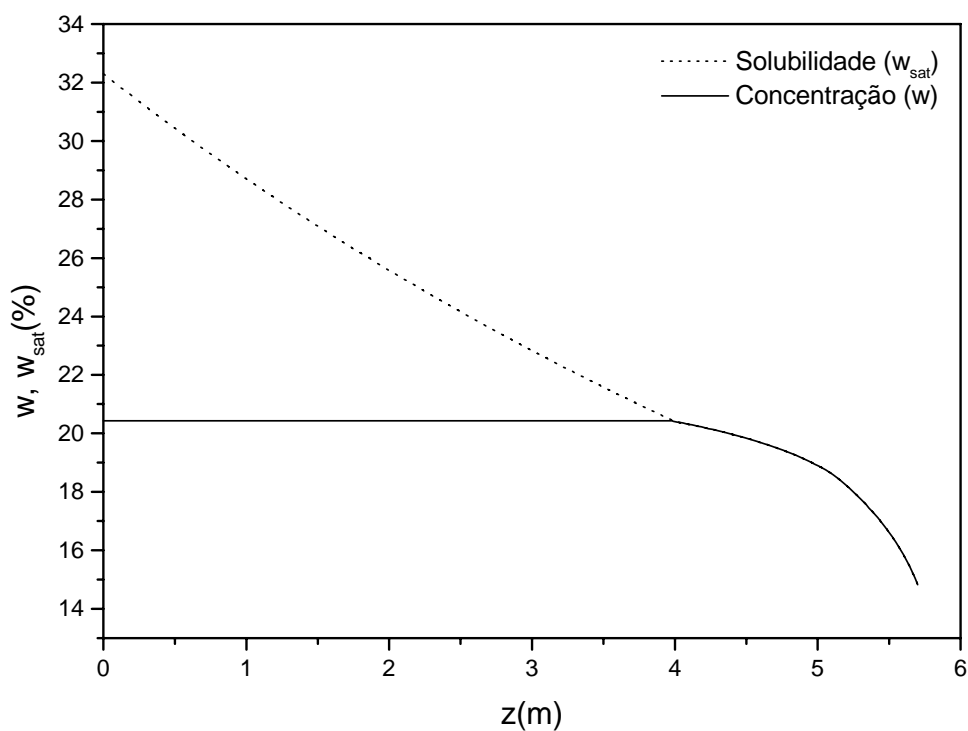


Figura 5.4 – Variação da concentração e da solubilidade do refrigerante ao longo do escoamento para a análise completa do teste 21.

Nas Figs. 5.5 (a) e (b) estão descritas, respectivamente, as variações do título e da fração de vazio para o escoamento. Nota-se inicialmente que os valores do título e da fração de vazio são nulos, pois o escoamento é monofásico. Essas variáveis aumentam indicando o aumento substancial da fase gasosa no escoamento para as regiões de escoamento bifásico convencional e de espuma. Observa-se também, que a fração de vazio do escoamento atinge valores da ordem de 10 a 100 vezes maior em relação ao título. Isso é uma consequência da baixa densidade da fase gasosa que faz com que uma pequena massa de vapor de refrigerante ocupe um volume muito grande.

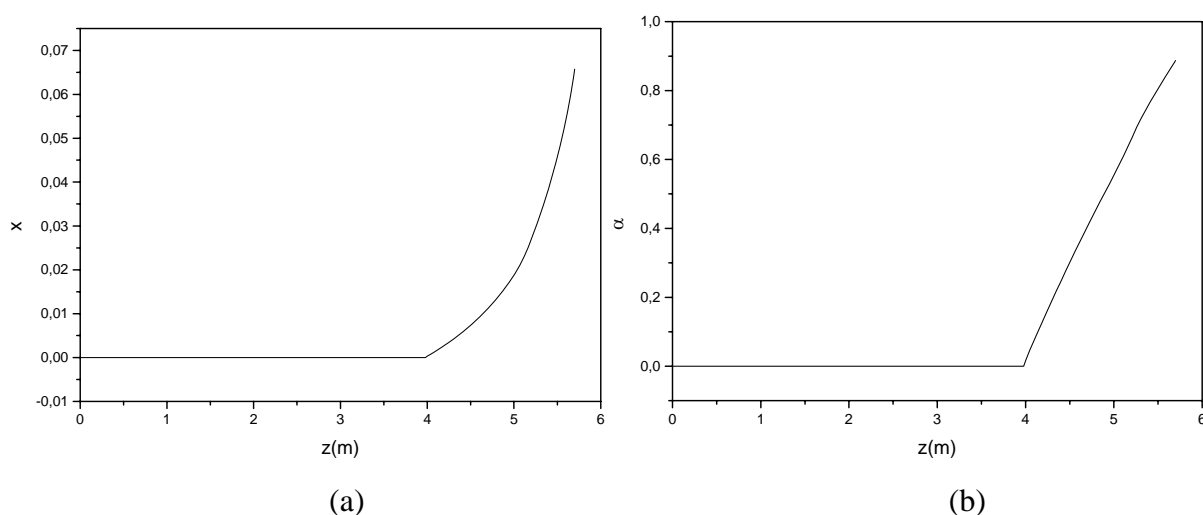


Figura 5.5 – (a) Variação do título e (b) da fração de vazio ao longo do escoamento para análise completa do teste 21.

As variações da densidade e da viscosidade do fluido ao longo do escoamento são mostradas nas Figs. 5.6 e 5.7. Tanto para a densidade como para a viscosidade, observa-se um valor constante na região monofásica, pois as propriedades da fase líquida são independentes da pressão no escoamento. Nas regiões de escoamento bifásico convencional e de espuma, a densidade homogênea da mistura diminui continuamente com o aumento da presença da fase vapor, uma vez que a densidade da fase vapor é aproximadamente 100 vezes menor do que a densidade da fase líquida. A viscosidade da fase líquida também aumenta nessas regiões em virtude da diminuição da concentração de refrigerante na mistura, fazendo com que a viscosidade do óleo seja dominante na mistura. A viscosidade da fase vapor apresenta valores

quase que desprezíveis em relação à fase líquida, visto que para as pressões e temperaturas do escoamento, seu valor chega a ser da ordem de 1000 vezes menor.

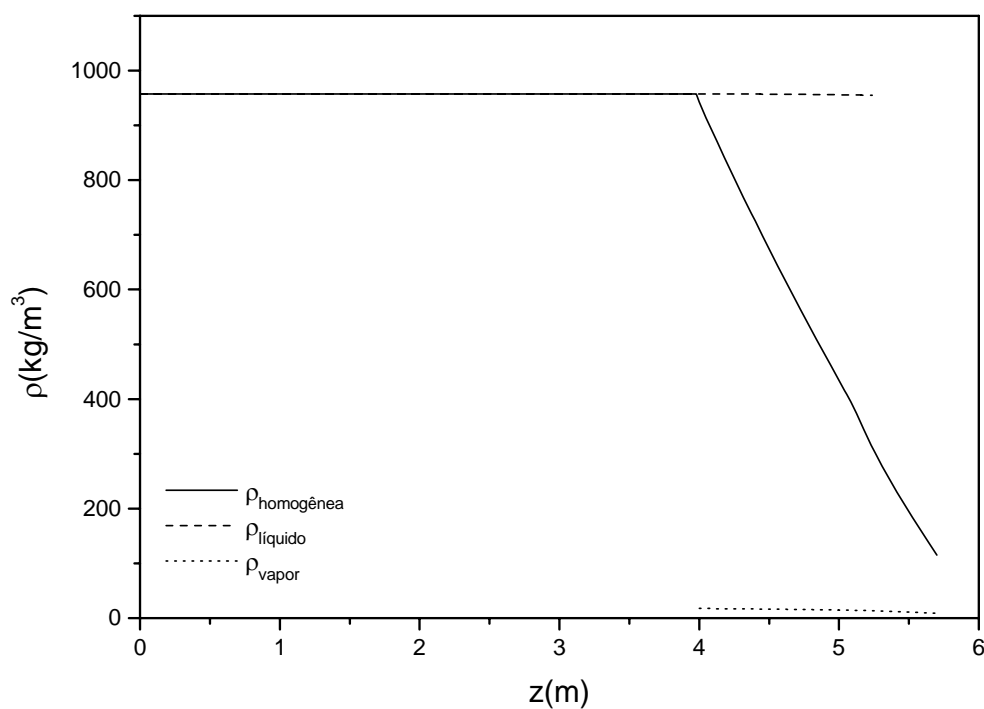


Figura 5.6 – Variação da densidade ao longo do escoamento para a análise completa do teste 21.

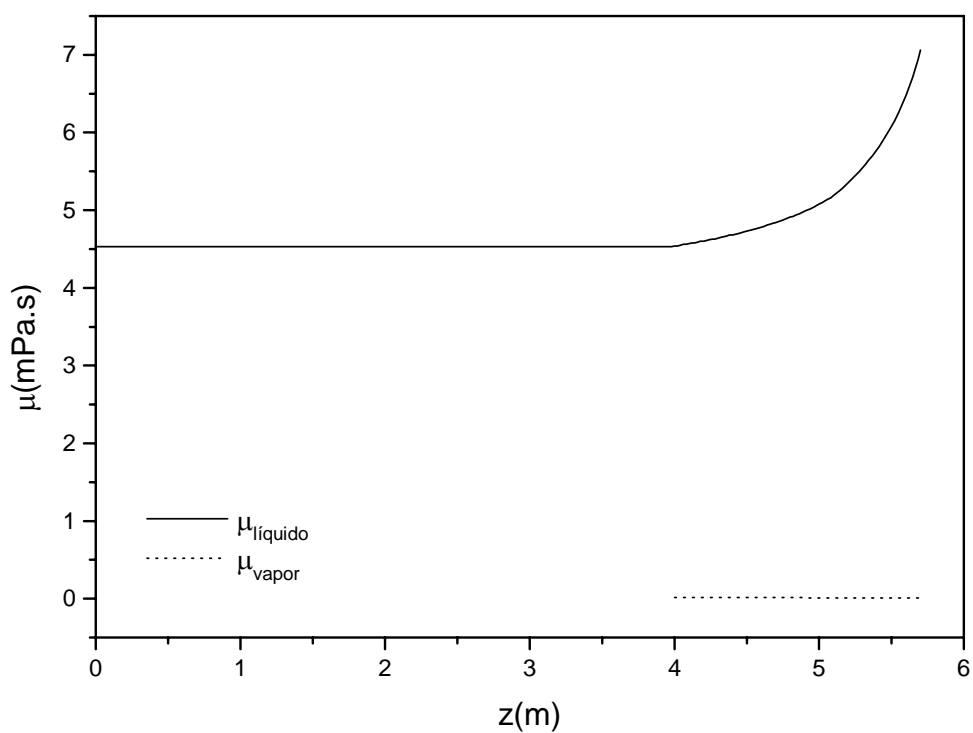


Figura 5.7 - Variação da viscosidade ao longo do escoamento para a análise completa do teste 21.

A Fig. 5.8 mostra o resultado para a variação da tensão de cisalhamento na parede do tubo, na qual se observa o comportamento constante na região monofásica, como o das demais variáveis, seguido por um aumento na região de escoamento bifásico convencional em decorrência da aceleração do fluido. Porém, na transição entre o escoamento bifásico convencional e o de espuma, percebe-se um salto no valor da tensão na parede e um aumento mais pronunciado na região da espuma, uma vez que o modelo para a representação da tensão de cisalhamento foi alterado.

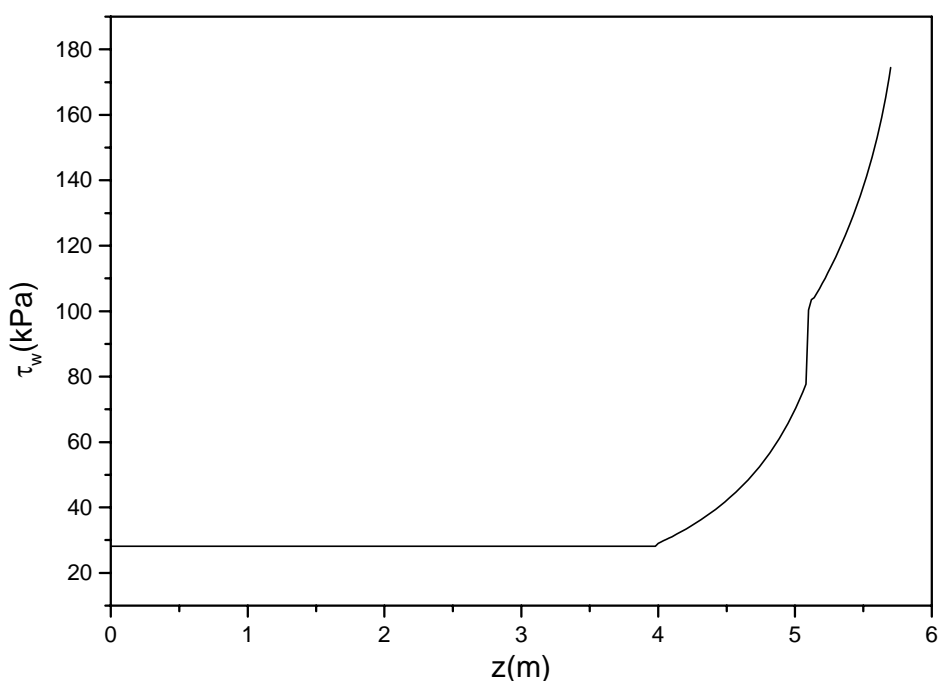


Figura 5.8 – Variação da tensão de cisalhamento ao longo do escoamento para a análise completa do teste 21.

A Fig. 5.9 apresenta um mapa dos perfis de velocidade do escoamento tomados na região monofásica e em trechos de início e final dos escoamentos bifásico convencional e de espuma. Na região monofásica, onde o escoamento é admitido ser plenamente desenvolvido, o perfil de velocidades é parabólico e não varia com a direção z do duto. Na região bifásica, o perfil também é parabólico, mas passa a variar devido a aceleração do fluido. Quando o escoamento assume a forma de espuma, percebe-se o comportamento não-newtoniano do fluido, pela observação da região central do perfil que se torna mais achatada (região de

escoamento pistonado). Grandó (2001) também observou esse fato nas suas simulações do escoamento de espuma para a mistura R-12/óleo mineral.

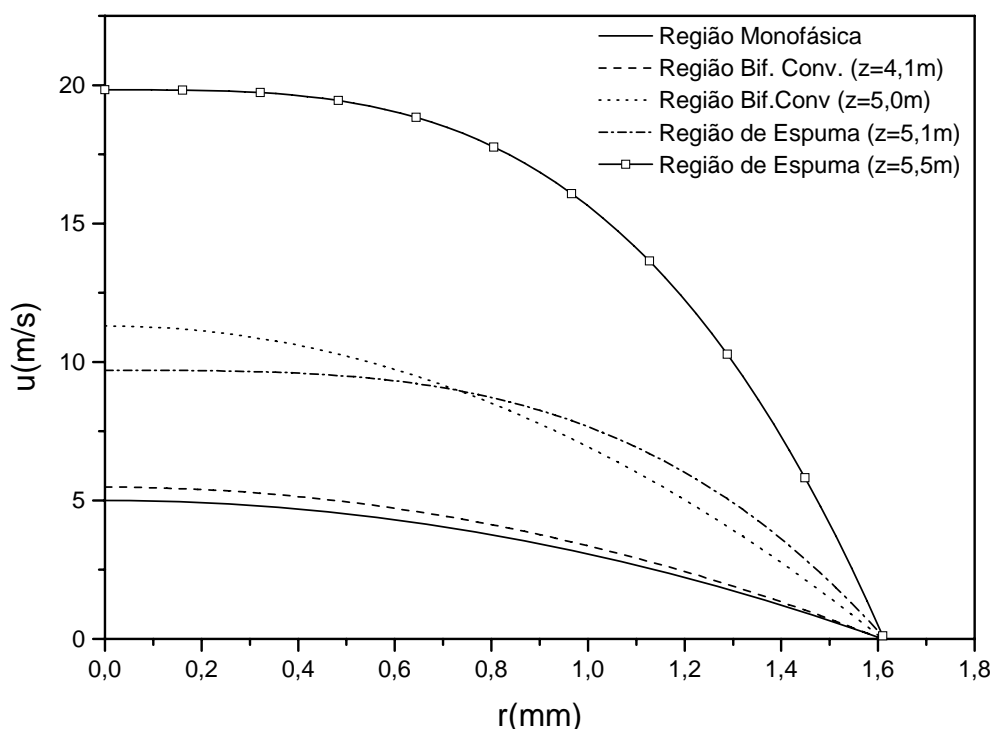


Figura 5.9 – Perfis de velocidade em algumas posições ao longo do escoamento para a análise completa do teste 21.

5.3 Análise Paramétrica

A análise paramétrica é realizada com a intenção de verificar a influência dos parâmetros na entrada do escoamento (vazão mássica, concentração de refrigerante, pressão e temperatura) nos resultados fornecidos pelo modelo. No decorrer desta seção, são analisados os perfis de pressão, temperatura, concentração e fração de vazio do escoamento. Vale ressaltar que a análise apresentada nesta seção tem caráter unicamente qualitativo. Nas simulações, a correlação de Chichitti *et al.* (1960) foi utilizada para o cálculo viscosidade bifásica e as constantes do modelo de espuma foram mantidas em: $\tau_e = 1Pa$; $\kappa = 1,168Pa.s^n$; $n = 0,4$; $\delta_s = 5,0\mu m$ e $\alpha_{lim} = 0,6$.

5.3.1 Influência da Vazão Mássica

As Figs. 5.10 (a) a (d) exploram os resultados das simulações para quatro diferentes vazões com as condições de pressão, temperatura e concentração na entrada fixadas, respectivamente, em $500kPa$, $30^{\circ}C$ e $0,75w_{sat}$. Como era de se esperar, um aumento na vazão implica em maiores quedas de pressão, de temperatura e, conseqüentemente, da concentração de refrigerante ao longo do escoamento, visto que tanto os termos viscosos como os de aceleração na equação da quantidade de movimento são diretamente proporcionais ao fluxo de massa. Observa-se também, que quanto menor a vazão, maior o comprimento da região de escoamento monofásico devido ao atraso no ponto de desprendimento do refrigerante.

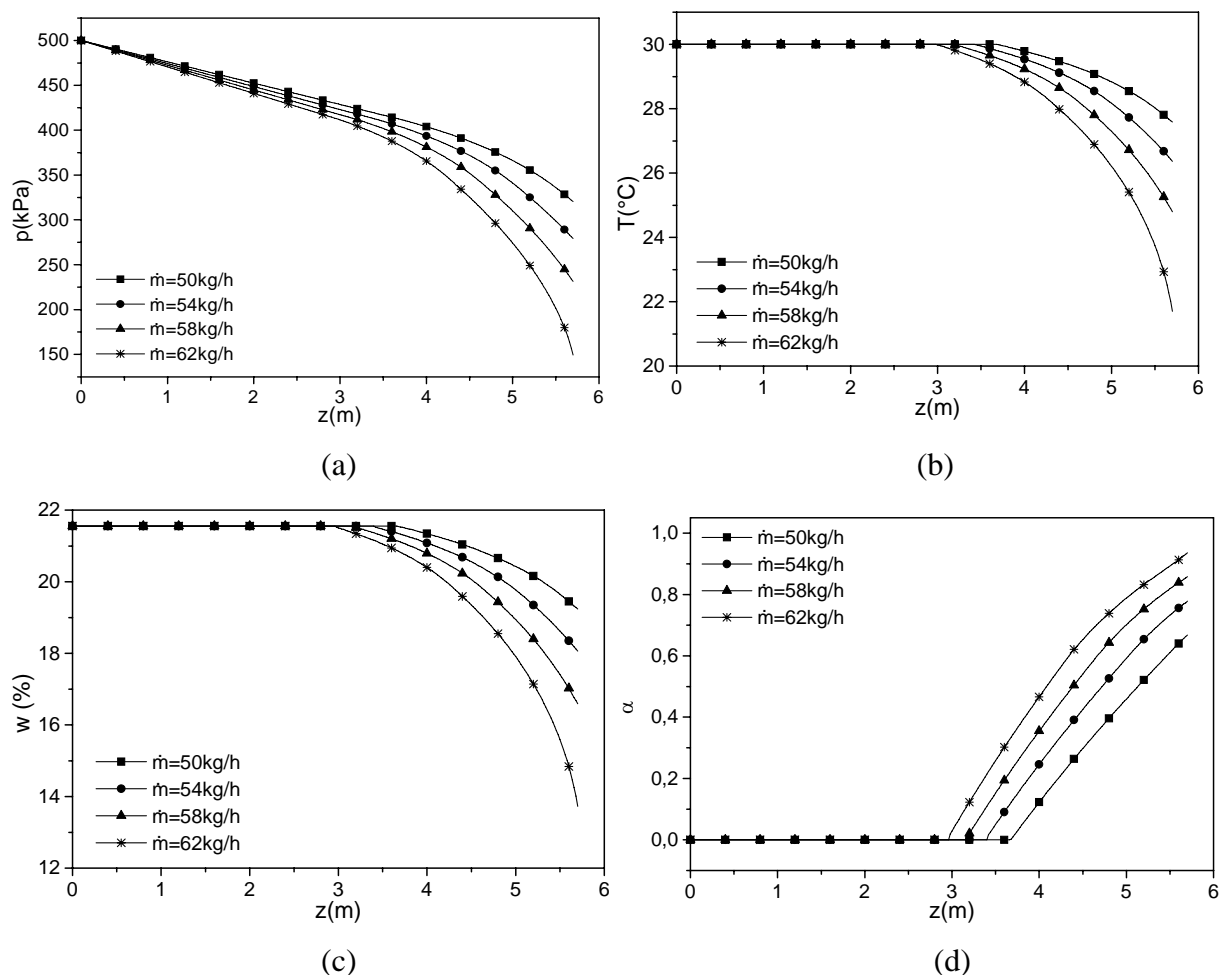
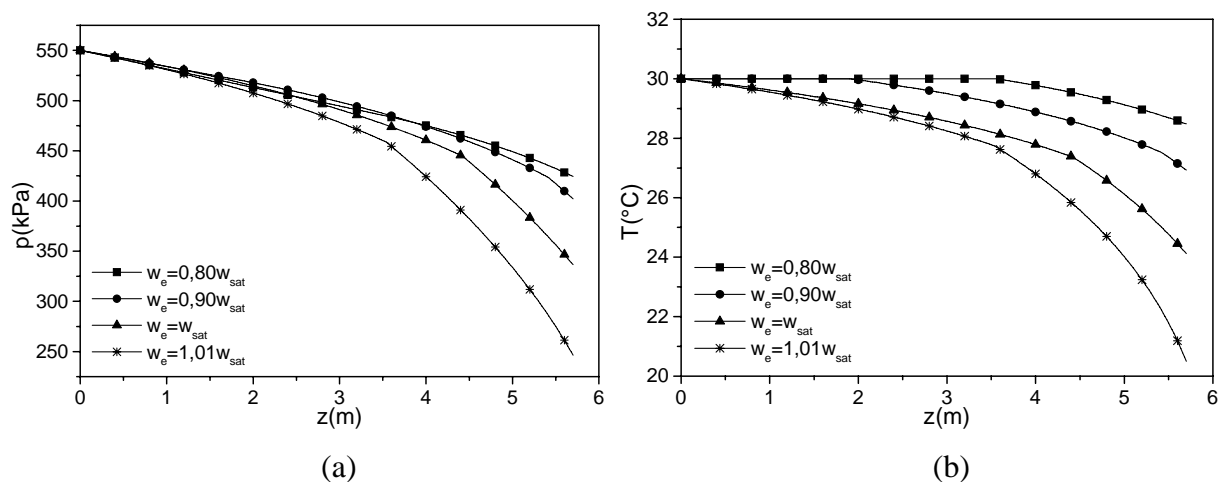


Figura 5.10 – Influência da vazão em massa sobre a distribuição de (a) pressão, (b) temperatura, (c) concentração de refrigerante e (d) fração de vazio no escoamento. Condições da simulação: $p_e=500kPa$; $T_e=30^{\circ}C$ e $w_e=0,75w_{sat}$

5.3.2 Influência da Concentração de Refrigerante na Entrada do Tubo

O aumento da quantidade de refrigerante dissolvido no óleo na entrada do escoamento proporciona maiores quedas de pressão e temperatura, de acordo com os resultados da Fig. 5.11. Os resultados são conseqüências da antecipação do ponto de vaporização e da maior quantidade de refrigerante sendo liberado à medida que a concentração inicial é aumentada. Quanto mais próxima for a concentração de refrigerante na entrada do tubo da concentração de saturação, menor deve ser a queda de pressão necessária para que a mistura líquida atinja a condição de saturação. Portanto, o ponto de início da vaporização é antecipado, ou seja, ocorre para um valor de z cada vez menor. Uma outra influência da concentração na entrada refere-se à sua participação no cálculo da viscosidade da mistura líquida, reduzindo o seu valor na medida em que a concentração aumenta. Na região de entrada, como o escoamento ainda é monofásico, a redução da viscosidade reduz o gradiente de pressão, o que causa um atraso no ponto de início de vaporização, ou seja, o valor de z do início da vaporização é maior. Portanto, os dois efeitos citados são contrários e a preponderância de um deles dependerá das condições de operação estabelecidas. No caso mostrado, percebe-se que o aumento da concentração produziu uma redução do valor de z do início de vaporização. Para $w_e = w_{sat}$ não existe a região de escoamento monofásico e para w_e superior a w_{sat} ($w_e = 1,01w_{sat}$) o escoamento já entra no tubo com certa quantidade de refrigerante na fase vapor.



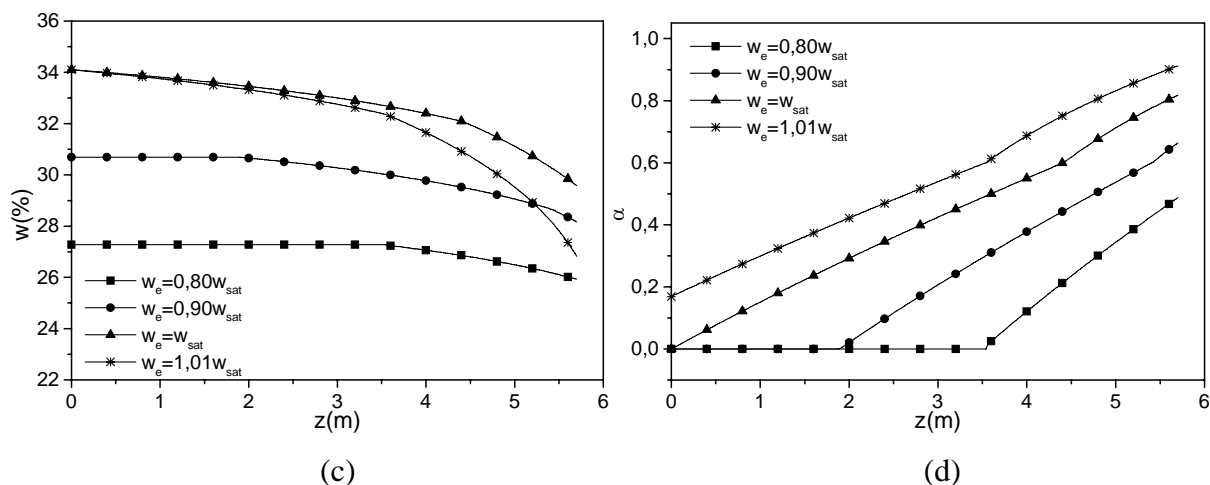
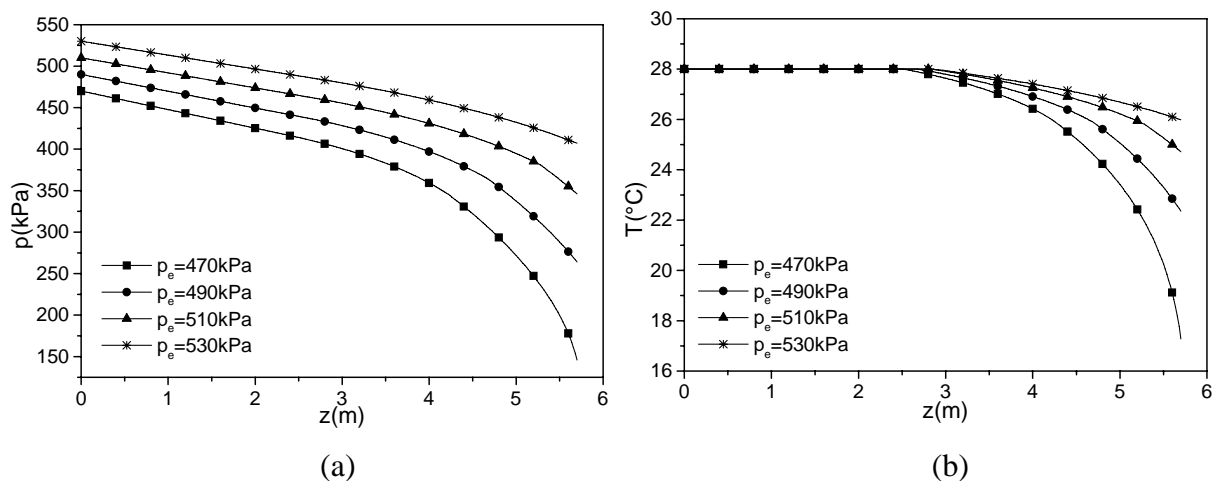


Figura 5.11 – Influência da concentração de refrigerante na entrada do tubo sobre a distribuição de (a) pressão, (b) temperatura, (c) concentração de refrigerante e (d) fração de vazio no escoamento. Condições da simulação: $p_e = 550kPa$; $T_e = 30^\circ C$; $\dot{m} = 50kg / h$

5.3.3 Influência da Pressão na Entrada do Tubo

Para as menores pressões na entrada do escoamento de uma mistura sub-saturada ($w_e = 0,80w_{sat}$), foram observadas maiores quedas totais de pressão, temperatura e concentração de refrigerante do escoamento (Fig. 5.12). De fato, para altas pressões na entrada, a mistura consegue armazenar maiores quantidades de refrigerante, o que reduz a sua viscosidade. Com menor viscosidade, os efeitos da queda de pressão devido ao atrito também são menores fazendo com que a queda de pressão no escoamento seja menor. Isto faz com que o início do desprendimento do refrigerante seja deslocado mais para a jusante do tubo, como pode ser observado para os resultados com $p_e = 530kPa$.



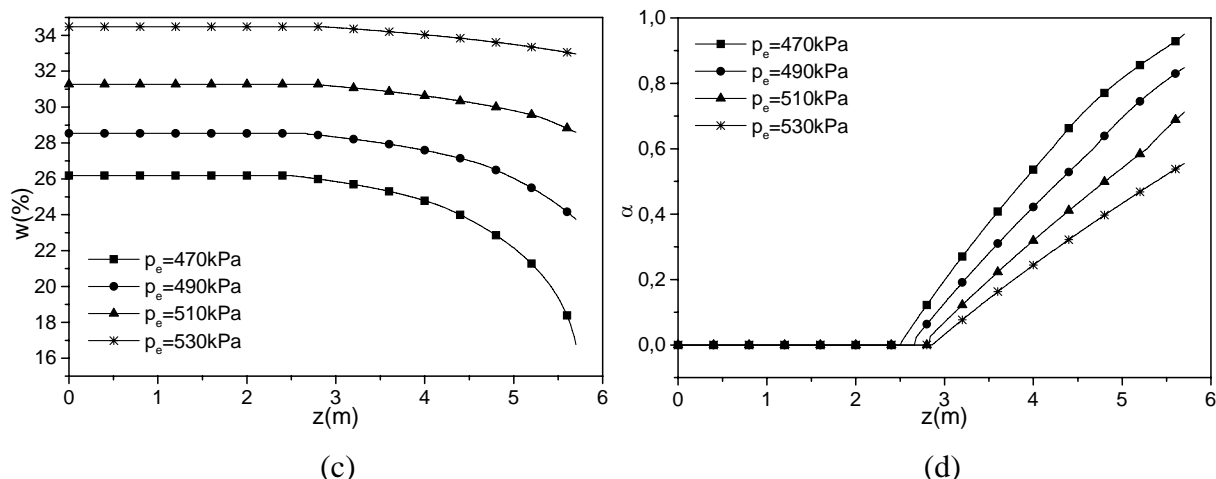


Figura 5.12 – Influência da pressão na entrada do tubo sobre a distribuição de (a) pressão, (b) temperatura, (c) concentração de refrigerante e (d) fração de vazio no escoamento. Condições

$$\text{da simulação: } T_e = 28^\circ\text{C}; \dot{m} = 55\text{kg/h}; w_e = 0,80w_{sat}$$

5.3.4 Influência da Temperatura na Entrada do Tubo

O aumento da temperatura na entrada reflete-se de duas formas diferentes sobre o escoamento. Por um lado, a viscosidade da mistura é aumentada, visto que a capacidade do óleo em armazenar o refrigerante diminui. Por outro lado, a viscosidade da mistura também pode diminuir, pois a viscosidade do óleo diminui com o aumento da temperatura. Portanto, a análise do escoamento sob o ponto de vista da influência da temperatura na entrada deve levar em conta o balanço entre estes dois efeitos.

Observar na Fig. 5.13 que, para uma condição de sub-saturação na entrada ($w_e = 0,85w_{sat}$), a variação na temperatura de entrada de 26 para 30°C provocou um aumento tanto na queda de pressão como na queda de temperatura, resultado do aumento líquido da viscosidade da mistura. Porém, para temperaturas na entrada maiores que 30°C , os efeitos da redução da viscosidade da mistura devido à queda da viscosidade do óleo começam a ficar preponderantes, mesmo com a baixa concentração de refrigerante na mistura. Tal afirmação pode ser confirmada pela Fig. 5.13 (a), na qual se observa a pequena diferença entre os

resultados para a queda de pressão quando a temperatura na entrada é aumentada de 30 para 38°C.

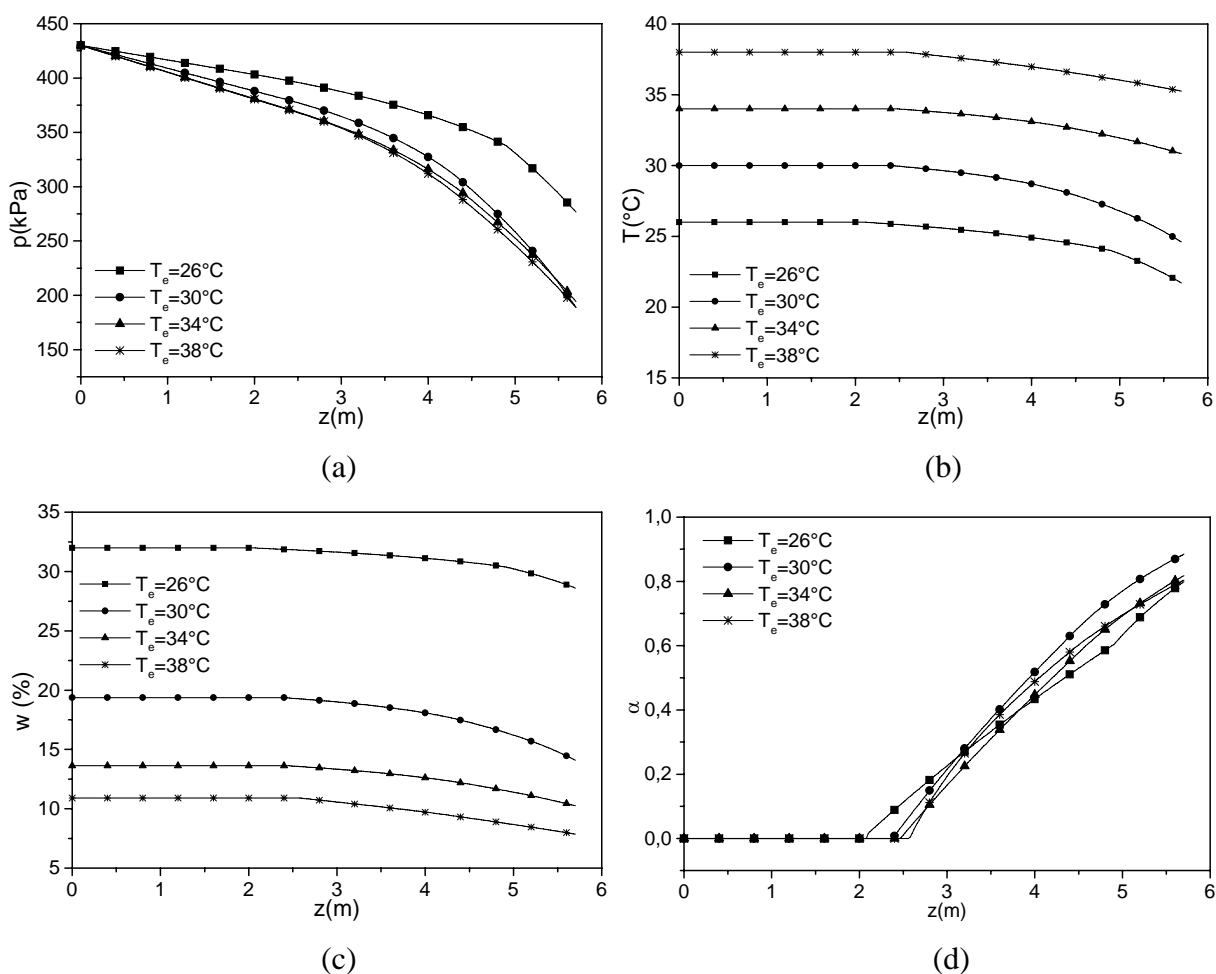


Figura 5.13 – Influência da temperatura na entrada do tubo sobre a distribuição de (a) pressão, (b) temperatura, (c) concentração de refrigerante e (d) fração de vazio do escoamento.

Condições da simulação: $p_e = 430\text{kPa}$; $\dot{m} = 40\text{kg/h}$; $w_e = 0,85w_{sat}$

5.4 Comparação entre Diferentes Misturas Óleo-Refrigerante

Nesta seção, são realizadas comparações entre os resultados numéricos de três misturas óleo-refrigerante distintas: óleo sintético Freol $\alpha 10$ -refrigerante R134a, óleo sintético EMKARATE RL10H-refrigerante R134a e óleo mineral SUNISO 1GS - refrigerante R12. Para as duas últimas misturas, as equações para o cálculo das propriedades das fases líquida e vapor foram obtidas por Grandó (2001) e são apresentadas no Apêndice B. De acordo com o

próprio Grando (2001) não foi possível realizar a validação do modelo para a mistura óleo EMKARATE RL10H/R-134a pela falta de dados experimentais disponíveis. Portanto, o objetivo desta seção é analisar qualitativamente as diferenças entre as características do escoamento destas três misturas, formando uma base para um conhecimento futuro mais detalhado acerca destas e de outras misturas óleo-refrigerante. Foi avaliado um caso no qual a mistura está sub-saturada na entrada e outro caso considerando a mistura saturada. Os parâmetros da espuma foram mantidos em: $\tau_e = 1Pa$; $\kappa = 1,168Pa.s^n$; $n = 0,4$; $\delta_s = 5,0\mu m$ e $\alpha_{lim} = 0,6$. A viscosidade bifásica foi calculada pela correlação de Cichitti *et al.* (1960).

5.4.1 Avaliação de um Caso da Mistura Sub-Saturada na Entrada

Para este caso foram consideradas as seguintes condições: $p_e = 590kPa$; $T_e = 31^\circ C$; $\dot{m} = 40kg/h$; $w_e = 0,95w_{sat}$. Os resultados das simulações mostrados na Fig. 5.14 apontam para quedas de pressão e de temperatura superiores para a mistura óleo EMKARATE-R134a em relação às outras misturas. As menores quedas foram verificadas para a mistura óleo Freol-R134a, observando-se, inclusive, a inexistência da região de espuma, pois a fração de vazio, α , ainda não atingiu o valor limite pré-estabelecido, α_{lim} . Apesar da menor miscibilidade do R134a no óleo Freol $\alpha 10$ em relação ao óleo EMKARATE, para estas condições no início do escoamento, a viscosidade do óleo Freol é consideravelmente menor do que a viscosidade do óleo EMKARATE para a dada temperatura na entrada, o que faz com que a mistura líquida óleo Freol-R134a torne-se menos viscosa. A mistura óleo SUNISO-R12 apresenta ainda menor viscosidade em relação às outras duas misturas em decorrência da maior capacidade de armazenar refrigerante na entrada do escoamento. No entanto, a liberação do refrigerante da mistura óleo SUNISO - R12 é mais intensa do que na mistura óleo Freol-R134a, resultando em maiores quedas totais de pressão e temperatura em relação ao escoamento da mistura óleo SUNISO - R12.

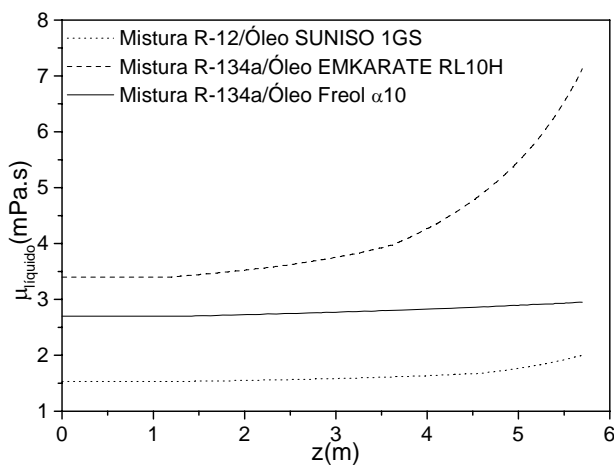
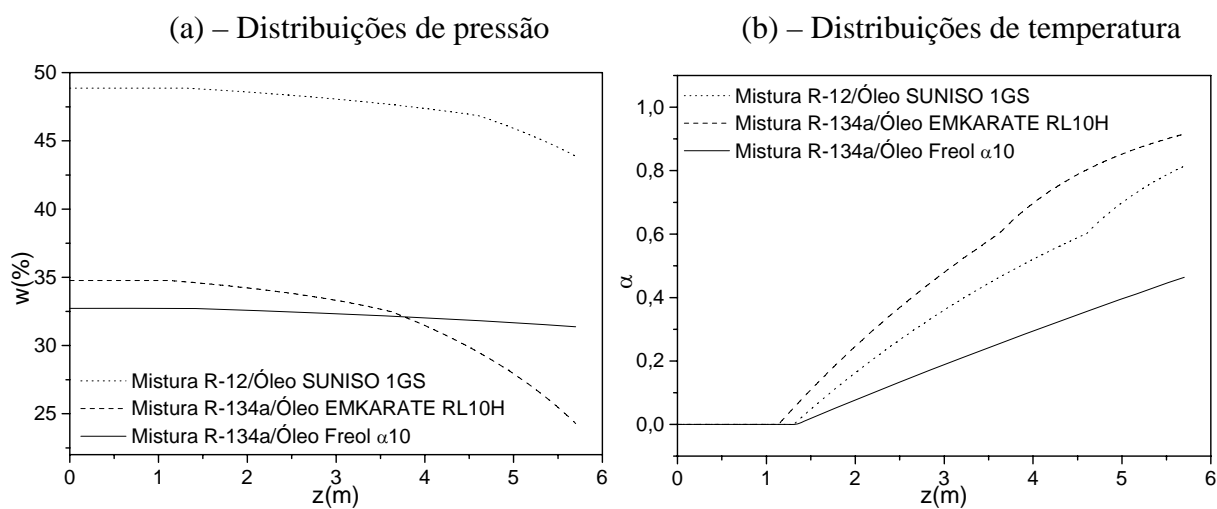
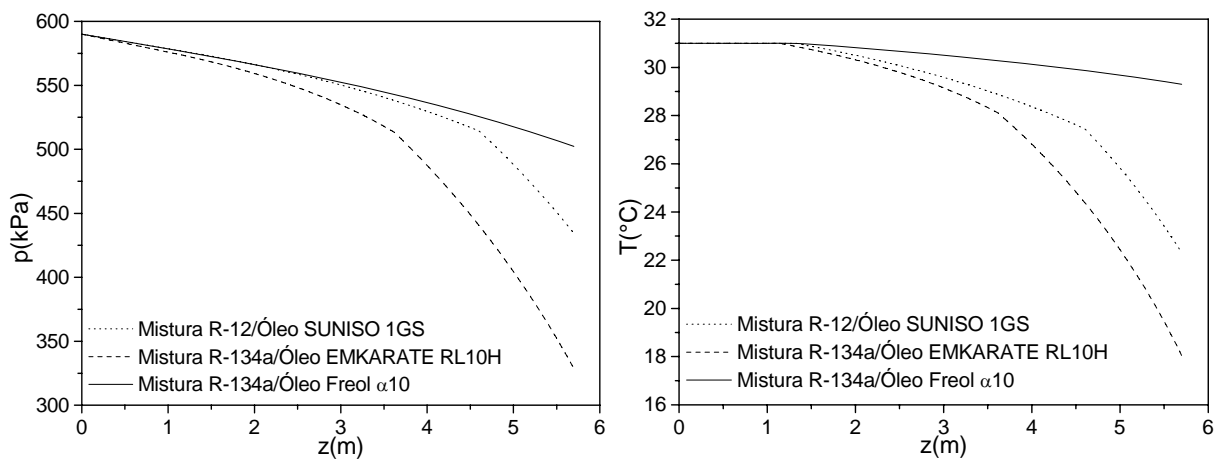
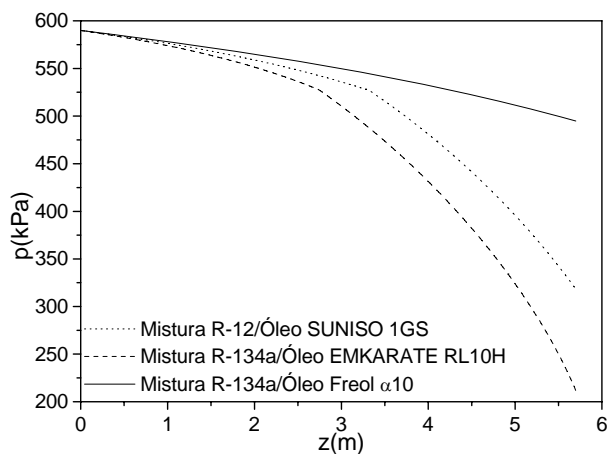


Figura 5.14 – Comparação entre diferentes misturas para um caso onde a mistura está sub-saturada na entrada.

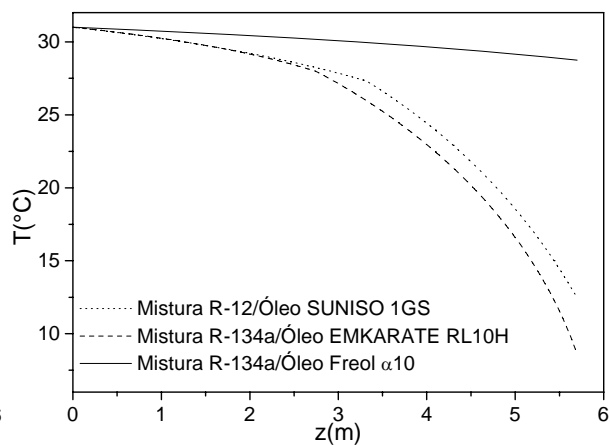
5.4.2 Avaliação de um Caso da Mistura Saturado na Entrada

Para este caso, as condições consideradas foram: $p_e=590kPa$; $T_e=31^\circ C$; $\dot{m} = 40kg / h$; $w_e=w_{sat}$. Os resultados mostram a mesma tendência geral do caso anterior, na qual o refrigerante R134a misturado com o óleo EMKARATE apresentou as maiores quedas de pressão e temperatura, enquanto que as menores quedas foram atingidas para a mistura com o óleo Freol $\alpha 10$. Novamente, não foi observada a formação de espuma no escoamento da mistura óleo Freol-R134a. O aumento da concentração de refrigerante fez com que a viscosidade do líquido na entrada caísse em torno de 6% para as misturas óleo SUNISO-R12 e óleo Freol-R134a, e 7% para a mistura óleo EMKARATE-R134a em relação à mistura sub-saturada. Mas ao mesmo tempo, adiantou-se o ponto de desprendimento do refrigerante, o que aumentou as quedas de pressão e temperatura.

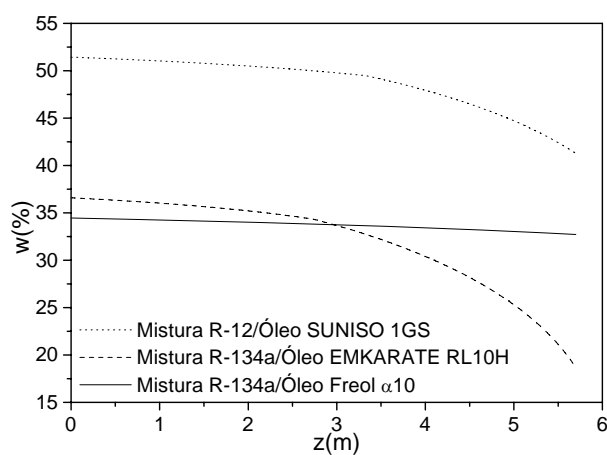
Esses resultados, que indicam a melhor miscibilidade do refrigerante R134a no óleo Freol $\alpha 10$ para as condições das simulações consideradas, dão uma idéia de algumas vantagens que o emprego da mistura óleo Freol $\alpha 10$ -R134a poderia trazer para os sistemas de refrigeração. Esta característica entre o óleo Freol $\alpha 10$ e o R134a favoreceria, por exemplo, a formação de um filme lubrificante mais estável diante das condições dinâmicas de operação do compressor diante das condições dinâmicas de operação do compressor, visto que a formação excessiva de espuma prejudica a continuidade do filme lubrificante e a qualidade da lubrificação do compressor. Um outro aparente benefício seria na facilidade do retorno para o compressor da pequena quantidade de óleo que escoava com o refrigerante no ciclo, evitando assim a retenção do óleo em outros componentes do sistema. Entretanto, mais estudos devem ser realizados para que tais idéias sejam confirmadas.



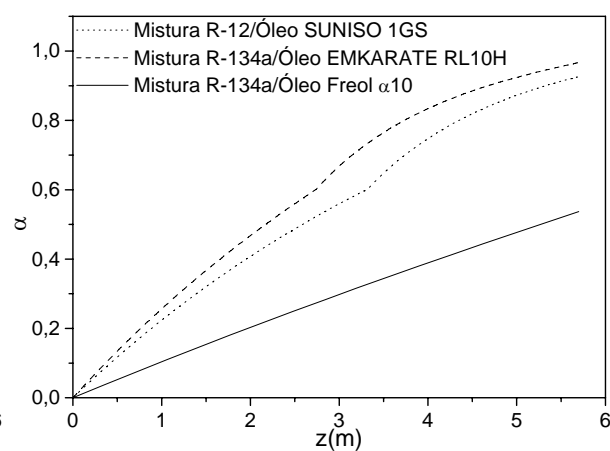
(a) – Distribuições de pressão



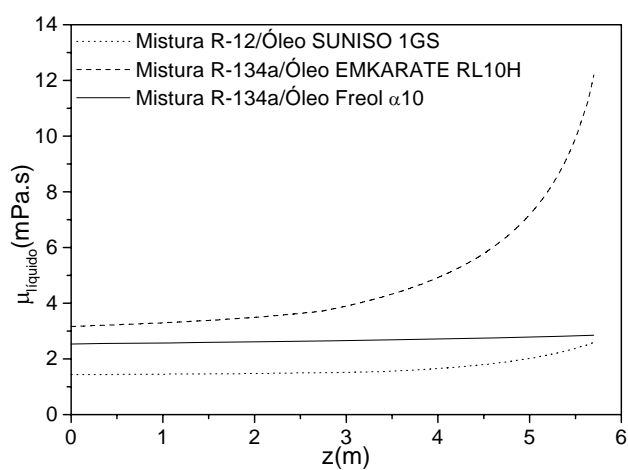
(b) – Distribuições de temperatura



(c) – Distribuições de concentração de refrigerante



(d) – Distribuições de fração de vazio



(e) – Distribuições de viscosidade da fase líquida

Figura 5.15 – Comparação entre diferentes misturas para um caso onde a mistura está saturada na entrada.

As Tabelas 5.2 e 5.3 mostram, respectivamente, as quedas totais de pressão e de temperatura dos casos da saturado e sub-saturado na entrada do tubo para as três misturas em consideração. Nota-se que o aumento mais crítico nas quedas de pressão e de temperatura foi o da mistura óleo SUNISO-R12; a mistura óleo Freol-R134a apresentou a menor sensibilidade quanto ao aumento da concentração de refrigerante na entrada, o que é uma importante característica da miscibilidade do refrigerante R134a no óleo Freol α 10.

Tabela 5.2 – Quedas totais de pressão nas simulações com as três misturas óleo-refrigerante.

Queda total de pressão (kPa)			
Condição na Entrada do Tubo	Mistura óleo SUNISO 1GS - R12	Mistura óleo EMKARATE RL10H - R134a	Mistura óleo Freol α 10 - R134a
Sub-saturada ($w_e=0,95w_{sat}$)	155,66	261,32	87,64
Saturada ($w_e=w_{sat}$)	271,74	378,56	95,17
Aumento (%)	74,6	44,7	8,6

Tabela 5.3 – Quedas totais de temperatura nas simulações com as três misturas óleo-refrigerante.

Queda total de temperatura (°C)			
Condição na Entrada do Tubo	Mistura óleo SUNISO 1GS - R12	Mistura óleo EMKARATE RL10H - R134a	Mistura óleo Freol α 10 - R134a
Sub-saturada ($w_e=0,95w_{sat}$)	8,69	12,96	1,7
Saturada ($w_e=w_{sat}$)	18,55	22,4	2,25
Aumento (%)	113,5	72,8	32,4

CONCLUSÕES E SUGESTÕES

6.1 Recapitulação do Trabalho

Neste trabalho, o problema do escoamento bifásico com formação de espuma de uma mistura composta por refrigerante R134a e óleo sintético Freol $\alpha 10$ em um duto longo horizontal de secção circular constante foi estudado numericamente. Com a queda de pressão do escoamento, a solubilidade do refrigerante no óleo é reduzida e o excedente de refrigerante na mistura líquida evapora dando início a um escoamento bifásico. Dependendo da queda de pressão, a evaporação pode ser tão intensa que o escoamento assume a forma de espuma. O aparecimento da espuma altera significativamente as características do escoamento, visto que o seu comportamento é muito diferenciado dos escoamentos bifásicos convencionais (anular, pistonado, em bolhas, etc).

Para estudar a dinâmica desse tipo de escoamento foi elaborado um modelo numérico que considera a existência de duas regiões distintas de escoamento bifásico. Na primeira região, o escoamento foi considerado como sendo bifásico convencional, onde a quantidade de bolhas ainda é pequena, e o modelo homogêneo foi usado para modelar o escoamento. Na segunda região, o escoamento foi tratado como bifásico de espuma e o modelo de fluido não-newtoniano proposto por Calvet (1990) foi utilizado para representar as tensões viscosas do escoamento. As equações da quantidade de movimento, conservação da massa e da energia são integradas numericamente num processo iterativo e em marcha na direção do escoamento.

Como resultado, determinaram-se as distribuições longitudinais de pressão, temperatura, título e fração de vazio, além dos perfis de velocidade na seção transversal do duto.

O processo de solução das equações governantes inicia-se com o fornecimento das condições na entrada do escoamento (fluxo de massa, concentração de refrigerante, pressão e temperatura), além das características geométricas do tubo, que são o comprimento e o diâmetro interno. Adicionalmente, para modelar o escoamento de espuma são necessários outros parâmetros: a espessura da camada de líquido que reveste a parede do tubo, δ_s , os parâmetros da equação da tensão viscosa da espuma, τ_e, κ e n , e a fração de vazio limite, α_{lim} , que define o início da formação de espuma ao longo do escoamento. Equações auxiliares também são necessárias para o cálculo de propriedades dos fluidos, tais como a entalpia das fases líquida e vapor, a solubilidade, e a densidade e a viscosidade das fases líquida e vapor.

A comparação dos resultados numéricos com os dados experimentais obtidos por Castro (2006) foi realizada afim de se validar o modelo teórico proposto para representar o escoamento da mistura óleo-refrigerante. Os perfis de pressão e temperatura experimentais e a visualização do escoamento apontaram a existência de uma região de escoamento monofásico no início do tubo, a qual era marcada pela queda de pressão linear e temperatura constante. A partir daí, assumiram-se duas hipóteses: uma em que se considerava a mistura sub-saturada na entrada do escoamento e outra em que a mistura se encontrava saturada na entrada, mas com efeitos de metaestabilidade sendo responsáveis pelo atraso da evaporação do refrigerante.

6.2 Conclusões

A partir dos resultados do presente trabalho, as seguintes conclusões gerais podem ser tiradas:

- Foram testadas várias correlações para o cálculo da viscosidade homogênea no modelo de sub-saturação na entrada do tubo. No entanto, não se chegou a uma conclusão precisa e definitiva sobre qual das correlações representou melhor os dados experimentais em virtude da falta de conhecimento preciso de algumas características reais do escoamento na entrada do tubo. Esses resultados levam à necessidade de que mais estudos experimentais sejam realizados para um melhor entendimento físico do escoamento da mistura óleo-refrigerante e, por conseqüência, para a elaboração de modelos teóricos mais precisos;
- Também sem confirmação precisa, o modelo de espuma pareceu ser o mais adequado para representar a queda de pressão na região onde o fluido bifásico atinge altas frações de vazio;
- As constantes κ e n do modelo de espuma mostraram ser as mais significativas nos resultados para as quedas de pressão e de temperatura no escoamento. No modelo de metaestabilidade, estes foram os únicos parâmetros ajustados para satisfazer as quedas totais de pressão e temperatura;
- A tensão de escoamento da espuma (τ_e) e a espessura da camada de líquido (δ_s) apresentaram influência desprezível nos resultados do modelo;
- A falta de conhecimento detalhado das reais condições da mistura na entrada do escoamento prejudicou, em parte, o processo de validação do modelo numérico. Entretanto, mostrou-se que o modelo de sub-saturação na entrada representou melhor as características gerais do escoamento;
- A análise paramétrica da influência da vazão mássica do escoamento mostrou que o seu aumento provoca maiores quedas na pressão e na temperatura, fazendo com que o comprimento da região de espuma fosse maior;

- A maior quantidade de refrigerante dissolvido na entrada do tubo também implicou em maiores quedas de pressão e temperatura devido à antecipação do ponto de desprendimento de refrigerante da mistura;
- O aumento da pressão na entrada do tubo diminuiu as quedas de pressão e de temperatura no escoamento devido à maior capacidade de armazenamento de refrigerante pelo óleo em maiores pressões, reduzindo a viscosidade da mistura;
- Os resultados para a influência da temperatura na entrada do tubo deixaram claro o efeito duplo na viscosidade do escoamento; para baixas temperaturas a queda na viscosidade da mistura se deve à maior quantidade de refrigerante armazenado no óleo, enquanto que para altas temperaturas na entrada a diminuição da viscosidade do óleo é o fator mais importante;
- O refrigerante R134a quando misturado com o óleo sintético EMKARATE RL10H mostrou quedas de pressão e de temperatura muito superiores em relação à sua mistura com o óleo sintético Freol α 10, para as mesmas condições de escoamento. Esse fato pode ser atribuído, em primeira análise, à menor viscosidade do óleo Freol α 10 em relação ao óleo EMKARATE RL10H. A mistura R12-óleo mineral apresentou resultados intermediários com relação às outras misturas.

6.3 Sugestões para Trabalhos Futuros

Algumas sugestões para outros trabalhos a serem realizados podem ser apresentadas com base no que foi estudado:

- Nas presentes simulações, as equações governantes do problema foram resolvidas para o regime permanente, que na realidade não foi atingido durante os testes experimentais de Castro (2006). Um estudo mais detalhado, tanto experimental

quanto numérico, em regime transiente ajudaria a entender melhor os aspectos reais do escoamento da mistura óleo-refrigerante;

- Talvez uma das maiores dificuldades na realização deste trabalho, tenha sido a indeterminação experimental de alguns parâmetros utilizados no modelo que, com certeza, prejudicaram a sua fidelidade quanto à situação real do escoamento. Portanto, é indispensável que sejam realizados novos experimentos que caracterizem mais precisamente o escoamento bifásico e de espumas óleo-refrigerante, em conjunto com a elaboração de modelos teóricos que possam fornecer aspectos mais realísticos sobre a reologia destas espumas;
- O modelo de metaestabilidade utilizado é baseado nos dados experimentais para a pressão e a temperatura de desprendimento do refrigerante, que por sinal são valores muito instáveis e de difícil observação. Assim, seria mais interessante um estudo da região metaestável que levasse em conta os mecanismos e as condições para a sua existência;
- Nos compressores de refrigeração, a dimensão dos canais de lubrificação, onde ocorrem os escoamentos bifásicos de misturas óleo-refrigerante, pode ser muito menor do que a dimensão considerada nestas simulações. Sugere-se, então, que o modelo seja aplicado para canais de menor dimensão.
- Como mencionado anteriormente (Capítulo 4), não foi possível obter a convergência em algumas simulações realizadas neste trabalho devido a alguma instabilidade numérica na solução do modelo de espuma que não pôde ser precisamente identificada. Fica então a sugestão para que este problema numérico seja estudado com maior profundidade.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

Andrade, E. N., Skowron, E., Goldshmidt, V. W., Groll, E. A., (1999), “Oil Concentration in Liquid Refrigerants: In Situ Measurement”, *International Journal of Refrigeration*, Vol. 22, nº 6, pp.499-508.

Aris, R., (1962), “Vectors, Tensors, and the Basic Equations of Fluid Mechanics”, Englewood Cliffs: Prentice-Hall.

Barbosa Jr., J. R., Lacerda, V. T., Prata, A. T., (2004), “Prediction of Pressure Drop in Refrigerant-Lubricant Oil Flows with High Contents of Oil and Refrigerant Outgassing in Small Diameter Tubes”, *International Journal of Refrigeration*, Vol. 27, nº 2, pp.129-139.

Bassi, R., Bansal, P.K., (2003), “In-Tube Condensation of Mixture of R134a and Ester Oil: Empirical Correlations”, *International Journal of Refrigeration*, Vol. 26, nº 4, pp. 402-409.

Bretherton, F. P., (1961), *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 10, pp. 166, conforme Tisné *et al.* (2004).

Briceño, M. I., Joseph, D. D., (2003), “Self-Lubricated Transport of Aqueous Foams in Horizontal Conduits”, *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 29, nº 12, pp. 1817-1831.

Burley, R., Shakarin, M., (1992), “An Experimental Study of Foam Rheology in Straight Capillary Tubes”, *International Journal of Engineering Fluid Mechanics*, Vol. 5, n° 2, pp. 115-141.

Calvert, J. R., (1989), “Foam in Motion”. Chapter 3 in *Foams: Physics, Chemistry and Structure*, edited by A. J. Wilson, Springer-Verlag, London.

Calvert, J. R., (1990), “Pressure Drop for Foam Flow Through Pipes”, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 11, n° 3, pp. 236-241.

Calvert, J. R., Nezhati, K., (1987), “Bubble Size Effects in Foams”, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 8, pp. 102-106.

Camp, M. A., (1988), “The Rheology of High Gas Volume Fraction Aqueous Foams”, M. Phil Thesis, University of Southampton, Department of Mechanical Engineering, Southampton.

Carey, V. P., (1992), “Liquid-Vapour Phase Change Phenomena: An Introduction to the Thermophysics of Vaporization Processes in Heat Transfer Equipment”, Hemisphere Publishing Corporation.

Castro, H. O. S., (2006), “Caracterização Experimental do Escoamento Bifásico com Formação de Espuma da Mistura Óleo-Refrigerante R134a ao longo de um Tubo Reto de Seção Constante”, Dissertação de Mestrado, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual Paulista, Ilha Solteira-SP, pp. 161.

Chang, S. D., Ro, S. T., (1996), "Pressure Drop of Pure HFC Refrigerants and their Mixtures Flowing in Capillary Tubes", *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 22, n° 3, pp. 551-561.

Chen, I. Y., Won, C. L., Wang, C. C., (2005), "Influence of Oil on R-410A Two-Phase Frictional Pressure Drop in a Small U-Type Wavy Tube", *International Communications in Heat and Mass Transfer*, Vol. 32, n° 6, pp.797-808.

Chisholm, D., (1967), "A Theoretical Basis for the Lockhart-Martinelli Correlation for Two-Phase Flow", *NEL Report*, n° 310.

Cho, K., Tae, S. J., (2000), "Evaporation Heat Transfer for R-22 and R-407C Refrigerant-Oil Mixture in a Microfin Tube with a U-Bend", *International Journal of Refrigeration*, Vol. 23, n° 3, pp. 219-231.

Cho, K., Tae, S. J., (2001), "Condensation Heat Transfer for R-22 and R-407C Refrigerant-Oil Mixture in a Microfin Tube with a U-Bend", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 44, n° 11, pp. 2043-2051.

Churchill, S. W., (1977), "Friction-Factor Equation Spans all Fluid-Flow Regimes", *Chemical Engineering*, Vol. 84, n° 24, pp. 91-92.

Ciantar, C., Hadfield, M., Swallow, A., Smith, A., (2000), "The Influence of POE and PVE Lubricant Blends within Hermetic Refrigerating Compressors Operating with HFC-134a

Refrigerant”, *Wear: An International Journal on the Science and Technology of Friction Lubrication and Wear*, Vol. 241, n° 1, pp. 53-64.

Collier, J. G., (1981), “Convective Boiling and Condensation”, McGraw-Hill Book Company.

Cremaschi, L., Hwang, Y., Radermacher, R., (2004), “Investigation of Oil Retention in Residential Heat Pumps”, *Proceedings of the International Refrigeration and Air Conditioning Conference at Purdue, West Lafayette*, Paper Code R104, pp. 9.

Cremaschi, L., Hwang, Y., Radermacher, R., (2005), “Experimental Investigation of Oil Retention in Air Conditioning Systems”, *International Journal of Refrigeration*, Vol. 28, n° 7, pp. 1018-1028.

Deshpande, N. S., Barigou, M., (2001), “Foam Flow Phenomena in Sudden Expansions and Contractions”, *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 27, n° 8, pp. 1463-1477.

Dollet, B., Elias, F., Quilliet, C., Huillier, A., Aubouy, M., Graner, F., (2005), “Two-Dimensional Flows of Foam: Drag Exerted on Circular Obstacles and Dissipation”, *Colloids and Surfaces A: Physicochemical Engineering Aspects*, Vol. 263, n° 1-3, pp.101-110.

Edwards, D. A., Wasan, D. T., (1996), “Foam Rheology: The Theory and Role of Interfacial Rheology Properties”, Chapter 3 in *Foams: Theory, Measurements and Applications*, edited by R. K. Prud’homme and S. A. Khan, *Surfactant Series*, Vol. 57, Marcel Dekker Inc., New York.

Fleming, J. S., Yan, Y., (2003), “The Prediction of Vapour-Liquid Equilibrium Behavior of HFC Blend-Oil Mixtures from Commonly Available Data”, *International Journal of Refrigeration*, Vol. 26, n° 3, pp. 266-274.

Fukuta, M., Yanagisawa, T., Miyamura, S., Ogi, Y., (2004), “Concentration Measurement of Refrigerant/Refrigeration Oil Mixture by Refractive Index”, *International Journal of Refrigeration*, Vol. 27, n° 4, pp. 346-352.

Fukuta, M., Yanagisawa, T., Omura, M., Ogi, Y., (2005), “Mixing and Separation Characteristics of Isobutane with Refrigeration Oil”, *International Journal of Refrigeration*, Vol. 28, n° 7, pp. 997-1005.

Gasche, J. L., (1996), “Escoamento de Óleo e Refrigerante pela Folga Radial de Compressores Rotativos de Pistão Rolante”, Tese de Doutorado, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis-SC, pp. 238.

Grando, F. P., (2001), “Modelagem Computacional do Escoamento Bifásico com Formação de Espuma de uma Mistura de Óleo Lubrificante e Fluido Refrigerante em Dutos Retos”, Dissertação de Mestrado, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis-SC, pp. 141.

Herzhaft, B., (2002), “Correlation Between Transient Shear Experiments and Structure Evolution of Aqueous Foams”, *Journal of Colloid and Interface Science*, Vol. 247, n° 2, pp.412-423.

Herzhaft, B., Kakadjian, S., Moan, M., (2005), "Measurement and Modeling of the Flow Behavior of Aqueous Foam Using a Recirculating Pipe Rheometer", *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects*, Vol. 263, n° 1-3, pp. 153-164.

Jeng, Y. R., Chang, C. S., Wang, C. C., (2001), "Vapor Pressure of R-410A/Oil and R-407C/Oil Mixtures", *Applied Thermal Engineering*, Vol. 21, n° 8, pp. 863-870.

Jonsson, U. J., (1999), "Lubrication of Rolling Element Bearings with HFC-Polyolester Mixtures", *Wear: An International Journal on the Science and Technology of Friction Lubrication and Wear*, Vol. 232, n° 2, pp. 185-191.

Kedzierski, M. A., (2003), "A Semi-Theoretical Model for Predicting Refrigerant/Lubricant Mixture Pool Boiling Heat Transfer", *International Journal of Refrigeration*, Vol. 26, n° 3, pp. 337-348.

Kraynik, A. M., (1988), "Foam Flows", *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol. 20, pp. 325-357.

Lacerda, V. T., (2000), "Caracterização Experimental do Escoamento Bifásico de uma Mistura Óleo e Refrigerante em Dutos de Pequeno Diâmetro", *Dissertação de Mestrado, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis-SC*, pp. 165.

Lottin, O., Guillemet, P., Lebreton, J. M., (2003a), "Effects of Synthetic Oil in a Compression Refrigeration System using R410A. Part I: Modeling of the Whole System and Analysis of its

Response to an Increase in Amount of Circulating Oil”, *International Journal of Refrigeration*, Vol. 26, n° 7, pp. 772-782.

Lottin, O., Guillemet, P., Lebreton, J. M., (2003b), “Effects of Synthetic Oil in a Compression Refrigeration System using R410A. Part II: Quality of Heat Transfer and Pressure Losses within the Heat Exchangers”, *International Journal of Refrigeration*, Vol. 26, n° 7, pp. 783-794.

McLinden, M. O., Klein, S. A., Lemmon, E. W., Peskin, A. P., (1998) “Thermodynamic and Transport Properties of Refrigerants and Refrigerants Mixtures”, NIST Standard Reference Database 23, REFPROP 6.0.

Mohrlock, K., Spindler, K., Hahne, E., (2001), “The Influence of a Low Viscosity Oil on the Pool Boiling Heat Transfer of the Refrigerant R507”, *International Journal of Refrigeration*, Vol. 24, n° 1, pp. 25-40.

Motta, S. Y., Marques, R. P., Braga, S. L., Parise, J. A. R., (2000), “Misturas Refrigerante-Óleo Lubrificante: Propriedades Termodinâmicas”, *Revista de Ciência e Engenharia*, Vol. 9, n° 1, pp.52-61.

Motta, S. F. Y., Parise, J. A. R., Braga, S. L., (2002), “A Visual Study of R-404A/Oil through Adiabatic Capillary Tubes”, *International Journal of Refrigeration*, Vol. 25, n° 5, pp. 586-596.

Nutt, C. W., Burley, R., W., (1989), “The Influence of Foam Rheology in Enhanced Oil Recovery Operations”, Chapter 8 in *Foams: Physics, Chemistry and Structure*, edited by A. J. Wilson, Springer-Verlag, London.

Poiate Jr., E., (2001), “Escoamento Bifásico da Mistura Óleo Mineral-Refrigerante R12 ao longo de um Tubo Reto de Seção Circular Constante”, Dissertação de Mestrado, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual Paulista, Ilha Solteira-SP, pp. 216.

Prata, A. T., (1986), “General Aspects of Foam and Foam Flow”, Technical Report, pp. 9.

Sibree, J. O., (1934), “The Viscosity of Froth”, *Transaction of the Faraday Society*, Vol. 30, pp. 325-331.

Silva, A. da, (2004), “Cinemática e Dinâmica do Processo de Absorção de Gás Refrigerante em Óleo Lubrificante”, Tese de Doutorado, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis-SC, pp. 203.

Takigawa, K., Sandler, S. I., Yokozeki, A., (2002), “Solubility and Viscosity of Refrigerant/Lubricant Mixtures: Hydrofluorcarbon/Alkilbenzene Systems”, *International Journal of Refrigeration*, Vol. 25, nº 8, pp. 1014-1024.

Tesser, R., Di Serio, M., Gargiulo, R., Basile, G., Bragante, L., Santacesaria, E., (2003), “Vapour-Liquid Equilibrium Measurements for Binary Mixtures of R32, R143a, R134a and R125 with a Perfluoropolyether Lubricant”, *Journal of Fluorine Chemistry*, Vol. 121, nº 1, pp. 15-22.

Tisné, P., Aloui, F., Doubriez, L., (2003), "Analysis of Wall Shear Stress in Wet Foam using the Electrochemical Method", *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 29, n° 5, pp. 841-854.

Tisné, P., Doubriez, L., Aloui, F., (2004), "Determination of the Slip Layer Thickness for Wet Foam Flows", *Colloids and Surfaces A: Physicochemical Engineering Aspects*, Vol. 246, n° 1-3, pp. 21-29.

Tokura, I., Hanaoka, Y., Anzawa, N., (1997), "Pressure Drop for Flow of Water-Air Foam through Pipes", *Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics*, Vol. 2, pp. 1037-1043.

Whalley, P. B., (1987), "Boiling, Condensation and Gas-Liquid Flow", Oxford: Clarendon.

Winkler, W., Valkó, P. P., Economides, M. J., (1994), "A Rheological Model for Polymers Foams", *Society of Petroleum Engineers*, Vol. 3, pp. 897-906.

Wongwises, S., Pirompak, W., (2001), "Flow Characteristics of Pure and Refrigerant Mixtures in Adiabatic Capillary Tubes", *Applied Thermal Engineering*, Vol. 21, n° 8, pp. 845-861.

Yan, Y. Y., Lin, T. F., (1998), "Evaporation Heat Transfer and Pressure Drop of Refrigerant R-134a in a Small Pipe", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 41, n° 24, pp. 4183-4194.

APÊNDICE A

PROPRIEDADES TERMOFÍSICAS DA MISTURA R134a E ÓLEO SINTÉTICO FREOL α 10

A.1 Introdução

No Capítulo 2 foram mencionadas várias publicações sobre trabalhos experimentais de medição de propriedades de misturas óleo-refrigerante, utilizando variados métodos. Porém, a combinação de misturas e a variação entre os diversos resultados para uma mesma mistura é bastante grande. Assim, o ideal para uma mistura específica é a medição direta das suas propriedades, quando possível. Não havendo esta condição, obter as propriedades a partir do fabricante pode ser a maneira mais aconselhável.

Para a mistura R134a e óleo sintético Freol α 10, as propriedades utilizadas neste trabalho são as mesmas utilizadas por Castro (2006). As propriedades para a mistura líquida óleo-refrigerante foram obtidas através do ajuste de curvas fornecidas pela Empresa Brasileira de Compressores S.A (EMBRACO). As propriedades do refrigerante gasoso foram ajustadas a partir de dados de McLinden *et al.* (1998).

A.2 Solubilidade

A solubilidade do refrigerante R134a no óleo Freol α 10 é uma função específica da pressão e da temperatura da mistura, dada por:

$$w_{sat} = A_1 \exp\left(\frac{-P}{B_1}\right) + C_1 \exp\left(\frac{-P}{D_1}\right) \quad (\text{A.1})$$

onde:

$$A_1 = 0,00037439864 + 5,78313 \times 10^{-18} \exp(T) \quad (\text{A.2})$$

$$B_1 = -0,0092492822 \exp\left(\frac{T}{7,2044458}\right) - 0,092147488 \exp\left(\frac{T}{107,31007}\right) \quad (\text{A.3})$$

$$C_1 = 8,1926642 - 0,0026502986T^2 \quad (\text{A.4})$$

$$D_1 = -0,17407102 \exp\left(\frac{T}{14,275292}\right) - 0,82779598 \exp\left(\frac{T}{38,539725}\right) \quad (\text{A.5})$$

e,

$w_{sat} [\%]$ → Solubilidade do refrigerante no óleo

$p [\text{kgf} / \text{cm}^2]$ → Pressão absoluta

$T [^{\circ}\text{C}]$ → Temperatura

O intervalo de aplicação das equações (A.1) à (A.5) é: $9,8 < p < 706,1 \text{ kPa}$ e $0 < T < 40^{\circ}\text{C}$. A Tabela A.1 relaciona valores de solubilidade para algumas pressões e temperaturas, enquanto que a Fig. A.1 mostra as curvas de solubilidade ajustadas.

Tabela A.1 – Valores de solubilidade em função da pressão e da temperatura.

Solubilidade $w_{sat} [\%]$		$p [\text{kPa}]$					
		50	100	150	200	250	300
$T [^{\circ}\text{C}]$	0	13,68	31,40	-	-	-	-
	20	9,10	11,62	14,92	19,80	30,75	78,16
	30	6,80	7,97	9,33	10,93	12,81	15,02
	40	6,02	6,85	7,80	8,91	10,19	11,70

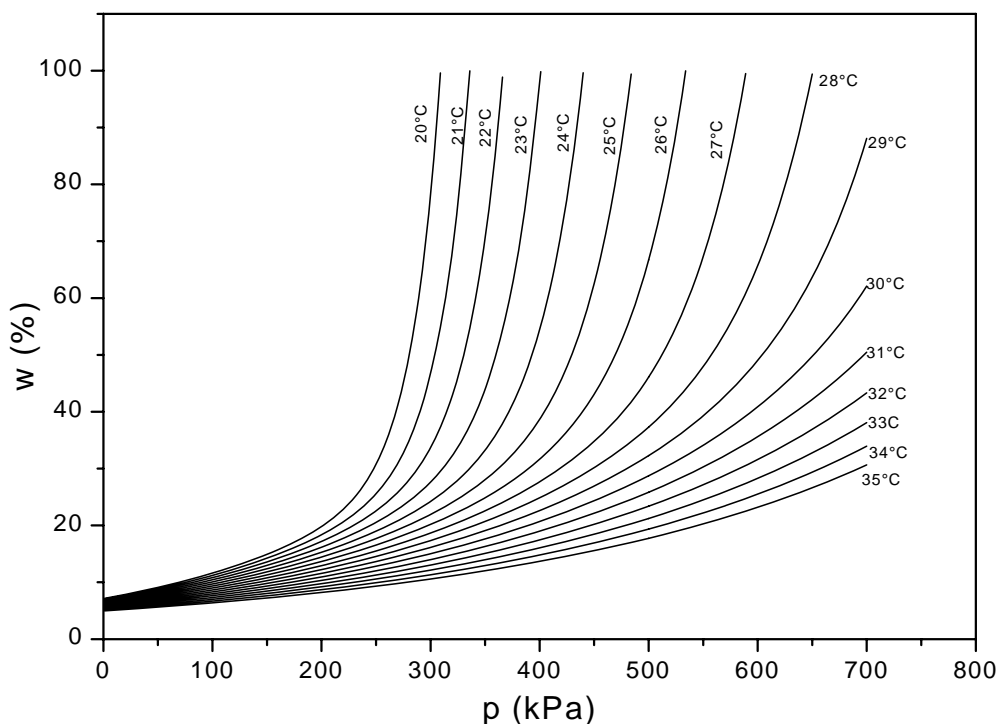


Figura A.1 – Ajuste da solubilidade do refrigerante no óleo em função da pressão e da temperatura.

A.3 Densidade da Fase Líquida

A correlação ajustada para o cálculo da densidade da mistura líquida é dada por:

$$\rho_l = 0,94108616 + 0,0019054134w + 1,2193319 \times 10^{-18} w^3 - 0,00074T \quad (\text{A.6})$$

onde:

$\rho_l [g/cm^3]$ → Densidade da mistura líquida

$w[\%]$ → Concentração do refrigerante no óleo

$T [^\circ C]$ → Temperatura

A Eq. (A.6) vale para $0 < w < 55\%$ e $0 < T < 145^\circ C$. A Tabela A.2 e a Fig. A.2 apresentam os resultados do ajuste para a densidade da fase líquida.

Tabela A.2 – Valores de densidade da mistura líquida em função da concentração de refrigerante e da temperatura.

Densidade do líquido ρ_l [kg/m ³]		w [%]					
		5	10	15	20	25	30
T [°C]	0	950,6	960,1	969,7	979,2	988,7	998,2
	20	935,8	945,3	954,9	964,4	973,9	983,4
	60	906,2	915,7	925,3	934,8	944,3	953,8
	100	876,6	886,1	895,7	905,2	914,7	924,2

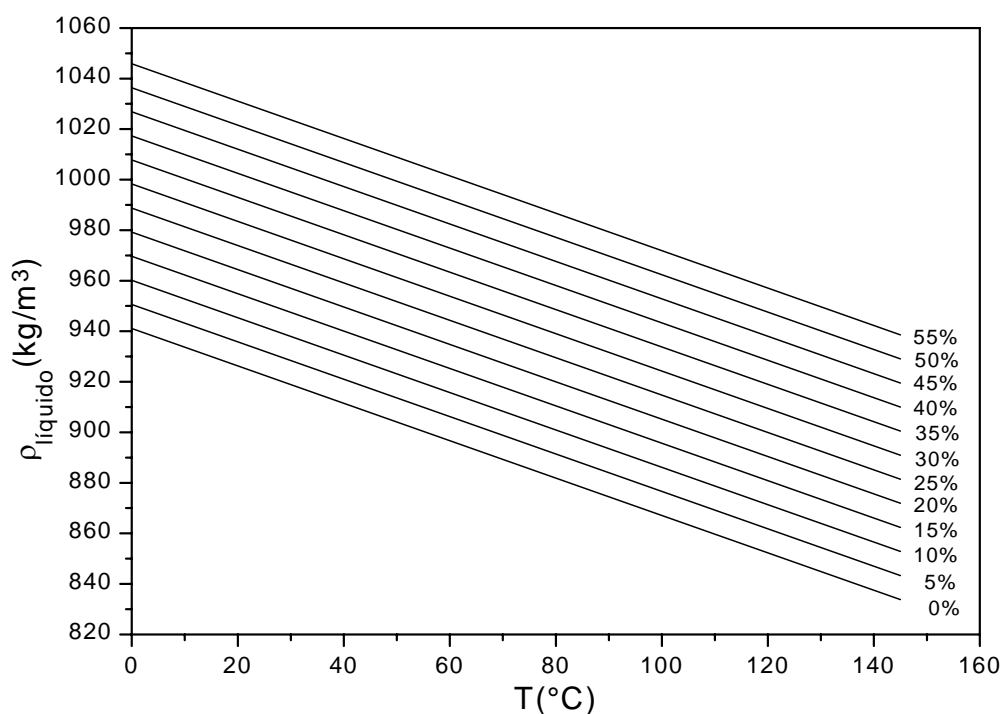


Figura A.2 – Ajuste da densidade da fase líquida em função da concentração de refrigerante e da temperatura.

A.4 Densidade da Fase Vapor

A equação da densidade do R134a foi ajustada a partir de dados fornecidos por McLinden (1998) [Grando, (2001)].

$$\rho_g = \frac{a_1 + b_1 p + c_1 T + d_1 p^2 + e_1 T^2 + f_1 p T}{a_2 + b_2 p + c_2 T + d_2 p^2 + e_2 T^2 + f_2 p T} \quad (\text{A.7})$$

$$\begin{array}{ll}
 a_1 = -3,76767 \times 10^{-5} & a_2 = 1,0 \\
 b_1 = 0,04493 & b_2 = -9,03844 \times 10^{-4} \\
 c_1 = -6,44683 \times 10^{-5} & c_2 = 0,01415 \\
 d_1 = -2,83514 \times 10^{-5} & d_2 = 9,37849 \times 10^{-8} \\
 e_1 = 3,0247 \times 10^{-6} & e_2 = 3,98492 \times 10^{-5} \\
 f_1 = 4,72793 \times 10^{-4} & f_2 = -2,38858 \times 10^{-6}
 \end{array}$$

onde:

ρ_g [kg / m³] → Densidade da fase vapor

p [kPa] → Pressão de saturação

T [°C] → Temperatura de saturação

A Eq. (A.7) foi ajustada para o intervalo $25 < p < 400 \text{ kPa}$ e $-5 < T < 40^\circ \text{C}$. A Fig. A.3 e a Tabela A.3 apresentam os resultados do ajuste para a faixa de pressão e temperatura de saturação consideradas.

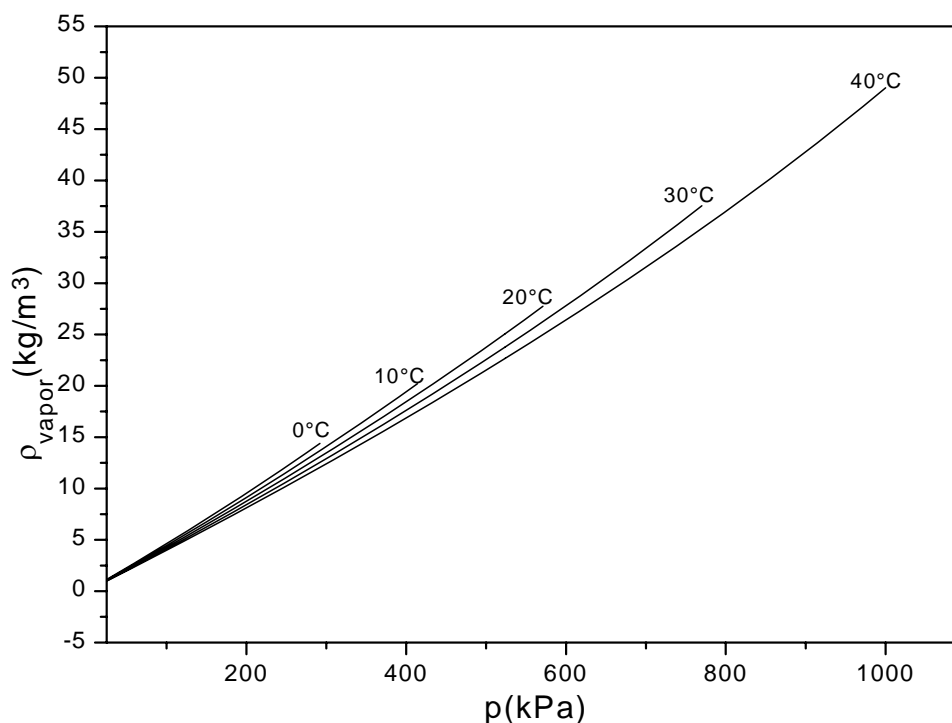


Figura A.3 – Ajuste da densidade do refrigerante gasoso em função da pressão e temperatura de saturação.

Tabela A.3 – Valores de densidade do refrigerante gasoso em função da pressão e da temperatura de saturação.

Densidade do vapor $\rho_g [kg/m^3]$		$p [kPa]$					
		50	100	150	200	250	300
$T [^{\circ}C]$	0	2,28	4,62	7,04	9,54	12,13	14,82
	10	2,19	4,44	6,75	9,13	11,58	14,10
	20	2,11	4,28	6,49	8,76	11,08	13,47
	30	2,04	4,13	6,25	8,42	10,64	12,91

A.5 Viscosidade da Fase Líquida

A correlação ajustada para o cálculo da viscosidade cinemática da fase líquida é:

$$v_l = \frac{1}{A_2 + B_2 T + C_2 T^2 + D_2 T^3 + E_2 T^4} \quad (A.8)$$

onde,

$$A_2 = 0,014138299 + 0,0014898648w + 6,2747529 \times 10^{-5} w^2 + 7,7374536 \times 10^{-7} w^3 - 2,1416701 \times 10^{-27} \exp(w) \quad (A.9)$$

$$B_2 = 0,0009679898993 + 0,00013450303w - 4,2158391 \times 10^{-5} w^{3/2} + 9,4269616 \times 10^{-6} w^2 - 6,3823134 \times 10^{-8} w^3 \quad (A.10)$$

$$C_2 = 2,0454395 \times 10^{-5} + 5,2076916 \times 10^{-6} w - 1,1168835 \times 10^{-6} w^2 + 2,8237022 \times 10^{-7} w^{5/2} - 1,9551952 \times 10^{-8} w^3 \quad (A.11)$$

$$D_2 = 27496729 \times 10^{-9} + 1,3716994 \times 10^{-8} w + 6,699814 \times 10^{-9} w^2 - 3,5511931 \times 10^{-12} w^3 + 4,3567826 \times 10^{-12} w^4 \quad (A.12)$$

$$E_2 = -5,7896238 \times 10^{-11} - 2,8532821 \times 10^{-10} w - 8,3873587 \times 10^{-11} w^2 + 4,6564966 \times 10^{-12} w^3 - 5,8575675 \times 10^{-14} w^4 \quad (A.13)$$

e,

$v_l [cSt]$ → Viscosidade cinemática da mistura líquida

$w [\%]$ → Concentração de refrigerante no óleo

$T [^{\circ}C]$ → Temperatura

Para se obter a viscosidade dinâmica, μ_l , em unidades de $Pa.s$, basta multiplicar a viscosidade cinemática pela densidade do líquido e pelo fator 10^{-6} , ou seja,

$$\mu_l = \nu_l \rho_l \times 10^{-6} \quad (A.14)$$

A Eq. (A.14) foi ajustada no intervalo de $-10 < T < 50^\circ C$ e $0 < w < 55\%$. A Tabela A.4 e a Fig. A.4 apresentam valores obtidos com a correlação ajustada para a viscosidade do líquido.

Tabela A.4 – Valores de viscosidade da mistura líquida em função da concentração de refrigerante e da temperatura.

Viscosidade do líquido $\mu_l [mPa.s]$		$w[\%]$					
		5	10	15	20	25	30
$T [^\circ C]$	0	40,88	26,61	18,22	13,02	9,63	7,33
	10	23,24	16,38	11,88	8,83	6,73	5,26
	20	14,39	10,70	8,15	6,28	4,93	3,94
	30	9,60	7,39	5,83	4,64	3,74	3,06

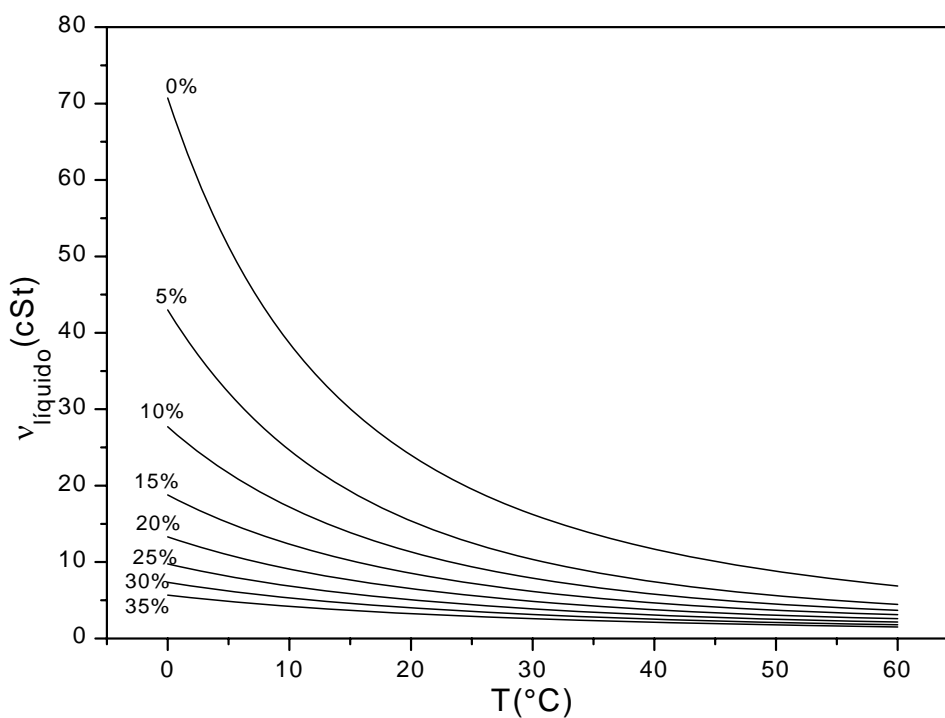


Figura A.4 – Ajuste da viscosidade da mistura líquida em função da concentração de refrigerante e da temperatura.

A.6 Viscosidade da Fase Vapor

A equação ajustada para a viscosidade do refrigerante R134a é dada por Grando (2001):

$$\mu_g = 1 \times 10^{-6} \left(\frac{10,8186 - 0,0026 p + 0,1451 T + 3,7658 \times 10^{-4} T^2 - 2,0170 \times 10^{-7} p^3}{1 - 2,1278 \times 10^{-4} p - 7,75220 \times 10^{-9} p^2 + 0,00967 T} \right) \quad (\text{A.15})$$

onde:

$\mu_g [Pa.s]$ → Viscosidade dinâmica do refrigerante gasoso

$p [kPa]$ → Pressão de saturação

$T [^{\circ}C]$ → Temperatura de saturação

O ajuste é válido para a faixa de $-5 < T < 40^{\circ}C$ e $25 < p < 400 kPa$. Alguns resultados da Eq. (A.15) estão descritos na Tabela A.5 e na Fig. A.5.

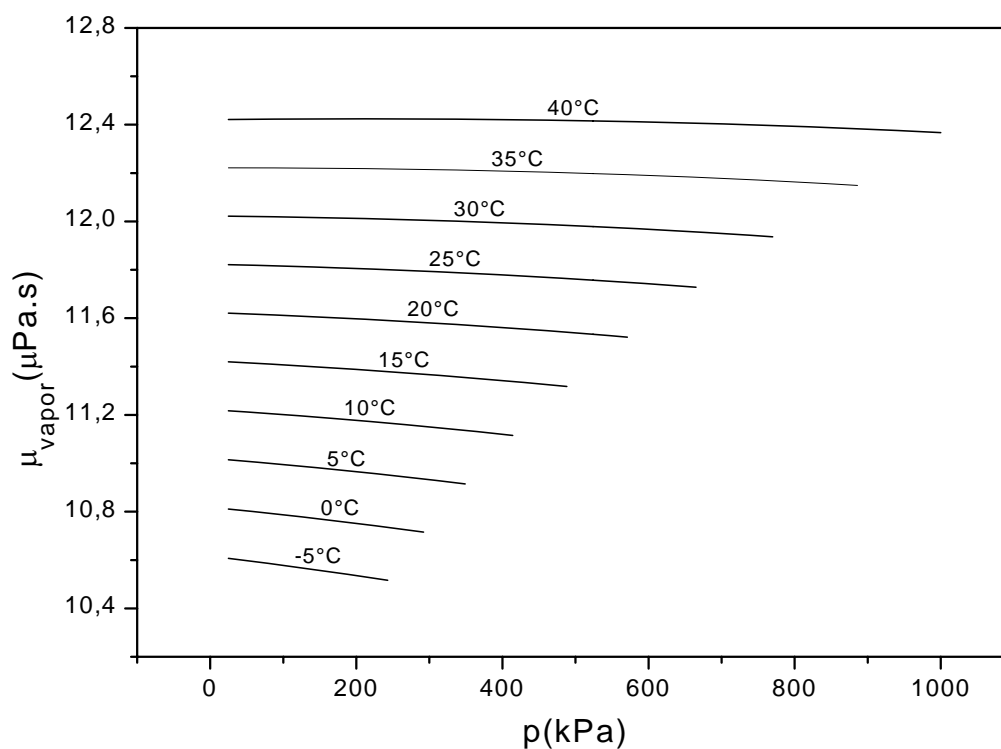


Figura A.5 – Ajuste da viscosidade da fase vapor em função da pressão e da temperatura de saturação.

Tabela A.5 – Valores de viscosidade fase vapor em função da pressão e da temperatura de saturação.

Viscosidade do vapor $\mu_g [\mu Pa.s]$		$p [kPa]$					
		50	100	150	200	250	300
$T [^{\circ}C]$	0	10,80	10,79	10,77	10,75	10,73	10,71
	10	11,21	11,20	11,19	11,18	11,16	11,15
	20	11,62	11,61	11,60	11,60	11,59	11,58
	30	12,02	12,02	12,02	12,01	12,01	12,01

A.7 Entalpia da Fase Líquida

Considerando uma mistura ideal, a entalpia da fase líquida pode ser calculada através da adição das entalpias do óleo e do refrigerante líquido, ponderadas pela concentração de refrigerante (em unidades de kg_{rl} / kg_{mist}):

$$h_l = (1 - w)h_{oleo} + wh_{rl} \quad (A.16)$$

onde, para a entalpia do óleo, Motta *et al.* (2000) sugeriram a seguinte correlação genérica para óleos sintéticos poliol éster:

$$h_{oleo} = 2411,5968T + 1,1304T^2 + 200 \times 10^3 \quad (A.17)$$

e para o refrigerante líquido, Grando (2001) forneceu um ajuste para $-5 < T < 50^{\circ}C$:

$$h_{rl} = 200,01095 + 1,3331665T + 0,00194566T^2 \quad (A.18)$$

As unidades das entalpias do óleo e do refrigerante líquido das Eqs. (A.17) e (A.18) estão respectivamente em J/kg e kJ/kg .

Alguns valores de entalpia do líquido obtido pelos ajustes estão descritos na Fig. A.6 e na Tabela A.6.

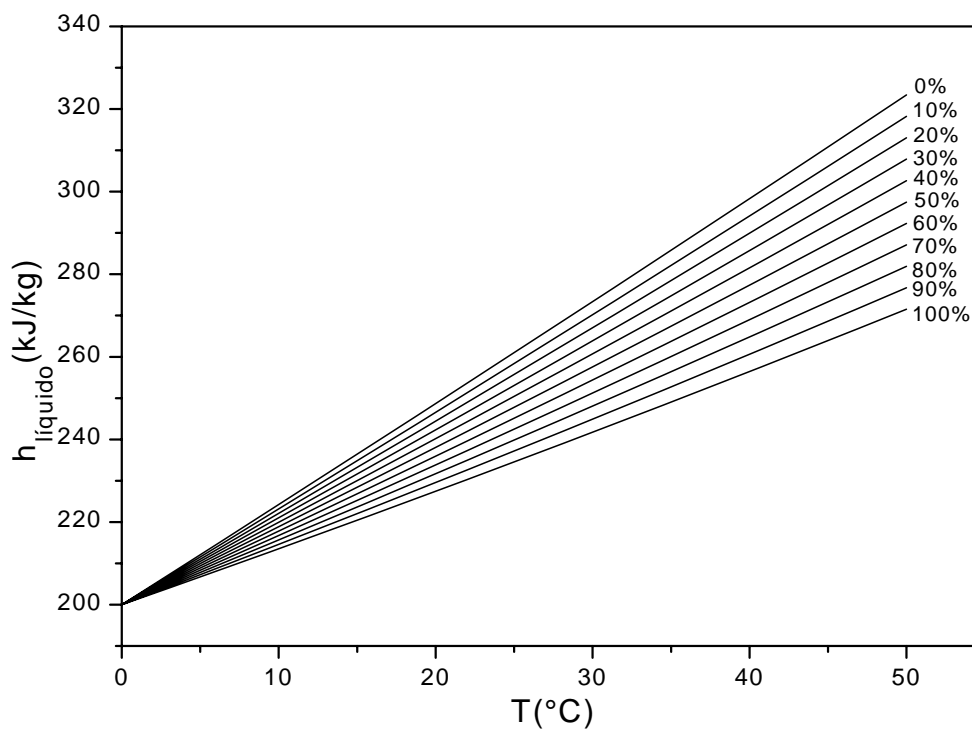


Figura A.6 – Ajuste da entalpia da fase líquida em função da concentração de refrigerante e da temperatura.

Tabela A.6 – Valores de entalpia da mistura líquida em função da concentração de refrigerante e da temperatura.

Entalpia do líquido h_l [kJ/kg]		w [%]					
		5	10	15	20	25	30
T [°C]	0	200,0	200,0	200,0	200,0	200,0	200,0
	10	223,7	223,2	222,6	222,1	221,6	221,0
	20	274,6	246,6	245,5	244,4	243,4	242,3
	30	271,8	270,2	268,6	267,0	265,5	263,9

A.8 Entalpia da Fase Vapor

Grando (2001) ajustou a seguinte correlação para entalpia do R134a gasoso:

$$h_g = \frac{a_1 + b_1 p + c_1 T + d_1 p^2 + e_1 T^2 + f_1 p T}{a_2 + b_2 p + c_2 T + d_2 p^2 + e_2 T^2 + f_2 p T} \quad (\text{A.19})$$

$$\begin{array}{ll}
 a_1 = 406,0744 & a_2 = 1,0 \\
 b_1 = -0,505187 & b_2 = -0,0011884 \\
 c_1 = 5,35927 & c_2 = 0,0112567 \\
 d_1 = 8,22409 \times 10^{-5} & d_2 = 1,55060 \times 10^{-7} \\
 e_1 = 0,005381 & e_2 = -1,09356 \times 10^{-5} \\
 f_1 = -7,61466 \times 10^{-4} & f_2 = 4,61871 \times 10^{-7}
 \end{array}$$

onde:

h_g [kJ/kg] → Entalpia da fase vapor

p [kPa] → Pressão de saturação

T [°C] → Temperatura de saturação

O intervalo de ajuste da Eq. (A.19) foi $-5 < T < 40^\circ\text{C}$ e $25 < p < 400\text{kPa}$. A Fig. A.7 e a Tabela A.7 mostram valores obtidos com o ajuste para a entalpia do R-134a gasoso.

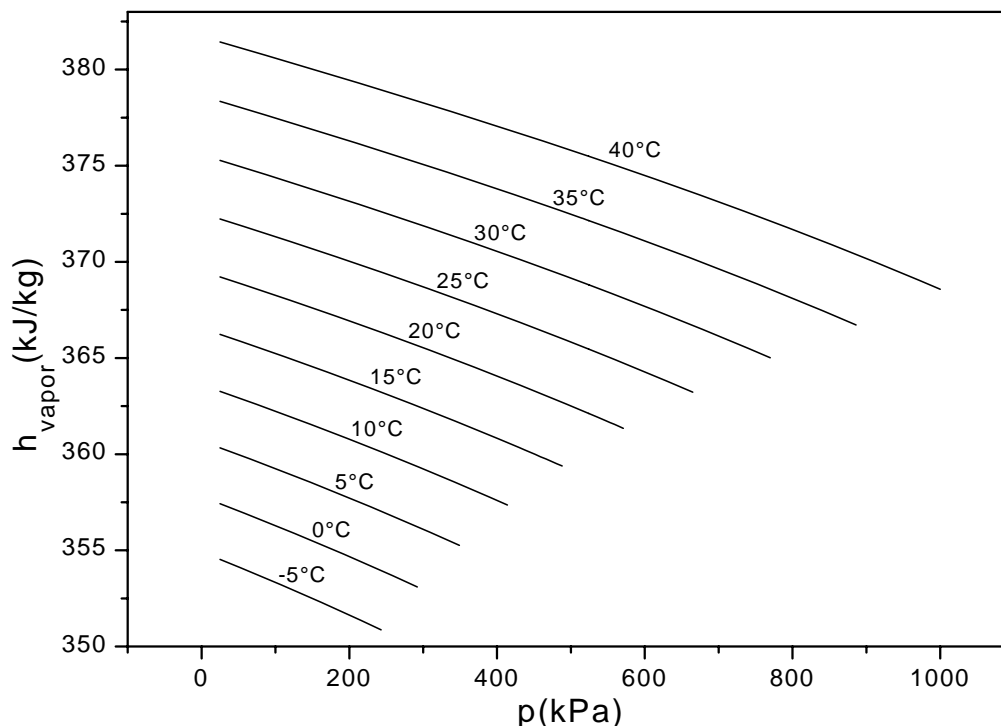


Figura A.7 – Ajuste da entalpia da fase vapor em função da pressão e da temperatura de saturação.

Tabela A.7 – Valores de entalpia da fase vapor em função da pressão e da temperatura de saturação.

Entalpia do vapor $h_g [kJ/kg]$		$p [kPa]$					
		50	100	150	200	250	300
$T [^{\circ}C]$	0	404,9	403,7	402,5	401,2	399,8	398,4
	10	413,0	412,0	401,9	409,7	408,6	407,3
	20	421,3	420,3	419,3	418,3	417,3	416,2
	30	429,7	428,8	427,9	427,0	426,11	425,2

APÊNDICE B

PROPRIEDADES TERMOFÍSICAS DAS MISTURAS R12- ÓLEO SUNISO 1GS E R134a-ÓLEO EMKARATE RL10H

B.1 Introdução

As propriedades das duas misturas referidas neste apêndice foram determinadas por Lacerda (2000) e Grando (2001). Maiores detalhes podem ser encontrados nas referências citadas.

B.2 Mistura R12 e Óleo Mineral SUNISO 1GS

B.2.1 Solubilidade

A correlação para o cálculo da solubilidade do refrigerante R12 no óleo mineral SUNISO 1GS é dada por:

$$w_{sat} = \frac{a_1 + b_1T + c_1p + d_1T^2 + e_1p^2 + f_1Tp}{a_2 + b_2T + c_2p + d_2T^2 + e_2p^2 + f_2Tp} \quad (\text{B.1})$$

onde os coeficientes da Eq. (B.1) são:

$a_1 = 0,00914975$	$a_2 = 1,0$
$b_1 = -2,7718 \times 10^{-4}$	$b_2 = 0,03051147$
$c_1 = 0,098930906$	$c_2 = -0,22346262$
$d_1 = 1,5029 \times 10^{-6}$	$d_2 = 2,23492 \times 10^{-4}$
$e_1 = -0,00138089$	$e_2 = -0,00149545$
$f_1 = -1,088 \times 10^{-6}$	$f_2 = 0,001392493$

onde $w_{sat} [kg_{ref} / kg_{mist}]$ é a solubilidade do refrigerante no óleo, $p [bar]$ é a pressão absoluta e $T [^{\circ}C]$ a temperatura.

A correlação (B.1) para a solubilidade foi ajustada para a faixa de $0 < p < 3bar$ e $20 < T < 120^{\circ}C$. Os resultados são extrapolados para uso abaixo de $20^{\circ}C$, sem grandes prejuízos de previsão.

B.2.2 Densidade do Líquido

A densidade da mistura líquida formada pela mistura óleo SUNISO 1GS-R12 é calculada por:

$$\rho_l = \frac{I}{\Lambda} \frac{\rho_{\acute{o}leo}}{I + w \left(\frac{\rho_{\acute{o}leo} - I}{\rho_{rl}} \right)} \quad (B.2)$$

onde ρ_l , $\rho_{\acute{o}leo}$ e ρ_{rl} são, respectivamente, as densidades da mistura líquida, do óleo e do refrigerante líquido em kg / m^3 , $w [\%]$ é a concentração de refrigerante no óleo e Λ é o fator de correção do modelo de comportamento ideal da mistura, dado por:

$$\Lambda = \frac{a + bT + cT^2 + dw + ew^2 + fw^3}{I + gT + hT^2 + iw + jw^2} \quad (B.3)$$

onde os coeficientes da Eq. (B.3) são:

$$\begin{aligned} a &= 0,999650597 & f &= 8,06502 \times 10^{-8} \\ b &= -0,01811382 & g &= -0,01811257 \\ c &= 8,82352 \times 10^{-5} & h &= 8,81506 \times 10^{-5} \\ d &= 0,004534102 & i &= 0,004733494 \\ e &= -5,5197 \times 10^{-5} & j &= -4,9138 \times 10^{-5} \end{aligned}$$

Na Eq. (B.3) w é dado em % e T em $^{\circ}C$. As densidades do óleo e do refrigerante líquido são calculadas respectivamente por:

$$\rho_{\acute{o}leo} = 902,0 - 0,6T, \quad T \text{ em } ^{\circ}C \quad (B.4)$$

$$\rho_{rl} = 1396,314 - 3,28742T + 2,29105 \times 10^{-3} T^2 - 1,05736 \times 10^{-4} T^3, \quad T \text{ em } ^\circ C \quad (\text{B.5})$$

A Eq. (B.4) foi ajustada em valores de $20 < T < 120^\circ C$, enquanto que a equação (B.5) foi ajustada para a faixa de $0 < T < 70^\circ C$.

B.2.3 Viscosidade do Líquido

A correlação da viscosidade dinâmica da mistura óleo SUNISO 1GS-R12 é dada por:

$$\mu_l = \frac{10^{(f_1+f_2T)}}{10^3} \quad (\text{B.6})$$

onde μ_l é a viscosidade da mistura líquida em $Pa.s$ e T a temperatura em $^\circ C$; f_1 e f_2 são funções da concentração de refrigerante w (em %) dadas por:

$$f_1 = 1,526652699 - 0,03990154w + 0,000733838w^2 - 9,0446 \times 10^{-6} w^3 \quad (\text{B.7})$$

$$f_2 = -0,01181413 + 0,000277629w - 3,4171 \times 10^{-6} w^2 - 1,875 \times 10^{-7} w^3 + 4,45984 \times 10^{-9} w^4 \quad (\text{B.8})$$

B.2.4 Entalpia do Líquido

A correlação da entalpia da mistura óleo SUNISO 1GS-R12 é:

$$h_l = (1 - w)h_{\acute{o}leo} + wh_{rl} \quad (\text{B.9})$$

onde h_l , $h_{\acute{o}leo}$ e h_{rl} são, respectivamente, as entalpias da mistura líquida, do óleo e do refrigerante líquido e w a concentração de refrigerante em kg_{ref} / kg_{mist} .

A entalpia do óleo, em J / kg , é dada por:

$$h_{\acute{o}leo} = c_{p0}T + h_0 \quad (\text{B.10})$$

onde,

$$c_{p0} = 4186 \left[\frac{0,388 + 0,00045(1,8T + 32)}{\sqrt{s}} \right] \quad (\text{B.11})$$

$$s = \frac{\rho_{\acute{o}leo}}{998,5} \quad (\text{B.12})$$

$$h_0 = 200 \times 10^3 \text{ J / kg} \quad (\text{B.13})$$

Nas equações acima a densidade do óleo é expressa em kg / m^3 e a temperatura em $^\circ\text{C}$.

Para a entalpia do refrigerante líquido, em kJ / kg , tem-se:

$$h_{rl} = 30,7514 + 0,305924T + 0,00114859T^2 \quad (\text{B.14})$$

onde a temperatura T é fornecida em Kelvin. A faixa utilizada para o ajuste da correlação é $270 < T < 310\text{K}$.

B.2.5 Propriedades do Refrigerante no Estado Gasoso

Para o refrigerante R12 no estado vapor, a densidade (em kg / m^3) e a viscosidade (em cP) foram ajustadas para o intervalo $0,5 < p < 7\text{bar}$ e $-10 < T < 30^\circ\text{C}$, fornecidas, respectivamente, pelas seguintes correlações:

$$\rho_g = \frac{-4,2936 \times 10^{-4} + 5,9619 \times 10^{-4} T - 2,2594 \times 10^{-5} T^2 + 5,3237 p - 0,25614 p^2}{1 + 3,7908 \times 10^{-3} T - 5,0975 \times 10^{-6} T^2 - 0,072791 p + 6,6012 \times 10^{-4} p^2} \quad (\text{B.15})$$

$$\mu_g = \frac{0,01083615 + 1,0571 \times 10^{-4} T + 2,6707 \times 10^{-7} T^2 - 1,857 \times 10^{-4} p + 1,4031 \times 10^{-6} p^2}{1 + 6,00450 \times 10^{-3} T + 2,4519 \times 10^{-6} T^2 - 0,0140206 p} \quad (\text{B.16})$$

onde $p[\text{bar}]$ e $T[^\circ\text{C}]$.

Para a entalpia, o ajuste compreendeu os intervalos $275 < T < 305\text{K}$ e $20 < p < 325\text{kPa}$, sendo fornecida por:

$$h_g = a + bp + \frac{c}{T} + dp^2 + \frac{e}{T^2} + f \frac{p}{T} + gp^3 + \frac{h}{T^3} + i \frac{p}{T^2} + j \frac{p^2}{T} \quad (\text{B.17})$$

cujos coeficientes são:

$$\begin{aligned} a &= 1038,3472 & f &= 32,490278 \\ b &= -0,0557957 & g &= -1,2927495 \times 10^{-9} \\ c &= -419625,86 & h &= -6,7813606 \times 10^9 \\ d &= 2,7326852 \times 10^{-5} & i &= -5797,6008 \\ e &= 88670110 & j &= -0,0087715977 \end{aligned}$$

onde p [kPa] e T [K].

B.3 Mistura R134a e Óleo Sintético EMKARATE RL10H

B.3.1 Solubilidade

A correlação para o cálculo da solubilidade do refrigerante R134a no óleo sintético EMKARATE RL10H é dada por:

$$w_{sat} = \frac{a_1 + b_1 p + c_1 T + d_1 p^2 + e_1 T^2 + f_1 T p}{a_2 + b_2 p + c_2 T + d_2 p^2 + e_2 T^2 + f_2 T p} \quad (\text{B.18})$$

cujos coeficientes são:

$$\begin{array}{ll} a_1 = 0,68247268 & a_2 = 1,0 \\ b_1 = 0,0700619 & b_2 = -0,00313147 \\ c_1 = 0,06991081 & c_2 = 0,05031545 \\ d_1 = -0,00012087 & d_2 = 1,05413714 \times 10^{-6} \\ e_1 = -0,00171566 & e_2 = 0,00136449 \\ f_1 = 0,00241240 & f_2 = -6,40745705 \times 10^{-5} \end{array}$$

onde w_{sat} é dada em %, p em kPa e T em °C. Os intervalos de aplicação desta equação vão de $0 < p < 1000 \text{ kPa}$ e $0 < T < 60^\circ \text{C}$.

B.3.2 Densidade do Líquido

A densidade da mistura líquida óleo EMKARATE RL 10H-R134a é dada pela correlação:

$$\rho_l = \frac{\rho_{\text{óleo}}}{1 + w \left(\frac{\rho_{\text{óleo}}}{\rho_{rl}} - 1 \right)} \quad (\text{B.19})$$

As densidades do óleo e do refrigerante líquido em kg/m^3 são, respectivamente,

$$\rho_{\text{óleo}} = 966,43636 - 0,57391608T - 0,00024475524T^2 \quad (\text{B.20})$$

$$\rho_{rl} = 1294,679 - 3,22131T - 1,23398 \times 10^{-2} T^2 \quad (\text{B.21})$$

onde $w[\%]$ e $T[^\circ C]$. A densidade do óleo foi ajustada para valores de $20 < T < 120^\circ C$, enquanto que a do refrigerante líquido foi ajustada para o intervalo $-5 < T < 50^\circ C$.

B.3.3 Viscosidade do Líquido

A viscosidade da mistura líquida formada por EMKARATE RL 10H e R134a é calculada pela correlação:

$$v_l = \frac{a_1 + b_1 T + c_1 w + d_1 T^2 + e_1 w^2 + f_1 T w}{a_2 + b_2 T + c_2 w + d_2 T^2 + e_2 w^2 + f_2 T w} \quad (\text{B.22})$$

de onde os coeficientes são:

$$\begin{array}{ll} a_1 = 38,31853120 & a_2 = 1,0 \\ b_1 = 0,03581164 & b_2 = 0,05188487 \\ c_1 = -0,55465145 & c_2 = 0,02747679 \\ d_1 = -6,02449153 \times 10^{-5} & d_2 = 9,61400978 \times 10^{-4} \\ e_1 = 7,67717272 \times 10^{-4} & e_2 = 4,40945724 \times 10^{-4} \\ f_1 = -2,82836964 \times 10^{-4} & f_2 = 1,10699073 \times 10^{-3} \end{array}$$

onde v_l é a viscosidade cinemática da mistura líquida, em cSt para $w[\%]$ e $T[^\circ C]$. A viscosidade dinâmica em $Pa.s$ é, então, calculada por:

$$\mu_l = v_l \rho_l \times 10^{-6} \quad (\text{B.23})$$

As faixas usada para o ajuste desta correlação são $0 < T < 60^\circ C$ e $0 < w < 50\%$.

B.3.4 Entalpia do Líquido

A entalpia da fase líquida para a mistura R134a-óleo EMKARATE RL10H é calculada da mesma maneira descrita na seção A.6 para a mistura R134a-óleo Freol $\alpha 10$.

B.3.5 Propriedades do Refrigerante no Estado Gasoso

A densidade, viscosidade e entalpia do refrigerante R134a no estado gasoso são calculadas pelas Eqs. (A.7), (A.15) e (A.19), respectivamente.

DETERMINAÇÃO DA VAZÃO MÁSSICA EM FUNÇÃO DA CONCENTRAÇÃO NA ENTRADA E DA QUEDA DE PRESSÃO EXPERIMENTAL NA REGIÃO MONOFÁSICA

C.1 Introdução

Este apêndice apresenta uma metodologia para o cálculo da vazão mássica do escoamento em função da concentração de refrigerante definida na entrada e da queda de pressão experimental na região monofásica. Como comentado no Capítulo 4, tal procedimento é necessário uma vez que as vazões experimentais de Castro (2006) foram estimadas de acordo com a hipótese de mistura saturada na entrada do escoamento, não podendo então ser utilizadas para o modelo de sub-saturação na entrada. Desta forma, propõe-se um método onde a vazão, calculada a partir da equação da quantidade de movimento para o escoamento monofásico, é uma função da densidade e da viscosidade da mistura monofásica, pois estas variáveis dependem da concentração de refrigerante na entrada. Porém, a vazão não pode ser escrita explicitamente a partir da equação da quantidade de movimento, o que sugere o uso de um método de correção iterativo para o cálculo. Como primeira instância, o método de Newton-Raphson foi adotado, fornecendo uma convergência rápida e estável para todas as simulações em que os resultados numéricos foram comparados com os resultados experimentais.

C.2 Dedução da Função da Vazão Mássica - $F(\dot{m})$

Uma função $F(\dot{m})$ pode ser facilmente obtida a partir da equação da quantidade de movimento para a região monofásica, onde a vazão tem uma relação conhecida com a queda de pressão:

$$\left. \frac{dp}{dz} \right|_{mono} = -\frac{f}{2} \frac{G^2}{\rho_l D} \quad (C.1)$$

de onde a vazão mássica vem da definição do fluxo de massa $G = \dot{m}/A$ para um tubo de seção circular,

$$\left. \frac{dp}{dz} \right|_{mono} = -\frac{8 f \dot{m}^2}{\pi^2 \rho_l D^5} \quad (C.2)$$

O fator de atrito f , também é uma função implícita de \dot{m} , é expresso pela equação de Churchill (1977),

$$f = 8 \left[\left(\frac{8}{Re_l} \right)^{12} + \frac{1}{(A+B)^{3/2}} \right]^{1/12} \quad (C.3a)$$

onde,

$$A = \left[2,457 \ln \left(\frac{1}{\left(\frac{7}{Re_l} \right)^{0,9} + 0,27(\varepsilon/D)} \right) \right]^{16} \quad (C.3b)$$

$$B = \left(\frac{37530}{Re_l} \right)^{16} \quad (C.3c)$$

$\varepsilon/D \rightarrow$ rugosidade relativa interna do tubo

O número de Reynolds da mistura líquida, definido por,

$$Re_l = \frac{\rho_l \bar{u} D}{\mu_l} \quad (C.4)$$

pode ser escrito em função da vazão a partir da sua definição em função da velocidade média na direção do escoamento \bar{u} ,

$$\dot{m} = \rho_l \bar{u} A \Rightarrow \bar{u} = \frac{\dot{m}}{\rho_l A} \quad (\text{C.5})$$

Da adição de (C.5) em (C.4), resulta em,

$$Re_l = \frac{4\dot{m}}{\mu_l \pi D} \quad (\text{C.6})$$

Assim, considerando (C.6) nas Eqs. (C.3), tem-se,

$$f = 8 \left[\left(\frac{2\mu_l \pi D}{\dot{m}} \right)^{12} + \frac{I}{(A+B)^{3/2}} \right]^{1/12} \quad (\text{C.7a})$$

com,

$$A = \left[2,457 \ln \left(\frac{I}{\left(\frac{1,75\mu_l \pi D}{\dot{m}} \right)^{0,9} + 0,27(\varepsilon/D)} \right) \right]^{16} \quad (\text{C.7b})$$

$$B = \left(\frac{9382,5\mu_l \pi D}{\dot{m}} \right)^{16} \quad (\text{C.7c})$$

Finalmente, a equação para $F(\dot{m})$ pode ser escrita a partir da eq. (C.2) como,

$$F(\dot{m}) = \frac{dp}{dz} \Big|_{mono} + \frac{8\dot{m}^2}{\pi^2 \rho_l D^5} f \quad (\text{C.8})$$

onde o fator de atrito f e seus coeficientes são determinados pelas Eqs. (C.7).

C.3 Determinação da Derivada da Função $F(\dot{m})$

A expressão da derivada de $F(\dot{m})$ em relação a \dot{m} é dada por:

$$F'(\dot{m}) = \frac{16\dot{m}}{\pi^2 \rho_l D^5} f + \frac{8\dot{m}^2}{\pi^2 \rho_l D^5} f' \quad (\text{C.9})$$

A derivada do fator de atrito (f') é calculada algebricamente, fornecendo o resultado:

$$f' = -\frac{2}{3} \left[\left(\frac{2\mu_l \pi D}{\dot{m}} \right)^{12} + \frac{I}{(A+B)^{3/2}} \right]^{-11/12} \left[\frac{12 \left(\frac{2\mu_l \pi D}{\dot{m}} \right)^{12}}{\dot{m}} + \frac{3(A+B')}{2(A+B)^{5/2}} \right] \quad (\text{C.10})$$

e as derivadas dos coeficientes A (A') e B (B'), também calculadas algebricamente, são expressas, respectivamente, por:

$$A' = 16 \left[2,457 \ln \left(\frac{I}{\left(\frac{1,75\mu_l \pi D}{\dot{m}} \right)^{0,9} + 0,27(\varepsilon/D)} \right) \right]^{15} \cdot \left[\frac{2,2113}{\dot{m} \left(\left(\frac{1,75\mu_l \pi D}{\dot{m}} \right)^{0,9} + 0,27(\varepsilon/D) \right)} \left(\frac{1,75\mu_l \pi D}{\dot{m}} \right)^{0,9} \right] \quad (\text{C.11})$$

$$B' = -\frac{16}{\dot{m}} \left(\frac{9382,5\mu_l \pi D}{\dot{m}} \right)^{16} \quad (\text{C.12})$$

C.4 Uso do Método Iterativo de Newton-Raphson

Através do método de Newton-Raphson, a vazão mássica é corrigida a cada iteração, dada uma estimativa inicial, pela expressão,

$$\dot{m}_{i+1} = \dot{m}_i - \frac{F(\dot{m}_i)}{F'(\dot{m}_i)} \quad (\text{C.13})$$

onde \dot{m}_i é a estimativa inicial ou o valor calculado na iteração anterior e \dot{m}_{i+1} é a vazão corrigida.

Obviamente, um critério de convergência deve ser estabelecido relativo à diferença entre as vazões calculadas na iteração atual e anterior. A tolerância adotada foi de 10^{-7} para todos os casos simulados. A Fig. C.1 mostra o fluxograma da metodologia proposta.

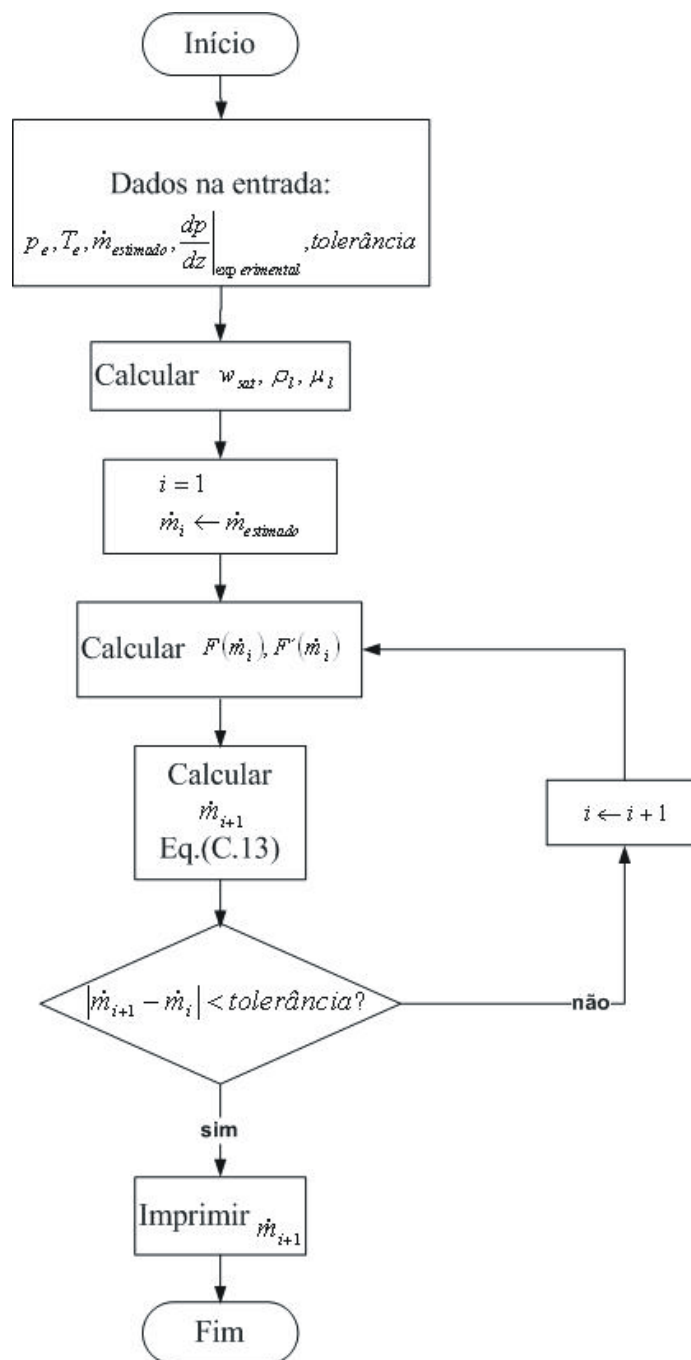


Figura C.1 – Fluxograma do procedimento de cálculo da vazão mássica.

APÊNDICE D

CARACTERIZAÇÃO DA VISCOSIDADE DO FLUIDO HOMOGÊNEO

D.1 Introdução

Uma etapa importante na modelagem do escoamento bifásico com formação de espuma da mistura óleo Freol $\alpha 10$ e refrigerante R134a tratada no presente trabalho, foi a definição do modelo para a representação da viscosidade aparente, $\bar{\mu}$, usada no modelo homogêneo. O modelo homogêneo foi escolhido para representar as propriedades na região de escoamento bifásico, definidas como propriedades aparentes ou pseudo-propriedades homogêneas, calculadas através de médias ponderadas entre as propriedades das fases líquida e vapor. Tal modelo admite como hipótese de que a velocidade de ambas as fases são iguais e, segundo Grandó (2001), fornece bons resultados para o regime de escoamento bifásico em bolhas onde a misturação das fases é considerada alta.

No entanto, existem na literatura aberta diversos modelos para se calcular a viscosidade homogênea. O que basicamente difere estes modelos é a forma com a qual as propriedades de cada uma das fases são ponderadas, tendo como fator ponderante a quantidade proporcional de uma das fases presentes na mistura (geralmente o título ou a fração de vazio).

Neste apêndice é feito um estudo sobre a resposta do modelo computacional em função da utilização de algumas correlações para o cálculo da viscosidade homogênea. Será visto que

as correlações apresentam resultados variados para o comportamento global do escoamento da mistura óleo/refrigerante, e que a determinação de qual correlação é a mais adequada depende ainda da obtenção de um número maior de resultados experimentais.

D.2 Análise de Resultados para os Diferentes Modelos de Viscosidade

Homogênea

As correlações consideradas neste trabalho para o cálculo da viscosidade homogênea na região de escoamento bifásico convencional (Eqs. 3.49 a 3.55) são as propostas por Cichitti *et al.* (1960), Dukler *et al.* (1964), Davidson *et al.* (1943), Akers *et al.* (1959), Lin *et al.* (1991), Beattie e Whalley (1981) e Isbin *et al.* (1958). A maior parte destes modelos foi proposto inicialmente para o escoamento de sistemas bifásicos como ar-água, sendo mais tarde aplicados à outros sistemas bifásico com um bom potencial de previsão.

As Figs. D.1 a D.3 apresentam respectivamente os perfis de pressão, temperatura e fração de vazio para uma dada condição de escoamento, onde cada uma das correlações mencionadas acima foi utilizada. Como pode ser observado, cada uma das correlações gerou diferentes resultados para o escoamento, fato que de certa forma já era esperado. Isso mostra que o modelo de viscosidade homogênea influi diretamente no cálculo da queda de pressão e das demais variáveis ao longo do escoamento. Porém, a região efetiva desta influência é a de escoamento bifásico convencional, onde o modelo homogêneo é de fato utilizado para a solução das equações governantes.

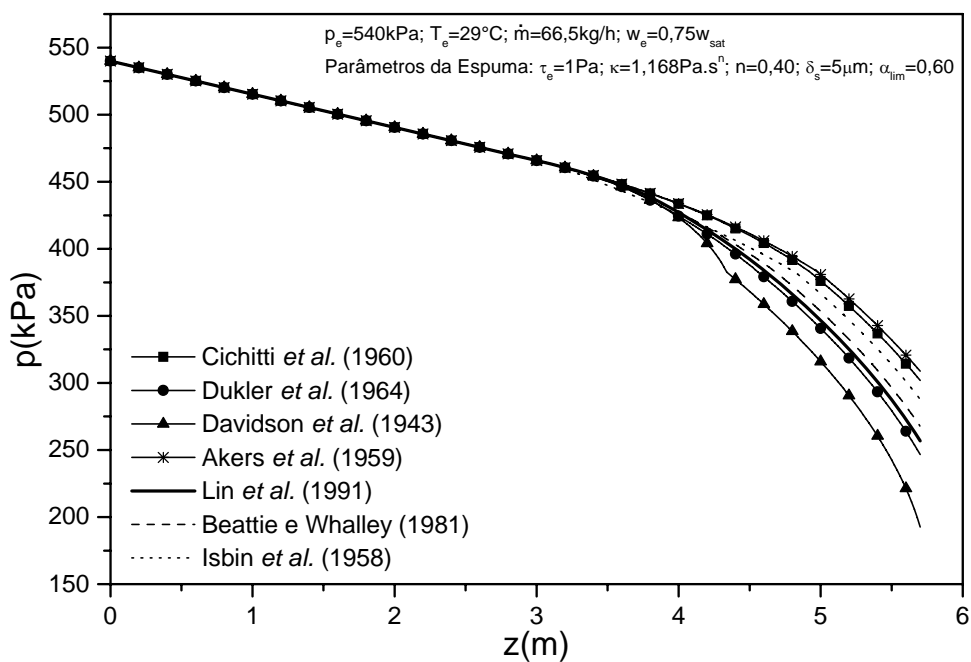


Figura D.1 – Perfis de pressão para as simulações com os diferentes modelos de viscosidade homogênea.

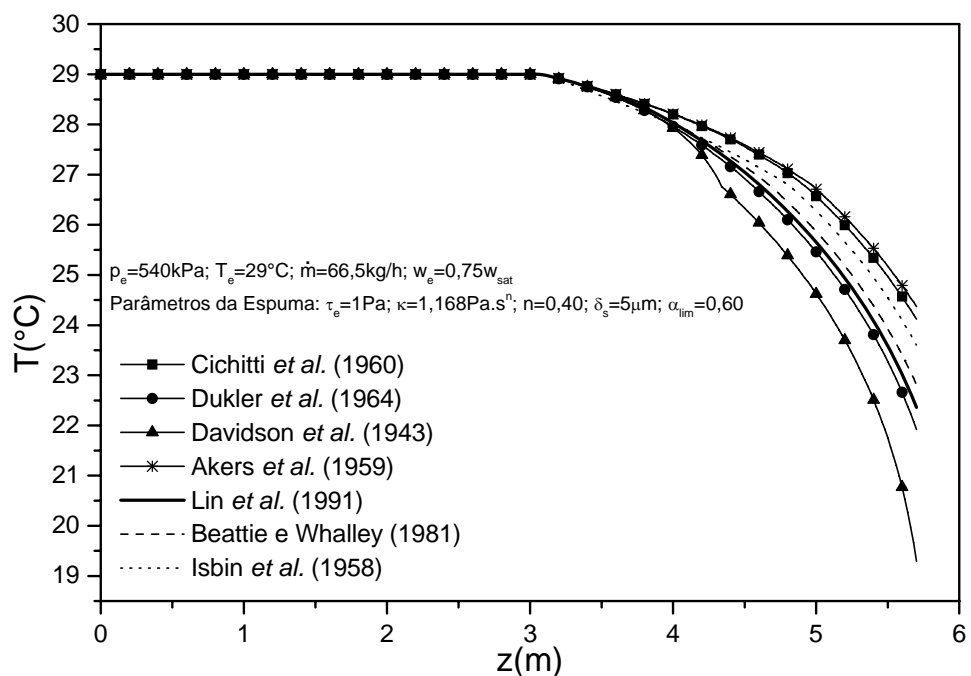


Figura D.2 – Perfis de temperatura para as simulações com os diferentes modelos de viscosidade homogênea.

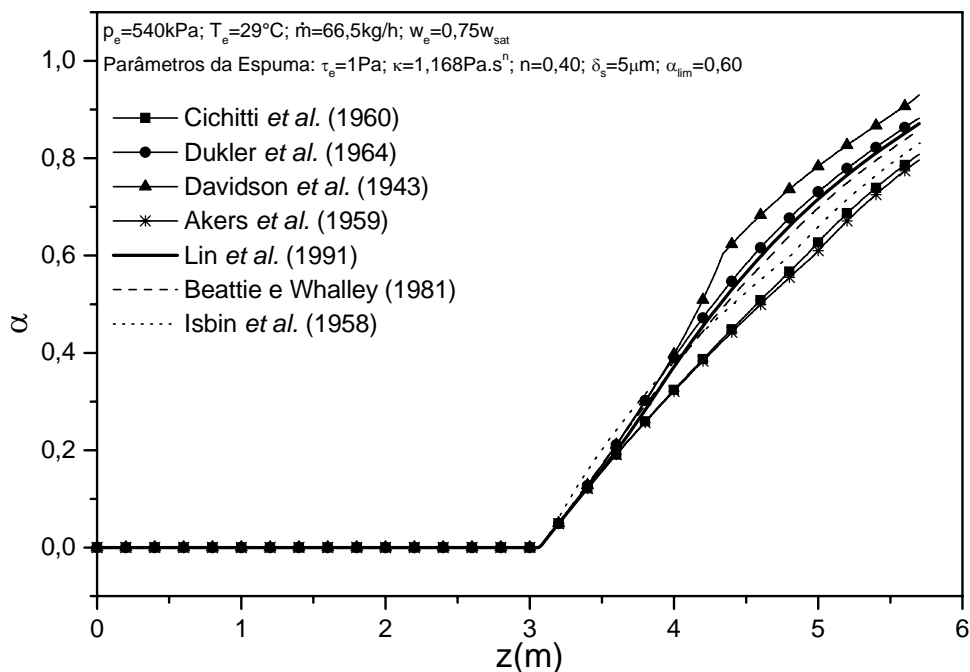


Figura D.3 – Perfis de fração de vazio para as simulações com os diferentes modelos de viscosidade homogênea.

Os resultados para os perfis de viscosidade homogênea, mostrados na figura D.4, apresentaram diferenças ainda maiores, inclusive de tendência comportamental ao longo do escoamento bifásico convencional. Nota-se que a região de escoamento de espuma foi excluída dos resultados para cada uma das correlações, visto que os modelos de viscosidade bifásica são inadequados para descrever a viscosidade da espuma (fluido não-newtoniano). Esta diferença de tendência no comportamento da viscosidade homogênea se deve principalmente às características relativas de cada uma das correlações com respeito à maneira de ponderação entre as propriedades das fases líquida e vapor.

Realizou-se também um estudo onde os perfis de viscosidade homogênea foram obtidos a partir da aplicação dos mesmos dados de perfis de pressão, temperatura, concentração de refrigerante, título e fração de vazio em cada uma das correlações de viscosidade bifásica. Os resultados podem ser conferidos nas Figs. D.5 a D.7 para três conjuntos de dados diferentes. Pode-se observar as mesmas diferenças no comportamento da viscosidade homogênea em relação às observadas na Fig. D.4. Nota-se que, novamente, a viscosidade da região de

espuma não foi considerada. Estes resultados levam à evidência de que a natureza dos modelos de viscosidade homogênea é a principal causa das diferenças no cálculo da viscosidade do fluido bifásico.

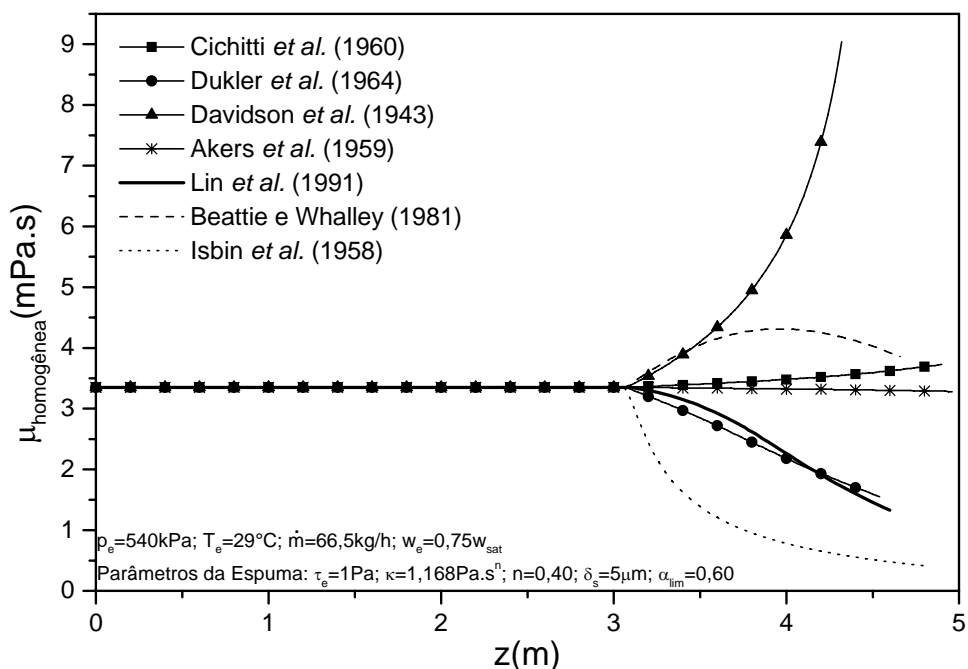


Figura D.4 - Perfis de viscosidade homogênea para as simulações com os diferentes modelos de viscosidade homogênea.

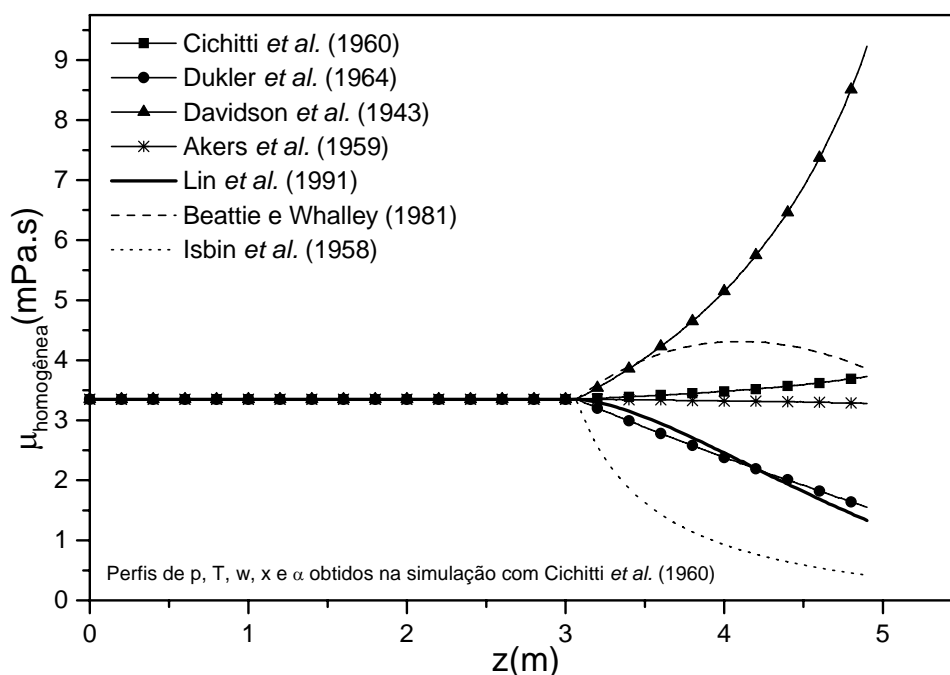


Figura D.5 – Perfis de viscosidade homogênea obtidos com os mesmos dados de pressão, temperatura, concentração, título e fração de vazio – Simulação com Cichitti *et al.* (1960).

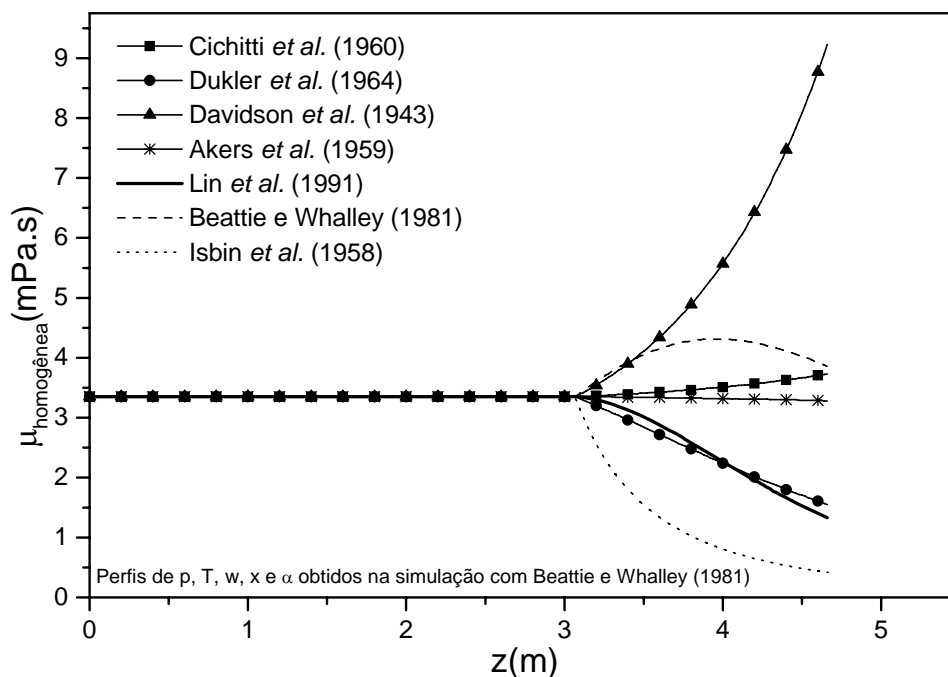


Figura D.6 – Perfis de viscosidade homogênea obtidos com os mesmos dados de pressão, temperatura, concentração, título e fração de vazio – Simulação com Beattie e Whalley (1981).

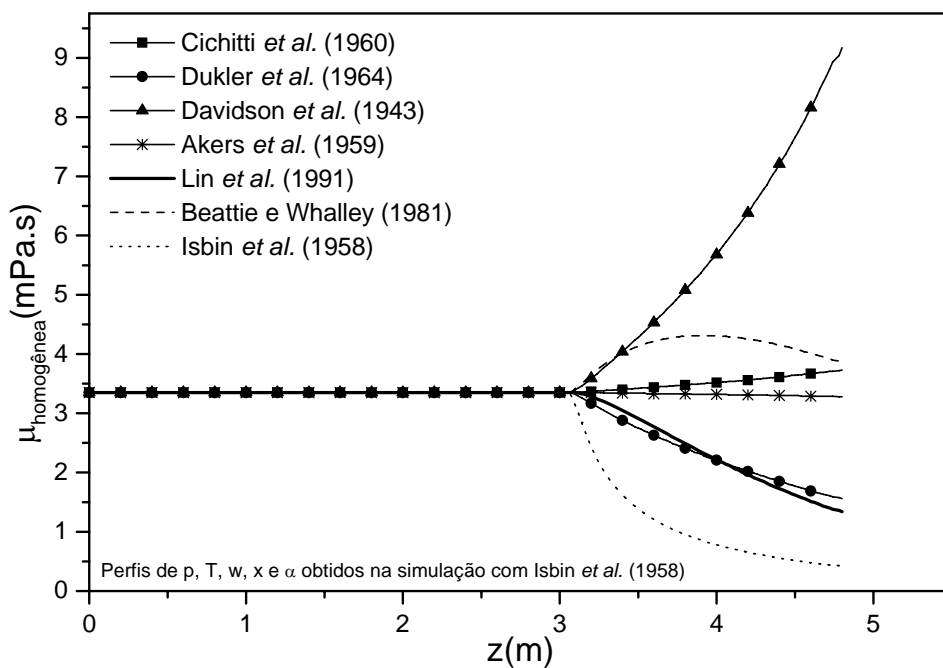


Figura D.7 – Perfis de viscosidade homogênea obtidos com os mesmos dados de pressão, temperatura, concentração, título e fração de vazio – Simulação com Isbin *et al.* (1958).

A evolução das viscosidades homogênea e das fases líquida e vapor ao longo do escoamento estão descritas nas Figs. D.8 a D.14 para os modelos de viscosidade bifásica em questão. Para todas as correlações, as viscosidades do líquido e do vapor seguem a mesma tendência de comportamento, enquanto que a diferença fica por conta da viscosidade homogênea.

Os resultados apresentados e discutidos neste apêndice, têm como função ilustrar as diferenças no comportamento geral do escoamento da mistura óleo-refrigerante mediante a utilização de vários modelos de viscosidade homogênea. Como pôde ser visto, o modelo de viscosidade homogênea influi significativamente nas quedas totais de pressão e temperatura do escoamento. Entretanto, como já comentado várias vezes ao longo deste trabalho, nada se pode afirmar sobre qual modelo é o mais adequado para representar o escoamento real da mistura óleo Freol $\alpha 10$ e refrigerante R134a, pois se depende ainda de mais investigações experimentais sobre este tipo de escoamento.

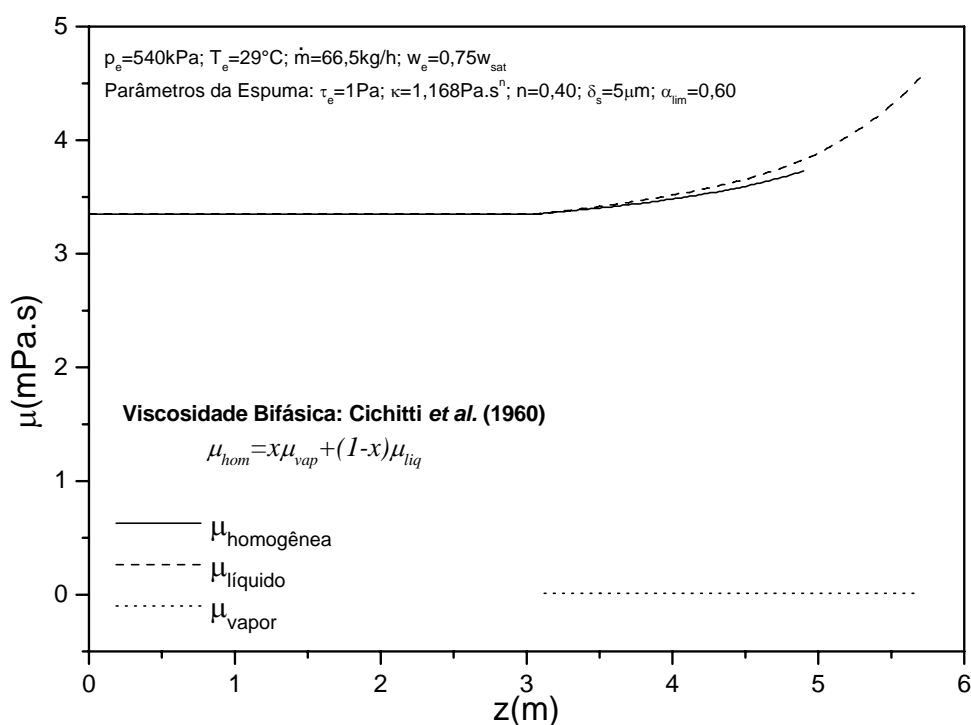


Figura D.8 – Perfis de viscosidade homogênea, das fases líquida e vapor para a simulação com a correlação de Cichitti *et al.* (1960).

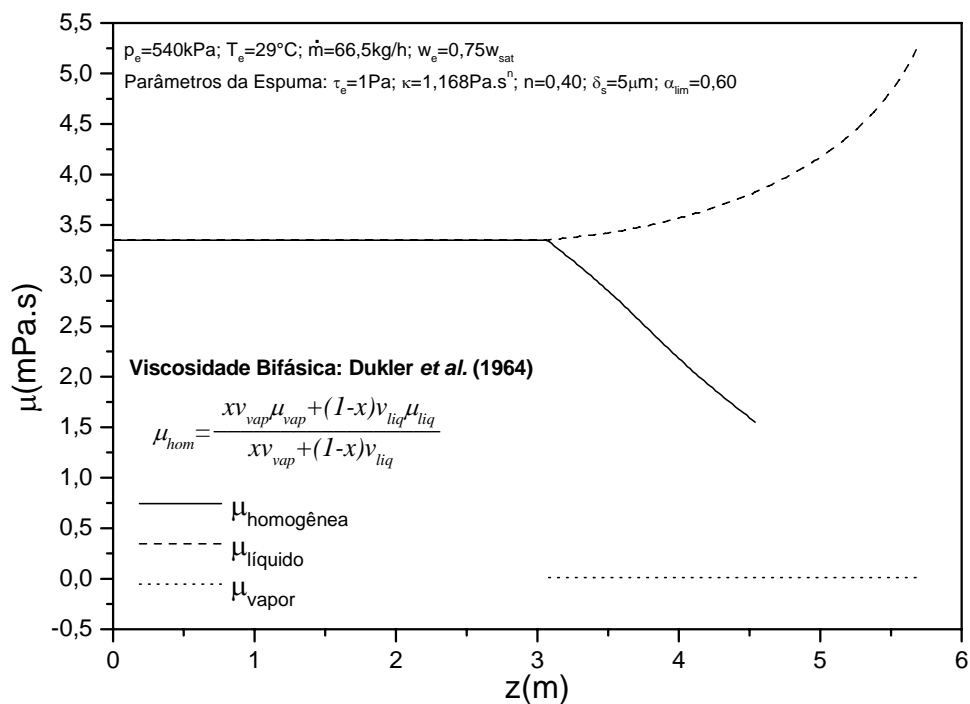


Figura D.9 – Perfis de viscosidade homogênea, das fases líquida e vapor para a simulação com a correlação de Dukler *et al.* (1964).

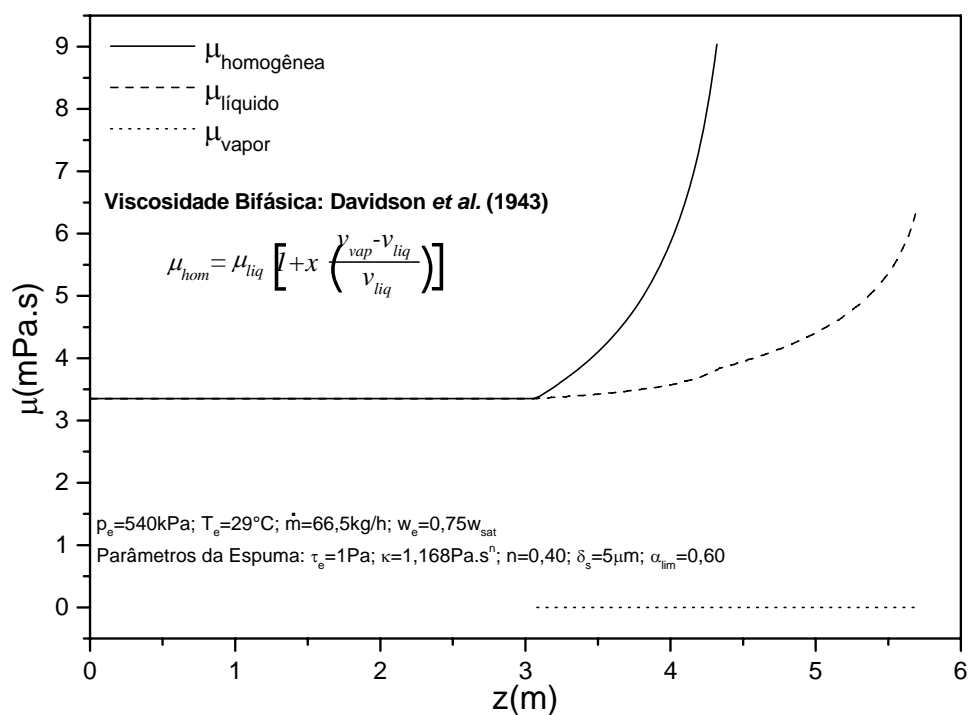


Figura D.10 – Perfis de viscosidade homogênea, das fases líquida e vapor para a simulação com a correlação de Davidson *et al.* (1943).

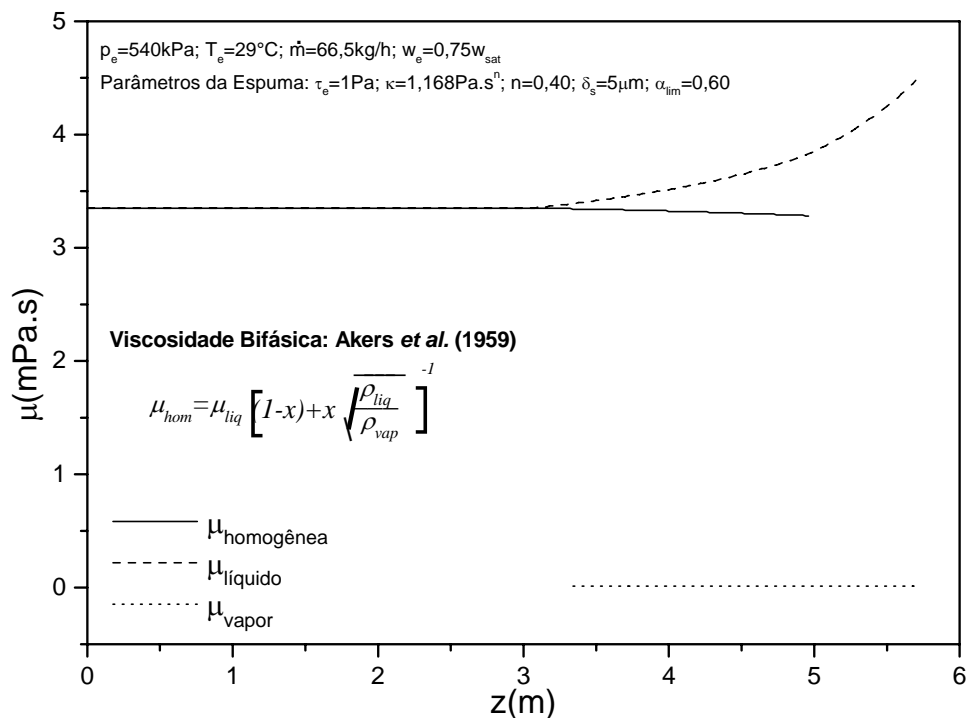


Figura D.11 – Perfis de viscosidade homogênea, das fases líquida e vapor para a simulação com a correlação de Akers *et al.* (1959).

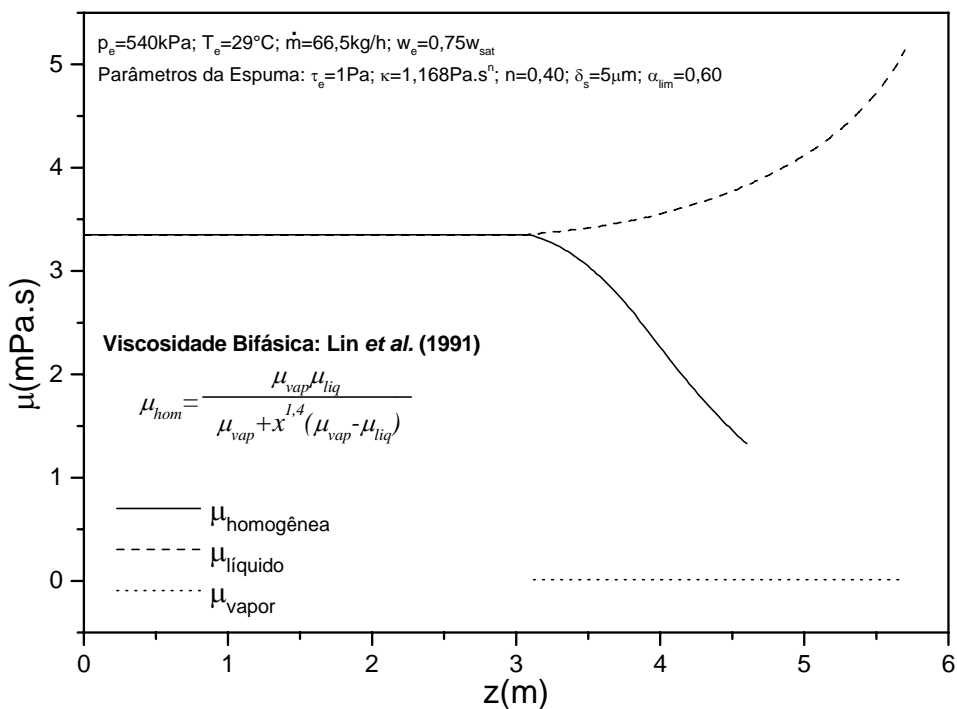


Figura D.12 – Perfis de viscosidade homogênea, das fases líquida e vapor para a simulação com a correlação de Lin *et al.* (1991).

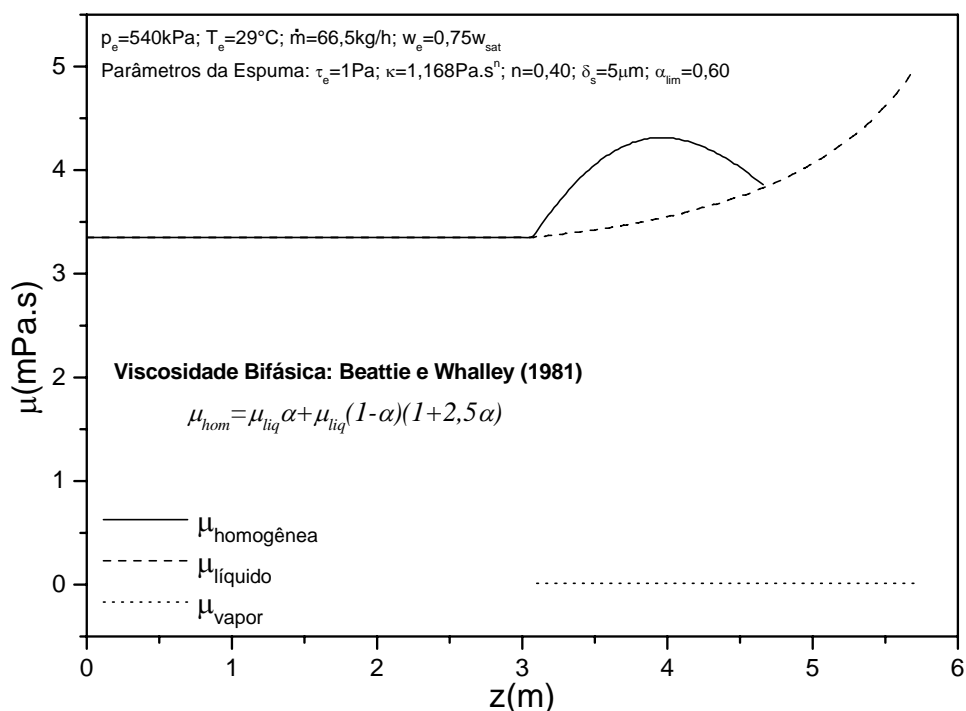


Figura D.13 – Perfis de viscosidade homogênea, das fases líquida e vapor para a simulação com a correlação de Beattie e Whalley (1981).

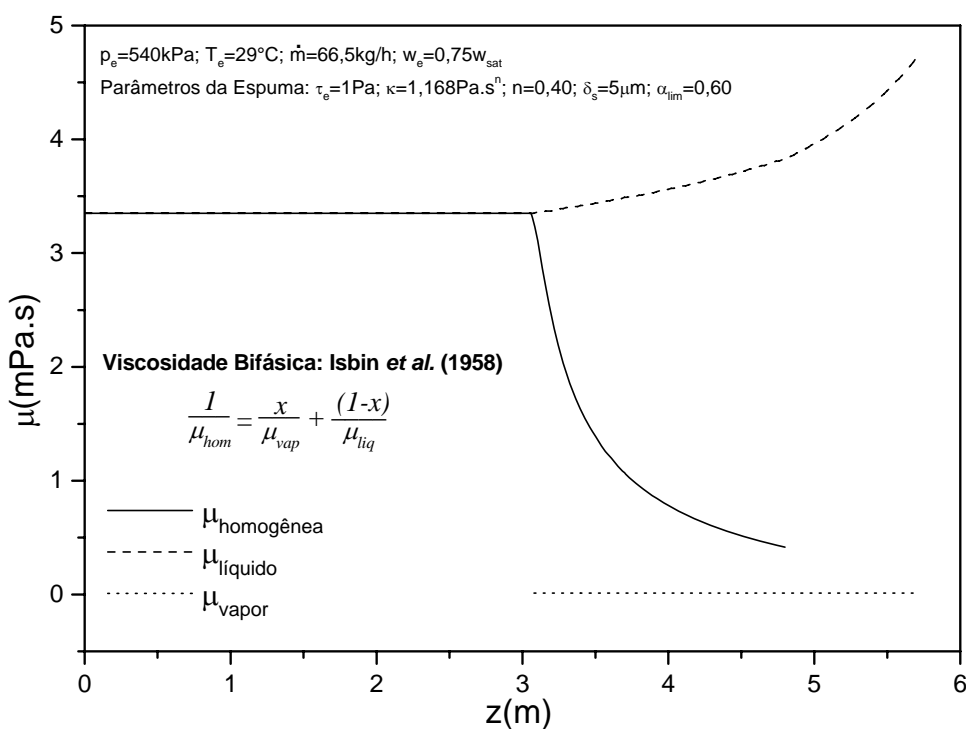


Figura D.14 – Perfis de viscosidade homogênea, das fases líquida e vapor para a simulação com a correlação de Isbin et al. (1958).