Paulo Eduardo Lopes Barbieri

**ESTUDO TEÓRICO-EXPERIMENTAL DA EBULIÇÃO
CONVECTIVA DO REFRIGERANTE R-134A EM
TUBOS LISOS**

Tese apresentada à Escola de Engenharia de
São Carlos da Universidade de São Paulo, como
parte dos requisitos para a obtenção do Título
de Doutor em Engenharia Mecânica.

Orientador : Prof. Dr. José M. Saiz Jabardo

**São Carlos
2005**

Ficha catalográfica preparada pela Seção de Tratamento
da Informação do Serviço de Biblioteca -- EESC/USP

B236e Barbieri, Paulo Eduardo Lopes
Estudo teórico-experimental da ebulição convectiva do
refrigerante R-134a em tubos lisos / Paulo Eduardo Lopes
Barbieri. -- São Carlos, 2005.

Tese (Doutorado) -- Escola de Engenharia de São
Carlos-Universidade de São Paulo, 2005.

Área: Engenharia Mecânica.

Orientador: Prof. Dr. José M. Saiz Jabardo.

1. Ebulição convectiva. 2. Perda de pressão. 3.
Transferência de calor. 4. Refrigerante R-134a. I.
Título.

FOLHA DE JULGAMENTO

Candidato: Engenheiro PAULO EDUARDO LOPES BARBIERI

Tese defendida e julgada em 02-09-2005 perante a Comissão Julgadora:

_____
Prof. Dr. JOSÉ MARIA SAIZ JABARDO (Orientador)
(Escola de Engenharia de São Carlos/USP)

Aprovado

_____
Dr. LUBEN CABEZAS GÓMEZ
(Pós-Doutorando/FAPESP)

Aprovado

_____
Prof. Associado. JOSÉ ROBERTO SIMÕES MOREIRA
(Escola Politécnica/USP)

Aprovado

_____
Prof. Dr. ENIO PEDONE BANDARRA FILHO
(Universidade Federal de Uberlândia/UFU)

Aprovado

_____
Prof. Livre-Docente ANDRÉ LUIZ SEIXLACK
(UNESP/Ilha Solteira)

Aprovado

_____
Prof. Associado JONAS DE CARVALHO
Coordenador do Programa de Pós-Graduação em Engenharia
Mecânica

_____
Profa. Titular MARIA DO CARMO CALIJURI
Presidente da Comissão de Pós-Graduação

Ao meu pai e meus avós

*Jamais apagarei de minha memória as suas
figuras de pai e avós extremosos e dedicados.*

AGRADECIMENTOS

Ao prof. Jabardo pela competência na orientação, preocupando-se sempre com a qualidade do ensino e formação pessoal, e, sobretudo pela atenção e paciência que sempre me dispensou, não medindo esforços e recebendo-me com disposição sempre que precisei.

À Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP), pelo financiamento da pesquisa, o qual proporcionou ao bolsista a realização do trabalho.

E, em especial, a minha mãe pelo constante carinho, incentivo e encorajamento que muito contribuíram para a conclusão deste trabalho.

À minha querida namorada Elisângela Gonçalves que além do seu amor e carinho, auxiliou na correção e diagramação do trabalho.

Ao amigo e técnico do Laboratório de Refrigeração da Escola de Engenharia de São Carlos - USP, José Roberto Bogni, pelo indispensável auxílio na construção da bancada experimental e pelo constante apoio.

Ao amigo Dr. Enio Pedone Bandarra Filho, cuja experiência e companheirismo, foram imprescindíveis na realização deste trabalho.

Aos amigos do Laboratório de Refrigeração da Escola de Engenharia de São Carlos - USP, Ana Carolina de Araújo E. dos Santos, Elvio Stelute, Evandro F. da Silva, Fernando Andreciolli, Gherhart Ribatski, João R. Zoghbi, Ricardo P. Masini, Samuel F. Barros, Williams G. Mamani pelo companheirismo.

Aos amigos de longa data, Alessandro Roger Rodrigues, Demian Gomes da Silva e Fabrício Tadeu Paziani pelo apoio e pelos momentos de descontração que, tornaram o desenvolvimento deste trabalho uma atividade prazerosa e recompensadora.

Aos demais colegas, professores e funcionários da Escola de Engenharia de São Carlos - USP, pela descontração e estimada colaboração.

Ao Sr. Edivaldo Cardoso, da Vidraria do Instituto de Física da USP - São Carlos, pelo fornecimento dos visores de vidro tipo "pirex", que possibilitaram a visualização e registro fotográfico dos padrões de escoamento.

Às empresas Termomecânica São Paulo S/A e Bitzer Compressores.

Qualquer pessoa que tenha experiência com o trabalho científico sabe que aqueles que se recusam a ir além dos fatos raramente chegam aos fatos em si.

Th. H. Huxley (naturalista americano, 1825-1895)

RESUMO

BARBIERI, P. E. L., *Estudo teórico-experimental da Ebulição Convectiva do refrigerante R-134a em tubos lisos*. 2005. 269f. Tese (Doutorado em Engenharia Mecânica) - Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2005.

Apresenta um estudo teórico-experimental da ebulição convectiva do fluido refrigerante R-134a no interior de tubos lisos. Os parâmetros físicos disponíveis para medida foram: pressão, temperatura, vazão de refrigerante e potência de aquecimento, os quais, juntamente com o registro fotográfico, foram utilizados para caracterizar os padrões de escoamento e as transições, investigando-se os efeitos do diâmetro do tubo, da velocidade mássica e do fluxo de calor sobre a perda de pressão e a transferência de calor. Os principais padrões de escoamento visualizados foram: o intermitente, o anular e o estratificado, nos quais constatou-se que, as transições são governadas, principalmente, pelos efeitos da velocidade mássica e do diâmetro do tubo. Dentre estes padrões de escoamento, o anular e o estratificado foram modelados analiticamente. O modelo para o escoamento anular foi utilizado na obtenção de correlações para o fator de atrito interfacial e para espessura do filme de líquido. O modelo para o escoamento estratificado foi dividido em duas partes, uma destinada a obter a configuração da interface, a qual se mostrou côncava e a outra destinada à determinação dos fatores de atrito líquido-parede e interfacial os quais foram correlacionados.

Palavras-chave: Ebulição convectiva, Perda de pressão, Transferência de calor, Refrigerante R-134a.

ABSTRACT

BARBIERI, P. E. L., *A theoretical and experimental study of Convective Boiling of refrigerant R-134a in smooth tubes*. 2005. 269f. Thesis (Doctorate in Mechanical Engineering) - School of Engineering of São Carlos, University of São Paulo, São Carlos, 2005.

The research reports a theoretical and experimental study of convective boiling of refrigerant R-134a in smooth tubes. Tests have been carried out to measure the following physical parameters at the test section: mass flow rate, pressure and pressure drop, refrigerant and surface temperatures and the electrical power. In addition to these parameters, a photographic study has been carried out from pictures taken at the test section exit in order to determine the flow regimes that intervene under the imposed operating conditions. Effects over the pressure drop and heat transfer of the mass flow rate, heat flux, quality, and tube diameter have been investigated. Three flow regimes have been found: the intermitent, the stratified and the annular. Flow regime transitions are apparently governed by the mass velocity and tube diameter. The annular and the stratified flow regimes have been semi-empirically modeled using a mechanistic approach. The annular flow model has been applied to develop correlations for two important physical parameters: the interfacial friction factor and the film thickness. Through the stratified model, the shape of the interface has been evaluated along with correlations for the liquid to wall and interface friction factors.

Keywords: Convective boiling, Pressure drop, Heat transfer, Refrigerant R-134a.

LISTA DE FIGURAS

2.1	<i>Modelo idealizado para o escoamento bifásico líquido-vapor em um tubo inclinado. ....</i>	8
2.2	<i>Representação esquemática dos padrões observados em escoamentos horizontais líquido-gás. ....</i>	10
2.3	<i>Mapa de padrões de escoamentos horizontais líquido-gás proposto por Baker (1954). ....</i>	12
2.4	<i>Mapa generalizado de padrões de escoamentos horizontais líquido-gás ($Y = 0$), proposto por Taitel e Dukler (1976). ....</i>	14
2.5	<i>Relação entre $[\delta_{LB}/D]$ e o parâmetro de Martinelli (X) em função do parâmetro de inclinação do tubo (Y). ....</i>	15
2.6	<i>Mapa de Taitel e Dukler (1976) em função das velocidades superficiais, obtido para uma mistura de ar-água escoando em um tubo de 25 mm a 100 kPa e 25°C. ....</i>	15
2.7	<i>Mapa de escoamento de Kattan, Thome e Favrat (1998), obtido para as condições: escoamento adiabático, fluido refrigerante R-134a, $T_{sat} = 5^{\circ}C$ e $D = 12,6$ mm. ....</i>	16
2.8	<i>Comparação entre os mapas de Taitel e Dukler (1976), Steiner (1993) apud Kattan (1996), Kattan, Thome e Favrat (1998) e Thome e Hajal (2002), utilizando os resultados experimentais adiabáticos do presente trabalho. ....</i>	18
2.9	<i>Comparação entre os padrões de escoamento obtidos pelos mapas de Taitel e Dukler (1976), Steiner (1993) apud Kattan (1996), Kattan, Thome e Favrat (1998) e Thome e Hajal (2002), utilizando os resultados experimentais adiabáticos do presente trabalho. (a) Padrão Anular; (b) Padrão Intermitente; (c) Padrão Estratificado Ondulado e (d) Padrão Estratificado Liso. ....</i>	19
2.10	<i>Mapa de padrões de escoamento para tubos microaletados proposto por Bandarrra Filho (2002), para o fluido refrigerante R-134a. ....</i>	20
3.1	<i>Ilustração esquemática dos modelos homogêneo e de fases separadas. ....</i>	24
3.2	<i>Nomenclatura utilizada na Tabela 3.2 para os tubos microaletados. ....</i>	36
3.3	<i>Comparação dos diferentes modelos e correlações para a fração de vazio</i>	

	<i>(Tabela 3.3 e Eq. (3.56)).</i>	39
3.4	<i>Comparação entre o modelo homogêneo, a correlação de Zivi e a correlação de Rouhani e Axelsson (1970) modificada.</i>	41
3.5	<i>Representação esquemática da seqüência dos padrões de escoamento durante o processo de vaporização.</i>	42
3.6	<i>Representação esquemática do coeficiente de transferência de calor, ao longo de dutos horizontais durante o processo de vaporização, para vazões elevadas.</i>	43
3.7	<i>Representação esquemática do coeficiente de transferência de calor, ao longo de dutos horizontais durante o processo de vaporização, para vazões reduzidas.</i>	44
4.1	<i>Diagrama do procedimento para a solução de um problema físico, Ishii (1975).</i>	50
4.2	<i>Escoamento anular em um elemento de tubo vertical.</i>	54
4.3	<i>Comportamento do termo $(x/2\alpha)(d\alpha/dx)$ da Eq. (4.2) em função do título, avaliado utilizando-se a correlação de Zivi para o fluido refrigerante R-134a e $T_{sat} = 5^{\circ}\text{C}$.</i>	55
4.4	<i>Representação esquemática das interfaces no escoamento estratificado : (a) Interface plana ; (b) Interface com espessura do filme de líquido constante ; (c) Interface côncava.</i>	70
4.5	<i>Comportamento da fração de parede molhada em função da fração de líquido para o fluido refrigerante R-134a a uma pressão de saturação de 350 kPa: (a) Efeito do diâmetro do tubo ; (b) Efeito da velocidade superficial do líquido.</i>	75
4.6	<i>Estruturas da interface para o escoamento estratificado observadas por Chen, Cai e Brill (1997).</i>	77
5.1	<i>Diagrama isométrico do circuito principal ou de ensaios.</i>	96
5.2	<i>Fotografia do circuito de ensaios.</i>	97
5.3	<i>Detalhe da seção de testes e localização dos termopares.</i>	100
5.4	<i>Detalhes da fixação dos termopares para medida da temperatura da parede do tubo : (a) tubos de espessura reduzida ; (b) tubos de maior espessura.</i>	100
5.5	<i>Resultados experimentais relacionando a potência elétrica aplicada no pré-aquecedor e na seção de testes com a potência avaliada pelo balanço de energia, para um tubo liso com 17,4 mm de diâmetro interno.</i>	106
5.6	<i>Comparação entre o coeficiente de transferência de calor avaliado</i>	

	<i>experimentalmente e aquele calculado pela correlação de Gnielinski (1976), para um tubo de latão de 15,8 mm de diâmetro. ....</i>	106
5.7	<i>Exemplo de uma Matriz de Experimentos para o escoamento em mudança de fase do fluido R-134a em um tubo de latão de 17,4mm de diâmetro. ....</i>	108
5.8	<i>Exemplo de uma Matriz de Experimentos para o escoamento monofásico de líquido, aplicada ao escoamento do fluido R-134a em um tubo de latão de 17,4mm de diâmetro. ....</i>	109
6.1	<i>Perda de pressão em função da velocidade mássica e do número de Reynolds : (a) e (c) para os tubos de 6,2 ; 7,8 e 9,5 mm ; (b) e (d) para os tubos de 12,6 ; 15,8 e 17,4 mm. ....</i>	117
6.2	<i>Resultados obtidos para os tubos de latão em termos do grupo adimensional $Nu/Pr^{0,4}$ médio em função do número de Reynolds médio, superpostos com a correlação de Dittus-Boelter (1930) : (a) Tubos de 12,6 ; 15,8 e 17,4 mm de diâmetro ; (b) Tubos de 6,2 ; 7,8 e 9,5 mm de diâmetro. ....</i>	118
6.3	<i>Resultados obtidos para o número de Nusselt médio em função do número de Reynolds médio, superpostos com a correlação de Gnielinski. ....</i>	119
6.4	<i>Nusselt local em função do inverso do número de Graetz, para os tubos de 9,5 ; 15,8 e 17,4 mm de diâmetro, obtido na seção quatro (vide Fig. 5.3, $z = 1, 2$ m) ....</i>	120
6.5	<i>Porcentagem dos padrões de escoamento obtidos pelo registro fotográfico comparados aos obtidos pelos mapas de Kattan, Thome e Favrat (1998) e de Thome e Hajal (2002) para o escoamento adiabático no interior dos tubos de 6,2 ; 7,8 ; 9,5 ; 12,6 e 15,8 mm de diâmetro. (a) Padrão Anular ; (b) Padrão Intermitente ; (c) Padrão Estratificado Ondulado e (d) Padrão Estratificado Liso. ....</i>	122
6.6	<i>Resultados experimentais para a perda de pressão nas condições: adiabático, $G = 200 \text{ kg/s.m}^2$, $T_{\text{evap}} = 5^\circ\text{C}$ e diâmetros de 6,2 ; 7,8 ; 9,5 ; 12,6 ; 15,8 e 17,4 mm. ....</i>	125
6.7	<i>Resultados experimentais para a perda de pressão nas condições : adiabático, $G = 100 \text{ kg/s.m}^2$, $T_{\text{evap}} = 5^\circ\text{C}$ e diâmetros de 7,8 ; 9,5 ; 12,6 ; 15,8 e 17,4 mm. ....</i>	126
6.8	<i>Resultados experimentais para o coeficiente de transferência de calor nas condições: $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$, $G = 200 \text{ kg/s.m}^2$, $T_{\text{evap}} = 5^\circ\text{C}$ e diâmetros de 6,2 ; 7,8 ; 9,5 ; 12,6 ; 15,8 e 17,4 mm. ....</i>	127
6.9	<i>Resultados experimentais para o coeficiente de transferência de calor nas condições: $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$, $G = 100 \text{ kg/s.m}^2$, $T_{\text{evap}} = 5^\circ\text{C}$ e diâmetros de 7,8 ; 9,5 ; 15,8 e 17,4 mm. ....</i>	128
6.10	<i>Resultados experimentais para a temperatura da parede nas seções 2 e 4 (distantes 0,6 e 1,2 m da entrada da seção de testes), para as</i>	

posições superior, lateral e inferior, considerando: $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$, $G = 100 \text{ kg/s.m}^2$ e $T_{\text{evap}} = 5^\circ\text{C}$ (a) Para o tubo de 17,4 mm e (b) Para o tubo de 15,8 mm.	129
6.11 Resultados experimentais para a temperatura da parede nas seções 2 e 4 (distantes 0,6 e 1,2 m da entrada da seção de testes), para as posições superior, lateral e inferior, considerando: $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$, $G = 100 \text{ kg/s.m}^2$ e $T_{\text{evap}} = 5^\circ\text{C}$ e diâmetros de (a) 7,8 mm e (b) 9,5 mm.	130
6.12 Resultados experimentais para o coeficiente de transferência de calor nas seções 2 e 4 (distantes 0,6 e 1,2 m da entrada da seção de testes), considerando: $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$, $G = 100 \text{ kg/s.m}^2$ e $T_{\text{evap}} = 5^\circ\text{C}$ e diâmetros de (a) 7,8 mm e (b) 9,5 mm.	131
6.13 Resultados experimentais para a perda de pressão nas condições: adiabático, $D = 15,8 \text{ mm}$, $T_{\text{evap}} = 5^\circ\text{C}$	133
6.14 Resultados experimentais para a perda de pressão nas condições: adiabático, $D = 7,8 \text{ mm}$, $T_{\text{evap}} = 5^\circ\text{C}$	134
6.15 Resultados experimentais para o coeficiente de transferência de calor nas condições: $T_{\text{evap}} = 5^\circ\text{C}$, $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$, $D = 15,8 \text{ mm}$	135
6.16 Resultados experimentais para a temperatura da parede na seção 3 (distante 0,9 m da entrada da seção de testes), para as posições superior, lateral e inferior, considerando: $D = 15,8 \text{ mm}$, $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$ e $T_{\text{evap}} = 5^\circ\text{C}$ (a) $G = 50 \text{ kg/s.m}^2$, (b) $G = 150 \text{ kg/s.m}^2$ e (c) $G = 200 \text{ kg/s.m}^2$	136
6.17 Resultados experimentais para o coeficiente de transferência de calor nas condições: $T_{\text{evap}} = 5^\circ\text{C}$, $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$, $D = 7,8 \text{ mm}$	137
6.18 Resultados experimentais para a temperatura da parede na seção 3 (distante 0,9 m da entrada da seção de testes), para as posições superior, lateral e inferior, considerando: $D = 7,8 \text{ mm}$, $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$ e $T_{\text{evap}} = 5^\circ\text{C}$ (a) $G = 100 \text{ kg/s.m}^2$, (b) $G = 150 \text{ kg/s.m}^2$ e (c) $G = 200 \text{ kg/s.m}^2$	138
6.19 Incertezas obtidas nos resultados experimentais para o coeficiente de transferência de calor em tubo de 7,8 mm de diâmetro, $T_{\text{evap}} = 5^\circ\text{C}$, $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$ e velocidades mássicas de 100, 200 e 300 kg/s.m^2	139
6.20 Perda de pressão para os tubos de 7,8 e 17,4 mm de diâmetro, $G = 200 \text{ kg/s.m}^2$ e $q'' = 5$ e 10 kW/m^2	141
6.21 Valor percentual da parcela de perda de pressão referente à aceleração para os tubos de 7,8 e 17,4 mm de diâmetro, $G = 200 \text{ kg/s.m}^2$ e $q'' = 5$ e 10 kW/m^2	142
6.22 Resultados experimentais para o coeficiente de transferência de calor nas condições: $T_{\text{evap}} = 5^\circ\text{C}$, $G = 200 \text{ kg/s.m}^2$, $D = 7,8 \text{ mm}$	143

6.23	<i>Resultados experimentais para o coeficiente de transferência de calor nas condições: $T_{\text{evap}} = 5^{\circ}\text{C}$, $G = 500 \text{ kg/s.m}^2$, $D = 7,8 \text{ mm}$.</i>	144
6.24	<i>Resultados experimentais para o coeficiente de transferência de calor nas condições: $T_{\text{evap}} = 5^{\circ}\text{C}$, $G = 200 \text{ kg/s.m}^2$, $D = 12,6 \text{ mm}$.</i>	144
6.25	<i>Resultados experimentais para o coeficiente de transferência de calor nas condições: $T_{\text{evap}} = 5^{\circ}\text{C}$, $G = 200 \text{ kg/s.m}^2$, $D = 17,4 \text{ mm}$.</i>	145
6.26	<i>Resultados experimentais para o coeficiente de transferência de calor nas condições: $T_{\text{evap}} = 5^{\circ}\text{C}$, $G = 100 \text{ kg/s.m}^2$.</i>	146
6.27	<i>Multiplicador bifásico em função do parâmetro de Martinelli para os tubos lisos de latão, e velocidades mássicas variando entre 150 e 500 kg/s.m^2.</i>	149
6.28	<i>Correlação do multiplicador bifásico em função do parâmetro de Martinelli para os tubos lisos de 6,2 ; 7,8 ; 9,5 ; 12,6 ; 15,8 e 17,4 mm de diâmetro, velocidades mássicas variando entre 150 e 500 kg/s.m^2 e $X_{\text{tt}} \leq 1$.</i>	150
6.29	<i>Multiplicador bifásico em função do parâmetro de Martinelli para os tubos de latão, e velocidades mássicas variando entre 25 e 100 kg/s.m^2.</i>	151
6.30	<i>Multiplicador bifásico em função do número de Froude do líquido para os tubos de 15,8 e 17,4 mm de diâmetro e velocidades mássicas variando entre 25 e 100 kg/s.m^2.</i>	153
6.31	<i>Resultados para o coeficiente de transferência de calor adimensional em função do parâmetro de Martinelli para os tubos de 6,2 ; 7,8 ; 9,5 ; 12,6 ; 15,8 e 17,4 mm de diâmetro e velocidades mássicas variando de 150 a 500 kg/s.m^2: (a) $q'' = 5 \text{ kW/m}^2$; (b) $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$.</i>	155
6.32	<i>Comparação entre a correlação proposta, Eq. (6.19), e os resultados experimentais para o coeficiente de transferência de calor, nas seguintes condições: $150 \leq G \leq 500 \text{ kg/s.m}^2$, $6,2 \leq D \leq 17,4 \text{ mm}$, $T_{\text{evap}} = 5^{\circ}\text{C}$ e fluido R-134a.</i>	156
6.33	<i>Resultados para o coeficiente de transferência de calor adimensional em função do parâmetro de Martinelli para os tubos de 7,8 ; 9,5 ; 12,6 ; 15,8 e 17,4 mm de diâmetro e velocidades mássicas variando de 25 a 100 kg/s.m^2: (a) $q'' = 5 \text{ kW/m}^2$; (b) $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$.</i>	157
6.34	<i>Comparação entre a correlação proposta, Eq. (6.20), e os resultados experimentais para o coeficiente de transferência de calor, nas seguintes condições: $G = 100 \text{ kg/s.m}^2$, $7,8 \leq D \leq 17,4 \text{ mm}$, $T_{\text{evap}} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 5$ e 10 kW/m^2 e fluido R-134a.</i>	158
6.35	<i>Comparação entre a correlação proposta, Eq. (6.23), e os resultados experimentais para o coeficiente de transferência de calor, nas seguintes condições: $G < 100 \text{ kg/s.m}^2$, $12,6 \leq D \leq 17,4 \text{ mm}$, $T_{\text{evap}} = 5^{\circ}\text{C}$ e fluido R-134a.</i>	160

- 6.36** Comparação entre os resultados experimentais para o coeficiente de transferência de calor adimensional em função do título e aqueles fornecidos pelas correlações do presente trabalho e de Bandarra Filho (2002): (a) $D = 7,8 \text{ mm}$, $G = 300 \text{ kg/s.m}^2$ e $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$; (b) $D = 12,6 \text{ mm}$, $G = 300 \text{ kg/s.m}^2$ e $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$; (c) $D = 9,5 \text{ mm}$, $G = 100 \text{ kg/s.m}^2$ e $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$; (d) $D = 17,4 \text{ mm}$, $G = 100 \text{ kg/s.m}^2$ e $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$ **161**
- 6.37** Comparação entre os resultados experimentais para o coeficiente de transferência de calor adimensional em função do título e aqueles fornecidos pelas correlações do presente trabalho e de Bandarra Filho (2002): (a) $D = 12,6 \text{ mm}$, $G = 50 \text{ kg/s.m}^2$ e $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$; (b) $D = 15,8 \text{ mm}$, $G = 50 \text{ kg/s.m}^2$ e $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$; (c) $D = 15,8 \text{ mm}$, $G = 25 \text{ kg/s.m}^2$ e $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$; (d) $D = 17,4 \text{ mm}$, $G = 25 \text{ kg/s.m}^2$ e $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$ **162**
- 6.38** Comparação entre os resultados experimentais para o coeficiente de transferência de calor adimensional em função do título e aqueles fornecidos pelas correlações do presente trabalho e de Bandarra Filho (2002): (a) $D = 7,8 \text{ mm}$, $G = 300 \text{ kg/s.m}^2$ e $q'' = 5 \text{ kW/m}^2$; (b) $D = 12,6 \text{ mm}$, $G = 300 \text{ kg/s.m}^2$ e $q'' = 5 \text{ kW/m}^2$; (c) $D = 9,5 \text{ mm}$, $G = 100 \text{ kg/s.m}^2$ e $q'' = 5 \text{ kW/m}^2$; (d) $D = 17,4 \text{ mm}$, $G = 100 \text{ kg/s.m}^2$ e $q'' = 5 \text{ kW/m}^2$ **163**
- 6.39** Comparação entre os resultados experimentais para o coeficiente de transferência de calor adimensional em função do título e aqueles fornecidos pelas correlações do presente trabalho e de Bandarra Filho (2002): (a) $D = 12,6 \text{ mm}$, $G = 50 \text{ kg/s.m}^2$ e $q'' = 5 \text{ kW/m}^2$; (b) $D = 15,8 \text{ mm}$, $G = 50 \text{ kg/s.m}^2$ e $q'' = 5 \text{ kW/m}^2$; (c) $D = 15,8 \text{ mm}$, $G = 25 \text{ kg/s.m}^2$ e $q'' = 5 \text{ kW/m}^2$; (d) $D = 17,4 \text{ mm}$, $G = 25 \text{ kg/s.m}^2$ e $q'' = 5 \text{ kW/m}^2$ **163**
- 7.1** Resultados experimentais para o escoamento adiabático do fluido refrigerante R-134a, inseridos no mapa de Kattan, Thome e Favrat (1998) para $T_{\text{evap}} = 5^\circ\text{C}$. (a) $D = 6,2 \text{ mm}$; (b) $D = 7,8 \text{ mm}$; (c) $D = 9,5 \text{ mm}$; (d) $D = 12,6 \text{ mm}$; (e) $D = 15,8 \text{ mm}$; (f) $D = 17,4 \text{ mm}$ **169**
- 7.2** Representação esquemática do escoamento anular em um tubo horizontal. **172**
- 7.3** Perfil de velocidades no filme de líquido. **175**
- 7.4** Fluxograma para a solução do sistema algébrico de equações que constitui o modelo proposto para o escoamento anular, Tabela 7.2. .... **177**
- 7.5** Efeito da aceleração na tensão de cisalhamento interfacial e na espessura do filme de líquido, para os tubos de 7,8 e 17,4 mm, $G = 200 \text{ kg/s.m}^2$ e $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$: (a) Tensão de cisalhamento interfacial; (b) Espessura do filme de líquido. **178**

7.6	Comparação entre as frações de vazio obtidas pelo modelo proposto, pela correlação de Zivi (1964) e pela correlação de Rouhani e Axelsson (1970) modificada: (a) $D = 17,4 \text{ mm}$ e $G = 200 \text{ kg/s.m}^2$; (b) $D = 7,8 \text{ mm}$ e $G = 200 \text{ kg/s.m}^2$; (c) $D = 17,4 \text{ mm}$ e $G = 300 \text{ kg/s.m}^2$; (d) $D = 7,8 \text{ mm}$ e $G = 300 \text{ kg/s.m}^2$	179
7.7	Comparação entre a tensão de cisalhamento do vapor obtida pelo modelo proposto e aquela obtida pela correlação de Blasius.	180
7.8	Espessura do filme de líquido adimensional em função do número de Reynolds do líquido, para o R-134a, escoamento adiabático, velocidades mássicas variando de 150 a 500 kg/s.m ² e diâmetros de 6,2; 7,8; 9,5; 12,6; 15,8 e 17,4 mm.	181
7.9	Relação entre a tensão de cisalhamento na interface e a tensão de cisalhamento na parede para as seguintes condições: $T_{sat} = 5^\circ\text{C}$, $150 \leq G \leq 500 \text{ kg/s.m}^2$, adiabático, $6,2 \leq D \leq 17,4 \text{ mm}$ e R-134a.	182
7.10	Relação entre o número de Reynolds do vapor, Eq. (4.49), e o parâmetro proposto por Asali e Hanratty (1985), Eq. (4.56).	183
7.11	Resultados para a tensão de cisalhamento na interface em função do parâmetro $\delta_v^+ \text{Re}_v^{-0,2}$, proposto por Asali e Hanratty (1985).	184
7.12	Relação entre o parâmetro Re_v / δ_v^+ e o parâmetro δ / D para as condições: $T_{sat} = 5^\circ\text{C}$, $150 \leq G \leq 500 \text{ kg/s.m}^2$, escoamento adiabático, $6,2 \leq D \leq 17,4 \text{ mm}$ e fluido refrigerante R-134a.	185
7.13	Resultados do fator de atrito, fornecidos pelo presente modelo, em função do parâmetro $[(\text{Re}_v / \delta_v^+)(\delta / D)]$ para as condições: $T_{sat} = 5^\circ\text{C}$, $150 \leq G \leq 500 \text{ kg/s.m}^2$, escoamento diabático, $6,2 \leq D \leq 17,4 \text{ mm}$ e fluido refrigerante R-134a.	186
7.14	Comparação entre os valores de f_i^+ calculados pelo modelo proposto e aqueles obtidos pela Eq. (7.25), para as condições: $T_{sat} = 5^\circ\text{C}$, $150 \leq G \leq 500 \text{ kg/s.m}^2$, escoamento adiabático, $6,2 \leq D \leq 17,4 \text{ mm}$ e fluido refrigerante R-134a.	187
7.15	Relação entre Re_v e $\text{Re}_{v,J}$ para as condições: $T_{sat} = 5^\circ\text{C}$, $150 \leq G \leq 500 \text{ kg/s.m}^2$, escoamento adiabático, $6,2 \leq D \leq 17,4 \text{ mm}$ e fluido refrigerante R-134a.	188
7.16	Resultados do fator de atrito, fornecidos pelo presente modelo, em função do parâmetro $[(0,38Gx)/(\rho_v\tau_p)^{\frac{1}{2}}]$ para as condições: $T_{sat} = 5^\circ\text{C}$, $150 \leq G \leq 500 \text{ kg/s.m}^2$, escoamento adiabático, $6,2 \leq D \leq 17,4 \text{ mm}$ e fluido refrigerante R-134a.	189
7.17	Comparação entre o fator de atrito na interface obtido pelo modelo de Hurlburt e Newell (1999) utilizando a correlação proposta no presente	

	<i>trabalho e aquela de Asali e Hanratty (1985).</i>	190
7.18	<i>Comparação entre os resultados de perda de pressão experimental e a calculada pelo modelo de Hurlburt e Newell (1999), para o tubo de 17,4 mm de diâmetro e fluido refrigerante R-22.</i>	191
7.19	<i>Comparação entre o erro médio relativo obtido pelo modelo de Hurlburt e Newell (1999), utilizando as correlações de Asali e Hanratty (1985) e a Eq. (7.25).</i>	192
7.20	<i>Resultados para a espessura do filme de líquido fornecidos pelo modelo de Hurlburt e Newell (1999), para o tubo de 17,4 mm de diâmetro.</i>	193
8.1	<i>Esquema geométrico do modelo de duplo-círculo proposto por Chen, Cai e Brill (1997).</i>	196
8.2	<i>Representação esquemática do ângulo de contato.</i>	200
8.3	<i>Fluxograma do modelo proposto para o escoamento estratificado.</i>	204
8.4	<i>Resultados para o diâmetro do círculo de centro O_i em função do título.</i>	206
8.5	<i>Representação gráfica da interface para o escoamento estratificado obtida pelo modelo proposto para os tubos de 7,8; 9,5; 12,6; 15,8 e 17,4 mm de diâmetros nas condições: $T = 5^\circ\text{C}$, $G = 100 \text{ kg/s.m}^2$, escoamento adiabático e títulos de 0,5 e 0,7. (Escala 1 : 5)</i>	206
8.6	<i>Valores da fração de parede molhada e da espessura do filme de líquido obtidos pelo modelo proposto para o escoamento estratificado nos tubos de 7,8; 9,5; 12,6; 15,8 e 17,4 mm de diâmetro e $G = 100 \text{ kg/s.m}^2$.</i>	207
8.7	<i>Representação gráfica da interface para o escoamento estratificado obtida pelo modelo proposto para o tubo de 15,8 mm de diâmetro nas condições: $T = 5^\circ\text{C}$, $G = 25, 50, 100$ e 150 kg/s.m^2, escoamento adiabático e $x \approx 0,5$. (Escala 1 : 10)</i>	208
8.8	<i>Relação entre a área de líquido para a interface côncava e a área de líquido para a interface plana em função do título.</i>	208
8.9	<i>Comparação entre as frações de vazio obtidas pelo modelo proposto, pela correlação de Zivi (1964) e pela correlação de Rouhani e Axelsson (1970) modificada, para o tubo de 15,8 mm e $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$: (a) $G = 150 \text{ kg/s.m}^2$; (b) $G = 100 \text{ kg/s.m}^2$; (c) $G = 50 \text{ kg/s.m}^2$; (d) $G = 25 \text{ kg/s.m}^2$.</i>	209
8.10	<i>Imagens da seção transversal do escoamento estratificado ondulado obtidas por Wojtan, Ursenbacher e Thome (2004) em um tubo de 13,6 mm de diâmetro, fluido refrigerante R-410A nas condições: $G = 70 \text{ kg/s.m}^2$, $T_{\text{sat}} = 5^\circ\text{C}$ e $x_{\text{medio}} = 0,2$; superpostas aos resultados obtidos pelo modelo proposto. (a) $\alpha = 0,537$; (b) $\alpha = 0,685$; (c) $\alpha = 0,794$ e (d) $\alpha = 0,497$. (Escala 3,17 : 1)</i>	210

8.11	<i>Comparação entre os fatores de atrito interfacial obtidos pela correlação de Chen, Cai e Brill (1997) e pelo modelo proposto, em função da velocidade superficial do vapor. ....</i>	212
8.12	<i>Resultados para fator de atrito interfacial obtidos pelo modelo proposto, para as condições : $T_{sat} = 5^{\circ}\text{C}$, $25 \leq G \leq 150 \text{ kg/s.m}^2$, escoamento adiabático, $7,8 \leq D \leq 17,4 \text{ mm}$ e fluido refrigerante R-134a. ....</i>	214
8.13	<i>Perímetro da interface em função do título para o tubo de 15,8 mm de diâmetro. ....</i>	214
8.14	<i>Fatores de atrito líquido-parede em função do número de Reynolds superficial obtidos pelo modelo proposto, pela correlação de Blasius e pela correlação de Agrawal. ....</i>	215
8.15	<i>Fator de atrito líquido-parede obtido pelo modelo proposto, em função das velocidades média e superficial do líquido. ....</i>	216
8.16	<i>Fator de atrito líquido parede obtido pelo modelo proposto, em função do parâmetro $[u_l/u_{t,i}]$. ....</i>	217
8.17	<i>Fator de atrito líquido-parede obtido pelo modelo proposto em função do parâmetro $[u_l/u_{r,l}]$, para as condições: $T_{sat} = 5^{\circ}\text{C}$, $25 \leq G \leq 150 \text{ kg/s.m}^2$, escoamento adiabático, $7,8 \leq D \leq 17,4 \text{ mm}$ e fluido refrigerante R-134a. ....</i>	218
8.18	<i>Comparação entre as correlações para o fator de atrito líquido-parede de Blasius, de Agrawal et al. (1973) e proposta no presente trabalho em função do título. ....</i>	219
8.19	<i>Comparação entre as correlações para o fator de atrito interfacial de Kowalski (1987), de Chen, Cai e Brill (1997) e proposta no presente trabalho em função do título. ....</i>	219
A.1	<i>Curva de calibração dos termopares. ....</i>	234
A.2	<i>Curvas de calibração dos transdutores de pressão. ....</i>	235
A.3	<i>Erro relativo dos transdutores de pressão. ....</i>	236
A.4	<i>Curva de calibração do transdutor diferencial de pressão. ....</i>	237
A.5	<i>Curva de calibração do medidor de vazão. ....</i>	238
A.6	<i>Curvas de calibração para os transdutores de potência. ....</i>	240
B.1	<i>Parâmetros geométricos utilizados nos mapas de Kattan, Thome e Favrat (1998) e de Thome e Hajal (2002). ....</i>	242
B.2	<i>Mapa de Kattan, Thome e Favrat (1998) para o R-134a, $T_{sat} = 5,0^{\circ}\text{C}$, $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$ e $D = 12,6 \text{ mm}$. ....</i>	246

B.3	<i>Mapa de Thome e Hajal (2002) para o R-134a, $T_{sat} = 5,0^{\circ}\text{C}$, $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$ e $D = 12,6 \text{ mm}$.</i>	249
B.4	<i>Comparação entre os mapas de Kattan, Thome e Favrat (1998) e de Thome e Hajal (2002), para o fluido refrigerante R-134a, $T_{sat} = 5^{\circ}\text{C}$, $D = 12,6 \text{ mm}$ e $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$.</i>	250
C.1	<i>Figura ilustrando o banco de dados utilizado na classificação do registro fotográfico.</i>	251
C.2	<i>Padrão de escoamento Intermitente, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 150 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,15$ e $D = 6,2 \text{ mm}$.</i>	252
C.3	<i>Padrão de escoamento Anular, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 150 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,976$ e $D = 6,2 \text{ mm}$.</i>	252
C.4	<i>Padrão de escoamento Intermitente, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 200 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,16$ e $D = 6,2 \text{ mm}$.</i>	252
C.5	<i>Padrão de escoamento Anular, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 200 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,87$ e $D = 6,2 \text{ mm}$.</i>	252
C.6	<i>Padrão de escoamento Intermitente, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 300 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,16$ e $D = 6,2 \text{ mm}$.</i>	253
C.7	<i>Padrão de escoamento Névoa, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 300 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,80$ e $D = 6,2 \text{ mm}$.</i>	253
C.8	<i>Padrão de escoamento Anular, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 500 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,16$ e $D = 6,2 \text{ mm}$.</i>	253
C.9	<i>Padrão de escoamento Névoa, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 500 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,86$ e $D = 6,2 \text{ mm}$.</i>	253
C.10	<i>Padrão de escoamento Intermitente, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 100 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,16$ e $D = 7,8 \text{ mm}$.</i>	254
C.11	<i>Padrão de escoamento Estratificado Ondulado, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 100 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,68$ e $D = 7,8 \text{ mm}$.</i>	254
C.12	<i>Padrão de escoamento Intermitente, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 150 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,15$ e $D = 7,8 \text{ mm}$.</i>	254
C.13	<i>Padrão de escoamento Anular, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 150 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,70$ e $D = 7,8 \text{ mm}$.</i>	254
C.14	<i>Padrão de escoamento Intermitente, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 200 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,17$ e $D = 7,8 \text{ mm}$.</i>	255
C.15	<i>Padrão de escoamento Anular, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 200 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,86$ e $D = 7,8 \text{ mm}$.</i>	255

- C.16 Padrão de escoamento **Intermitente**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}C$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 300 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,17$ e $D = 7,8 \text{ mm}$ 255
- C.17 Padrão de escoamento **Anular**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}C$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 300 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,55$ e $D = 7,8 \text{ mm}$ 255
- C.18 Padrão de escoamento **Intermitente**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}C$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 500 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,10$ e $D = 7,8 \text{ mm}$ 256
- C.19 Padrão de escoamento **Névoa**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}C$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 500 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,95$ e $D = 7,8 \text{ mm}$ 256
- C.20 Padrão de escoamento **Estratificado Ondulado**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}C$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 100 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,40$ e $D = 9,5 \text{ mm}$ 256
- C.21 Padrão de escoamento **Anular**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}C$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 100 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,40$ e $D = 9,5 \text{ mm}$ 256
- C.22 Padrão de escoamento **Intermitente**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}C$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 150 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,27$ e $D = 9,5 \text{ mm}$ 257
- C.23 Padrão de escoamento **Anular**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}C$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 150 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,67$ e $D = 9,5 \text{ mm}$ 257
- C.24 Padrão de escoamento **Intermitente**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}C$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 200 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,16$ e $D = 9,5 \text{ mm}$ 257
- C.25 Padrão de escoamento **Anular**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}C$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 200 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,66$ e $D = 9,5 \text{ mm}$ 257
- C.26 Padrão de escoamento **Anular**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}C$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 300 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,26$ e $D = 9,5 \text{ mm}$ 258
- C.27 Padrão de escoamento **Névoa**, obtido para as condições : $T_{evap} = 5^{\circ}C$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 300 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,90$ e $D = 9,5 \text{ mm}$ 258
- C.28 Padrão de escoamento **Intermitente**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}C$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 500 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,10$ e $D = 9,5 \text{ mm}$ 258
- C.29 Padrão de escoamento **Névoa**, obtido para as condições : $T_{evap} = 5^{\circ}C$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 500 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,89$ e $D = 9,5 \text{ mm}$ 258
- C.30 Padrão de escoamento **Estratificado Liso**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}C$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 50 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,28$ e $D = 12,6 \text{ mm}$ 259
- C.31 Padrão de escoamento **Estratificado Ondulado**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}C$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 50 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,67$ e $D = 12,6 \text{ mm}$ 259
- C.32 Padrão de escoamento **Estratificado Ondulado**, obtido para as condições:

$T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 100 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,26$ e $D = 12,6 \text{ mm}$	259
C.33 Padrão de escoamento Estratificado Ondulado , obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 100 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,85$ e $D = 12,6 \text{ mm}$	260
C.34 Padrão de escoamento Intermitente , obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 150 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,19$ e $D = 12,6 \text{ mm}$	260
C.35 Padrão de escoamento Anular , obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 150 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,84$ e $D = 12,6 \text{ mm}$	260
C.36 Padrão de escoamento Intermitente , obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 200 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,17$ e $D = 12,6 \text{ mm}$	261
C.37 Padrão de escoamento Anular , obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 200 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,76$ e $D = 12,6 \text{ mm}$	261
C.38 Padrão de escoamento Intermitente (transição para anular) , obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 300 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,36$ e $D = 12,6 \text{ mm}$	261
C.39 Padrão de escoamento Anular , obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 300 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,76$ e $D = 12,6 \text{ mm}$	262
C.40 Padrão de escoamento Intermitente , obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 500 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,10$ e $D = 12,6 \text{ mm}$	262
C.41 Padrão de escoamento Anular , obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 500 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,56$ e $D = 12,6 \text{ mm}$	262
C.42 Padrão de escoamento Anular , obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 5 \text{ kW/m}^2$, $G = 300 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,05$ e $D = 15,8 \text{ mm}$	263
C.43 Padrão de escoamento Anular , obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 5 \text{ kW/m}^2$, $G = 300 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,20$ e $D = 15,8 \text{ mm}$	263
C.44 Padrão de escoamento Anular , obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 5 \text{ kW/m}^2$, $G = 300 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,50$ e $D = 15,8 \text{ mm}$	263
C.45 Padrão de escoamento Anular , obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$, $G = 200 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,81$ e $D = 15,8 \text{ mm}$	264
C.46 Padrão de escoamento Estratificado Ondulado , obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$, $G = 150 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,17$ e $D = 15,8$ mm	264
C.47 Padrão de escoamento Estratificado Ondulado , obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$, $G = 150 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,44$ e $D = 15,8 \text{ mm}$	264

- C.48** Padrão de escoamento **Transição entre Anular e Estratificado Ondulado (dispersão de líquido)**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$, $G = 150 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,63$ e $D = 15,8 \text{ mm}$ **265**
- C.49** Padrão de escoamento **Anular com dispersão de líquido**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$, $G = 150 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,94$ e $D = 15,8 \text{ mm}$ **265**
- C.50** Padrão de escoamento **Estratificado Ondulado**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$, $G = 100 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,23$ e $D = 15,8 \text{ mm}$ **265**
- C.51** Padrão de escoamento **Estratificado Ondulado**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 5 \text{ kW/m}^2$, $G = 100 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,56$ e $D = 15,8 \text{ mm}$ **266**
- C.52** Padrão de escoamento **Estratificado Ondulado com dispersão de líquido**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 5 \text{ kW/m}^2$, $G = 100 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,83$ e $D = 15,8 \text{ mm}$ **266**
- C.53** Padrão de escoamento **Estratificado Liso**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 5 \text{ kW/m}^2$, $G = 50 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,30$ e $D = 15,8 \text{ mm}$ **266**
- C.54** Padrão de escoamento **Estratificado Ondulado**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$, $G = 50 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,48$ e $D = 15,8 \text{ mm}$ **267**
- C.55** Padrão de escoamento **Estratificado Ondulado**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 5 \text{ kW/m}^2$, $G = 50 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,61$ e $D = 15,8 \text{ mm}$ **267**
- C.56** Padrão de escoamento **Estratificado Ondulado (ondas de pequena escala)**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 5 \text{ kW/m}^2$, $G = 25 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,83$ e $D = 15,8 \text{ mm}$ **267**
- C.57** Padrão de escoamento **Estratificado Ondulado (ondas de pequena escala)**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$, $G = 25 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,98$ e $D = 15,8 \text{ mm}$ **268**

LISTA DE TABELAS

3.1	<i>Parâmetro das correlações de Lockhart e Martinelli (1949).</i>	31
3.2	<i>Características geométricas dos tubos microaletados utilizados por Bandarra Filho (2002) no desenvolvimento das correlações para o multiplicador bifásico.</i>	35
3.3	<i>Coefficientes para as correlações da fração de vazio.</i>	38
5.1	<i>Incerteza dos distintos parâmetros envolvidos nos ensaios experimentais</i>	113
6.1	<i>Características geométricas dos tubos de latão utilizados na campanha de ensaios.</i>	115
6.2	<i>Condições operacionais utilizadas nos ensaios para o escoamento em mudança de fase.</i>	116
6.3	<i>Região de ocorrência dos padrões de escoamento para os tubos de 6,2 ; 7,8 ; 9,5 ; 12,6 e 15,8 mm de diâmetro obtida por meio do registro fotográfico.</i>	123
6.4	<i>Comparação entre os desvios médio absoluto e médio relativo das correlações para o multiplicador bifásico do presente trabalho e aquelas propostas por Bandarra Filho (2002).</i>	153
6.5	<i>Comparação entre os desvios médio relativo absoluto e médio relativo das correlações para o coeficiente de transferência de calor adimensional do presente trabalho e aqueles obtidos pelas correlações de Bandarra Filho (2002).</i>	160
6.6	<i>Resumo das correlações propostas.</i>	164
7.1	<i>Resumo da equações do modelo de Hurlburt e Newell (1999).</i>	174
7.2	<i>Resumo da equações do Modelo Proposto.</i>	176
8.1	<i>Valores do número de Eotvös para os tubos de latão ensaiados.</i>	199
8.2	<i>Valores das frações de vazio em função do tempo.</i>	210
8.3	<i>Sumário das correlações para o fator de atrito</i>	220
A.1	<i>Características dos termômetros de bulbo de mercúrio e do banho termostático</i>	233

A.2	<i>Dados medidos pelo manômetro de mercúrio e pelo multímetro digital. ....</i>	235
A.3	<i>Dados medidos pelo transdutor diferencial de pressão e pelo multímetro. ....</i>	237
A.4	<i>Dados medidos pelo medidor de vazão e o erro proporcionado. ....</i>	238
A.5	<i>Resultados do teste de exatidão fornecido pela YOKOGAWA. ....</i>	239
A.6	<i>Valores de potência medidos. ....</i>	240
B.1	<i>Resultados experimentais utilizados por Kattan, Thome e Favrat (1998) e Thome e Hajal (2002). ....</i>	241

LISTA DE SÍMBOLOS

LETRAS ROMANAS

A	Área da seção transversal do tubo, m ²
D	Diâmetro do tubo, m
E	Fração de líquido disperso
e	Espessura do tubo, m
c_p	Calor específico à pressão constante, J/kg.K
f	Fator de atrito
G	Velocidade mássica, kg/s.m ²
g	Aceleração da gravidade, m/s ²
h	Coeficiente de transferência de calor, W/m ² K
i	Entalpia específica, J/kg
i_{lv}	Entalpia de vaporização, J/kg
J	Velocidade superficial, m/s
k	Condutividade térmica, W/m.K
L	Comprimento do tubo, m
$\dot{m}$	Vazão em massa, kg/s
n	Número de microaletas
P	Pressão, Pa
Q	Vazão, m ³ /s
$\dot{Q}$	Potência, W
q''	Fluxo de calor, W/m ²
R	Raio do tubo, m
S	Perímetro, m
T	Temperatura, K, °C
t	Altura da microaleta, m
u	Velocidade média, m/s
u^*	Velocidade de cisalhamento, m/s

---

v	Volume específico, m ³ /kg
x	Título
y	Coordenada, m
$\dot{W}$	Potência, W
z	Coordenada, m

LETRAS GREGAS

α	Fração de vazio
α_l	Fração de líquido
α_t	Difusividade térmica, m ² /s
β	Fração volumétrica
Δ	Variação
δ	Espessura do filme de líquido, m
ε	Rugosidade, m
ε_m	Difusividade turbilhonar de quantidade de movimento, m ² /s
ε_h	Difusividade turbilhonar de calor, m ² /s
Θ	Fração de parede molhada
θ	Ângulo de superfície molhada, graus, rad
κ	Constante de von Kármán
μ	Viscosidade dinâmica, Pa.s
ρ	Massa específica, kg/m ³
σ	Tensão superficial, N/m
τ	Tensão de cisalhamento, Pa
ν	Viscosidade cinemática, m ² /s
ξ	Ângulo de contato, rad
ϕ	Multiplicador bifásico
Ω	Ângulo de inclinação do tubo, graus, rad

SUBSCRITOS

A	Aceleração

<i>BE</i>	Balanço de energia
<i>b</i>	Bifásico
<i>corr</i>	Correlação
<i>EST</i>	Entrada da seção de testes
<i>EPA</i>	Entrada do pré-aquecedor
<i>exp</i>	Experimental
<i>ent</i>	Entrada
<i>ext</i>	Externo
<i>evap</i>	Evaporação
<i>F</i>	Atrito
<i>fl</i>	Filme de líquido
<i>g</i>	Gás
<i>I</i>	Inferior
<i>i</i>	Interface
<i>int</i>	Interno
<i>J</i>	Superficial
<i>k</i>	Fase
<i>L</i>	Lateral
<i>l</i>	Líquido
<i>ld</i>	Líquido disperso no vapor
<i>LB</i>	Porção inferior do tubo
<i>m</i>	Médio
<i>r</i>	Refrigerante
<i>v</i>	Vapor
<i>p</i>	Parede
<i>pl</i>	Líquido-parede
<i>pv</i>	Vapor-parede
<i>PA</i>	Pré-aquecedor
<i>o</i>	Propriedades na pressão atmosférica
<i>S</i>	Superior
<i>ST</i>	Seção de testes
<i>SST</i>	Saída de seção de testes

SPA	Saída do pré-aquecedor
sat	Saturação
sai	Saída
sec	Seção do tubo
Z	Gravidade

SOBRESCRITOS

$\sim$	Mistura
$+$	Adimensional

NÚMEROS ADIMENSIONAIS

$$Bj = \frac{q'' D}{k_l T_{sat}} \quad \text{Parâmetro proposto por Bandarra Filho (2002)}$$

$$Bo = \frac{q''}{G i_{lv}} \quad \text{Número de Ebulição}$$

$$\epsilon_v = \frac{8 \sigma}{(\rho_l - \rho_v) g D^2} \quad \text{Número de Eotvös}$$

$$Fr = \frac{G^2}{\rho_l^2 g D} \quad \text{Número de Froude}$$

$$Gz^{-1} = \frac{z}{D Re Pr} \quad \text{Inverso de Número de Graetz}$$

$$Pr = \frac{\mu c_p}{k} \quad \text{Número de Prandtl}$$

$$Re = \frac{G D}{\mu} \quad \text{Número de Reynolds}$$

$$We = \frac{G^2 D}{\sigma \rho} \quad \text{Número de Weber}$$

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	1
1.1	OBJETIVOS DO TRABALHO	4
1.2	ORGANIZAÇÃO DO TRABALHO	4
2	PARÂMETROS BÁSICOS EM ESCOAMENTOS BIFÁSICOS	7
2.1	PADRÕES DE ESCOAMENTO EM TUBOS HORIZONTAIS	9
3	MODELOS EMPÍRICOS.....	23
3.1	PERDA DE PRESSÃO	23
3.1.1	FRAÇÃO DE VAZIO	36
3.2	TRANSFERÊNCIA DE CALOR.....	41
4	MODELOS ANALÍTICOS	49
4.1	ESCOAMENTO ANULAR	52
4.2	ESCOAMENTO ESTRATIFICADO	69
4.3	FATOR DE ATRITO INTERFACIAL.....	81
4.3.1	ESCOAMENTO ANULAR	82
4.3.2	ESCOAMENTO ESTRATIFICADO.....	86
5	BANCADA EXPERIMENTAL	95
5.1	COMPONENTES E INSTRUMENTAÇÃO	98
5.2	CIRCUITO DA SOLUÇÃO ANTICONGELANTE	103
5.3	PROCEDIMENTO DE ENSAIO	104
5.4	MATRIZ DE EXPERIMENTOS	108
5.5	TRATAMENTO DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS	109
5.6	ANÁLISE DE INCERTEZAS	112
6	ANÁLISE DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS.....	115
6.1	ESCOAMENTO MONOFÁSICO	116
6.2	ESCOAMENTO COM MUDANÇA DE FASE	121

6.2.1	PADRÕES DE ESCOAMENTO	121
6.2.2	EFEITO DO DIÂMETRO DO TUBO	124
6.2.3	EFEITO DA VELOCIDADE MÁSSICA	132
6.2.4	EFEITO DO FLUXO DE CALOR	139
6.3	CORRELAÇÃO DE RESULTADOS	147
6.3.1	CORRELAÇÕES PARA A PERDA DE PRESSÃO	148
6.3.2	CORRELAÇÕES PARA O COEFICIENTE DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR	153
6.3.3	SUMÁRIO DAS CORRELAÇÕES PROPOSTAS	164
7	MODELO PARA O ESCOAMENTO ANULAR	167
7.1	MODELO DE HURLBURT E NEWELL (1999)	170
7.2	MODELO PROPOSTO	174
7.3	RESULTADOS DO MODELO PROPOSTO	177
7.3.1	ESPESSURA DO FILME DE LÍQUIDO	180
7.3.2	FATOR DE ATRITO NA INTERFACE	183
7.3.3	COMPARAÇÃO ENTRE CORRELAÇÕES	189
8	MODELO PARA O ESCOAMENTO ESTRATIFICADO	195
8.1	MODELO PROPOSTO	195
8.1.1	CONFIGURAÇÃO DA INTERFACE	198
8.1.2	FATORES DE ATRITO	202
8.2	RESULTADOS DO MODELO PROPOSTO	205
8.2.1	CONFIGURAÇÃO DA INTERFACE	205
8.2.2	FATORES DE ATRITO	211
8.2.3	COMPARAÇÃO ENTRE CORRELAÇÕES	218
8.3	SUMÁRIO DAS CORRELAÇÕES DESENVOLVIDAS	220
9	CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES	221
9.1	CONCLUSÕES FINAIS	222
9.2	RECOMENDAÇÕES PARA TRABALHOS FUTUROS	225
9.3	CONSIDERAÇÕES FINAIS	225
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	227
	Apêndice A CALIBRAÇÃO DOS INSTRUMENTOS	233
A.1	TERMOPARES	233
A.2	TRANSDUTORES DE PRESSÃO	235
A.3	TRANSDUTOR DIFERENCIAL DE PRESSÃO	237
A.4	MEDIDOR DE VAZÃO	238
A.5	TRANSDUTORES DE POTÊNCIA	239

Apêndice B	MAPAS DE ESCOAMENTO	241
B.1	MAPA DE KATTAN, THOME E FAVRAT (1998)	242
B.2	MAPA DE THOME E HAJAL (2002)	246
Apêndice C	REGISTRO FOTOGRÁFICO	251
C.1	TUBO DE 6,2 MM	252
C.2	TUBO DE 7,8 MM	254
C.3	TUBO DE 9,5 MM	256
C.4	TUBO DE 12,6 MM	259
C.5	TUBO DE 15,8 MM	263
FORMAÇÃO ACADÊMICA		269

1

INTRODUÇÃO

A necessidade de fontes energéticas não poluentes e a melhoria do desempenho termodinâmico do sistema de refrigeração tem motivado a realização de inúmeras pesquisas e grandes investimentos, tanto na procura de refrigerantes alternativos, quanto na análise dos seus componentes.

O consumo de energia de um sistema de refrigeração depende do desempenho de cada um de seus componentes, bem como da carga de refrigerante e das condições dos ambientes interno e externo. Jakobsen (1995) analisou a influência de cada componente sobre a eficiência global desse sistema e concluiu que o evaporador é o componente mais relevante. Nesse trocador de calor o escoamento do fluido refrigerante no interior dos tubos é bastante complexo, identificando-se em alguns casos, devido à mudança de fase, até três regiões: uma de escoamento líquido, uma de escoamento bifásico líquido-vapor e uma de escoamento de vapor, dentre as quais, a de escoamento bifásico líquido-vapor é a mais importante, pois é fundamental para o projeto e controle do sistema.

Nas últimas cinco décadas o escoamento de fluidos refrigerantes em mudança de fase no interior de evaporadores tem estado sob intensa análise, destacando-se aqueles que ocorrem em evaporadores de expansão seca, largamente utilizados na indústria frigorífica. Nesses evaporadores a quantidade de refrigerante líquido que entra é limitada para que possa estar completamente vaporizada na saída, de modo que somente refrigerante na fase vapor entre na linha de sucção. Por outro lado, a seção em que se completa a evaporação deve ser mantida o mais próximo possível da saída, para que a máxima eficiência seja

alcançada. O processo pelo qual o fluido refrigerante muda de fase no interior dos tubos desses evaporadores é, comumente, denominado de *Ebulição Convectiva*.

Nas últimas décadas a determinação de correlações que representem a perda de pressão e o coeficiente de transferência de calor durante este processo de mudança de fase tem sido um dos principais objetivos das pesquisas. Tal esforço, inicialmente, se restringia ao desenvolvimento de correlações baseadas em dados empíricos, mas pouco progresso foi obtido.

A partir dos anos 60 e 70, procurou-se melhorar o entendimento dos mecanismos físicos, comprovado pelo crescente número de publicações dedicadas ao estudo fenomenológico da *Ebulição Convectiva*, o qual teve sua grande ascensão após a metade dos anos 80, como resultado da assinatura do Protocolo de Montreal que, com o objetivo de controlar a destruição da camada de ozônio, impôs a substituição dos tradicionais CFCs (hidrocarbonetos à base de flúor e cloro), por refrigerantes "ecologicamente seguros".

Com a necessidade de substituir os fluidos refrigerantes, a indústria de refrigeração encontrou-se diante de um novo cenário, no qual os seus equipamentos teriam que se adequar às características termodinâmicas desses novos fluidos. Com isso a determinação do coeficiente de transferência calor e perda de pressão em *ebulição convectiva* tornaram-se de fundamental importância para a otimização dos componentes do ciclo frigorífico, principalmente, os trocadores de calor (evaporadores e condensadores).

Aliado à substituição dos tradicionais CFCs, o desenvolvimento de superfícies intensificadoras da taxa de transferência de calor tem sido, também, objeto de estudo nos últimos 20 anos. Essas superfícies permitem a obtenção de trocadores de calor mais compactos ou condições que permitam uma redução do custo operacional. Entretanto, a obtenção de altas taxas de transferência de calor está intimamente relacionada a uma elevação da resistência hidráulica do sistema. Nesse sentido, alguns pesquisadores introduzem parâmetros de intensificação, definidos em termos da relação entre a intensificação da transferência de calor e da perda de pressão, para avaliar o desempenho de tais superfícies.

Entre as diversas formas de intensificação da transferência de calor, destaca-se atualmente a produzida por tubos com parede microaletada. Esses tubos, conhecidos no meio industrial como "microaletados", começaram então a ser desenvolvidos no final

da década de 70 pela Hitachi Cable Ltd, com o objetivo de melhorar a transferência de calor em evaporadores e condensadores de sistemas frigoríficos. Na atualidade, uma série relativamente ampla de configurações das microaletas vem sendo desenvolvida, tendo como objetivo aplicações específicas. Em geral, a superfície interior é constituída por 60 a 70 aletas em espiral, com ângulo de hélice variando entre 16° e 30° e altura em torno de 0,2 mm. Tais tubos são caracterizados pela espessura de parede reduzida, em geral da ordem de 0,5 mm, o que proporciona um atrativo econômico para as aplicações industriais.

A maioria dos resultados publicados envolvendo tubos microaletados destina-se à avaliação do desempenho de refrigerantes em mudança de fase. Raros são aqueles dedicados ao desempenho de fluidos em escoamento monofásico. Em parte, tal escassez está relacionada às aplicações desses tubos, destinados, a evaporadores e condensadores de circuitos frigoríficos. Entretanto, dado o excelente desempenho térmico dos tubos microaletados em condições de escoamento monofásico, há potencial para sua aplicação ao escoamento de líquidos em geral.

No final da década de 90 uma nova configuração de tubo microaletado foi lançada, denominada na literatura em inglês de *Herringbone*, ou Duplo V, Bandarra Filho (2002). Tais tubos apresentam uma configuração das microaletas que se invertem a cada 90° .

Como pode ser observado há uma grande variedade de tubos microaletados disponíveis no mercado. Entretanto, são poucas as pesquisas científicas relacionadas a esses tubos, havendo ainda a necessidade de se estudar mais profundamente os mecanismos que promovem a intensificação de transferência de calor, melhorando o desempenho térmico sem, entretanto, incrementar em demasia a perda de pressão.

Observa-se então que há um crescente interesse na análise do escoamento bifásico líquido-vapor, seja em tubos lisos ou microaletados. Essa análise, de maneira geral, segue duas abordagens, a das correlações empíricas e a dos modelos analíticos. A abordagem empírica consiste, basicamente, no desenvolvimento de correlações empíricas ou semi-empíricas, as quais, de forma geral, não estão diretamente associadas à disposição das fases durante o escoamento. Algumas dessas correlações introduzem determinados grupos adimensionais, que, em princípio, estariam associados a um determinado mecanismo físico, mas, na realidade, nada mais são do que uma forma de ajustar resultados

experimentais. Dessa forma, correlações gerais ainda são impraticáveis.

Na abordagem analítica os modelos são desenvolvidos com base na estrutura interfacial do escoamento e visam reduzir a dependência em relação aos dados empíricos. A caracterização da disposição das fases durante o escoamento, conhecida como padrões de escoamento e, evidentemente, do mecanismo responsável pela transição entre eles se torna necessária, uma vez que esta disposição afeta de forma significativa os mecanismos de interação entre estas fases e a parede do tubo, resultando em características peculiares de transferência de calor e de quantidade de movimento.

Dentro deste contexto, o presente trabalho procurou abordar a *Ebulição Convectiva* no interior de tubos lisos, realizando além da tradicional abordagem empírica, uma abordagem fenomenológica, envolvendo, principalmente, os padrões de escoamento anular e estratificado.

1.1- OBJETIVOS DO TRABALHO

Neste trabalho propõe-se uma investigação teórico-experimental do escoamento em ebulição convectiva do refrigerante R-134a no interior de tubos lisos, tendo por principais objetivos:

- Apresentar de uma revisão bibliográfica crítica ;
- Realizar um levantamento experimental para avaliar os efeitos do diâmetro do tubo, da velocidade mássica e do fluxo de calor sobre os padrões de escoamento, a perda de pressão e o coeficiente de transferência de calor ;
- Identificar, por meio de um registro fotográfico, os principais padrões de escoamento em tubos horizontais, e compará-los com mapas de escoamento disponíveis na literatura ;
- Elaborar modelos analíticos para os escoamentos anular e estratificado, visando obter o fator de atrito interfacial, a fração de vazio e a espessura do filme de líquido.

1.2- ORGANIZAÇÃO DO TRABALHO

O presente trabalho foi organizado nos seguintes capítulos:

- ✓ **Capítulo 2:** Aborda os parâmetros básicos utilizados em escoamentos bifásicos

e apresenta uma revisão bibliográfica dos padrões de escoamento em tubos horizontais, delineando os principais mapas de escoamento.

- ✓ **Capítulo 3:** É dedicado a uma revisão bibliográfica dos modelos empíricos utilizados na análise dos escoamentos bifásicos e está subdividido em perda de pressão e transferência de calor.
- ✓ **Capítulo 4:** Apresenta os principais modelos analíticos para os escoamentos anular e estratificado, sendo dada atenção especial ao fator de atrito interfacial.
- ✓ **Capítulo 5:** Apresenta uma descrição detalhada da bancada experimental, da instrumentação, do procedimento de ensaio e do tratamento dos resultados.
- ✓ **Capítulo 6:** Apresenta os resultados experimentais, avaliando os principais parâmetros físicos que afetam a perda de pressão e o coeficiente de transferência de calor em tubos lisos, tais como, efeito da vazão, do diâmetro do tubo e do fluxo de calor. Apresenta, também, uma comparação entre os padrões de escoamento obtidos pelo registro fotográfico e aqueles obtidos por dois mapas de escoamento.
- ✓ **Capítulo 7:** Apresenta o modelo proposto para o escoamento anular e os seus resultados.
- ✓ **Capítulo 8:** Apresenta o modelo proposto para o escoamento estratificado e os seus resultados.
- ✓ **Capítulo 9:** Reune as principais conclusões e recomendações.

2

PARÂMETROS BÁSICOS EM ESCOAMENTOS BIFÁSICOS

Este capítulo introduz as principais variáveis do escoamento bifásico, além de apresentar a nomenclatura que será utilizada neste trabalho. Dessa forma, considerando o escoamento bifásico líquido-vapor, apresentado esquematicamente na Fig. 2.1, a vazão em massa total ao longo do tubo, $\dot{m}$, é igual à soma das vazões em massa do vapor, $\dot{m}_v$, e do líquido, $\dot{m}_l$, ou seja,

$$\dot{m} = \dot{m}_v + \dot{m}_l \quad (2.1)$$

O título, x , é definido como,

$$x = \frac{\dot{m}_v}{\dot{m}} \quad (2.2)$$

Nas situações em que há equilíbrio termodinâmico, o título, definido pela Eq. (2.2), pode ser obtido das propriedades termodinâmicas: volume específico, entalpia ou entropia.

Para um canal com área de seção transversal A , a velocidade mássica G , é definida como,

$$G = \frac{\dot{m}}{A} \quad (2.3)$$

Considere o tubo da Fig. 2.1 no qual as duas fases estão escoando no mesmo sentido,

em regime permanente e unidimensional. Nesse caso, as médias espaciais e temporais da fração de vapor, na seção transversal, serão iguais. Assim, a média instantânea de área (ou volume), definida como a razão entre área da seção transversal (ou volume) do tubo ocupada pelo vapor e a área da seção transversal (ou volume total) do tubo é denominada de fração de vazio, α , dada por,

$$\alpha = \frac{A_v}{A} \quad (2.4)$$

na qual A_v é a área da seção transversal ocupada pelo vapor.

Segue-se da Eq. (2.4) que a fração de líquido é dada por,

$$\alpha_l = (1 - \alpha) = \frac{A_l}{A} \quad (2.5)$$

na qual A_l é a área da seção transversal ocupada pelo líquido.

Figura 2.1- Modelo idealizado para o escoamento bifásico líquido-vapor em um tubo inclinado.

No estudo dos escoamentos bifásicos é útil a definição das velocidades superficiais de vapor, J_v , e de líquido, J_l respectivamente, dadas por,

$$J_v = \alpha u_v = \frac{Gx}{\rho_v} \quad (2.6)$$

$$J_l = (1 - \alpha) u_l = \frac{G(1 - x)}{\rho_l} \quad (2.7)$$

$$J = J_l + J_v \quad (2.8)$$

nas quais u_l e u_v são, respectivamente, as velocidades médias das fases líquido e vapor. Apesar de apresentar unidade de velocidade, os parâmetros J podem ser interpretados como fluxos superficiais de cada fase ao longo de um duto. Seu valor numérico corresponde à velocidade média caso a respectiva fase escoasse isoladamente no duto.

Em alguns casos utiliza-se, também, a fração volumétrica, β , dada por,

$$\beta = \frac{Q_v}{Q_v + Q_l} \quad (2.9)$$

$$(1 - \beta) = \frac{Q_l}{Q_v + Q_l} \quad (2.10)$$

na qual $Q_l = (A_l u_l)$ e $Q_v = (A_v u_v)$ são, respectivamente, as vazões de líquido e vapor. Dessa forma, as velocidades superficiais podem ser representadas por,

$$J_l = J (1 - \beta) \quad (2.11)$$

$$J_v = J \beta \quad (2.12)$$

2.1- PADRÕES DE ESCOAMENTO EM TUBOS HORIZONTAIS

No escoamento bifásico mostrado na Fig. 2.1 a disposição das fases é relativamente simples. Em geral a topologia das fases é muito mais complexa, podendo variar com as propriedades do fluido e com as condições do escoamento. Entretanto, de modo geral, misturas bifásicas são caracterizadas pela existência de uma ou mais interfaces.

A classificação dessas misturas bifásicas, no entanto, não é tarefa fácil. Em

uma primeira abordagem, é possível classificá-las de acordo com a combinação das fases, como por exemplo: líquido-líquido, líquido-gás, sólido-líquido e outros, mas tal classificação apresenta um caráter geral e em muitas situações um nível maior de detalhes é exigido. Dessa forma, alguns autores classificam as misturas bifásicas de acordo com a topologia da interface, o que eventualmente ocasiona um certo grau de subjetivismo, pois a classificação é realizada por observações visuais do escoamento. Entretanto, há basicamente três classes de topologias de interface bem definidas: separada, dispersa e de transição. A subdivisão dessas classes dá origem aos padrões de escoamento. Assim, cada padrão de escoamento está associado a uma topologia de interface.

De forma geral, diferenças nos padrões de escoamento bifásico podem ser encontradas dependendo da posição do tubo, se vertical ou horizontal. Uma das diferenças principais entre esses dois casos é a freqüente tendência à estratificação que ocorre nos escoamentos horizontais, em função da influência da força gravitacional.

Os padrões frequentemente encontrados no escoamento bifásico em tubos horizontais são mostrados na Fig. 2.2. Nas regiões em que o título da mistura é muito reduzido, o escoamento em bolhas (*bubbly flow*), é usualmente encontrado. Este tipo de regime é caracterizado por bolhas discretas de vapor dispersas na fase líquida. O tamanho médio dessas bolhas é, geralmente, pequeno comparado com o diâmetro do tubo. Observa-se que as bolhas tendem a se aglomerar na parte superior do tubo.

Figura 2.2- Representação esquemática dos padrões observados em escoamentos horizontais líquido-gás.

Com o aumento do título, a coalescência de pequenas bolhas dá origem a bolhas maiores, alongadas, que ocupam a parte superior do tubo. O escoamento resultante é denominado de "escoamento pistonado" (*plug flow*).

Em escoamentos com vazões reduzidas observa-se o regime estratificado (*stratified flow*). Nesse caso, o líquido escoar na parte inferior do tubo e o vapor escoar na parte superior, existindo uma interface relativamente regular, plana.

À medida que as vazões de cada fase e/ou o título são aumentados no regime estratificado, eventualmente, a interface torna-se instável e ondulada, originando o escoamento conhecido como escoamento em ondas (*wavy flow*) ou estratificado ondulado. O cisalhamento na interface e a formação e "ruptura" de ondas, pode arrastar gotículas de líquido para o núcleo de vapor. Em vazões elevadas, a amplitude das ondas pode aumentar de tal forma que atingem o topo do tubo, formando grandes bolhas, que devido à força de empuxo, tendem a escoar na parte superior do tubo, junto à sua superfície. Este tipo de regime é então conhecido como escoamento intermitente (*slug flow*).

Em vazões de líquido moderadas, com altas velocidades de vapor e títulos elevados aparece o escoamento anular (*annular flow*). Nesse caso, um filme de líquido forma-se nas paredes do tubo e a fase de vapor escoar na região central. Esse filme de líquido, em razão dos efeitos gravitacionais, tende a reduzir sua espessura na parte superior do tubo e a aumentá-la na parte inferior, conforme se observa na Fig. 2.2. Quando a velocidade do escoamento do vapor é alta, a interface do filme de líquido torna-se instável, ocasionando a formação de ondas interfaciais, as quais, devido ao cisalhamento, podem propiciar uma dispersão de líquido para o núcleo de vapor.

Os padrões de escoamento bifásico descritos anteriormente e a transição entre eles podem ser representados em mapas. Nesses mapas, os padrões são representados por regiões de um gráfico, cujas coordenadas são, em muitos casos, as velocidades superficiais de cada fase, J_k , ou parâmetros envolvendo essas velocidades. Um desses mapas, obtido por Baker (1954) para água-ar e óleo-ar, é apresentado na Fig. 2.3.

Figura 2.3- Mapa de padrões de escoamentos horizontais líquido-gás proposto por Baker (1954).

no qual,

$$\lambda = \left[\left(\frac{\rho_v}{\rho_{o,ar}} \right) \left(\frac{\rho_l}{\rho_{o,agua}} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.13)$$

$$\psi = \left(\frac{\sigma_{o,agua}}{\sigma} \right) \left[\left(\frac{\mu_l}{\mu_{o,agua}} \right) \left(\frac{\rho_{o,agua}}{\rho_l} \right)^2 \right]^{\frac{1}{3}} \quad (2.14)$$

o subscrito *o* refere-se ao valor das propriedades físicas na pressão atmosférica.

A abordagem tradicional para o desenvolvimento de um mapa de padrões de escoamento tem sido a de coletar dados de vazões, propriedades dos fluidos e observar visualmente o padrão de escoamento através de seções de teste transparentes. A partir de tal procedimento é possível levantar as linhas de transição entre os distintos padrões, bem como os parâmetros que determinam a transição, os quais constituem os eixos coordenados. Essa maneira de conceber um mapa de padrões não considera, na maioria dos casos, argumentos físicos, pois os mapas são fortemente afetados pelas características experimentais utilizadas no seu desenvolvimento e pela subjetividade do autor, fatos esses que contribuem para a existência de inúmeros mapas com diferentes topologias e diferentes padrões.

Taitel e Dukler (1976) e Taitel, Bornea e Dukler (1980) apresentaram procedimentos pelos quais a transição entre os diversos padrões de escoamento é baseada nos mecanismos físicos que regem tais transições. Tal procedimento eliminaria o caráter ambíguo dos mapas, proporcionando mapas gerais e precisos. Dessa forma, utilizando nos eixos coordenados parâmetros adimensionais, Taitel e Dukler (1976) propuseram um mapa “generalizado” de padrões em escoamento horizontal, mostrado na Fig. 2.4, que pode ser utilizado para distintos fluidos, vários diâmetros, distintas inclinações do tubo e condições de operação.

Da análise realizada por Taitel e Dukler (1976) foram obtidos os seguintes parâmetros adimensionais associados à transição entre os padrões:

$$X = \left[\frac{\left(\frac{dP}{dz}\right)_l}{\left(\frac{dP}{dz}\right)_v} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.15)$$

$$Y = \frac{(\rho_l - \rho_v) g \sin \Omega}{\left| \left(\frac{dP}{dz}\right)_v \right|} \quad (2.16)$$

$$F = \sqrt{\frac{\rho_v}{(\rho_l - \rho_v)}} \frac{J_v}{\sqrt{Dg \cos \Omega}} \quad (2.17)$$

$$K = F \left[\frac{D J_l}{\nu_l} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.18)$$

$$T = \left[\frac{\left(\frac{dP}{dz}\right)_l}{(\rho_l - \rho_v) g \cos \Omega} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.19)$$

nas quais X é o parâmetro de Martinelli, Y representa a relação entre a força de empuxo e a perda de pressão do vapor, quando este escoar isoladamente no tubo, g é a aceleração da gravidade, Ω é o ângulo de inclinação do tubo, ρ_l e ρ_v são, respectivamente, as massas específicas do líquido e do vapor, $(dP/dz)_l$ e $(dP/dz)_v$ são, respectivamente, as perdas de pressão do líquido e do vapor escoando isoladamente no tubo, F é um número de Froude modificado, K é o produto do número de Froude modificado pela raiz quadrada

do número de Reynolds superficial do líquido, ν é a viscosidade cinemática do líquido e D é o diâmetro do tubo.

Utilizando esses parâmetros adimensionais na Fig. 2.4, tem-se:

- Curva (a) e (b): F vs X
- Curva (c): K vs X
- Curva (d): T vs X

Tais parâmetros (X, Y, F, T, K) controlam a transição entre os padrões: estratificado ondulado-anular, estratificado ondulado-intermitente, intermitente-bolhas, estratificado liso-estratificado ondulado e anular-bolhas, como observado na Fig. 2.4.

Figura 2.4- Mapa generalizado de padrões de escoamentos horizontais líquido-gás ($Y = 0$), proposto por Taitel e Dukler (1976).

Associado ao mapa mostrado na Fig. 2.4, Taitel e Dukler (1976) propuseram outro diagrama, mostrado na Fig. 2.5, que relaciona a espessura adimensional do líquido $[\delta_{LB}/D]$, com o parâmetro de Martinelli (X) e com a inclinação do tubo (Y).

Figura 2.5- Relação entre $[\delta_{LB}/D]$ e o parâmetro de Martinelli (X) em função do parâmetro de inclinação do tubo (Y).

Freqüentemente o mapa proposto por Taitel e Dukler (1976) é alterado para que os eixos coordenados fiquem em função das velocidades superficiais J_k , facilitando a sua comparação com outros mapas. Entretanto, tal alteração elimina a generalidade do mapa, ficando este em função das condições utilizadas na alteração. A Fig. 2.6 mostra o mapa de Taitel e Dukler (1976) em função das velocidades superficiais, obtido para uma mistura de ar-água escoando a em um tubo de 25 mm de diâmetro a 100 kPa e 25°C.

Figura 2.6- Mapa de Taitel e Dukler (1976) em função das velocidades superficiais, obtido para uma mistura de ar-água escoando em um tubo de 25 mm a 100 kPa e 25°C.

Collier e Thome (1996) apresentaram uma compilação dos modelos apresentados por Taitel e Dukler (1976) e Taitel, Bornea e Dukler (1980), na qual é possível obter o padrão de escoamento seguindo passos predefinidos. Tal compilação é interessante, pois possibilita a implementação computacional dos mapas evitando os métodos gráficos tradicionais.

Os mapas de escoamento como os apresentados acima são, na maioria, obtidos para escoamentos bifásicos adiabáticos, não levando em consideração a influência da transferência de calor no processo de transição. Recentemente, Kattan, Thome e Favrat (1998) propuseram um mapa de padrões de escoamentos em tubos horizontais, mostrado na Fig. 2.7, no qual os efeitos da transferência de calor e de secagem parcial da parede são considerados. Obtido por meio de uma modificação do mapa proposto por Steiner (1993) apud Kattan (1996), o referido mapa é caracterizado pela velocidade mássica, G , e o título, x , parâmetros que facilitam a sua utilização em problemas típicos de ebulição convectiva.

Figura 2.7- Mapa de escoamento de Kattan, Thome e Favrat (1998), obtido para as condições: escoamento adiabático, fluido refrigerante R-134a, $T_{sat} = 5^\circ\text{C}$ e $D = 12,6 \text{ mm}$.

Kattan, Thome e Favrat (1998) utilizaram nos ensaios experimentais cinco fluidos

refrigerantes (R-134a, R-402A, R-404A, R-502 e R-123) com as seguintes condições de operação: temperatura de saturação de $-1,3^{\circ}\text{C}$ a $30,7^{\circ}\text{C}$, velocidade mássica de 100 a 500 kg/s.m^2 , títulos de 4 a 98 %, fluxos de calor de 0 a 36 kW/m^2 , diâmetro do tubo de 12 mm e comprimento do tubo de 3 m, resultando em um banco de dados de 702 pontos, dos quais resultou o mapa proposto, apresentando 96,2% de concordância com os resultados experimentais. Dessa forma, o mapa se mostra adequado na determinação do padrão de escoamento em processos de ebulição convectiva de refrigerantes.

A aplicação desse mapa a um banco de dados mais extenso é necessária para uma validação definitiva, uma vez que Kattan, Thome e Favrat (1998) utilizaram apenas um diâmetro de tubo em seus ensaios experimentais. Nesse sentido, Bandarra Filho (2002) utilizou seus resultados experimentais na avaliação do mapa Kattan, Thome e Favrat (1998) e verificou que a linha de transição entre os padrões estratificado liso e estratificado ondulado é fisicamente consistente. Entretanto, Bandarra Filho (2002) também verificou que a linha entre os padrões intermitente e anular, que de acordo com Kattan, Thome e Favrat (1998) ocorre para $X_{tt} = 0,34$, na verdade variou com a velocidade mássica evidenciando a necessidade de um aperfeiçoamento do mapa.

Thome e Hajal (2002) propuseram um aperfeiçoamento do mapa de Kattan, Thome e Favrat (1998), no qual o principal objetivo era simplificar o procedimento de cálculo. Dessa forma, utilizaram a correlação de Rouhani e Axelsson (1970) para o cálculo da fração de vazio, ao em vez do modelo de Taitel e Dukler (1976), o que forneceu resultados equivalentes, porém de uma maneira mais simples. Os mapas obtidos para os fluidos refrigerante R-134a, R-22 e R-410A, $T_{sat} = 4^{\circ}\text{C}$ e $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$, velocidades mássicas de 50, 200 e 1000 kg/s.m^2 e diâmetros de 8 e 14 mm foram comparados com os mapas obtidos pela versão proposta por Kattan, Thome e Favrat (1998). Foram avaliados os efeitos da velocidade mássica, do fluido refrigerante e do diâmetro, dentre os quais o efeito do diâmetro se mostrou mais evidente e além disso a nova versão do mapa segundo Thome e Hajal (2002) adequou-se melhor aos resultados experimentais.

O procedimento para a implementação dos mapas de Kattan, Thome e Favrat (1998) e de Thome e Hajal (2002) é apresentado no Apêndice B.

Os padrões de escoamento fornecidos pelos mapas de Taitel e Dukler (1976), Steiner (1993) apud Kattan (1996), Kattan, Thome e Favrat (1998) e Thome e Hajal (2002)

foram comparados, a partir dos resultados experimentais. Tais resultados referem-se ao escoamento adiabático do fluido refrigerante R-134a, para os tubos de 6,2 ; 7,8 ; 9,5 ; 12,6 ; 15,8 e 17,4 mm de diâmetro, velocidades mássicas de 25, 50, 100, 150, 200, 300 e 500 kg/s.m², $T_{sat} = 5^{\circ}\text{C}$, fluxos de calor de 0 ; 5 e 10 kW/m². Dessa forma, um levantamento estatístico dos padrões de escoamento mostrado na Fig. 2.8 foi realizado.

Figura 2.8- Comparação entre os mapas de Taitel e Dukler (1976), Steiner (1993) apud Kattan (1996), Kattan, Thome e Favrat (1998) e Thome e Hajal (2002), utilizando os resultados experimentais adiabáticos do presente trabalho.

Analisando a Fig. 2.8, observa-se que os padrões mais relevantes são o anular, o estratificado e o intermitente. Tais padrões são mostrados na Fig. 2.9 segundo os mesmos mapas da Fig. 2.8.

Pode ser observado na Fig. 2.8 e na Fig. 2.9 que há influência do diâmetro do tubo sobre o padrão de escoamento e que para um mesmo diâmetro os mapas apresentam resultados distintos. Entretanto, observa-se que aumentando-se o diâmetro há uma

redução percentual do padrão anular. Para os diâmetros de 12,6; 15,8 e 17,4 mm os padrões de escoamento estratificado se mostram mais preponderantes, enquanto que para os tubos de 6,2; 7,8 e 9,5 mm o padrão preponderante é o anular.

Figura 2.9- Comparação entre os padrões de escoamento obtidos pelos mapas de Taitel e Dukler (1976), Steiner (1993) apud Kattan (1996), Kattan, Thome e Favrat (1998) e Thome e Hajal (2002), utilizando os resultados experimentais adiabáticos do presente trabalho. (a) Padrão Anular; (b) Padrão Intermitente; (c) Padrão Estratificado Ondulado e (d) Padrão Estratificado Liso.

No presente trabalho o registro fotográfico permitiu avaliar a confiabilidade dos mapas e demonstrar que mesmo os mapas de Kattan, Thome e Favrat (1998) e Thome e Hajal (2002) que apresentaram melhor desempenho necessitam de aperfeiçoamento, pois a transição entre os padrões anular e intermitente definida por $X_{tt} = 0,34$ não é totalmente consistente. Tal linha de transição deveria incluir outros parâmetros, como o diâmetro do tubo.

Recentemente, a intensificação das pesquisas da ebulição convectiva no interior de tubos microaletados gerou a necessidade de mapas de padrões de escoamento que se

adequassem a esses tubos, pois os mapas até então só eram válidos para tubos lisos. Dessa forma, Bandarra Filho (2002) propôs um dos primeiros mapas dedicados a escoamentos bifásicos horizontais no interior de tubos microaletados, mostrado na Fig. 2.10.

Apesar de fundamentado no comportamento do coeficiente de transferência de calor, na perda de pressão e em observações visuais, foi possível construir um mapa em função apenas da velocidade mássica, do título e do fluido refrigerante, no qual os padrões de escoamento predominantes são: intermitente, anular e névoa. Vale ressaltar que essa denominação dos padrões de escoamento para o tubos microaletados surge da semelhança entre esses padrões e aqueles verificados em tubos liso. Entretanto, observa-se nos tubos microaletados que as condições de operação nas quais esses padrões se estabelecem diferem completamente daquelas associadas às dos tubos lisos.

É interessante notar que em tubos microaletados o padrão de escoamento estratificado não foi verificado, mesmo em velocidades mássicas reduzidas ($G < 200 \text{ kg/s.m}^2$). Isso se deve, principalmente, ao líquido que se desloca para a região superior do tubo através dos microcanais formados pelas microaletas, configurando um padrão de escoamento semelhante ao anular.

Figura 2.10- Mapa de padrões de escoamento para tubos microaletados proposto por Bandarra Filho (2002), para o fluido refrigerante R-134a.

Observa-se também na Fig. 2.10 que o escoamento anular ocupa a região mais extensa

do mapa, o que é extremamente interessante para a transferência de calor, pois é no padrão de escoamento anular que se verificam os maiores coeficientes de transferência de calor. Assim, a utilização de tubos microaletados é interessante para velocidades mássicas reduzidas ($G < 200 \text{ kg/s.m}^2$), para as quais prevaleceria o regime anular em quase toda a faixa de títulos. Oposto a isso, para velocidades mássicas elevadas, o escoamento em névoa ocasionaria coeficientes de transferência de calor reduzidos e perdas de pressão elevadas, tornando os tubos microaletados indesejáveis.

Além dos mapas apresentados no presente trabalho, existem na literatura uma grande diversidade de mapas disponíveis. Entretanto, ainda há lacunas a serem preenchidas, principalmente, em relação aos mecanismos físicos que regem as transições. Nesse sentido, o recente incremento das pesquisas e a utilização de técnicas e equipamentos mais sofisticados possibilitam, além da comprovação da eficácia dos mapas já existentes, a determinação desses mecanismos físicos.

3

MODELOS EMPÍRICOS

A ebulição convectiva, como mencionado anteriormente, designa a mudança de fase líquido-vapor que ocorre em escoamentos forçados com aquecimento. Em tais processos, o vapor e o líquido escoam simultaneamente no interior de canais ou tubos, o que aumenta sua complexibilidade quando comparados aos escoamentos monofásicos.

Assim como no escoamento monofásico, a perda de pressão e a transferência de calor são os principais parâmetros a serem determinados nos processos de ebulição convectiva. Entretanto, a determinação desses parâmetros para escoamentos bifásicos é dificultada pela presença da interface líquido-vapor. Dessa forma, nas próximas seções serão apresentadas os principais modelos empíricos para a determinação da perda de pressão e da transferência de calor em escoamentos bifásicos no interior de dutos.

3.1- PERDA DE PRESSÃO

Como mencionado acima, a avaliação da perda de pressão em escoamentos bifásicos é um dos principais parâmetros a serem determinados. Neste item, serão discutidos os principais modelos empíricos para o cálculo desse parâmetro.

A perda de pressão em escoamentos bifásicos no interior de tubos, (dP_b/dz) , é o resultado de três efeitos: atrito, aceleração (inércia) e gravitacional, isto é,

$$\left(\frac{dP_b}{dz}\right) = \left(\frac{dP}{dz}\right)_F + \left(\frac{dP}{dz}\right)_A + \left(\frac{dP}{dz}\right)_G \quad (3.1)$$

na qual os subíndices F , A e G referem-se, respectivamente, ao atrito, à aceleração e a

gravidade.

Em escoamentos bifásicos horizontais os efeitos gravitacionais são nulos e os efeitos de aceleração, na maioria dos casos, podem ser considerados desprezíveis. Segundo Jung e Radermacher (1989) os efeitos de aceleração correspondem a menos de 10% da perda de pressão total. Entretanto, dependendo do fluxo de calor e da taxa de evaporação, esse efeito pode em alguns casos corresponder a 27% da perda de pressão total, como verificado por Bandarra Filho (2002). Dessa forma, a avaliação da parcela de perda de pressão devido aos efeitos de aceleração pode, em alguns casos, ser necessária.

Os modelos mais utilizados para caracterizar o efeito do atrito em escoamentos bifásicos são: o modelo homogêneo e o modelo de fases separadas, ilustrados esquematicamente na Fig. 3.1. No modelo homogêneo, a mistura bifásica é considerada um pseudofluido de propriedades médias que variam com o título, com as fases líquido e vapor se deslocando à mesma velocidade. É interessante destacar que esse modelo se aplica melhor quando se opera com vazões significativamente elevadas, em que o deslizamento entre as fases é pequeno. Já no modelo de fases separadas considera-se que as fases líquido-vapor escoam separadamente com velocidades distintas. Collier e Thome (1996) sugerem que o modelo de fases separadas, para perda de pressão, se adequa melhor para velocidades mássicas inferiores a 1300 kg/s.m^2 .

Figura 3.1- Ilustração esquemática dos modelos homogêneo e de fases separadas.

A análise do escoamento bifásico tem sido tradicionalmente referida ao escoamento monofásico. O efeito do atrito não fugiu à regra; aliás, foi o esforço para sua determinação que desencadeou a pesquisa experimental, iniciada em 1944 quando

Lockhart e Martinelli publicaram seus trabalhos sobre escoamento bifásico líquido-gás, sendo os mais representativos: Martinelli e Nelson (1948) e Lockhart e Martinelli (1949) até hoje adotados como referência em outros trabalhos. Dessa forma, a introdução dos multiplicadores bifásicos é uma tentativa de determinar o efeito do atrito em escoamento bifásico em termos do atrito referente ao escoamento monofásico. Assim, definem-se os seguintes multiplicadores:

$$\phi_l^2 = \frac{(dP/dz)_F}{(dP/dz)_l} \quad (3.2)$$

$$\phi_v^2 = \frac{(dP/dz)_F}{(dP/dz)_v} \quad (3.3)$$

$$\phi_{lo}^2 = \frac{(dP/dz)_F}{(dP/dz)_{lo}} \quad (3.4)$$

$$\phi_{vo}^2 = \frac{(dP/dz)_F}{(dP/dz)_{vo}} \quad (3.5)$$

os índices estão relacionados às seguintes condições:

- l : indica o gradiente de pressão devido ao atrito, que resultaria se o escoamento fosse somente de líquido à vazão em massa $[\dot{m}_l = GA(1 - x)]$;
- v : indica o gradiente de pressão devido ao atrito, que resultaria se o escoamento fosse somente de vapor à vazão em massa $[\dot{m}_v = GAx]$;
- lo : indica o gradiente de pressão devido ao atrito, que resultaria se o escoamento fosse somente de líquido à vazão em massa total $[\dot{m} = GA]$, ou seja, se a mistura escoasse como líquido no tubo ;
- vo : indica o gradiente de pressão devido ao atrito, que resultaria se o escoamento fosse somente de vapor à vazão em massa total $[\dot{m} = GA]$, ou seja, se a mistura escoasse como vapor no tubo.

Os gradientes de pressão que compõem os multiplicadores bifásicos são dados por:

$$\left(\frac{dP}{dz}\right)_l = \frac{2 f_l [G(1 - x)]^2}{D\rho_l} \quad (3.6)$$

$$\left(\frac{dP}{dz}\right)_v = \frac{2 f_v [Gx]^2}{D\rho_v} \quad (3.7)$$

$$\left(\frac{dP}{dz}\right)_{lo} = \frac{2 f_{lo} G^2}{D\rho_l} \quad (3.8)$$

$$\left(\frac{dP}{dz}\right)_{vo} = \frac{2 f_{vo} G^2}{D\rho_v} \quad (3.9)$$

nas quais os fatores de atrito, f , podem ser calculados utilizando-se, por exemplo, uma correlação do tipo de Blasius, dada por,

$$f = K \text{Re}^{-n} \quad (3.10)$$

na qual K e n são os coeficientes de ajuste e Re é número de Reynolds correspondente à formulação do gradiente de pressão, dado por,

$$\text{Re}_l = \frac{GD(1-x)}{\mu_l} \quad (3.11)$$

$$\text{Re}_v = \frac{GDx}{\mu_v} \quad (3.12)$$

$$\text{Re}_{lo} = \frac{GD}{\mu_l} \quad (3.13)$$

$$\text{Re}_{vo} = \frac{GD}{\mu_v} \quad (3.14)$$

nas quais μ_l e μ_v são, respectivamente, as viscosidades dinâmicas do líquido e do vapor.

A designação multiplicador bifásico deve-se ao fato de que o efeito do atrito no escoamento bifásico é obtido pelo produto entre o multiplicador e um efeito correspondente em escoamento monofásico. A relação entre os dois tipos de multiplicadores bifásicos pode

ser facilmente obtida. Considerando inicialmente uma expressão para a perda de pressão no escoamento monofásico, dada por,

$$\left(\frac{dP}{dz}\right) = \frac{f}{2} \frac{\rho u_m^2}{D} \quad (3.15)$$

na qual u_m é a velocidade média do escoamento, ρ é a massa específica e f é fator de atrito obtido a partir de uma relação do tipo de Blasius, Eq. (3.10).

Combinando a Eq. (3.10) com a Eq. (3.15) e sabendo que $u_m = G/\rho$ e $Re = (\rho u_m/\mu)$ resulta,

$$\left(\frac{dP}{dz}\right) = \frac{K}{2\rho} \frac{G^{2-n}}{D^{n+1}\mu^{-n}} \quad (3.16)$$

Nessas condições, tem-se,

$$\frac{\phi_{vo}^2}{\phi_v^2} = \left(\frac{G_v}{G_{vo}}\right)^{2-n} \quad (3.17)$$

na qual admite-se que o mesmo regime de escoamento, laminar ou turbulento, deve ocorrer em ambas as situações. Dessa forma,

$$\frac{\phi_{vo}^2}{\phi_v^2} = x^{2-n} \quad (3.18)$$

Analogamente,

$$\frac{\phi_{lo}^2}{\phi_l^2} = (1-x)^{2-n} \quad (3.19)$$

Utilizando a análise descrita acima, Lockhart e Martinelli (1949) definiram um parâmetro X , tal que,

$$X = \sqrt{\frac{\phi_v^2}{\phi_l^2}} = \sqrt{\frac{(dP/dz)_l}{(dP/dz)_v}} \quad (3.20)$$

o qual representa a importância relativa do líquido na mistura bifásica, de modo que se a quantidade de vapor na mistura for ínfima, $X \rightarrow \infty$. Por outro lado, quando a quantidade de líquido é muito pequena, $X \rightarrow 0$. O parâmetro X , conhecido como parâmetro de Martinelli, deve depender do regime de escoamento, laminar ou turbulento, quando as fases líquido e vapor escoam isoladamente no duto. Dessa forma, Lockhart e Martinelli

(1949) definiram quatro parâmetros, designados distintamente pelos seus índices:

- X_{vv} - corresponde ao escoamento laminar para ambas as fases ;
- X_{tt} - corresponde ao escoamento turbulento para ambas as fases ;
- X_{tv} - corresponde ao escoamento turbulento para o líquido e ao laminar para o vapor ;
- X_{vt} - corresponde ao escoamento laminar para o líquido e ao turbulento para o vapor.

Admitindo uma lei do tipo de Blasius, Eq. (3.10), para o coeficiente de atrito e considerando a Eq. (3.16), obtém-se, para X_{tt} ,

$$X_{tt}^2 = \frac{\phi_v^2}{\phi_l^2} = \left(\frac{G_l}{G_v} \right)^{2-n} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right) \left(\frac{\mu_l}{\mu_v} \right)^n \quad (3.21)$$

como,

$$\frac{G_l}{G_v} = \frac{1-x}{x} \quad (3.22)$$

e adotando $n = 0,20$ tem-se,

$$X_{tt} = \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0,9} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,5} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v} \right)^{0,1} \quad (3.23)$$

Para o modelo homogêneo, obtém-se a partir da definição de ϕ_{lo} e da Eq. (3.16) a relação,

$$\phi_{lo}^2 = \frac{(dP/dz)_F}{(dP/dz)_{lo}} = \frac{\rho_l}{\tilde{\rho}} \left(\frac{\mu_l}{\tilde{\mu}} \right)^{-n} \quad (3.24)$$

o superíndice $\sim$ refere-se às propriedades da mistura bifásica que devem ser adequadamente definidas. No caso da massa específica, a termodinâmica fornece a seguinte solução,

$$\tilde{\rho} = \left[\frac{x}{\rho_v} + \frac{(1-x)}{\rho_l} \right]^{-1} \quad (3.25)$$

Com relação à viscosidade, por se tratar de propriedade de transporte, de quantidade de movimento, a solução tem gerado controvérsia, sendo que diversas relações foram sugeridas na literatura, cada uma satisfazendo experiências particulares dos seus proponentes.

A partir do surgimento do conceito de multiplicador bifásico, um grande número de correlações para o cálculo da redução de pressão devido ao atrito em escoamentos bifásicos pode ser encontrado na literatura, sendo que muitas delas são consideradas um simples ajuste de resultados experimentais. A seguir apresentam-se algumas dessas correlações.

I. Modelo de Lockhart e Martinelli (1949)

O modelo de Lockhart e Martinelli (1949), modelo de fases separadas, admite as seguintes hipóteses:

- i. Escoamento horizontal, para o qual os efeitos gravitacionais são nulos ;
- ii. Não há efeitos de aceleração ;
- iii. A pressão estática do vapor é a mesma do líquido em cada seção ;
- iv. A soma dos volumes de cada fase em cada instante é igual ao volume total. Exclui-se, com isso, escoamentos intermitentes do tipo pistonado.

Para introduzir os conceitos básicos, um modelo simplificado, sugerido por Wallis (1969), será discutido. De acordo com Wallis (1969), o escoamento das fases em um tubo seria equivalente ao escoamento individual de cada fase em tubos separados. As fases de vapor e líquido escoam nos dutos separados, de diâmetros, respectivamente, iguais a D_v e D_l . As áreas das seções desses dutos devem ser sempre iguais às áreas ocupadas por cada uma das fases no escoamento bifásico, dessa forma tudo se passa como se as fases não interagissem entre si. Entretanto, a interação entre as fases é incluída, ou pelo menos pretende-se incluir, no efeito do atrito nos dutos individuais. De acordo com a hipótese (iii), o gradiente de pressão em cada um dos tubos deverá ser o mesmo e igual ao gradiente de pressão bifásico. Nessas condições,

$$\left(\frac{dP}{dz} \right)_F = \frac{K}{2\rho_v} \frac{G_v^{2-n}}{D_v^{n+1} \mu_v^{-n}} \left(\frac{A}{A_v} \right)^{2-n} \quad (\text{vapor escoando no duto de diâmetro } D_v) \quad (3.26)$$

$$\left(\frac{dP}{dz} \right)_F = \frac{K}{2\rho_l} \frac{G_l^{2-n}}{D_l^{n+1} \mu_l^{-n}} \left(\frac{A}{A_l} \right) \quad (\text{líquido escoando no duto de diâmetro } D_l) \quad (3.27)$$

nas quais o subíndice F se refere somente ao efeito do atrito na perda de pressão.

Por outro lado,

$$\left(\frac{dP}{dz}\right)_v = \frac{K}{2\rho_v} \frac{G_v^{2-n}}{D^{n+1}\mu_v^{-n}} \quad (\text{vapor escoando no duto de diâmetro } D) \quad (3.28)$$

$$\left(\frac{dP}{dz}\right)_l = \frac{K}{2\rho_l} \frac{G_l^{2-n}}{D^{n+1}\mu_l^{-n}} \quad (\text{líquido escoando no duto de diâmetro } D) \quad (3.29)$$

Nessas condições, aplicando a definição do multiplicador bifásico, ϕ_v , obtém-se,

$$\phi_v^2 = \frac{(dP/dz)_F}{(dP/dz)_v} = \left(\frac{A}{A_v}\right)^{2-n} \left(\frac{D}{D_v}\right)^{n+1} \quad (3.30)$$

Aplicando as definições de A , A_v e de α , tem-se,

$$\phi_v^2 = \alpha^{\frac{n-5}{2}} \quad \text{ou} \quad \alpha = \left(\frac{1}{\phi_v^2}\right)^{\frac{1}{m}} \quad (3.31)$$

na qual $m = \frac{(5-n)}{2}$

Da mesma maneira para o líquido, tem-se,

$$\phi_l^2 = (1 - \alpha)^{\frac{n-5}{2}} \quad \text{ou} \quad (1 - \alpha) = \left(\frac{1}{\phi_l^2}\right)^{\frac{1}{m}} \quad (3.32)$$

Somando a Eq. (3.30) com a Eq. (3.31), obtém-se,

$$\left(\frac{1}{\phi_l^2}\right)^{\frac{1}{m}} + \left(\frac{1}{\phi_v^2}\right)^{\frac{1}{m}} = 1 \quad (3.33)$$

Na análise precedente, admitiu-se que o regime de escoamento de ambas as fases era o mesmo, laminar ou turbulento, de modo que o expoente n da relação de Blasius é idêntico para ambas as fases. Dessa forma, obtém-se os seguintes valores,

- Escoamento Laminar: $n = 2 \implies m = 2$
- Escoamento Turbulento: $n = 0,25 \implies m = 2,375$

Se, na Eq. (3.33) multiplicarmos ambos os membros por $\phi_v^{2/m}$, tem-se,

$$1 + \left(\frac{\phi_v^2}{\phi_l^2}\right)^{\frac{1}{m}} = \phi_v^{2/m} \quad (3.34)$$

mas, $(\phi_v^2/\phi_l^2) = X^2$, assim,

$$\phi_v^2 = \left(1 + X^{\frac{2}{m}}\right)^m \quad (3.35)$$

A Eq. (3.35) representa um resultado importante, pois mostra que o multiplicador bifásico ϕ_v^2 é uma função exclusiva do parâmetro de Martinelli. Isso implica que os resultados experimentais poderiam ser correlacionados exclusivamente por X . Da mesma forma, pela Eq. (3.31) a fração de vazio, α , seria função exclusiva de X , possibilitando a correlação dos resultados experimentais somente em função deste parâmetro.

Utilizando a análise descrita acima, Lockhart e Martinelli (1949) obtiveram, ajustando-se uma curva aos resultados experimentais, as seguintes correlações,

$$\phi_v^2 = 1 + CX + X^2 \quad (3.36)$$

$$\phi_l^2 = 1 + \frac{C}{X} + \frac{1}{X^2} \quad (3.37)$$

nas quais a constante C assume os valores mostrados na Tabela 3.1.

Tabela 3.1- Parâmetro das correlações de Lockhart e Martinelli (1949).

X	Líquido	Vapor	C
X_{tt}	turbulento	turbulento	20
X_{vt}	laminar	turbulento	12
X_{tv}	turbulento	laminar	10
X_{vv}	laminar	laminar	5

Com relação à fração de vazio, considerando X_{tt} , os resultados experimentais permitiram estabelecer a seguinte relação,

$$1 - \alpha = X_{tt} (X_{tt}^2 + 20X_{tt} + 1)^{-\frac{1}{2}} \quad (3.38)$$

Devido às hipóteses, o modelo de Martinelli e colaboradores se ajusta melhor quando o padrão de escoamento é anular. Dessa forma, correlações propostas com base nesse modelo devem ser utilizadas, preferencialmente, em escoamentos nos quais prevaleça esse padrão de escoamento.

II. Correlação de Friedel (1979)

O multiplicador bifásico, ϕ_{lo}^2 , proposto por Friedel (1979), válido para qualquer fluido e para escoamentos horizontais e verticais ascendentes é dado por,

$$\phi_{lo}^2 = E + \frac{3,24FH}{Fr^{0,045}We^{0,035}} \quad (3.39)$$

na qual os parâmetros E , F e H são respectivamente, dados por,

$$E = (1 - x)^2 + x^2 \left[\frac{\rho_l f_{vo}}{\rho_v f_{lo}} \right] \quad (3.40)$$

$$F = x^{0,78}(1 - x)^{0,224} \quad (3.41)$$

$$H = \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0,91} \left(\frac{\mu_v}{\mu_l} \right)^{0,19} \left[1 - \frac{\mu_v}{\mu_l} \right]^{0,7} \quad (3.42)$$

Na Eq. (3.39), Fr é o numero de Froude e We é o número de Weber, respectivamente, dados por,

$$Fr = \frac{G^2}{gD\tilde{\rho}^2} \quad (3.43)$$

$$We = \frac{G^2 D}{\tilde{\rho} \sigma} \quad (3.44)$$

nas quais σ é a tensão superficial, g é a aceleração da gravidade e $\tilde{\rho}$ é a massa específica média da mistura dada pela Eq. (3.25).

Friedel (1979) utilizou um banco de dados experimentais de 25.000 pontos, obtendo um desvio de, aproximadamente, 30%. Recomenda-se o uso desta correlação quando $[\mu_l/\mu_v] < 1000$.

III. Correlação de Whalley (1987)

O modelo proposto por Whalley (1987) considera o modelo de escoamento homogêneo

para a determinação do multiplicador bifásico, ϕ_v^2 , dado por,

$$\phi_v^2 = \frac{\tilde{f}}{f_v} \frac{\rho_v}{\tilde{\rho}} \frac{1}{x^2} \quad (3.45)$$

na qual $\tilde{f}$ é o fator de atrito efetivo do escoamento bifásico considerando o escoamento homogêneo e f_v é o fator de atrito para o escoamento monofásico de vapor da mistura. Como no modelo homogêneo há a necessidade da utilização de uma correlação para a determinação da viscosidade dinâmica da mistura, $\tilde{\mu}$. Whalley (1987) utilizou a correlação de Beattie e Whalley (1981) apud Whalley (1987), dada por,

$$\tilde{\mu} = \mu_v \alpha + \mu_l (1 - \alpha) (1 + 2,5\alpha) \quad (3.46)$$

IV. Correlação de Jung e Radermacher (1989)

Jung e Radermacher (1989) utilizaram o modelo de fases separadas, proposto por Martinelli e Nelson (1948) e por Lockhart e Martinelli (1949) para propor uma correlação do tipo,

$$\phi_l = C X^m \quad (3.47)$$

na qual C e m são as constantes de interpolação.

Jung e Radermacher (1989) obtiveram uma correlação para escoamentos em ebulição convectiva em tubos horizontais, com base em quatro fluidos refrigerantes: R-22, R-114, R-12 e R-152a, gerando um banco de dados de 600 pontos experimentais, para as condições de operação: pressões de 200 a 800 kPa, fluxo de calor de 10 a 45 kW/m² e velocidades mássicas de 230 a 720 kg/s.m², apresentando um desvio de 8,4% em relação aos dados experimentais. Tal correlação é dada por,

$$\phi_l = 3,58 X_{tt}^{-0,735}, \quad \text{para} \quad X_{tt} \leq 1 \quad (3.48)$$

O parâmetro de Martinelli na Eq. (3.48), é dado pela Eq. (3.23).

V. Correlações de Bandarra Filho (2002)

Bandarra Filho (2002), utilizando o modelo de fases separadas, propôs correlações

para o multiplicador ϕ_l considerando o escoamento em ebulição convectiva em tubos horizontais, as quais foram divididas em:

- i. para tubos lisos e velocidades mássicas elevadas ;
- ii. para tubos lisos e velocidades mássicas reduzidas ;
- iii. para tubos microaletados.

Os ensaios envolvendo tubos lisos foram realizados utilizando o fluido refrigerante R-134a, temperatura de evaporação 5°C, velocidades mássicas de 25 a 500 kg/s.m², fluxos de calor de 0, 5 e 10 kW/m² e diâmetros de tubos de 7,0 ; 7,93 ; 9,52 e 17,4 mm.

As correlações para tubos lisos foram obtidas em termos do multiplicador bifásico ϕ_l de forma similar à de Jung e Radermacher (1989), no qual o multiplicador bifásico é função exclusiva do parâmetro de Martinelli, Eq. (3.23). Entretanto, Bandarra Filho (2002), com o objetivo de apresentar uma expressão mais adequada, propôs um formato fisicamente mais consistente, pois leva em consideração a condição assintótica correspondente a $X_{tt} \rightarrow \infty$, que está relacionada ao escoamento de líquido, $x = 0$. Nessas condições, ajustando os dados experimentais, obteve-se,

$$\phi_l = 1 + 2,6 X_{tt}^{-0,85} \quad \text{para} \quad X_{tt} \leq 1 \quad e \quad G \geq 200 \text{ kg/s.m}^2 \quad (3.49)$$

a qual apresentou um coeficiente de correlação de 99% e um desvio médio absoluto de 6,4%.

Durante a campanha de ensaios Bandarra Filho (2002) verificou que somente o parâmetro de Martinelli não correlacionava dados para velocidades mássicas reduzidas, $G < 200 \text{ kg/s.m}^2$, devido à mudança do regime de escoamento de anular para estratificado. Dessa forma, as correlações dedicadas a essas velocidades mássicas devem incorporar efeitos associados à presença de superfícies livres que podem ser representados pelo número de Froude, Fr . Nessas condições, ajustando os dados experimentais, obteve-se,

$$\phi_l = 0,8 Fr_l^{-0,45} \quad \text{para} \quad X_{tt} \leq 1 \quad e \quad G < 200 \text{ kg/s.m}^2 \quad (3.50)$$

a qual apresentou um coeficiente de correlação de 87% e um desvio médio absoluto de

18,9%, sendo o número de Froude do líquido, Fr_l , dado por,

$$Fr_l = \frac{[G(1-x)]^2}{\rho_l^2 D g} \quad (3.51)$$

Bandarra Filho (2002) também propôs uma correlação para a perda de pressão em tubos microaletados baseada no modelo de Martinelli e colaboradores. Isso porque como pode ser observado na Fig. 2.10, a configuração do escoamento para esses tubos se assemelha ao padrão de escoamento anular, devido a presença do escoamento secundário promovido pelas microaletas, favorecendo a formação de um filme de líquido em todo perímetro interno do tubo.

Os ensaios envolvendo tubos microaletados foram realizados utilizando o fluido refrigerante R-134a, temperatura de evaporação 5°C, velocidades mássicas de 100 a 500 kg/s.m² e fluxos de calor de 5 e 10 kW/m². As características geométricas dos tubos microaletados são apresentadas na Tabela 3.2, na qual a nomenclatura é mostrada na Fig. 3.2.

Os resultados experimentais obtidos para os tubos microaletados formaram um banco de dados de aproximadamente 700 pontos, cujo ajuste proporcionou a seguinte expressão,

$$\phi_l = 1 + 3,0 X_{tt}^{-0,83} \quad \text{para } X_{tt} \leq 1 \quad (3.52)$$

Tabela 3.2- Características geométricas dos tubos microaletados utilizados por Bandarra Filho (2002) no desenvolvimento das correlações para o multiplicador bifásico.

<i>Tubo - Fabricante</i>	D_e [mm]	D_i [mm]	e [mm]	t [mm]	n	β	θ
<i>Microaletado – Termomecânica (TM)</i>	7,0	6,4	0,30	0,20	60	18°	33°
<i>Microaletado – Termomecânica (TM)</i>	7,93	7,33	0,30	0,20	68	18°	33°
<i>Microaletado - Hitachi</i>	7,93	7,33	0,30	0,20	62	17°	44°
<i>Microaletado – Termomecânica (TM)</i>	9,52	8,96	0,28	0,20	82	18°	33°
<i>Microaletado - Furukawa</i>	9,52	8,92	0,30	0,15	60	17°	50°
<i>Microaletado – Trefi Metaux</i>	9,52	8,87	0,35	0,20	60	18°	45°
<i>Microaletado – Termomecânica (TM)</i>	9,52	8,96	0,28	0,20	76	18°	33°
<i>Duplo-V - Termomecânica</i>	9,52	8,76	0,38	0,20	72	18°	28°

Figura 3.2- Nomenclatura utilizada na Tabela 3.2 para os tubos microaletados.

A diversidade de correlações dedicadas ao cálculo do efeito do atrito na perda de pressão em escoamentos bifásicos existentes na literatura é grande. Entretanto, a escolha de uma determinada correlação dependerá, basicamente, das condições de operação do sistema, da faixa de aplicabilidade da correlação e do padrão de escoamento predominante. Assim, não se pode selecionar uma correlação em especial, mas pode-se afirmar que correlações baseadas no modelo de fases separadas apresentam melhor desempenho do que aquelas baseadas no modelo homogêneo, quando o deslizamento entre as fases é elevado.

3.1.1- FRAÇÃO DE VAZIO

Embora o efeito da aceleração possa ser considerado desprezível, a sua determinação se torna necessária quando seu valor corresponde a mais de 10% da perda de pressão total, pois nesses casos, altos fluxos de calor e altas taxas de evaporação podem estar presentes. Dessa forma, aplicando as equações da conservação da massa e da quantidade de movimento em um elemento de tubo como o mostrado na Fig. 2.1 e desconsiderando o líquido disperso, *entrainment*, a parcela de perda de pressão devido à aceleração é dada por,

$$-\left(\frac{dP}{dz}\right)_A = G^2 \frac{d}{dz} \left[\frac{x^2}{\alpha \rho_v} + \frac{(1-x)^2}{(1-\alpha) \rho_l} \right] \quad (3.53)$$

Para avaliar os efeitos de aceleração, observa-se na Eq. (3.53) que, é necessário o cálculo da fração de vazio, α , definida pela Eq. (2.4), que em razão das diferenças entre

as massas específicas e as velocidades das fases não se iguala ao título.

A classificação dos modelos e/ou correlações para a fração de vazio ainda não é consenso, uma vez que diversas classificações podem ser encontradas na literatura. Entretanto, algumas dessas classificações podem ser eleitas preferenciais. Uma delas, proposta por Thome (2002), classifica os modelos de fração de vazio em:

1. Modelos Homogêneos (as velocidades das fases são iguais);
2. Modelos de Quantidade de Movimento (minimizam algum parâmetro, tais como, energia cinética ou quantidade de movimento);
3. Modelos *Drift Flux* (consideram o deslizamento);
4. Modelos para padrões de escoamento específicos;
5. Métodos empíricos.

Outra classificação, também consistente, dos modelos para fração de vazio foi proposta por Saiz Jabardo (1988). Entretanto, essa classificação se restringe apenas aos modelos cinemáticos, ou seja, modelos que relacionam as velocidades das fases, resolvendo o problema do movimento relativo. Esse tipo de modelo permite a abordagem de problemas bifásicos de uma maneira relativamente simples, sem a necessidade de resolver ou lidar com equações de campo complexas.

Entre os modelos cinemáticos merece destaque o de Zuber e Findlay (1965), pois trata-se de um modelo generalizado que considera os efeitos de escoamento não-uniforme (C_o), da velocidade relativa entre as fases (u_{jv}/J) e da distribuição de concentração das fases no duto. Entretanto, o tratamento generalizado proposto por Zuber e Findlay (1965) introduz alguns parâmetros que devem, em princípio, ser determinados empiricamente. Dessa forma, Zuber e Findlay (1965) propuseram a seguinte relação para o cálculo da fração de vazio,

$$\alpha = \frac{\beta}{C_o + \frac{u_{vj}}{J}} \quad (3.54)$$

na qual $u_{vj} = u_v - J$ é a velocidade de deslizamento local da fase vapor e C_o é o parâmetro de distribuição que considera a distribuição não-uniforme das fases no

escoamento bifásico, definido como,

$$C_o = \frac{\frac{1}{A} \int_A \alpha J dA}{\left[\frac{1}{A} \int_A J dA \right] \left[\frac{1}{A} \int_A \alpha dA \right]} \quad (3.55)$$

Dessa forma, para cada padrão de escoamento o valor da fração de vazio pode ser determinado pela Eq. (3.54) inserindo-se os perfis apropriados de velocidade e concentração e uma expressão para a velocidade de deslizamento.

Observando a classificação proposta por Thome (2002) e por Saiz Jabardo (1988) conclui-se que os modelos para a determinação da fração de vazio podem ser divididos em dois grandes grupos: os modelos cinemáticos e os modelos não-cinemáticos.

Independente da classificação, Carey (1992) apresenta uma compilação realizada por Butterworth (1975) apud Carey (1992) de algumas das principais correlações disponíveis na literatura, a qual é mostrada na Eq. (3.56) e Tabela 3.3.

$$\alpha = \left[1 + C \left(\frac{1-x}{x} \right)^{n1} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{n2} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v} \right)^{n3} \right]^{-1} \quad (3.56)$$

O modelo homogêneo é considerado o mais simples para o cálculo da fração de vazio, pois assume que o escoamento líquido-vapor se comporta como uma mistura homogênea escoando na mesma velocidade. Zivi (1964) apud Carey (1992) obteve a fração de vazio por meio do princípio de geração mínima de entropia, considerando: escoamento em regime permanente; padrão de escoamento anular sem líquido disperso; e negligenciando a dissipação de energia devido ao atrito na parede. Dessa forma, Zivi (1964) discutiu os efeitos da tensão de cisalhamento na parede e da dispersão de líquido sobre a fração de vazio e concluiu que o atrito na parede reduz a fração de vazio e aumenta o deslizamento entre as fases.

Tabela 3.3- Coeficientes para as correlações da fração de vazio.

<i>Modelo ou Correlação</i>	<i>C</i>	<i>n1</i>	<i>n2</i>	<i>n3</i>
<i>Modelo Homogêneo</i>	1	1	1	0
<i>Modelo de Zivi (1964)</i>	1	1	0,67	0
<i>Modelo de Cilindros Separados (Wallis, 1969)</i>	1	0,72	0,40	0,08
<i>Modelo de Lockhart e Martinelli (1949)</i>	0,28	0,64	0,36	0,07
<i>Correlação de Thom (1964)</i>	1	1	0,89	0,18
<i>Correlação de Baroczy (1965)</i>	1	0,74	0,65	0,13

Baroczy (1965) apud Carey (1992) e Wallis (1969) propuseram correlações para a fração de vazio utilizando o parâmetro de Martinelli. Baroczy (1965) utilizou na elaboração da correlação os resultados experimentais obtidos para o escoamento bifásico isotérmico de mercúrio-nitrogênio e água-ar. Wallis (1969) obteve a correlação para a fração de vazio utilizando os resultados experimentais de Lockhart e Martinelli (1949).

A Tabela 3.3 e a Eq. (3.56) facilitam a comparação dos diferentes modelos, ilustrando algumas inconsistências, pois quando $\rho_l = \rho_v$ e $\mu_l = \mu_v$, estado crítico, a fração de vazio deveria ser igual ao título, ou seja, C e $n1$ na Eq. (3.56) deveriam ser iguais a 1. Assim, aquelas correlações nas quais C e $n1$ são diferentes de 1 podem apresentar “imprecisões” para pressões próximas à crítica. Dessa forma, a escolha de um modelo ou correlação de fração de vazio deve ser cuidadosa, obedecendo às condições de operação do sistema.

Na Fig. 3.3 é apresentado o comportamento das diferentes correlações ou modelos apresentados na Tabela 3.3, utilizando-se o fluido refrigerante R-134a a uma $T_{evap} = 5^\circ\text{C}$. Observa-se que a fração de vazio apresenta uma maior variação na região de baixos títulos, $x < 20\%$.

Figura 3.3- Comparação dos diferentes modelos e correlações para a fração de vazio (Tabela 3.3 e Eq. (3.56)).

Verifica-se também na Tabela 3.3 e na Eq. (3.56) que a maioria dessas correlações não consideram o efeito da velocidade mássica sobre a fração de vazio. Nesse sentido,

Rouhani e Axelsson (1970) propuseram uma correlação para a fração de vazio baseada no modelo de deslizamento, *drift flux*, considerando os efeitos da velocidade mássica, da tensão superficial e do empuxo, para o escoamento vertical de água nas condições de ebulição local e de não-equilíbrio termodinâmico. Tal correlação é dada por,

$$\alpha = \frac{x}{\rho_v} \left[C_o \left(\frac{x}{\rho_v} + \frac{1-x}{\rho_l} \right) + \left(\frac{1,18(1-x) [g\sigma(\rho_l - \rho_v)]^{0,25}}{G \rho_l^{0,5}} \right) \right]^{-1} \quad (3.57)$$

na qual C_o é o parâmetro de distribuição definido por Zuber e Findlay (1965), que depende do perfil de velocidades e da distribuição do vapor na seção transversal do escoamento. Entretanto, Rouhani e Axelsson (1970) ajustaram o valor de $C_o = 1,1$, adequando-o aos seus resultados experimentais.

Mais recentemente Steiner (1993) apud Wojtan, Ursenbacher e Thome (2005) modificou a correlação de Rouhani e Axelsson (1970) para utilização em escoamentos horizontais, definindo um novo C_o , o qual varia linearmente com o título, dado por,

$$C_o = 1 + 0,12(1-x) \quad (3.58)$$

Dessa forma, utilizando o parâmetro C_o proposto na Eq. (3.58) na correlação de Rouhani e Axelsson (1970), obtém-se,

$$\alpha = \frac{x}{\rho_v} \left[[1 + 0,12(1-x)] \left(\frac{x}{\rho_v} + \frac{1-x}{\rho_l} \right) + \left(\frac{1,18(1-x) [g\sigma(\rho_l - \rho_v)]^{0,25}}{G \rho_l^{0,5}} \right) \right]^{-1} \quad (3.59)$$

A comparação da correlação de Rouhani e Axelsson (1970) modificada, Eq. (3.59), com o modelo homogêneo e a correlação de Zivi (1964) apud Carey (1992) é apresentada na Fig. 3.4 utilizando-se o fluido refrigerante R-134a a uma $T_{evap} = 5^\circ\text{C}$. Nesta figura, pode-se observar claramente o efeito da velocidade mássica sobre a fração de vazio. Apesar do comportamento das curvas serem muito semelhantes, à medida que a velocidade mássica é reduzida, observa-se uma linearização da fração de vazio com o título, principalmente na região de baixos títulos, $x < 20\%$.

Figura 3.4- Comparação entre o modelo homogêneo, a correlação de Zivi e a correlação de Rouhani e Axelsson (1970) modificada.

Uma das grandes vantagens na utilização de correlações ou modelos que descrevem o comportamento da fração de vazio é a simplicidade. Entretanto, como pode ser observado, a escolha do modelo ou correlação está intimamente relacionada às condições do escoamento.

Do exposto acima, observa-se que a obtenção de correlações fisicamente consistentes para a perda de pressão, considerando o efeito do atrito e/ou da aceleração, em escoamentos bifásicos está intimamente ligada à utilização de modelos específicos para cada padrão de escoamento.

3.2- TRANSFERÊNCIA DE CALOR

Quando a mudança de fase ocorre em escoamento ao longo de um duto, vários padrões de escoamento podem ser encontrados. A sequência de padrões depende basicamente da vazão, orientação do duto, sentido do fluxo de calor, sendo que associado a cada padrão há também um mecanismo de transferência de calor. Dessa forma, tais mecanismos e o tipo de padrão a que estão associados serão apresentados inicialmente nesta seção e posteriormente, as correlações para o cálculo do coeficiente de transferência de calor.

A ebulição convectiva em tubos ou canais é possivelmente o mais complexo processo

de mudança de fase, ocorrendo, principalmente, em evaporadores e caldeiras. À medida que o processo de vaporização acontece, a quantidade de vapor aumenta e, como consequência da conservação da massa, a velocidade média aumenta devido à redução da massa específica média. Como os padrões de escoamento são fortemente dependentes da velocidade relativa entre as fases, uma sequência de padrões se estabelece, como pode ser observado na Fig. 3.5.

Figura 3.5- Representação esquemática da sequência dos padrões de escoamento durante o processo de vaporização.

No início do processo de ebulição o padrão de escoamento é o de bolhas. Em seguida, dependendo das condições, podem surgir os padrões pistonado, intermitente, anular, estratificado e misto disperso (névoa).

A Fig. 3.6 ilustra, qualitativamente, o comportamento típico do coeficiente de transferência de calor bifásico, para vazões elevadas. Nessa figura, observa-se que além das mudanças no padrão de escoamento ocorre a mudança do mecanismo de transferência de calor.

Para títulos reduzidos, geralmente inferiores a 30%, a formação de bolhas se intensifica, isolando, por sua vez, o líquido da parede, o que acaba por afetar o coeficiente de transferência de calor no sentido de reduzi-lo. Nessa região, a ebulição nucleada é, geralmente, o mecanismo de transferência de calor dominante. Entretanto, à medida que mais vapor é gerado, a fração de vazio aumenta e o padrão anular se estabelece, $x > 50\%$, tornando o processo de evaporação na interface líquido-vapor predominante. Nessa fase, a espessura do filme de líquido diminui progressivamente devido à intensa evaporação na interface líquido-vapor, resultando numa redução da resistência térmica, o que determina a elevação do coeficiente de transferência de calor. Em títulos moderados, $30 < x < 50$

ambos os mecanismos são importantes.

Figura 3.6- Representação esquemática do coeficiente de transferência de calor, ao longo de dutos horizontais durante o processo de vaporização, para vazões elevadas.

Durante o regime de escoamento anular, o movimento relativo entre as fases promove o arrasto de gotas de líquido para o seio do vapor, *entrainment*. Esse efeito e a vaporização do líquido reduzem a espessura do filme que pode, eventualmente, desaparecer em alguns pontos do tubo, causando a secagem local da superfície do tubo, *dryout*. Em tubos horizontais, devido ao efeito da gravidade, os pontos de secagem são primeiramente observados na parte superior do tubo, permanecendo a parte inferior com o filme de líquido.

Imediatamente a montante dos pontos de secagem, a transferência de calor através do filme de líquido torna-se mais eficiente devido à diminuição de sua espessura. Como consequência, o coeficiente de transferência de calor aumenta significativamente, atingindo o seu máximo, como mostrado na Fig. 3.6. Quando a superfície interna do tubo se encontra parcialmente seca, a taxa de transferência de calor das porções secas pode ser desconsiderada em comparação àquela das porções molhadas.

Mesmo após a completa evaporação do filme de líquido, em muitos casos verifica-se a presença de gotas no escoamento, caracterizando o padrão de escoamento misto disperso, névoa, no qual o coeficiente de transferência de calor diminui à medida que

o título aumenta. Isso ocorre porque, com a vaporização contínua, a transferência de calor da parede do tubo para as gotas através do vapor, que pode ser acompanhada pela combinação de mecanismos de convecção através do gás, colisões entre as gotas e destas com a parede do tubo, não é muito efetiva, até que no final da vaporização o escoamento monofásico de vapor se estabelece. Dessa forma, o coeficiente de transferência de calor associado a este padrão de escoamento é, significativamente, menor do que os valores associados à ebulição nucleada e/ou evaporação em filme.

Para o caso em que a vazão é reduzida o comportamento típico do coeficiente de transferência de calor é ilustrado na Fig. 3.7. Nessa figura, observa-se que na região de títulos reduzidos, $x < 20\%$, os efeitos de ebulição nucleada são dominantes. Entretanto, à medida que o título aumenta, verifica-se que o coeficiente de transferência de calor assume um valor, aproximadamente, constante, até a secagem de parede, onde se verifica uma queda acentuada. Tal condição está associada à formação do padrão de escoamento estratificado, no qual o líquido se encontra segregado na porção inferior do tubo.

Figura 3.7- Representação esquemática do coeficiente de transferência de calor, ao longo de dutos horizontais durante o processo de vaporização, para vazões reduzidas.

Diante disso, observa-se que o processo de vaporização de um fluido em tubos horizontais é bastante complexo e depende das características do escoamento, dificultando a obtenção de correlações para o cálculo do coeficiente de transferência de calor.

As correlações atualmente disponíveis para o coeficiente de transferência de calor são ainda dependentes, até certo grau, das condições de operação e do fluido refrigerante. Por exemplo, em evaporadores de expansão seca predominam os padrões de escoamento anular para vazões elevadas e estratificado para vazões relativamente baixas.

Objetivando melhorar a identificação Bandarra Filho (1997) propôs a divisão das correlações para o coeficiente de transferência de calor em ebulição convectiva em três grupos:

- ▶ Correlações estritamente convectivas ;
- ▶ Correlações baseadas na superposição de efeitos ;
- ▶ Correlações empíricas.

As correlações estritamente convectivas são apresentadas em termos de parâmetros adimensionais, tais como o parâmetro de Martinelli e o multiplicador bifásico relativo ao líquido da mistura escoando isoladamente no tubo. Tais correlações são empíricas e obtidas assumindo a hipótese de padrão anular de escoamento em que predomina o mecanismo de evaporação em filme.

As correlações baseadas na superposição de efeitos consideram a possibilidade de ocorrência simultânea dos efeitos convectivos e de ebulição nucleada. Os padrões de escoamento que, potencialmente, apresentariam as condições físicas para a superposição de efeitos são: bolhas, pistonado e sua transição para os padrões anular e estratificado. Deve-se reconhecer, no entanto, que as correlações foram propostas ou desenvolvidas por meio de ajuste a dados experimentais. Por outro lado, a ocorrência da ebulição nucleada tem sido constatada ou proposta, não como resultado de observações físicas diretas, mas da análise de resultados experimentais nos quais se verifica uma dependência do fluxo de calor. Assim, resultaram várias correlações das quais se destacam a de Chen (1966) e as que utilizam o método de Kutateladze (1961), ou modelo assintótico, que propõe uma superposição não-linear de efeitos.

Observa-se, nas correlações pertencentes ao segundo grupo, que os efeitos convectivos e de ebulição nucleada são, de forma geral, relacionados pelos fatores de intensificação F , e de supressão, de bolhas ou da ebulição nucleada, S . Tais fatores apresentam certas nuances, relacionadas ao modelo físico proposto e, eventualmente, a uma necessidade de correlacionar os dados experimentais. De forma geral, envolvem

parâmetros adimensionais tais como o parâmetro de Martinelli, X , o número de ebulição, Bo , ou mesmo o número de Froude, Fr .

As correlações empíricas foram obtidas para vários fluidos refrigerantes e condições operacionais. As correlações mais representativas e de maior alcance desse grupo são: a de Shah (1982), a de Kandlikar (1990) e a de Bandarra Filho (1997). Os resultados fornecidos por essas correlações podem diferenciar-se significativamente daqueles obtidos com as correlações do segundo grupo, dependendo das condições operacionais.

Uma comparação entre as correlações dos três grupos, realizada por Bandarra Filho (1997), mostra resultados significativamente distintos, sendo possível verificar desvios da ordem de 133%, em média entre elas, quando comparadas aos resultados experimentais obtidos para o escoamento do fluido R-134a em tubo de 12,7 mm de diâmetro, $T_{sat} = 5^{\circ}\text{C}$, $G = 200 \text{ kg/s.m}^2$ e $q'' = 15 \text{ kW/m}^2$. Isso demonstra a dependência entre distintas correlações e as condições operacionais para as quais foram desenvolvidas, evidenciando que ainda não há um padrão de correlação ideal para o cálculo do coeficiente de transferência de calor bifásico.

Recentemente, Bandarra Filho (2002) propôs correlações para o coeficiente de transferência de calor em ebulição convectiva no interior de tubos horizontais lisos, para as seguintes condições:

- i. velocidades mássicas reduzidas, $G < 200 \text{ kg/s.m}^2$;
- ii. velocidades mássicas elevadas, $G \geq 200 \text{ kg/s.m}^2$.

Tal divisão evidencia uma mudança do regime de escoamento, exigindo uma mudança dos grupos adimensionais dominantes.

Os ensaios envolvendo tubos lisos foram realizados utilizando os fluidos R-134a e R-22, temperatura de evaporação 5°C , velocidades mássicas de 25 a 500 kg/s.m^2 , fluxos de calor de 5 e 10 kW/m^2 e diâmetros de tubos de 7,0 ; 7,93 ; 9,52 e 17,4 mm.

Para velocidades mássicas elevadas, Bandarra Filho (2002) propôs uma correlação nos mesmos moldes daquela de Bandarra Filho (1997), caracterizada por corrigir a forma geral das correlações estritamente convectivas, incorporando um parâmetro adimensional que leva em consideração os efeitos relativos à ebulição nucleada, com o objetivo de correlacionar os resultados experimentais na região de títulos reduzidos. Dessa forma, o parâmetro adimensional escolhido foi o número de ebulição $Bo = [q''/G i_{lv}]$, em que q'' é

o fluxo específico de calor e i_{lv} é calor latente de vaporização. Assim, a correlação é dada por,

$$\frac{h_b}{h_l} = 1 + 20 X_{tt}^{-0,66} Bo^{0,23} \quad \text{para } G \geq 200 \text{ kg/s.m}^2 \quad (3.60)$$

na qual h_b é o coeficiente de transferência de calor para escoamentos bifásicos, h_l é o coeficiente de transferência de calor para o escoamento monofásico do líquido da mistura calculado pela correlação de Dittus e Boelter (1930) e X_{tt} é o parâmetro de Martinelli, calculado pela Eq. (3.23). A Eq. (3.60) apresenta um coeficiente de correlação de 92% e um desvio médio absoluto de 15% em relação aos dados experimentais.

Para a determinação de uma correlação para velocidades mássicas reduzidas, Bandarra Filho (2002) realizou uma análise dimensional, envolvendo variáveis e propriedades físicas que caracterizem o processo de transferência de calor em escoamentos bifásicos, com o objetivo de levantar os principais grupos adimensionais. Foi constatado que os parâmetros adimensionais tradicionais como: o parâmetro de Martinelli, o número de ebulição, o número de Froude, entre outros, não eram capazes de correlacionar dados experimentais para escoamentos em velocidades mássicas reduzidas, $G < 200 \text{ kg/s.m}^2$. Dessa forma, Bandarra Filho (2002), propôs o número adimensional Bj , que considera o fluxo de calor aplicado à parede do tubo, já que para essa faixa de velocidades mássicas o regime de escoamento predominante é o estratificado, no qual os efeitos de ebulição nucleada, associados ao fluxo de calor, são verificados em toda a faixa de títulos. Tal número adimensional é dado por,

$$Bj = \frac{q'' D}{k_l T_{sat}} \quad (3.61)$$

na qual k_l é condutividade térmica do líquido e T_{sat} é a temperatura absoluta de saturação, K.

Utilizando o parâmetro Bj e o número de Froude relativo à fase líquido, Fr_l , Bandarra Filho (2002) propôs a seguinte correlação,

$$\frac{h_b}{h_l} = 1 + 0,74 Bj^{\frac{2}{3}} Fr_l^{-\frac{1}{3}} \quad \text{para } G < 200 \text{ kg/s.m}^2 \quad (3.62)$$

a qual apresentou um coeficiente de correlação de 98,9% e um desvio médio absoluto de 5,9% em relação aos dados experimentais.

Seguindo o mesmo procedimento utilizado no desenvolvimento da correlação para o coeficiente de transferência de calor em tubos lisos, especialmente, para velocidades mássicas elevadas, Bandarra Filho (2002) propôs uma correlação para o coeficiente de transferência de calor em tubos microaletados. Como nos tubos microaletados o padrão preponderante é semelhante ao anular em tubos lisos, a correlação proposta apresenta o mesmo formato daquela mostrada na Eq. (3.60), tendo sido otimizados os coeficientes e os expoentes para obter o menor desvio. Nessas condições a correlação proposta é dada por,

$$\frac{h_b}{h_l} = 1 + 345 X_{tt}^{-0,68} Bo^{0,44} \quad (3.63)$$

Os tubos e as condições de ensaio para os tubos microaletados são os mesmos utilizados para a perda de pressão (vide Tabela 3.2).

Deve-se destacar que a correlação para tubos microaletados proposta por Bandarra Filho (2002) não incorpora os efeitos da geometria (ângulo de hélice, número de microaletas e outros), o que tornaria a correlação mais complexa. Dessa forma, essa correlação simplesmente, ajusta-se aos dados experimentais apresentando um desvio médio absoluto de 18%. Entretanto, procedimentos nos quais as correlações são desenvolvidas tendo como base o regime de escoamento predominante no interior do tubo, tem-se mostrado mais eficazes do que aquelas que, simplesmente, admitem uma superposição de efeitos ou são estritamente convectivas. Nesse sentido, a compreensão dos mecanismos físicos inerentes a cada padrão de escoamento se faz necessária para o levantamento de parâmetros adimensionais que possam correlacionar adequadamente dados experimentais do coeficiente de transferência de calor.

Como pode ser observado, para a determinação tanto da perda de pressão quanto do coeficiente de transferência de calor em escoamentos bifásicos, há a necessidade de uma abordagem fenomenológica do problema, possível somente com a modelagem de cada padrão de escoamento, na qual o levantamento dos parâmetros físicos inerentes a cada um pode ser realizado.

4

MODELOS ANALÍTICOS

Neste capítulo serão abordados os principais modelos analíticos utilizados na análise dos escoamentos anular e estratificado. Entretanto, primeiramente é necessário descrever alguns aspectos gerais na elaboração de um modelo para escoamentos bifásicos.

A análise dos escoamentos bifásicos segue, de maneira geral, os métodos tradicionais da mecânica do contínuo, como mostrado na Fig. 4.1. Dessa forma, teoricamente é possível equacionar o escoamento bifásico em termos de variáveis locais e instantâneas subdividindo-o em regiões monofásicas de fronteiras móveis, nas quais um balanço diferencial utilizando as equações de campo é realizado, gerando um sistema de equações diferenciais que é solucionado aplicando-se as condições interfaciais de contorno apropriadas.

Entretanto, o balanço aplicado a cada sub-região não pode ser aplicado ao conjunto dessas sub-regiões sem violar as condições de continuidade, pois na mecânica do contínuo as teorias de campo são construídas com base no balanço integral de massa, quantidade de movimento e energia nos quais as variáveis na região de integração são contínuas, diferenciáveis e o Jacobiano entre as coordenadas materiais e espaciais existe. Dessa forma, um balanço diferencial particular deve ser utilizado nas interfaces a fim de considerar as descontinuidades das variáveis nessa região (condições de salto).

Do ponto de vista físico, as dificuldades são encontradas na obtenção das equações de campo e equações constitutivas apropriadas para os sistemas bifásicos, em razão da

presença das interfaces e do fato de que tanto as características permanentes como as transientes desses sistemas dependem da estrutura do escoamento.

Por exemplo, as características permanentes e transientes dos escoamentos dispersos dependem da dinâmica das partículas sólidas, das bolhas ou gotas interagindo umas com as outras e com a fase contínua. Já para escoamentos separados estas características dependem da estrutura e dinâmica da interface.

Figura 4.1- Diagrama do procedimento para a solução de um problema físico, Ishii (1975).

Para se determinar a interação das partículas e a dinâmica da interface é necessário primeiro descrever as propriedades locais do escoamento e então obter a descrição macroscópica aplicando-se procedimentos de média adequados. Assim, para escoamentos dispersos é necessária a determinação das taxas de nucleação, de evaporação ou condensação, do movimento e desintegração das bolhas, bem como do processo de colisão e coalescência. Para escoamentos separados é necessária a determinação das taxas de transferência de massa, de quantidade de movimento e de calor na interface.

Nesse sentido, a formulação local e instantânea cria na maioria dos casos práticos dificuldades matemáticas insuperáveis. Isso porquê, a existência de interfaces que se movimentam e se deformam de maneira aleatória, e as flutuações das variáveis devido à turbulência, geram um complicado acoplamento entre as equações de campo de cada fase e as condições interfaciais e introduzem características estatísticas originadas das instabilidades das equações de Navier-Stokes e das ondas existentes na interface. Assim, a aplicação de procedimentos de média representa uma estratégia eficiente para se eliminar

as flutuações locais e instantâneas e propor uma formulação baseada na média.

Os procedimentos de média podem ser considerados, então, como um filtro passa-baixa, o qual exclui sinais de alta frequência indesejados, característicos das flutuações locais e instantâneas. Porém, é importante notar que as propriedades estatísticas dessas flutuações, as quais influenciam o processo macroscópico, devem se mantidas na formulação baseada na média.

A aplicação dos procedimentos de média na análise dos escoamentos bifásicos pode ser dividida em duas categorias:

- ▶ Para definir propriedades médias e então correlacionar resultados experimentais ;
- ▶ Para obter equações de campo e equações constitutivas, as quais são utilizadas para descrever o comportamento macroscópico do escoamento.

Dependendo dos conceitos físicos utilizados para formular um problema termo-mecânico, os procedimentos de média podem ser classificados em três grupos principais:

- ▶ Média Euleriana ;
- ▶ Média Lagrangeana ;
- ▶ Média Estatística de Boltzmann.

Dentre esses procedimentos de média, o Euleriano é o mais utilizado na mecânica do contínuo, pois as observações físicas e os instrumentos de medida estão intimamente relacionados à descrição temporal e espacial representada por esse procedimento. Entretanto, quando uma partícula de um dado fluido pode ser identificada e acompanhada, como no caso de uma bolha ou de uma gota, a média Lagrangeana é recomendada.

Já a média estatística de Boltzmann é utilizada em escoamentos bifásicos altamente dispersos, nos quais uma função de densidade de partícula é considerada e então uma equação de Boltzmann é obtida. Dessa forma, modelos obtidos utilizando-se a média estatística de Boltzmann são dependentes das hipóteses sobre a distribuição e a interação das partículas, de forma que os resultados não podem ser considerados gerais.

Apesar das dificuldades na formulação matemática, a modelagem dos escoamentos bifásicos líquido-vapor apresentou um avanço significativo nas últimas décadas, Lahey e Drew (1990). Entretanto, o desenvolvimento ou mesmo a escolha de um modelo para a análise do escoamento bifásico depende, principalmente, do grau de sofisticação desejado

e dos padrões de escoamento envolvidos, pois dependendo das condições de operação do sistema, alguns padrões de escoamento se tornam dominantes. Dessa forma, são encontrados na literatura, diversos modelos que se dedicam a um padrão de escoamento em particular. Para o caso de escoamentos em ebulição convectiva no interior de tubos, destacam-se como observado na Fig. 2.9 os padrões anular e estratificado. Dessa forma, nas próximas seções esses padrões serão discutidos.

4.1- ESCOAMENTO ANULAR

Entre os padrões mais intensamente analisados e modelados atualmente estão o anular e o estratificado devido à sua aplicação em sistemas frigoríficos (evaporadores e condensadores) e pelo fato de que esses padrões de escoamento apresentam uma estrutura de interface bem definida, facilitando sua análise. Tal fato tem estimulado o desenvolvimento de métodos mais sofisticados para se calcular a perda de pressão e a transferência de calor associados a esses padrões. Dessa forma, nesta seção serão discutidos os principais modelos para o escoamento anular.

É comum encontrar em muitas análises uma distinção entre o escoamento laminar e turbulento das fases, uma vez que os conceitos utilizados na análise dos escoamentos monofásico são, frequentemente, utilizados em escoamentos bifásicos. Entretanto, a determinação da transição entre escoamento laminar e turbulento em escoamentos bifásicos ainda não está bem caracterizada. Muitos autores adotam como a transição em escoamentos bifásicos o valor de $Re = 2000$, tanto para o gás como para o líquido, embora na maioria dos casos esse valor é escolhido em função das correlações utilizadas e não de uma análise fenomenológica do escoamento.

Segundo Hurlburt e Newell (1999), por exemplo, a transição no escoamento do líquido ocorreria para números de Reynolds inferiores a 240 em razão da interação entre o filme de líquido e o gás. Dessa forma, na maioria dos casos de interesse, o escoamento de ambas as fases é considerado turbulento e há uma quantidade substancial de líquido disperso como gotas no vapor, pois a velocidade do vapor é suficientemente elevada para iniciar a formação de ondas interfaciais e promover a dispersão de líquido (*entrainment*).

A análise do processo de geração de gotas e do seu comportamento enquanto são transportadas pelo vapor são parâmetros fundamentais no desenvolvimento de modelos

hidrodinâmicos e térmicos para o escoamento anular. Entretanto, os primeiros modelos para esse escoamento foram desenvolvidos admitindo escoamento anular “ideal”, ou seja, aquele no qual as fases líquida e vapor estão totalmente segregadas e a interface líquido-vapor é lisa. Apesar desse escoamento raramente ocorrer na prática, o desenvolvimento de modelos baseados nesse tipo de escoamento é útil, pois permite introduzir conceitos básicos, tais como a relação entre a perda de pressão, a espessura e a vazão do filme de líquido, conhecida como relação triangular.

No desenvolvimento de modelos dedicados à análise do escoamento anular “ideal” em tubos verticais, ou mesmo horizontais, algumas das hipóteses, geralmente consideradas, são:

- 1) Escoamento em regime permanente ;
- 2) Pressão uniforme na seção transversal ;
- 3) O líquido escoar em uma película de espessura uniforme ;
- 4) A interface líquido-vapor é considerada lisa.
- 5) Não há dispersão de líquido no núcleo de vapor ;
- 6) Não há efeitos da ebulição nucleada.

Embora a hipótese (4), na maioria dos casos, não se verifique, os efeitos da interface ondulada sobre a transferência de calor e a perda de pressão são, frequentemente, desprezados ou tratados empiricamente modificando-se o modelo de interface lisa. Outra hipótese que também merece uma análise mais criteriosa é a (3), pois, para escoamentos horizontais o filme de líquido pode apresentar espessura uniforme somente para determinadas condições de operação, tais como velocidades mássicas elevadas e/ou diâmetros de tubos reduzidos.

Um dos primeiros modelos analíticos propostos na literatura para o escoamento anular “ideal” é aquele de Hewitt e Hall-Taylor (1970), baseado no modelo de escoamento de fases separadas, no qual as equações da conservação da massa, da quantidade de movimento e da energia são aplicadas às fases, para se obter a espessura da película de líquido, a perda de pressão e o coeficiente de transferência de calor. No modelo de Hewitt e Hall-Taylor (1970), inicialmente considera-se o escoamento anular em um tubo vertical, como mostrado na Fig. 4.2, no qual é realizado um balanço de quantidade de movimento

no vapor, dado por,

$$\tau_i = -\frac{r_i}{2} \left\{ \frac{dP}{dz} + \left(\frac{R}{r_i} \right)^2 \frac{d}{dz} \left[G^2 \left(\frac{R}{r_i} \right)^2 \frac{x^2}{\rho_v} \right] + g\rho_v \right\} \quad (4.1)$$

na qual τ_i é a tensão de cisalhamento na interface líquido-vapor e os termos entre chaves são: a perda de pressão, os efeitos de aceleração e os efeitos gravitacionais.

Figura 4.2- Escoamento anular em um elemento de tubo vertical.

Sabendo que a fração de vazio é expressa por $\alpha = (r_i/R)^2$ e expandindo a derivada em z , o termo de aceleração pode ser escrito da seguinte forma:

$$\left(\frac{1}{\alpha} \right) \frac{d}{dz} \left[\frac{(Gx)^2}{\alpha \rho_v} \right] = \frac{2G^2 x}{\rho_v \alpha^2} \left(\frac{dx}{dz} \right) \left[1 - \frac{x}{2\alpha} \left(\frac{d\alpha}{dx} \right) \right] \quad (4.2)$$

Para a maioria das aplicações práticas o termo $(x/2\alpha)(d\alpha/dx)$ é muito pequeno quando comparado a 1. Tal fato pode ser verificado na Fig. 4.3 que apresenta o comportamento deste termo em função do título, utilizando a correlação de Zivi (1964) para o cálculo de α , o fluido refrigerante R-134a e $T_{sat} = 5^\circ\text{C}$. Nesta figura, observa-se que para $0,1 \leq x \leq 0,9$ o termo $(x/2\alpha)(d\alpha/dx)$ assume valores inferiores a 0,02, ou seja, $(x/2\alpha)(d\alpha/dx) \ll 1$.

Figura 4.3- Comportamento do termo $(x/2\alpha)(d\alpha/dx)$ da Eq. (4.2) em função do título, avaliado utilizando-se a correlação de Zivi para o fluido refrigerante R-134a e $T_{sat} = 5^{\circ}\text{C}$.

Dessa forma a Eq. (4.1) pode ser escrita como,

$$\frac{dP}{dz} = -\frac{2\tau_i}{r_i} - \frac{2xG^2}{\alpha^2\rho_v} \left(\frac{dx}{dz} \right) - g\rho_v \quad (4.3)$$

Realizando, agora, um balanço de quantidade de movimento no filme de líquido, em que se desprezam os efeitos de inércia, tem-se que,

$$\tau(r) = \tau_i \left(\frac{r_i}{r} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{dP}{dz} + g\rho_l \right) \left(\frac{r_i^2 - r^2}{r} \right) \quad (4.4)$$

Utilizando a Eq. (4.4) e considerando o escoamento laminar, ou seja,

$$\Rightarrow \tau(r) = \mu_l \frac{du_l}{dy};$$

$$\Rightarrow u_l = 0 \Rightarrow y = 0,$$

uma expressão analítica para o perfil de velocidades pode ser obtida. Da geometria cilíndrica resulta,

$$\frac{r_i}{r} = \frac{(D/2) - \delta}{(D/2) - y} \quad (4.5)$$

na qual y é a distância medida a partir da parede do tubo (vide Fig. 4.2).

Para o escoamento monofásico turbulento a relação da tensão de cisalhamento é dada

por,

$$\frac{du}{dy} = \frac{\tau}{\mu_l + \rho_l \epsilon_m} \quad (4.6)$$

dessa forma, a Eq. (4.4) pode ser rearranjada, obtendo-se,

$$\begin{aligned} \frac{du}{dy} = & \frac{\tau_i}{\mu_l + \rho_l \epsilon_m} \left(\frac{(D/2) - \delta}{(D/2) - y} \right) \\ & + \frac{1}{2} \left(\frac{dP}{dz} + \rho_l g \right) \left(\frac{(D/2) - y}{\mu_l + \rho_l \epsilon_m} \right) \left[\left(\frac{(D/2) - \delta}{(D/2) - y} \right)^2 - 1 \right] \end{aligned} \quad (4.7)$$

na qual ϵ_m é difusividade turbilhonar de quantidade de movimento.

Aplicando a conservação da massa para o filme de líquido tem-se,

$$\left(\frac{D}{4} \right) G(1 - x) = \rho_l \int_0^\delta u \left(1 - \frac{y}{R} \right) dy \quad (4.8)$$

na qual o termo $[1 - (y/R)]$ representa o efeito de curvatura, que em algumas abordagens é desprezado, ou seja, $(y/R) = 0$.

Aplicando a conservação da energia e admitindo que todo calor fornecido ao líquido é utilizado na mudança de fase, ou seja, desprezando-se o calor sensível, têm-se,

$$\frac{dx}{dz} = \frac{4 q''}{GD i_{lv}} \quad (4.9)$$

As condições de contorno para o filme de líquido são,

$$\begin{aligned} (1) \quad y = 0 & \quad \Rightarrow \quad u = 0 \\ (2) \quad y = \delta & \quad \Rightarrow \quad \frac{du}{dy} = \frac{\tau_i}{\mu_l + \epsilon_m \rho_l} \end{aligned} \quad (4.10)$$

A condição de contorno (1) é automaticamente satisfeita pela Eq. (4.7). Assim, a condição de contorno (2) é utilizada na equação diferencial de 1ª ordem para a velocidade, u . Dessa forma, para valores especificados de q'' , G , x , D e conhecidas as propriedades do fluido, a Eq. (4.7), com a condição de contorno (1), pode ser resolvida obtendo-se o perfil de velocidades no filme de líquido, desde que relações para a determinação de (dP/dz) , τ_i , ϵ_m e δ estejam disponíveis. Entretanto, existem somente duas relações adicionais: Eq. (4.3) e Eq. (4.8), uma vez que a Eq. (4.3) requer o uso da Eq. (4.9) para avaliar o termo

(dx/dz). Assim, o sistema de equações requer a utilização de mais duas relações, uma para τ_i e outra para ε_m .

A tensão de cisalhamento na interface é determinada por meio de um balanço de forças no núcleo de vapor e pela equação da perda de pressão devido ao atrito para o escoamento horizontal turbulento, dadas por,

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_F = \frac{4 \tau_i}{D_v} \quad (4.11)$$

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_F = 2 f_i \frac{\rho_v u_v^2}{D_v} \quad (4.12)$$

na qual f_i é o fator de atrito interfacial, u_v é a velocidade média do vapor e D_v é o diâmetro do núcleo de vapor.

Assim, combinando a Eq. (4.11) com a Eq. (4.12) e substituindo-se a equação para a velocidade média do vapor, Eq. (2.6), a tensão de cisalhamento na interface é dada por,

$$\tau_i = \frac{f_i G^2 x^2}{2 \rho_v \alpha^2} \quad (4.13)$$

Em geral, o fator de atrito na interface é uma função da fração de vazio, do título, da velocidade mássica da mistura e do diâmetro do tubo. Já a difusividade turbilhonar de quantidade de movimento, ε_m , para o filme de líquido é, tradicionalmente, avaliada utilizando-se as correlações obtidas para o escoamento monofásico turbulento no interior de tubos. De posse das relações para f_i e ε_m , o sistema de equações pode ser resolvido de acordo com os seguintes passos, Carey (1992):

1. Estimar um valor para a espessura do filme de líquido (δ);
2. Utilizar a relação para f_i e obter τ_i da Eq. (4.13);
3. Utilizar a Eq. (4.3) e a Eq. (4.9) para obter (dP/dz);
4. Utilizar a relação para ε_m e integrar numericamente a Eq. (4.7), com a condição de contorno (1) da Eq. (4.10), obtendo-se o perfil de velocidades no filme de líquido.
5. Calcular numericamente a integral da Eq. (4.8) e verificar a igualdade. Se a igualdade for satisfeita a solução é obtida. Se a igualdade não for satisfeita, um novo valor de δ deve ser estimado e o processo será reiniciado a partir do passo (2).

O modelo descrito acima não considera a dispersão de líquido no núcleo de vapor, a qual ocorre na maioria dos casos práticos. Dessa forma, a inclusão dos efeitos da dispersão de líquido serão agora considerados por meio da aplicação, na forma modificada do modelo de fases separadas, segundo o qual a mistura é constituída de três escoamentos “separados”: (1) do líquido junto à parede do tubo, (2) do vapor e (3) do líquido disperso no vapor.

O efeito da dispersão de líquido na perda de pressão em escoamentos bifásicos se manifesta no termo de aceleração, pois o líquido que se encontra disperso no vapor apresenta uma velocidade média muito superior àquela do filme de líquido junto à parede do tubo. Dessa forma, de acordo com o modelo de escoamento anular proposto por Hewitt e Hall-Taylor (1970), o termo de aceleração é dado por,

$$-\left(\frac{dP}{dz}\right)_A = \frac{d}{dz} [\alpha \rho_v u_v^2 + \beta_f \rho_l u_{fl}^2 + (1 - \alpha - \beta_f) \rho_l u_{ld}^2] \quad (4.14)$$

na qual β_f é a fração de líquido que escoar na película junto a parede, $u_v = [Gx/\alpha\rho_v]$ é a velocidade média do vapor, $u_{fl} = [G(1-x)(1-E)/(\beta_f\rho_l)]$ é a velocidade média do filme de líquido e $u_{ld} = [G(1-x)E/(1-\alpha-\beta_f)\rho_l]$ é a velocidade do líquido disperso no vapor. Substituindo as velocidades na Eq. (4.14), resulta em,

$$-\left(\frac{dP}{dz}\right)_A = G^2 \frac{d}{dz} \left[\frac{x^2}{\alpha\rho_v} + \frac{(1-E)^2(1-x)^2}{\beta_f\rho_l} + \frac{E^2(1-x)^2}{(1-\alpha-\beta_f)\rho_l} \right] \quad (4.15)$$

na qual E é a fração em massa de líquido disperso no vapor.

Assumindo que as gotas de líquido dispersas no vapor apresentam a mesma velocidade do vapor, ou seja, $u_{ld} = u_v$, a seguinte relação para β_f pode ser obtida,

$$\beta_f = 1 - \alpha - \frac{\alpha E(1-x)\rho_v}{x\rho_l} \quad (4.16)$$

Substituindo a relação de β_f na Eq. (4.15), tem-se,

$$-\left(\frac{dP}{dz}\right)_A = G^2 \frac{d}{dz} \left[\frac{x^2}{\alpha\rho_v} + \frac{(1-E)^2(1-x)^2x}{\rho_l(1-\alpha) - \rho_v\alpha E(1-x)} + \frac{E(1-x)x}{\alpha\rho_v} \right] \quad (4.17)$$

A Eq. (4.17) representa o efeito da aceleração, incorporando a contribuição da dispersão de líquido. Dessa forma, aplicando-se um balanço de quantidade de movimento para o vapor, obtém-se,

$$\begin{aligned} \frac{dP}{dz} = & -\frac{4}{D\sqrt{\tau_i}} - \frac{\rho_v g[x + E(1-x)]}{x + E(1-x)(\rho_v/\rho_l)} \\ & -G^2 \frac{d}{dz} \left[\frac{x^2}{\alpha\rho_v} + \frac{(1-E)^2(1-x)^2x}{\rho_l(1-\alpha) - \rho_v\alpha E(1-x)} + \frac{E(1-x)x}{\alpha\rho_v} \right] \end{aligned} \quad (4.18)$$

Observa-se que para $E = 0$ a Eq. (4.18) é idêntica a Eq. (4.3). Aplicando-se, novamente, a conservação da massa para o filme de líquido, incluindo a contribuição da dispersão de líquido, tem-se,

$$\left(\frac{D}{4}\right) G(1-x)(1-E) = \rho_l \int_0^\delta u \left(1 - \frac{y}{R}\right) dy \quad (4.19)$$

Nesse modelo, além das relações para τ_i e para ε_m , deve-se dispor de uma relação para E , com o objetivo de "fechar" o sistema de equações e determinar a perda de pressão, a espessura do filme de líquido e a fração de vazio. As relações para o cálculo da dispersão de líquido são geralmente empíricas.

De posse de uma relação para o cálculo da dispersão de líquido, a solução do sistema de equações pode ser realizada de acordo com os seguintes passos, Carey (1992):

1. Estimar um valor para a espessura do filme de líquido (δ);
2. Utilizar a relação para f_i e obter τ_i da Eq. (4.13);
3. Utilizar a relação para o cálculo da dispersão de líquido (E);
4. Utilizar as Eq. (4.18) e Eq. (4.9) para obter (dP/dz) ;
5. Utilizar a relação para ε_m e integrar numericamente a Eq. (4.7), com a condição de contorno (1) da Eq. (4.10), obtendo-se o perfil de velocidades no filme de líquido;
6. Calcular numericamente a integral da Eq. (4.19) e verificar a igualdade. Se a igualdade for satisfeita a solução é obtida. Se a igualdade não for satisfeita um novo valor de δ deve ser estimado e o processo será reiniciado a partir do passo (2).

Esse algoritmo é bastante similar àquele para escoamento anular sem a dispersão de líquido. Dessa forma, com as relações constitutivas para τ_i , ε_m e E apropriadas, o modelo fornece a perda de pressão, a espessura do filme de líquido e a fração de vazio, possibilitando, posteriormente, o cálculo do coeficiente de transferência de calor.

Uma vez resolvido o problema hidrodinâmico, pode-se então determinar o coeficiente de transferência de calor para o escoamento anular aplicando a equação da conservação da energia no filme de líquido, dado por,

$$u \frac{\partial T}{\partial z} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left[(\alpha_{t,l} + \epsilon_h) \frac{\partial T}{\partial y} \right] \quad (4.20)$$

na qual $\alpha_{t,l} = [k_l / (\rho_l c_{p,l})]$ é a difusividade térmica do líquido, ϵ_h é difusividade turbilhonar de calor, T é a temperatura do líquido e u e v são, respectivamente, as velocidades do líquido nas direções z e y (vide Fig. 4.2).

Os termos convectivos na Eq. (4.20) são, freqüentemente, desprezados, pois a difusão de calor através do filme de líquido é muito maior que a convecção nas direções y e z do escoamento. Dessa forma, a equação da energia é simplificada para seguinte expressão:

$$\frac{\partial}{\partial y} \left[(\alpha_{t,l} + \epsilon_h) \frac{\partial T}{\partial y} \right] = 0 \quad (4.21)$$

As condições de contorno para a solução da Eq. (4.21) são:

$$\begin{aligned} (1) \quad y = 0 &\implies \begin{cases} T = T_p \\ \epsilon_h = 0 \end{cases} \\ (2) \quad y = \delta &\implies T = T_{sat} \text{ (vapor saturado)} \end{aligned} \quad (4.22)$$

Integrando a Eq. (4.21), tem-se,

$$\frac{T_p - T_{sat}}{q_p'' / (\rho_l c_{p,l} \alpha_{t,l})} = \frac{k_l}{h} = \int_0^\delta \frac{dy}{1 + \left(\frac{Pr_l}{Pr_t} \right) \left(\frac{\epsilon_m}{\nu_l} \right)} \quad (4.23)$$

na qual h é o coeficiente de transferência de calor, q_p'' é o fluxo de calor específico aplicado à parede do tubo, $Pr_t = [\epsilon_m / \epsilon_h]$ é o número de Prandtl turbulento, Pr_l é o número de Prandtl do líquido, T_{sat} é a temperatura de saturação, admitindo-se equilíbrio termodinâmico, T_p é a temperatura da parede do tubo, k_l é a condutividade térmica do líquido e $\nu_l = [\mu_l / \rho_l]$ é a viscosidade cinemática do líquido.

De forma análoga ao problema hidrodinâmico, para a solução do problema térmico necessita-se de relações constitutivas para ϵ_h ou Pr_t . Dessa forma, um número significativo de modelos poderia ser elaborado simplesmente variando essas relações constitutivas, respeitando, evidentemente, as condições de operação do sistema e a

orientação do escoamento.

Fu e Klausner (1997) propuseram um modelo de escoamento anular “ideal”, no qual foram considerados escoamentos verticais ascendentes e descendentes e escoamentos em microgravidade. Fu e Klausner (1997) utilizaram a correlação proposta por Henstock e Hanratty (1976) para avaliar a tensão de cisalhamento na interface, as correlações de Kays (1994) para o cálculo da difusividade turbilhonar de quantidade de movimento e do número de Prandtl turbulento e a correlação de Zuber e Findlay (1965) para avaliar a dispersão de líquido. Os resultados fornecidos pelo modelo foram comparados com os resultados experimentais obtidos para água, misturas adiabáticas de ar e água, n-butanol e para alguns fluidos refrigerantes (R-11, R-12, R-114, R-113, R-22), velocidades mássicas de 32 a 4677 kg/s.m², diâmetros de tubos de 4,6 a 31,75 mm, fluxos de calor de 0 a 580 kW/m² e temperaturas de saturação de 25 a 156 °C. Os resultados experimentais utilizados foram aqueles fornecidos pelo mapa de escoamentos de Hewitt (1969) apud Fu e Klausner (1997), aplicado na identificação do padrão de escoamento anular.

Inicialmente o modelo de Fu e Klausner (1997) foi calibrado ajustando-se as constantes empíricas hidrodinâmicas por meio da comparação dos resultados de perda de pressão experimental e calculada. Uma vez otimizado, o modelo foi utilizado no cálculo da perda de pressão para escoamentos verticais ascendentes e descendentes de R-11, R-114 e ar-água apresentando um erro médio de $\pm 25\%$. Para escoamentos em microgravidade de R-12 em um tubo de 10,5 mm o erro médio foi de $\pm 25\%$. Observou-se que os resultados para fluidos refrigerantes se adequam melhor aos resultados experimentais.

O último passo foi calibrar o modelo ajustando as constantes empíricas térmicas, por meio da comparação dos resultados do coeficiente de transferência de calor experimental e o calculado. Dessa forma, os resultados do modelo para escoamentos verticais ascendentes e descendentes foram comparados com os experimentais obtidos para a água e alguns fluidos refrigerantes obtendo-se um erro médio de $\pm 25\%$, melhor do que aquele fornecido pelas correlações de Gungor e Winterton, Kandlikar e Steiner e Taborek apud Bandarra Filho (1997). Os resultados experimentais disponíveis para escoamentos em microgravidade não proporcionaram informações suficientes para uma comparação com o modelo.

Como observado, para descrever o comportamento de algumas variáveis associadas

ao filme de líquido, os modelos para o escoamento anular utilizam as relações obtidas para o escoamento monofásico turbulento. Nesse sentido, Hewitt e Hall-Taylor (1970) mostraram que as teorias para o escoamento monofásico propiciam resultados satisfatórios para o cálculo da espessura e da vazão do filme de líquido. Assim, muitos autores consideram o perfil universal de velocidades no interior do filme de líquido, simplificando consideravelmente os modelos.

O perfil universal de velocidades ou perfil de von Kármán, com o gradiente de velocidades e a difusividade turbilhonar de quantidade de movimento, se dividem-se em três regiões: (1) subcamada viscosa, (2) região de amortecimento e (3) região logarítmica e são dados por,

$$\begin{aligned}
 (1) & \left\{ \begin{array}{l} u^+ = y^+ \\ \frac{du^+}{dy^+} = 1 \\ \epsilon_m^+ = 0 \end{array} \right. \quad y^+ \leq 5 \\
 (2) & \left\{ \begin{array}{l} u^+ = 5 \ln(y^+) + 3,05 \\ \frac{du^+}{dy^+} = \frac{5}{y^+} \\ \epsilon_m^+ = \frac{y^+}{5} - 1 \end{array} \right. \quad 5 < y^+ < 30 \\
 (3) & \left\{ \begin{array}{l} u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + B \\ \frac{du^+}{dy^+} = \frac{2,5}{y^+} \\ \epsilon_m^+ = \frac{y^+}{2,5} - 1 \end{array} \right. \quad y^+ \geq 30
 \end{aligned} \tag{4.24}$$

na qual $\kappa = 0,4$ e $B = 5,5$, $y^+ = [yu^*/\nu_l]$ é a coordenada y na forma adimensional, $u^+ = [u/u^*]$ é a velocidade adimensional e $\epsilon_m^+ = [\epsilon_m/\nu_l]$ é a difusividade turbilhonar adimensional de quantidade de movimento.

A velocidade de cisalhamento é definida como,

$$u^* = \sqrt{\frac{\tau_i}{\rho_l}} \tag{4.25}$$

Na introdução das teorias de turbulência em escoamentos bifásicos é útil considerar o caso no qual a tensão de cisalhamento no filme de líquido é constante, pois na maioria dos

casos, a espessura do filme de líquido é pequena e a tensão de cisalhamento na interface é muito superior em comparação com as forças exercidas pelo gradiente de pressão e pela gravidade, Eq. (4.4). Dessa forma, o perfil universal de velocidades obtido para o escoamento monofásico turbulento pode ser utilizado diretamente. Assim, um balanço de forças no filme de líquido, desprezando os efeitos de curvatura proporciona, Hewitt e Hall-Taylor (1970),

$$\tau(y) \approx \tau_i \approx \text{const} \quad (4.26)$$

Desta forma, a vazão em massa no filme de líquido na forma adimensional $\dot{m}_{fl}^+ = [\dot{m}_{fl}/(\pi D \mu_l)]$ é dada por,

$$\dot{m}_{fl}^+ = \int_0^{\delta^+} u^+ dy^+ \quad (4.27)$$

na qual $\delta^+ = [\delta u^*/\nu_l]$ é a espessura adimensional do filme de líquido.

Introduzindo o perfil universal de velocidades na Eq. (4.27) e integrando desde a parede do tubo, obtêm-se,

$$\left\{ \begin{array}{ll} \dot{m}_{fl}^+ = 0,5(\delta^+)^2 & \Rightarrow 0 < y^+ \leq 5 \\ \dot{m}_{fl}^+ = 12,45 - 8,05\delta^+ + 5\delta^+ \ln(\delta^+) & \Rightarrow 5 < y^+ < 30 \\ \dot{m}_{fl}^+ = -214 - 8\delta^+ + 2,5\delta^+ \ln(\delta^+) & \Rightarrow y^+ \geq 30 \end{array} \right. \quad (4.28)$$

A Eq. (4.26), a Eq. (4.25) e a Eq. (4.28) fornecem uma relação entre a vazão em massa do filme de líquido, a espessura e a tensão de cisalhamento na interface. Tal relação é chamada de “relação triangular”, na qual conhecendo-se dois parâmetros o terceiro pode ser determinado. Entretanto, em muitas análises a tensão de cisalhamento na interface é substituída pelo gradiente de pressão calculado pelo balanço de forças que atuam no vapor, dado por,

$$\frac{dP}{dz} = \frac{4\tau_i}{D - 2\delta} \quad (4.29)$$

A utilização da “relação triangular” pode fornecer resultados que apresentam desvios em torno de 20%, Whalley (1987), já que este tipo relação é desenvolvida admitindo-

se o perfil de velocidades obtido para o escoamento monofásico e o filme de líquido é considerado liso, ou seja, sem a presença de ondas interfaciais.

O desenvolvimento de expressões para a transferência de calor turbulento no filme de líquido é análogo àquele do problema hidrodinâmico. Dessa forma, análises unidimensionais que utilizam o perfil universal de velocidades e a analogia de Reynolds entre quantidade de movimento e transferência de calor tem sido utilizadas por diversos autores.

A partir da Eq. (4.21) e da Eq. (4.22) a transferência de calor em escoamento turbulento na forma adimensional é dada por,

$$\frac{q''}{q_p''} = \left[\frac{1}{\text{Pr}_l} + \left(\frac{1}{\text{Pr}_t} \right) \left(\frac{\epsilon_m}{\nu_l} \right) \right] \frac{dT^+}{dy^+} \quad (4.30)$$

na qual $q_p'' = [h(T_p - T_{sat})]$ é o fluxo de calor aplicado na parede do tubo e T^+ é temperatura adimensional dada por,

$$T^+ = \left[\frac{\rho_l c_{p,l} u^* (T_p - T)}{q_p''} \right] \quad (4.31)$$

sendo o fluxo de calor através do filme de líquido, q'' , dado por,

$$q'' = -(\alpha_{t,l} + \epsilon_h) \frac{dT}{dy} \quad (4.32)$$

Dessa forma, o coeficiente de transferência de calor, h , é definido por,

$$h = \frac{\rho_l c_{p,l} u^*}{T^+} \quad (4.33)$$

na qual,

$$T^+ = \int_0^{\delta^+} \left[\frac{\left(\frac{q''}{q_p''} \right)}{\left[\frac{1}{\text{Pr}_l} + \left(\frac{1}{\text{Pr}_t} \right) \left(\frac{\epsilon_m}{\nu_l} \right) \right]} \right] dy^+ \quad (4.34)$$

na qual T^+ representa a temperatura média do filme de líquido e o termo q''/q_p'' representa o efeito de curvatura, que para o caso de $(dT/dy) = \text{const}$, é representado por,

$$\frac{q''}{q_p''} = \frac{A_p}{A(r)} = \frac{R}{r} = \frac{R}{R-y} = \frac{1}{1 - \left(\frac{y^+}{R^+} \right)} \quad (4.35)$$

na qual $A_p = \pi D dz$ é a área longitudinal da parede do tubo para $y = 0$, $A(r)$ é a área longitudinal do filme de líquido a uma distância r do centro do tubo (vide Fig. 4.2) e $R^+ = [Ru^*/\nu_l]$ é o raio do tubo adimensional.

Como a espessura do filme de líquido é muito pequena os efeitos de curvatura podem ser desprezados, tornando o fluxo de calor através do filme de líquido igual ao fluxo de calor aplicado na parede do tubo, ou seja, $q'' = q_p''$ e, considerando que o número de Prandtl turbulento é igual a 1, ou seja, $\epsilon_m = \epsilon_h$ a Eq. (4.30) se reduz a,

$$1 = \left[\left(\frac{1}{\text{Pr}_l} \right) + \left(\frac{\epsilon_m}{\nu_l} \right) \right] \frac{dT^+}{dy^+} \quad (4.36)$$

Introduzindo a difusividade turbilhonar de quantidade de movimento, Eq. (4.24), na Eq. (4.36) e integrando de 0 a y^+ , obtêm-se,

$$\begin{cases} (1) & T^+ = \text{Pr}_l y^+ & y^+ \geq 5 \\ (2) & T^+ = 5 \left\{ \text{Pr}_l + \ln \left[1 + \text{Pr}_l \left(\frac{y^+}{5} - 1 \right) \right] \right\} & 5 < y^+ < 30 \\ (3) & T^+ = 2,5 \ln \left[\frac{y^+}{30} \right] + 5 [\text{Pr}_l + \ln (1 + 5 \text{Pr}_l)] & y^+ \geq 30 \end{cases} \quad (4.37)$$

Na qual para $y^+ = \delta^+ \Rightarrow T^+ = T_i^+$, que introduzida na Eq. (4.33) possibilita o cálculo do coeficiente de transferência de calor.

Hurlburt e Newell (1999) propuseram um modelo de escoamento anular baseado no perfil universal de velocidades, que explora a condensação de fluidos refrigerantes no interior de tubos horizontais. Os principais parâmetros calculados são: a fração de vazio, a perda de pressão e o coeficiente de transferência de calor, parâmetros que determinam, respectivamente, a carga de refrigerante, a potência do sistema e a área de transferência de calor. A análise de Hurlburt e Newell (1999) difere das análises tradicionais pelo fato de que utiliza uma correlação para a tensão de cisalhamento interfacial, Asali e Hanratty (1985), em lugar de uma correlação para a fração de vazio. Hurlburt e Newell (1999) admitiram que a turbulência não é “amortecida” na região da interface líquido-vapor, ignoraram a subcamada viscosa e os efeitos das ondas interfaciais foram associados à turbulência. Foram utilizados resultados experimentais obtidos para os fluidos refrigerantes: R-11, R-12, R-22 e R-134a, velocidades mássicas de 200 a 500 kg/s.m², diâmetros de tubo de 3,14 ; 7,04 ; 7,75 e 9,58 mm e temperaturas de condensação

de 5°C, 27°C, 30°C e 45°C.

A comparação entre os resultados experimentais e aqueles calculados indica que o modelo proporciona uma boa concordância. Entretanto, os resultados revelam que o modelo subestima os valores de perda de pressão para o R-11 e superestima para o R-12 e o R-22, refletindo, provavelmente, o ajuste feito pela correlação de Asali e Hanratty (1985). A comparação dos resultados para a transferência de calor revela que o modelo funciona bem para o R-11 mas, para o R-12 e o R-22, foi observado que:

1. para títulos menores do que 70% o modelo superestima a transferência de calor para velocidades mássicas elevadas e subestima para velocidades mássicas reduzidas e ;
2. para títulos acima de 70% o modelo não é capaz de fornecer resultados confiáveis, pois, nessa região, parte do líquido se encontra dispersa no vapor, alterando a espessura do filme de líquido calculada, já que o modelo desconsidera a dispersão de líquido.

Apesar de fornecer resultados satisfatórios, o modelo de Hurlburt e Newell (1999) ainda apresenta limitações, principalmente pelo fato de não considerar diretamente, o efeito das ondas interfaciais e da dispersão de líquido. Outro ponto a ser analisado diz respeito à correlação para a tensão de cisalhamento na interface, já que ela foi originalmente obtida para misturas ar-água e foi ajustada por Hurlburt e Newell (1999) para fluidos refrigerantes. No presente trabalho o modelo de Hurlburt e Newell (1999) será utilizado como ponto de partida para a elaboração de um novo modelo para o escoamento anular.

Entretanto, observa-se que os modelos que utilizam o perfil universal de velocidades, quando aplicados às condições nas quais a superfície do filme pode ser considerada lisa, fornecem resultados confiáveis, especialmente para a perda de pressão. Já para a transferência de calor, esta análise, geralmente, superestima o valor do coeficiente de transferência de calor. Tais fatos estão, provavelmente relacionados aos modelos de Deissler, von Kármán e van Driest comumente utilizados no cálculo da difusividade turbilhonar de quantidade de movimento e à estrutura do filme de líquido, ou seja, à presença de ondas interfaciais.

Como os modelos para escoamento anular apresentados até o momento admitem que a

interface líquido-vapor é lisa, o efeito das ondas interfaciais foi desprezado, restringindo a aplicabilidade de tais modelos a uma faixa de condições de operação muito reduzida, pois a superfície do filme de líquido encontra-se, na realidade, caracterizada pela presença de ondas de diversos comprimentos e amplitudes.

Apesar da diversidade de ondas que podem ocorrer na interface líquido-vapor, dois tipos podem ser, claramente, observados em escoamentos anulares:

- ▶ *Ondas de Pequenas Escala (Ripple waves)* são ondas de pequena amplitude quando comparadas à espessura do filme e possuem comprimento de onda da ordem de milímetros. Em muitos casos a superfície do filme pode ser considerada lisa quando essas ondas estão presentes ;
- ▶ *Ondas de Grande Escala (Disturbance waves)* são ondas com amplitude de aproximadamente 5 vezes a espessura média do filme, deslocando-se com velocidades superiores à do filme ($\pm 10\%$ acima), sendo seus comprimentos, geralmente, maiores que suas amplitudes. Seus espaçamentos não são uniformes, diminuindo à medida que as vazões de líquido e de vapor aumentam ; suas frequências aumentam com a vazão de líquido, podendo sobre-passarem-se ou se fundirem, aumentando suas velocidades. Estas ondas ocorrem para determinados números de Reynolds do filme de líquido, sugerindo uma relação com a transição para a turbulência no filme, Martin e Azzopardi (1985). A presença deste tipo de onda é considerada condição necessária para a dispersão de líquido.

Nota-se então que a determinação do regime de ondas é fundamental para minimizar erros no cálculo da transferência de calor. Dessa forma, alguns autores dividem o filme de líquido em duas regiões: uma de superfície lisa e outra de superfície ondulada (efetiva). Nessas regiões, as expressões do escoamento monofásico turbulento foram modificadas para incorporar o efeito das ondas, como é o caso do modelo proposto por Dobran (1983), que comparou os resultados obtidos pelo seu modelo com resultados experimentais obtidos para escoamentos anulares verticais (ascendentes e descendente) e horizontais, obtendo melhores resultados do que os modelos anteriores. A análise dos resultados revelou a validade da hipótese de duas camadas, sendo que na camada lisa, o número de Prandtl turbulento estaria entre 0,8 e 1 e, na camada ondulada, esse valor seria da ordem de 0,5. A principal dificuldade do modelo de Dobran (1983) está relacionada à

determinação da espessura da camada lisa.

Mais recentemente, Kown, Ahn e Kim (2001) propuseram um modelo de escoamento anular para condensação de fluidos refrigerantes no interior de tubos horizontais, no qual a difusividade turbilhonar de quantidade de movimento era calculada pelo modelo de Blangetti e Schlunder (1978).

Da mesma forma que o modelo de Dobran (1983), o modelo de Kown, Ahn e Kim (2001) divide o filme de líquido em duas regiões. Entretanto, Kown, Ahn e Kim (2001) utilizaram como fronteira entre a região lisa e a ondulada o valor de $y^+ = 30$, o qual fornece bons resultados para o coeficiente de transferência de calor. Dessa forma o modelo utiliza, na região próxima à parede o modelo de van Driest e, na região próxima à interface o modelo de Levich (1962). Foram também avaliadas três correlações para o cálculo do número de Prandtl turbulento. A primeira considera $Pr_t = 0,9$, a segunda é o modelo proposto por Jischa e Rieke (1979) e a terceira é o modelo de Kays e Crawford (1980). A correlação utilizada para o cálculo da dispersão de líquido foi a de Ishii e Mishima (1989), a qual incorpora os efeitos do diâmetro do tubo e do fluido.

Os resultados experimentais foram obtidos utilizando-se o fluido refrigerante R-22, velocidades mássicas de 299,6 e 402,5 kg/s.m², pressões de condensação de 1532 e 1628 kPa e um tubo de 9,52 mm de diâmetro. Os resultados obtidos revelaram que os modelos utilizados para o cálculo da difusividade turbilhonar de quantidade de movimento e para o cálculo do número de Prandtl turbulento afetam diretamente o cálculo do coeficiente de transferência de calor e os efeitos da dispersão de líquido, constatando-se que o modelo de Blangetti e Schlunder (1978) e que o modelo de Pr_t de Kays e Crawford (1980) são os mais adequados.

Apesar das simplificações, a utilização de análises unidimensionais em escoamentos anulares tem se mostrado eficaz no cálculo da perda de pressão e do coeficiente de transferência de calor. Entretanto, modelos mais recentes empregam os recursos de CFD - *Computational Fluids Dynamics* a fim de estudar, principalmente, o comportamento das ondas interfaciais e a estrutura do filme de líquido.

Nesse sentido, Jayanti e Hewitt (1997) propuseram um modelo tridimensional para escoamento anular vertical, no qual o filme de líquido é dividido em duas regiões: substrato (lisa) e ondulada. Foram testados dois modelos para a turbulência, o modelo $k - \varepsilon$ e o

modelo $k - \varepsilon$ para números de Reynolds reduzidos, o qual proporcionou os melhores resultados.

Jayanti e Hewitt (1997) mostraram que, considerando a transferência de calor na região do substrato, separada da região ondulada, os resultados para o coeficiente de transferência de calor bifásico, em relação aos experimentais, são melhores. Isso confirma os resultados das análises unidimensionais, pois a difusividade turbulenta na região da onda é muito superior à difusividade molecular, tornando o coeficiente de transferência de calor nessa região maior do que no substrato, apesar de um filme mais espesso. Jayanti e Hewitt (1997) também constataram que o cisalhamento interfacial é responsável por apenas 10% das forças interfaciais.

Análises mais sofisticadas, como as de Jayanti e Hewitt (1997), comprovam que a melhor descrição fenomenológica do filme de líquido é aquela que o considera composto de duas regiões uma lisa e outra ondulada. Tal abordagem tem se revelado extremamente consistente, tendo como grande obstáculo na sua aplicação a determinação das espessuras da camada lisa e ondulada. Entretanto, segundo as análises de Jayanti e Hewitt (1997) e Kown, Ahn e Kim (2001), a espessura da camada lisa poderia ser estimada em $y^+ \approx 30$.

Outra questão relevante, comum a todos os modelos apresentados, é aquela relativa às equações constitutivas utilizadas. Observa-se que mesmo os modelos mais sofisticados necessitam de relações para o cálculo do fator de atrito interfacial, das difusividades turbilhonares e da dispersão de líquido. Nesse sentido, vários pesquisadores tem-se dedicado ao desenvolvimento de correlações para esses parâmetros, dentre os quais, o mais importante é o fator de atrito interfacial.

4.2- ESCOAMENTO ESTRATIFICADO

O escoamento estratificado no interior de tubos está presente em inúmeros processos industriais, tais como, os petroquímicos, caldeiras e sistemas frigoríficos. Esse escoamento horizontal caracteriza-se pela segregação das fases, líquido na parte inferior e vapor na parte superior do tubo e é classificado em estratificado ondulado ou estratificado liso dependendo da configuração da interface. Neste item, os principais modelos para o padrão de escoamento estratificado serão discutidos.

Os primeiros trabalhos envolvendo o cálculo da perda de pressão e da fração de

vazio nesses escoamentos surgiram na década de 30 e 40. Entretanto, esses trabalhos eram essencialmente empíricos e as correlações obtidas sob condições de laboratório apresentavam desvios superiores a 50% quando aplicadas às condições de projeto. Um dos trabalhos mais representativos desse período é aquele proposto por Lockhart e Martinelli (1949).

Pesquisas mais recentes têm se dedicado à elaboração de modelos analíticos, que permitem a análise específica desse padrão levando em consideração sua configuração. Em escoamentos horizontais, nos quais a segregação das fases é comum, o modelo mais representativo é aquele proposto por Taitel e Dukler (1976).

Entre os vários modelos analíticos encontrados na literatura vale destacar aqueles de Russel et al. (1974), Taitel e Dukler (1976), Cheremisinoff e Davis (1979), Hart, Hamersma e Fortuin (1989), Chen, Cai e Brill (1997) e Vlachos, Paras e Karabelas (1999). Desses trabalhos, observa-se que a maior evolução foi quanto à descrição da topologia da interface pois, enquanto os modelos mais recentes, como os de Hart, Hamersma e Fortuin (1989), Chen, Cai e Brill (1997) e Vlachos, Paras e Karabelas (1999), consideram a interface côncava os modelos de Russel et al. (1974), Taitel e Dukler (1976), Cheremisinoff e Davis (1979) propõem uma interface plana, o que restringe a aplicação desses modelos. A Fig. 4.4 mostra, esquematicamente, as diferentes formas geométricas da interface líquido-vapor encontradas na literatura.

Figura 4.4- Representação esquemática das interfaces no escoamento estratificado : (a) Interface plana ; (b) Interface com espessura do filme de líquido constante ; (c) Interface côncava.

Russel et al. (1974) propuseram um modelo de interface plana (Fig. 4.4a) para o

escoamento estratificado, considerando o escoamento do líquido laminar e escoamento do gás turbulento, tendo por objetivo o cálculo da perda de pressão e da fração de vazio. Entretanto, como hipótese simplificativa, Russel et al. (1974) admitiram que a interface representava uma fronteira sólida, visando resolver a equação da quantidade de movimento para a fase líquida analiticamente, obtendo-se, assim, uma função para a vazão volumétrica.

Dessa forma, um procedimento iterativo foi implementado e os resultados obtidos foram comparados com os resultados experimentais do escoamento, de ar-água e ar-glicerina, à pressão atmosférica, em tubos de diâmetros de 25,4; 38,1 e 50,8mm. Os resultados apresentaram boa concordância entre si, melhor que aquela obtida usando-se a correlação de Lockhart e Martinelli (1949). Entretanto, o modelo de Russel et al. (1974) deve ser analisado com cautela, pois suas comparações se restringiram a um número restrito de fluidos e a apenas uma pressão de trabalho, impossibilitando generalizações.

Cheremisinoff e Davis (1979) apresentaram um modelo no qual admitia-se escoamento turbulento de ambas as fases e uma interface plana, Fig. 4.4a, para o cálculo da perda de pressão e da fração de vazio. Os conceitos de turbulência utilizados são os mesmos aplicados ao escoamento monofásico. Nesse modelo, Cheremisinoff e Davis (1979) consideram a formação de ondas na interface, identificando três tipos de estruturas: as de pequena amplitude, de transição e de *roll waves* em função dos números de Reynolds do líquido e do gás.

Utilizando um balanço de forças na fase líquida, Cheremisinoff e Davis (1979) obtiveram a distribuição de tensão de cisalhamento no filme de líquido, além de uma relação para a tensão de cisalhamento na interface em função da perda de pressão e da tensão de cisalhamento entre o líquido e a parede do tubo. Entretanto, para filmes de líquido de espessura reduzida, essa distribuição de tensão se reduzia a $\tau = \tau_p$.

Tal aproximação foi utilizada por Cheremisinoff e Davis (1979) devido à faixa de frações de vazio analisada, 0,73 a 0,95. O perfil de velocidades no filme de líquido foi obtido a partir do modelo de Deissler para o escoamento monofásico turbulento no interior de tubos, o qual foi integrado na região de líquido, obtendo-se uma equação para a vazão em massa. Dessa forma, utilizando balanços de forças nas fases líquida e gasosa, um procedimento iterativo foi elaborado para o cálculo da perda de pressão, da fração de

vazio, das velocidades médias das fases e das tensões de cisalhamento.

Os resultados do modelo de Cheremisinoff e Davis (1979) foram comparados com os resultados experimentais obtidos para o escoamento de ar-água em tubos de 39,0 e 50,8 e 63,5 mm de diâmetro. Para ondas de pequena amplitude, o desvio entre os valores calculados e os medidos foi de 24,3% para a perda de pressão e 7,7% para a fração de vazio. Já para *roll waves*, o desvio médio foi de 26,4% para a perda de pressão e 4,6% para a fração de vazio.

A principal limitação do modelo proposto por Cheremisinoff e Davis (1979) é a sua dependência de relações empíricas para o cálculo do fator de atrito na interface pois, dependendo do regime de ondas dominante, tais expressões podem prejudicar o desempenho do modelo. Entretanto, seu desempenho foi superior ao das correlações para a fração de vazio e perda de pressão propostas por Lockhart e Martinelli (1949).

Como no trabalho de Russel et al. (1974), o modelo de Cheremisinoff e Davis (1979) apresenta resultados para um número de fluidos reduzido, além de não mencionar a pressão utilizada nos ensaios experimentais. Dessa forma, o sucesso do modelo em outras condições de operação e outros fluidos pode não ser satisfatório.

O modelo proposto por Taitel e Dukler (1976) teve como objetivo principal a determinação das transições entre os diversos padrões de escoamento, permitindo a elaboração de um mapa generalizado. Entretanto, o processo de análise da transição entre os diferentes padrões de escoamento inicia-se com a análise do escoamento estratificado, no qual admitiu-se uma interface plana (Fig. 4.4a) e o escoamento turbulento de ambas as fases. Dessa forma, realizando um balanço de quantidade movimento em ambas as fases e eliminando a perda de pressão, Taitel e Dukler (1976) obtiveram a seguinte expressão,

$$\tau_{pv} \frac{S_v}{A_v} - \tau_{pl} \frac{S_l}{A_l} + \tau_i S_i \left(\frac{1}{A_l} + \frac{1}{A_v} \right) + (\rho_l - \rho_v) g \sin \Omega = 0 \quad (4.38)$$

na qual τ_{pv} e τ_{pl} são, respectivamente, as tensões de cisalhamento entre a parede e as fases de vapor e de líquido, τ_i é a tensão de cisalhamento na interface, S_l e S_v são, respectivamente, o perímetro de tubo ocupado pelo líquido e pelo vapor, S_i é o perímetro da interface e Ω é o ângulo de inclinação do tubo (vide Fig. 2.1).

Na Eq. (4.38), as tensões de cisalhamento foram avaliadas por,

$$\tau_{pl} = f_l \frac{\rho_l u_l^2}{2}; \quad \tau_{pv} = f_v \frac{\rho_v u_v^2}{2}; \quad \tau_i = f_i \frac{\rho_v (u_v - u_i)^2}{2} \quad (4.39)$$

nas quais f_l , f_v e f_i são, respectivamente, os fatores de atrito do líquido, do vapor e da interface, avaliados por correlações típicas do escoamento monofásico e, u_l , u_v e u_i são, respectivamente, as velocidades médias do líquido, do vapor e da interface. Para simplificar o modelo o fator de atrito na interface foi considerado igual ao fator de atrito no vapor, $f_i \approx f_v$, para o padrão estratificado liso. Entretanto, tal simplificação também foi utilizada para as condições de interface ondulada. Outra simplificação foi eliminar u_i , pois $u_i \ll u_v$, de forma que a tensão de cisalhamento na interface possa ser avaliada da mesma maneira que a tensão de cisalhamento do vapor.

Adimensionalizando a Eq. (4.38), Taitel e Dukler (1976) obtiveram uma expressão em função da espessura do filme de líquido adimensional, δ_{LB}/D , do parâmetro de Martinelli, X , e do parâmetro Y (Eq. (2.16)), cuja solução pode ser obtida pela introdução da Eq. (3.23), resultando a espessura do filme de líquido, a fração de vazio e a perda de pressão. Esse modelo foi utilizado por Taitel e Dukler (1976) para a elaboração de um mapa generalizado de padrões de escoamento (vide Fig. 2.4).

A estratégia adotada por Taitel e Dukler (1976) demonstra que a utilização de modelos para escoamento estratificado não se restringe exclusivamente à determinação da fração de vazio e da perda de pressão, mas também à elaboração de mapas de padrões de escoamento.

Observa-se que os modelos apresentados até o momento, apesar de apresentarem resultados satisfatórios e muito superiores aos das correlações empíricas, consideravam a configuração da interface plana e lisa, desprezando os efeitos de curvatura e ondulação. Entretanto, a necessidade de melhor representar a interface em escoamentos estratificados tem motivado a elaboração de modelos que consideram a curvatura e o efeito das ondas, destacando-se os modelos de Hart, Hamersma e Fortuin (1989), Chen, Cai e Brill (1997), Vlachos, Paras e Karabelas (1999) e de Badie et al. (2000).

Hart, Hamersma e Fortuin (1989) propuseram um modelo para o escoamento estratificado em que o filme de líquido é considerado de espessura constante e côncavo, como mostrado pela Fig. 4.4b, além de considerar o efeito da ondulação na interface.

No modelo denominado ARS- *Apparent Rough Surface* a tensão de cisalhamento na interface é considerada como aquela exercida pelo vapor sobre uma parede rugosa. Essa rugosidade é dependente da amplitude, da frequência das ondas e das propriedades do fluido. Hart, Hamersma e Fortuin (1989) concluíram que essa rugosidade podia ser avaliada segundo a expressão: $\varepsilon = 2,3 \delta_{LB}$, a qual, provavelmente, fornece uma rugosidade maior do que aquela do filme de líquido. Entretanto, como não havia outra correlação disponível que representasse adequadamente os resultados, essa foi utilizada. Dessa forma, a correlação proposta por Eck (1973) apud Hart, Hamersma e Fortuin (1989) que incorpora a rugosidade relativa, ε/D , foi utilizada para avaliar o fator de atrito interfacial e é dada por,

$$f_i = \frac{0,0625}{\left[\log \left(\frac{15}{Re_v} + 0,269 \frac{\varepsilon}{D} \right) \right]^2} \quad (4.40)$$

Hart, Hamersma e Fortuin (1989) também obtiveram uma correlação para o cálculo da fração da superfície do tubo molhada, Θ , possibilitando o desenvolvimento de modelos que consideram o filme de líquido côncavo. Tal correlação é dada por,

$$\Theta = 0,52\alpha_l^{0,374} + 0,26Fr_{\text{mod}}^{0,58} \quad \text{para } 0 \leq \alpha_l \leq 0,06 \quad (4.41)$$

na qual Θ é a fração de parede molhada, ou seja, fração do perímetro do tubo ocupada pelo líquido, $\alpha_l = (1 - \alpha)$ é a fração de líquido e Fr_{mod} é o número de Froude modificado, dado por,

$$Fr_{\text{mod}} = \frac{\rho_l u_l^2}{(\rho_l - \rho_v) g D} \quad (4.42)$$

A Fig. 4.5 mostra o comportamento da fração de parede molhada, Eq. (4.41), em função da fração de líquido, explicitando o efeito do diâmetro e da velocidade superficial do líquido, obtido para o escoamento do fluido refrigerante R-134a a uma pressão de saturação de 350 kPa e tubos de diâmetro de 12,7 e 25,4mm.

Figura 4.5- Comportamento da fração de parede molhada em função da fração de líquido para o fluido refrigerante R-134a a uma pressão de saturação de 350 kPa: (a) Efeito do diâmetro do tubo ; (b) Efeito da velocidade superficial do líquido.

Observa-se na Fig. 4.5 que o efeito da velocidade superficial do líquido é mais pronunciado, principalmente na faixa de $0 \leq \alpha_l \leq 0,05$, na qual uma pequena variação na fração de líquido implica em uma grande variação na fração de superfície molhada, ou seja, a uma variação na curvatura da interface. Nas regiões para $\alpha_l > 0,05$ o comportamento da fração de superfície molhada é aproximadamente linear caracterizando uma curvatura de interface menor ou até mesmo plana.

Hart, Hamersma e Fortuin (1989) utilizaram em seus experimentos os fluidos: ar-água e ar-solução de etileno glicol-água, afim de avaliar a influência das propriedades do fluido sobre o modelo. Os testes foram realizados em um tubo de 51mm de diâmetro e 17 m de comprimento nas condições: temperatura de 15 a 25°C, velocidade superficial do gás entre 5 a 30 m/s e velocidade superficial do líquido entre 0,00025 a 0,08 m/s. Dessa forma, foram avaliados a fração de superfície molhada, a fração de líquido e a perda de pressão, que foram comparadas com resultados experimentais, apresentando, respectivamente, desvios de 20,7% ; 8,1% e 9,5%.

Hart, Hamersma e Fortuin (1989) também observaram o efeito da diminuição da tensão superficial sobre os parâmetros calculados, Θ , α_l e ΔP , concluindo que tal propriedade não apresenta nenhum efeito sobre a fração de líquido e sobre a fração

de superfície molhada para valores de $\Theta < 0,6$. Entretanto, a diminuição da tensão superficial ocasionou um sensível aumento na perda de pressão, provocando a transição de estratificado ondulado para anular em $\Theta \geq 0,6$.

O modelo ARS proposto por Hart, Hamersma e Fortuin (1989), apesar de considerar a curvatura do filme de líquido, ainda não foi capaz de representar adequadamente o formato geométrico da interface, pois, devido à ação das forças gravitacionais há um maior acúmulo de líquido na parte inferior do tubo. Dessa forma, Chen, Cai e Brill (1997) propuseram um modelo, denominado duplo-círculo, *double-circle*, o qual considera a variação da espessura do filme de líquido, cuja representação esquemática do filme de líquido é mostrada na Fig. 4.4c.

Chen, Cai e Brill (1997) obtiveram resultados experimentais para a perda de pressão, para a fração de líquido e para a fração de superfície molhada, utilizando o escoamento de ar-querosene a uma temperatura de 16°C e pressões de 190 e 240 kPa, em um tubo de 77,9 mm de diâmetro e 420 m de comprimento. Foram testadas as velocidades superficiais do líquido: 0,0040 ; 0,0066 ; 0,0132 ; 0,0198 ; 0,0331 e 0,0463 m/s e do vapor: 3,66 ; 4,88 ; 6,10 ; 7,32 ; 8,53 ; 9,75 ; 10,97 e 12,19 m/s. Os padrões de escoamento foram classificados de acordo com o mapa de Taitel e Dukler (1976).

Segundo Chen, Cai e Brill (1997) a geometria da interface varia de acordo com a estrutura das ondas e, conseqüentemente, com as velocidades superficiais do líquido e do vapor. Durante a sua campanha de ensaios, Chen, Cai e Brill (1997) descreveram quatro tipos de estrutura para o escoamento estratificado, mostradas esquematicamente na Fig. 4.6 e descritas como,

1. *Escoamento com Ondas 2D*: a interface é basicamente plana e sem curvatura ;
2. *Escoamento com Ondas 3D*: a interface já apresenta uma certa curvatura, devido ao efeito das ondas ;
3. *Escoamento com ondas tipo Roll Wave*: a interface já apresenta uma curvatura acentuada, ou seja, uma maior fração de parede molhada ;
4. *Escoamento com dispersão de líquido*: caracterizado pela presença de gotas de líquido dispersas no vapor. Tal escoamento precede a formação do padrão anular.

Figura 4.6- Estruturas da interface para o escoamento estratificado observadas por Chen, Cai e Brill (1997).

Chen, Cai e Brill (1997) também avaliaram e verificaram que a fração de superfície molhada, aumenta com a velocidade superficial do líquido. Entretanto, para cada velocidade superficial do líquido, há um valor mínimo da fração de superfície molhada que depende da velocidade superficial do gás. Tal dependência é menos acentuada à medida que a velocidade superficial do líquido diminui. Chen, Cai e Brill (1997) justificaram tal comportamento da seguinte maneira:

"Quando a velocidade superficial do gás é reduzida, a estrutura do escoamento estratificado é caracterizada pelo escoamento de ondas 2D e a interface é praticamente plana. Com o aumento da velocidade superficial do gás, a interface plana diminui devido ao arrasto interfacial. Esse comportamento permanece até que o regime de escoamento com ondas roll wave se estabelece. Assim, mais e mais líquido é "espalhado" pela parede do tubo aumentando a fração de superfície molhada."

Chen, Cai e Brill (1997) avaliaram a fração de superfície molhada utilizando em seu modelo a correlação proposta por Hart, Hamersma e Fortuin (1989), Eq. (4.41), tendo obtido desvios de $\pm 15\%$ em relação aos resultados experimentais. Os resultados experimentais demonstraram que a fração de líquido aumenta com a velocidade superficial do líquido e diminui com a velocidade superficial do gás. Finalmente, constatou-se que a perda de pressão aumenta com as velocidades superficiais do gás e do líquido, como seria de se esperar.

Os resultados do modelo de duplo-círculo foram comparados com os resultados experimentais, obtendo-se um desvio de $\pm 15\%$ para a perda de pressão e $\pm 20\%$ para

a fração de líquido. Os resultados do modelo também foram comparados com outros resultados experimentais disponíveis na literatura, apresentando um desvio de $\pm 30\%$ para a perda de pressão e $\pm 20\%$ para a fração de líquido.

Vlachos, Paras e Karabelas (1999) propuseram um modelo semelhante ao de Chen, Cai e Brill (1997) para o escoamento estratificado, tendo obtido resultados para a perda de pressão, para a fração de líquido e para a tensão de cisalhamento entre o líquido e a parede do tubo. Como os demais modelos discutidos acima, no modelo de Vlachos, Paras e Karabelas (1999), os parâmetros hidrodinâmicos básicos são estimados resolvendo-se um balanço unidimensional de quantidade de movimento para o líquido e para o vapor, no qual a principal condição a ser obedecida é a igualdade dos gradientes de pressão das fases, considerando-se escoamento em regime permanente e ausência de gradientes adversos de pressão.

A principal diferença do modelo de Vlachos, Paras e Karabelas (1999) em relação aos demais é a utilização de um procedimento para o cálculo da tensão de cisalhamento entre o líquido e a parede do tubo, pois nas abordagens mais tradicionais são utilizadas as correlações desenvolvidas para o escoamento monofásico. Entretanto, em trabalhos mais recentes como os de Andritsos e Hanratty (1987) e de Kowalski (1987), observa-se que a avaliação da tensão de cisalhamento líquido-parede por meio de correlações utilizadas para o escoamento monofásico pode, na maioria dos casos, incorrer em erros significativos.

Vlachos, Paras e Karabelas (1999) também consideraram a variação na forma geométrica da interface, pois, mediante observações visuais, verificou-se que, dependendo do diâmetro do tubo e das condições do escoamento, a interface se tornava mais ou menos côncava. Dessa forma, foram utilizados os seguintes limites para a forma da interface: para diâmetro 50,8 mm e $u_v < 15$ m/s, a interface era considerada plana e, para diâmetros maiores, 95,3 e 140 mm, a interface era considerada côncava.

Para o cálculo da fator de atrito interfacial Vlachos, Paras e Karabelas (1999) utilizaram a correlação proposta por Andritsos e Hanratty (1987) que, para as condições nas quais as *roll waves* não estão presentes, impõe $f_i \approx f_v$.

Os resultados experimentais obtidos por Vlachos, Paras e Karabelas (1999), com os resultados experimentais de outros autores, foram utilizados na validação do modelo

desenvolvido para os fluidos e diâmetros de tubo: 140 mm para o escoamento ar/gás-óleo ; 25,2, 95,3 e 50,8 mm para o escoamento ar-água e 24,0 mm para o escoamento ar/solução de ferri-ferrocianeto. Dessa forma, Vlachos, Paras e Karabelas (1999) obtiveram um desvio de $\pm 20\%$ para a perda de pressão, $\pm 15\%$ para a fração de líquido e $\pm 20\%$ para a tensão de cisalhamento líquido-parede.

Vlachos, Paras e Karabelas (1999) também compararam alguns resultados experimentais de perda de pressão e de fração de líquido com aqueles fornecidos pelo modelo de Hart, Hamersma e Fortuin (1989) (modelo ARS) e pelo seu próprio modelo, obtendo um desvio de $\pm 20\%$ para a perda de pressão e $\pm 15\%$ para a fração de líquido em relação aos resultados experimentais.

Recentemente, Badie et al. (2000) apresentaram resultados experimentais, obtidos para o escoamento de ar-água e ar-óleo (Shell Tellus 22) em um tubo de 78 mm de diâmetro e 37 m de comprimento, os quais foram utilizados para avaliar os modelos de Hart, Hamersma e Fortuin (1989) (ARS) e de Chen, Cai e Brill (1997) (duplo-círculo). As velocidades superficiais testadas foram de 15, 20 e 25 m/s, para o gás, e 0,001 a 0,0050 m/s para o líquido.

Badie et al. (2000) verificaram que a fração de líquido aumenta com a velocidade superficial do líquido, para uma mesma velocidade do gás. Para o caso no qual a velocidade superficial do líquido era mantida constante, um aumento da velocidade superficial do gás ocasionava uma diminuição da fração de líquido. Esse comportamento da fração de líquido foi observado tanto para o escoamento ar-água como para o escoamento ar-óleo. Entretanto, o valor da fração de líquido obtido para o escoamento ar-óleo era, em geral, duas vezes maior do que para o escoamento ar-água. Tal efeito deve-se à diferença de viscosidades entre o óleo e a água, pois uma maior viscosidade faz com que o filme de óleo apresente velocidade inferior à do filme de água para as mesmas condições, aumentando a fração de líquido.

Os resultados experimentais obtidos para a fração de líquido foram comparados com os fornecidos pelos dois modelos. Apesar de ambos os modelos apresentarem resultados satisfatórios, o modelo de duplo-círculo mostrou-se mais adequado, já que no modelo ARS, a correlação para o cálculo da fração de líquido foi obtida para valores inferiores a 0,06. Entretanto, para o escoamento ar-óleo, em velocidades superficiais do líquido muito

baixas, o modelo de duplo-círculo não convergiu.

Badie et al. (2000) verificaram que a perda de pressão aumenta com a velocidade superficial do líquido, para uma mesma velocidade superficial do gás, pois, uma maior porção de parede se encontra molhada, ou seja, uma maior interface "rugosa" é formada, aumentando o fator de atrito. Para o caso em que a velocidade superficial do líquido era mantida constante, um aumento da velocidade superficial do gás também ocasionava um aumento na perda de pressão. Esse comportamento da perda de pressão foi observado tanto para o escoamento ar-água como para o escoamento ar-óleo. Entretanto, o escoamento ar-óleo produzia uma perda de pressão maior devido à maior viscosidade do óleo, que mesmo para condições nas quais o filme era muito menor do que o da água, gerava um fator de atrito interfacial maior.

Badie et al. (2000) observaram que os modelos superestimavam os resultados de perda de pressão, notando-se uma melhor concordância para o escoamento ar-água do que para o escoamento ar-óleo. Entretanto, para o escoamento ar-óleo, o modelo ARS forneceu resultados mais satisfatórios do que o modelo de duplo-círculo. Embora os resultados de ambos os modelos não tenham sido satisfatórios para o escoamento ar-óleo, pois não incorporavam os efeitos das propriedades dos fluidos, foram melhores do que aqueles fornecidos pelas correlações empíricas. Dessa forma, a utilização de modelos analíticos se mostra, segundo Badie et al. (2000), mais promissora do que a utilização de correlações puramente empíricas, mesmo que os modelos analíticos dependam de relações constitutivas.

Observa-se que os trabalhos aqui apresentados tiveram como principal aplicação os processos petroquímicos, pois a gama de fluidos e a faixa de diâmetros testadas são típicas desse tipo de processo. A principal motivação para o desenvolvimento desses modelos surgiu em virtude da limitação das correlações empíricas disponíveis em calcular a perda de pressão, pois nesses processos industriais as longas tubulações favoreciam a formação de um filme de líquido, causando altas perdas de pressão, o que acabava por aumentar o custo operacional. Dessa forma, sugeriram os primeiros modelos analíticos, os quais inicialmente consideravam esse filme com interface plana, tais como aqueles apresentados por Russel et al. (1974), Cheremisinoff e Davis (1979) e Taitel e Dukler (1976). Tais modelos apesar de apresentarem melhores resultados que as correlações empíricas, não se

mostraram satisfatórios, já que o filme de líquido, dependendo das condições de operação, podia apresentar uma interface côncava.

Os modelos mais recentes, tais como os de Hart, Hamersma e Fortuin (1989), Chen, Cai e Brill (1997) e Vlachos, Paras e Karabelas (1999), propuseram interfaces côncavas, além de investigarem a influência das propriedades dos fluidos e das relações constitutivas utilizadas para o "fechamento" dos modelos. Verificou-se que a tensão de cisalhamento líquido-parede e a tensão de cisalhamento na interface são os parâmetros a serem melhor avaliados em futuros modelos.

Atualmente, além das aplicações petroquímicas, há um crescente interesse nas aplicações de modelos analíticos para o escoamento estratificado em sistemas frigoríficos, especialmente nos trocadores de calor, evaporadores e condensadores, com a finalidade de melhorar o cálculo da perda de pressão. Entretanto, além das características hidrodinâmicas do escoamento, há também a necessidade de obter as características térmicas, uma vez que a mudança de fase se dá através da transferência de calor e não pela queda de pressão. Além da diferença no processo de mudança de fase, nas aplicações frigoríficas, a faixa de diâmetros e os fluidos utilizados são bem diferentes daqueles utilizados nas aplicações petroquímicas.

A aplicação de modelos analíticos para o escoamento estratificado em sistemas frigoríficos ainda é muito limitada, uma vez que a maioria dos trabalhos dedicados a esse tipo de escoamento se restringem a uma abordagem estritamente empírica, tanto hidrodinâmica quanto termicamente. Dessa forma, para a elaboração de um modelo analítico que seja condizente com as características do escoamento estratificado em sistema frigoríficos, uma investigação prévia das principais relações constitutivas que compõem os modelos é necessária. Isso porquê, a principal dificuldade na modelagem do escoamento estratificado no interior de tubos é a representação da transferência de quantidade de movimento entre as fases e entre estas e a parede do tubo.

4.3- FATOR DE ATRITO INTERFACIAL

Na elaboração de modelos analíticos que representem a perda de pressão e a transferência de calor em escoamentos anular e estratificado, a escolha das relações constitutivas é fundamental para sua exequibilidade. Dessa forma, correlações ou

modelos que representem o fator de atrito interfacial constituem um dos pontos mais importantes no desenvolvimento e solução de um modelo analítico, pois tais correlações estão associadas à transferência de quantidade de movimento entre as fases, afetando diretamente o cálculo da perda de pressão, da fração de vazio e, posteriormente, do coeficiente de transferência de calor.

Nas próximas seções serão apresentados os principais modelos e correlações disponíveis na literatura para o cálculo do fator de atrito interfacial em escoamentos anular e estratificado.

4.3.1- ESCOAMENTO ANULAR

A tensão de cisalhamento na interface líquido-vapor é um dos principais parâmetros utilizados na modelagem de escoamentos anulares, uma vez que governa os fenômenos de transporte entre as fases. Neste item, serão apresentadas as principais abordagens utilizadas para obter este parâmetro, pois a presença de ondas interfaciais intensifica o atrito nessa região, tornando a estrutura do filme de líquido muito complexa. Alguns autores utilizam os seguintes parâmetros para correlacionar o atrito na superfície do filme de líquido:

- uma rugosidade aparente (ε/D) , ou ;
- uma função que considera a espessura do filme de líquido, o título, a velocidade mássica e o diâmetro do tubo.

Uma das dificuldades desses métodos está relacionada ao fato da função correlacionada ser dependente da variável que se deseja correlacionar, ou seja, todas as correlações são funções da espessura do filme de líquido e essa, por sua vez, é função do cisalhamento na interface, sendo necessário obter de antemão a espessura do filme de líquido.

Segundo Hewitt e Hall-Taylor (1970) e Hewitt e Govan (1990) existe uma similaridade geométrica na interface, segundo a qual a razão entre a espessura do filme de líquido e o diâmetro do tubo representa a estrutura da interface (presença de ondas), independentemente das vazões das fases. Dessa forma, inúmeras correlações para o fator de atrito na interface foram obtidas em função dessa razão, ou seja,

$$\frac{\tau_i}{\tau_v} = \frac{f_i}{f_v} = F \left(\frac{\delta}{D} \right) \quad (4.43)$$

na qual τ_v e f_v são, respectivamente, a tensão de cisalhamento e o fator de atrito do vapor e τ_i e f_i são, respectivamente, a tensão de cisalhamento e o fator de atrito na interface dados por,

$$f_v = \frac{\tau_v}{\frac{1}{2}\rho_v u_v^2} \quad ; \quad f_i = \frac{\tau_i}{\frac{1}{2}\rho_v u_v^2} \quad (4.44)$$

Entre as principais correlações desse tipo, Eq. (4.43), destaca-se a de Wallis (1969), dada por,

$$\frac{f_i}{f_v} = 1 + 360 \frac{\delta}{D} \quad (4.45)$$

Entretanto, somente a utilização do parâmetro, δ/D , tem-se mostrado insuficiente para permitir a avaliação adequada do fator de atrito interfacial para uma ampla faixa de condições operacionais, pois fatores como a velocidade do vapor, a velocidade do líquido e as propriedades do fluido interferem diretamente no comportamento das ondas interfaciais, alterando a tensão de cisalhamento na interface. Estudos de correlações como as de Henstock e Hanratty (1976), Whalley e Hewitt 1978 apud Whalley (1987), Asali e Hanratty (1985) e Fukano e Furukawa (1998), que envolvem outros parâmetros, além dos geométricos têm sido levados a efeito. Entre esses, destacam-se as análises realizadas por Henstock e Hanratty (1976) e Asali e Hanratty (1985), em razão de seus enfoques fenomenológicos.

Henstock e Hanratty (1976) desenvolveram relações para o cálculo da espessura do filme de líquido e do fator de atrito interfacial em escoamentos verticais ascendentes e descendentes e escoamentos horizontais, baseadas em parâmetros primários, ou seja, parâmetros diretamente mensuráveis. Os resultados obtidos foram comparados com resultados experimentais de escoamentos de ar-água em tubos com diâmetros de 12,8 a 63,5 mm, números de Reynolds do gás variando entre 5×10^3 e $2,55 \times 10^5$ e números de Reynolds do líquido variando entre 35 e $1,5 \times 10^4$.

Utilizando uma tensão de cisalhamento característica, τ_c , ao invés da tensão de cisalhamento na interface, para representar o cisalhamento no filme, um balanço de forças e o modelo de van Driest para o comprimento de mistura, Henstock e Hanratty (1976) obtiveram o perfil de velocidades no filme de líquido, cuja integração proporciona a espessura em função da vazão. A tensão de cisalhamento característica, τ_c , usada por

Henstock e Hanratty (1976) é dada por,

$$\tau_c = \frac{2}{3}\tau_{pl} + \frac{1}{3}\tau_i \quad (4.46)$$

Essa abordagem se mostrou-se superior à de Hewitt e Hall-Taylor (1970), que relaciona diretamente τ_i com δ , e revelou também a grande influência da espessura do filme sobre o gradiente de pressão. Dessa forma, Henstock e Hanratty (1976) encontraram dois grupos adimensionais que caracterizam a influência das condições do escoamento e dos efeitos gravitacionais sobre a tensão de cisalhamento interfacial. O primeiro é similar ao parâmetro de Martinelli, sendo definido como,

$$F_{HH} = \frac{\delta^+}{\text{Re}_v^{0,90}} \frac{\nu_l}{\nu_v} \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.47)$$

na qual Re_v é o número de Reynolds do vapor, dado por,

$$\text{Re}_v = \frac{\rho_v u_v D}{\mu_v} \quad (4.48)$$

sendo u_v a velocidade média do vapor no núcleo.

Entretanto, segundo Henstock e Hanratty (1976) a definição de um número de Reynolds, dado por,

$$\text{Re}_v = \frac{\rho_v (u_v - u_i) (D - 2\delta)}{\mu_v} \quad (4.49)$$

no qual a velocidade da interface, u_i , e a espessura do filme de líquido, δ , são incluídas tornando a análise mais consistente, embora isso ocasione enormes dificuldades na obtenção das correlações. Dessa forma, esses parâmetros foram suprimidos, sem entretanto afetar o desempenho das correlações.

O segundo grupo adimensional, semelhante ao número de Froude, incorpora os efeitos de superfície livre, sendo dado por,

$$G_{HH} = \frac{\rho_l D g}{\rho_v f_v u_v^2} \quad (4.50)$$

Utilizando os parâmetros F_{HH} e G_{HH} , Henstock e Hanratty (1976) propuseram as

correlações para o fator de atrito interfacial, dadas por,

$$\frac{f_i}{f_v} = 1 + 1400F_{HH} \quad (\text{esc. vertical ascendente}) \quad (4.51)$$

$$\frac{f_i}{f_v} = 1 + 1400F_{HH} \left[1 - \exp \left(- \left| \frac{1}{G_{HH}} \frac{(1 + 1400F_{HH})^{\frac{3}{2}}}{13,2F_{HH}} \right| \right) \right] \quad (\text{esc. vertical descendente}) \quad (4.52)$$

$$\frac{f_i}{f_v} = 1 + 850F_{HH} \quad (\text{esc. horizontal}) \quad (4.53)$$

Henstock e Hanratty (1976) constataram, também, que a espessura do filme de líquido pode ser representada como uma função apenas do número de Reynolds do líquido, ou seja,

$$\delta^+ = f(\text{Re}_l) \quad (4.54)$$

na qual $\text{Re}_l = [G(1 - x)D/\mu_l]$ é o número de Reynolds do líquido. Dessa forma, propuseram uma correlação, válida para escoamentos verticais e horizontais, dada por,

$$\delta^+ = \left[(0,707 \text{Re}_l^{0,5})^{2,5} + (0,0379 \text{Re}_l^{0,9})^{2,5} \right]^{0,4} \quad (4.55)$$

Mais recentemente, Asali e Hanratty (1985) apresentaram resultados experimentais de perda de pressão, espessura e vazão do filme de líquido, obtidos para escoamentos anulares verticais de água-ar e água-glicerina em tubos de diâmetro de 22,9 e 42,0 mm, com e sem dispersão de líquido, os quais foram utilizados no desenvolvimento de correlações para o cálculo da espessura do filme e para o fator de atrito interfacial em situações nas quais a vazão em massa do filme é conhecida.

Asali e Hanratty (1985) concluíram que, apesar de consistente, a análise de Henstock e Hanratty (1976) não representa satisfatoriamente o efeito do diâmetro do tubo sobre o fator de atrito interfacial ou da vazão em massa do filme sobre sua espessura. Observaram, também, que, para velocidades do vapor acima de 25 m/s, o comportamento das ondas

varia de acordo com os parâmetros δ/D e δ_v^+ , sendo esse último dado por,

$$\delta_v^+ = \frac{\delta}{\nu_v} \left(\frac{\tau_i}{\rho_v} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.56)$$

Da mesma maneira que Henstock e Hanratty (1976), Asali e Hanratty (1985) utilizaram o número de Reynolds do líquido para correlacionar a espessura do filme, obtendo a expressão dada por,

$$\delta^+ = 0,19 \text{ Re}_l^{0,7} \quad (4.57)$$

Utilizando o parâmetro da Eq. (4.56), Asali e Hanratty (1985) propuseram as seguintes correlações para o fator de atrito interfacial em escoamentos anulares verticais:

$$\frac{f_i}{f_v} = 1 + 0,45 (\delta_v^+ - 4) \text{Re}_v^{-0,2} \quad (\text{esc. vertical ascendente}) \quad (4.58)$$

$$\frac{f_i}{f_v} = 1 + 0,45 (\delta_v^+ - 5,9) \text{Re}_v^{-0,2} \quad (\text{esc. vertical descendente}) \quad (4.59)$$

nas quais o número de Reynolds é dado pela Eq. (4.48). Essas correlações também apresentaram melhores resultados do que aquelas propostas por Henstock e Hanratty (1976). Entretanto, a utilização das Eq. (4.58) e Eq. (4.59) requer um processo iterativo.

Embora as análises de Henstock e Hanratty (1976) e Asali e Hanratty (1985) proponham parâmetros fisicamente consistentes para o fator de atrito interfacial e para a espessura do filme de líquido, salienta-se que ambas foram desenvolvidas, basicamente, para escoamentos adiabáticos verticais, utilizando como fluidos de trabalho água e ar. Dessa forma, análises que envolvam outros fluidos, o escoamento horizontal e a transferência de calor devem ser consideradas.

4.3.2- ESCOAMENTO ESTRATIFICADO

Na modelagem do escoamento estratificado são necessárias três relações constitutivas para expressar os coeficientes de transferência de quantidade de movimento (fatores de atrito), as quais afetam diretamente a determinação da perda de pressão e da fração de líquido. Dessa forma, a escolha de um modelo ou correlação que represente

adequadamente esses fatores é fundamental.

A determinação do fator de atrito entre o vapor e a parede do tubo é, geralmente, obtida extrapolando-se as relações clássicas utilizadas no escoamento monofásico (Blasius). Para o cálculo do fator de atrito entre o líquido e a parede do tubo, esse tipo de extrapolação pode fornecer resultados inadequados quando a espessura do filme de líquido for reduzida. Dessa forma, vários autores têm proposto correlações empíricas para o cálculo do fator de atrito líquido-parede, especialmente, em condições nas quais o filme de líquido é pouco espesso. Entretanto, a caracterização do fator de atrito na interface líquido-vapor é a que necessita ser melhor avaliada, o que pode ser verificado pelo grande número de trabalhos destinados à sua determinação.

Inicialmente, alguns autores admitem que o fator de atrito na interface é idêntico àquele da fase vapor, como o modelo proposto por Taitel e Dukler (1976). Tal hipótese pode, em algumas condições, levar a erros significativos pois, segundo Andritsos e Hanratty (1987), com o aumento da velocidade do vapor e o surgimento das ondas, o fator de atrito interfacial é superior àquele do vapor-parede.

Atualmente, não é possível medir diretamente a tensão de cisalhamento na interface. Entretanto, essa tensão pode ser obtida pelos seguintes procedimentos:

1. Perfil de velocidade do vapor ;
2. Perfil de energia cinética turbulenta ;
3. Balanço de quantidade de movimento, utilizando a perda de pressão, a fração de vazio e as tensões de cisalhamento líquido-parede e vapor-parede ;
4. Extrapolação dos perfis de tensão de cisalhamento no líquido e no vapor.

Kowalski (1987) determinou a tensão de cisalhamento na interface utilizando o balanço de quantidade de movimento e medidas da tensão de Reynolds. As tensões de Reynolds e de cisalhamento na parede foram obtidas utilizando anemometria de fio-quente em um tubo de 50,8 mm de diâmetro e 3,67 m de comprimento, para o escoamento água/ar a 225 kPa e R-12/água a 225 e 420 kPa. Os números de Reynolds para o escoamento R-12/água variaram de 22600 a 430600 para o R-12 e de 8800 a 47800 para a água, enquanto que para o escoamento ar-água os números de Reynolds variaram de 24260 a 57200 para o ar e de 15590 a 36560 para a água.

Inicialmente, Kowalski (1987) avaliou os fatores de atrito líquido-parede e gás-parede, observando que as maiores variações da tensão de cisalhamento na parede ocorriam próximo à interface parede-gás-líquido. Comparando os resultados experimentais para a tensão de cisalhamento gás-parede com os obtidos pelas correlações de Blasius e de Taitel e Dukler (1976), Kowalski (1987) observou que essas correlações representam adequadamente o fator de atrito nessa região. Entretanto, realizando a mesma comparação para a tensão de cisalhamento líquido-parede, Kowalski (1987) observou que a correlação de Blasius não representa adequadamente esse fator de atrito. Dessa forma, sugeriram a utilização da correlação de Agrawal apud Kowalski (1987), a qual apresentou melhores resultados.

Para o cálculo da tensão de cisalhamento na interface, Kowalski (1987) utilizou o modelo para escoamento estratificado proposto por Russel et al. (1974), cujos resultados foram comparados com aqueles obtidos pela tensão Reynolds. Dessa forma, foi observado que, para $Re_g > 55000$ a tensão de cisalhamento na interface é 13 a 20% superior àquela obtida pela tensão de Reynolds. Tal fato pode estar relacionado à presença de ondas na interface pois, a tensão de Reynolds para o gás, $(\rho_g \overline{u'v'})$, medida por Kowalski (1987), próximo à interface apresentou um comportamento não-linear para velocidades do gás elevadas, $Re_g > 55000$, $u_g > 7$ m/s. Além disso um aumento nas vazões de água e ar ocasionou um aumento na tensão de Reynolds.

Utilizando seus resultados experimentais, Kowalski (1987) propôs as seguintes correlações para o fator de atrito interfacial,

$$f_i = 7,5 \cdot 10^{-5} (1 - \alpha)^{-0,25} Re_g^{-0,3} Re_l^{0,83} \quad (\text{interface ondulada}) \quad (4.60)$$

válida para,

$$22600 \leq Re_g \leq 430600 ; \quad 8800 \leq Re_l \leq 47800$$

$$f_i = 0,96 (Re_{g,J})^{-0,52} \quad (\text{interface lisa}) \quad (4.61)$$

nas quais,

$$f_i = \frac{2\tau_i}{\rho_g(u_g - u_l)^2}; \quad \text{Re}_g = \frac{u_g D}{\nu_g}; \quad \text{Re}_l = \frac{u_l D}{\nu_l}; \quad \text{Re}_{g,J} = \frac{J_g D}{\nu_g}$$

As correlações de Kowalski (1987) foram comparadas com resultados experimentais obtidos por outros autores e se mostraram adequadas. Entretanto, apesar do sucesso de Kowalski (1987) em correlacionar o fator de atrito interfacial, nota-se a ausência de uma análise mais fenomenológica do comportamento do atrito na interface, ou seja, uma verificação dos grupos adimensionais que realmente governam esse parâmetro. Nesse sentido, o trabalho de Andritsos e Hanratty (1987) propõe uma abordagem mais criteriosa, uma vez que leva em consideração a formação de ondas.

Andritsos e Hanratty (1987) definiram, inicialmente, dois tipos de ondas interfaciais: uma de formato regular bidimensional e outra irregular de grande amplitude, associada às instabilidades de Kelvin-Helmholtz, as quais causam um aumento na tensão de cisalhamento na interface. Andritsos e Hanratty (1987) mostraram que o modelo de Taitel e Dukler (1976) fornece bons resultados para a fração de líquido e para a perda de pressão. Porém, um considerável aperfeiçoamento poderia ser realizado se a influência das ondas sobre τ_i fosse considerada, com uma correlação que melhor representasse a tensão de cisalhamento líquido-parede em lugar da correlação de Blasius. Isso porque, a hipótese de $f_i = f_v$ pode levar a imprecisões para as condições nas quais as ondas interfaciais ocorrem, uma vez que, nessas condições, τ_i é muito superior ao valor correspondente à interface lisa. Andritsos e Hanratty (1987) também observaram que a transição entre os distintos padrões de ondas não foi afetada pelo diâmetro do tubo.

Para o cálculo da tensão de cisalhamento líquido-parede Andritsos e Hanratty (1987) utilizaram o modelo de Cheremisinoff e Davis (1979) modificado. No modelo de Cheremisinoff e Davis (1979), τ_{pl} é obtido por meio da espessura de filme adimensional, δ_{LB}^+ . Tal procedimento permite considerar a variação do perfil de velocidades no líquido causada pelo arrasto do gás na interface. Entretanto é necessário a implementação de um procedimento iterativo para que τ_{pl} seja calculado.

A correlação desenvolvida por Cheremisinoff e Davis (1979) utiliza o parâmetro $(\delta_{LB}/\nu_l)(\tau_p/\rho_l)^{0,5}$ em lugar de f_l . Entretanto, o fator de atrito do líquido pode ser obtido

pela relação,

$$\frac{\delta_{LB}^2 (\tau_p / \rho_l)}{\nu_l^2} = \frac{1}{2} \text{Re}_l^2 \left(\frac{\delta_{LB}}{D} \right)^2 \left(\frac{D}{D_l} \right)^2 f_l \quad (4.62)$$

na qual $D_l = 4A_l/S_l$ é o diâmetro hidráulico da região ocupada pelo líquido e $\text{Re} = D_l u_l / \nu_l$ é o número de Reynolds associado ao escoamento do líquido. Observa-se que D/D_l é uma função de δ_{LB}/D .

A modificação realizada por Andritsos e Hanratty (1987) na correlação de Cheremisinoff e Davis (1979) consiste na utilização de uma tensão de cisalhamento característica, τ_c , na Eq. (4.62) semelhante à utilizada em escoamentos anulares (Eq. (4.46)), dada por,

$$\tau_c = \frac{2}{3} \tau_{pl} \left(1 - \frac{\delta_{LB}}{D} \right) + \frac{1}{3} \tau_i \quad (4.63)$$

Utilizando um balanço de quantidade de movimento no líquido, os conceitos de viscosidade turbilhonar e a relação para o comprimento de mistura de van Driest, Andritsos e Hanratty (1987) obtiveram a seguinte correlação, válida para o escoamento laminar e turbulento,

$$\delta_{LB}^+ = \left\{ (1,082 \text{Re}_l^{0,5})^5 + \left[\frac{0,098 \text{Re}_l^{0,85}}{(1 - \frac{\delta_{LB}}{D})^{0,5}} \right]^5 \right\}^{0,2} \quad (4.64)$$

A espessura do filme adimensional é dada por,

$$\delta_{LB}^+ = \frac{\delta_{LB} u^*}{\nu_l} \quad (4.65)$$

na qual $u^* = \left(\frac{\tau_c}{\rho_l} \right)^{\frac{1}{2}}$ é a velocidade de cisalhamento. Segundo Andritsos e Hanratty (1987) os efeitos de δ_{LB}/D e f_i/f_v sobre δ_{LB}^+ são pequenos.

Para o cálculo do fator de atrito na interface Andritsos e Hanratty (1987) analisaram os modelos de Russel et al. (1974), Cheremisinoff e Davis (1979) e Kowalski (1987), demonstrando que o f_i aumenta linearmente para velocidades do gás acima daquelas necessárias para o surgimento das ondas, e que a constante de proporcionalidade não varia com o diâmetro do tubo. Para velocidades do gás inferiores àquelas que promovem a formação de ondas pode ser considerado que $f_i = f_v$, demonstrando, para essa região, a validade do modelo de Taitel e Dukler (1976).

Os efeitos da viscosidade e da vazão de líquido são de menor importância e podem ser considerados assumindo que f_i é uma função da relação entre a espessura do filme de líquido e diâmetro do tubo (δ_{LB}/D). A influência das propriedades do escoamento sobre f_i também pode ser relacionada às propriedades da onda, assumindo que a diferença entre f_i relativo à interface ondulada e a lisa, f_v , está relacionada à razão entre amplitude e comprimento da onda. Entretanto, obter uma correlação com tais parâmetros dificultaria sua utilização em casos práticos pois, a obtenção desses parâmetros não é simples. Dessa forma, Andritsos e Hanratty (1987) propuseram os seguintes parâmetros para correlacionar o fator de atrito interfacial, f_i ,

$$\frac{f_i}{f_v} - 1 \sim F \left(\frac{\delta_{LB}}{D}, \frac{J_v}{u_t} \right) \quad (4.66)$$

na qual f_v é fator de atrito do vapor, dado por,

$$f_v = 0,079 \text{ Re}_v^{-0,25}; \text{ Re}_v = \frac{u_v D}{\nu_v} \quad (4.67)$$

Utilizando os parâmetros da Eq. (4.66), Andritsos e Hanratty (1987) propuseram as seguintes correlações,

$$\frac{f_i}{f_v} = 1 \quad \text{para } J_v \leq u_t \quad (4.68)$$

$$\frac{f_i}{f_v} = 1 + 15 \left(\frac{\delta_{LB}}{D} \right)^{0,5} \left(\frac{J_v}{u_t} - 1 \right) \quad \text{para } J_v > u_t \quad (4.69)$$

Entretanto, uma das principais dificuldades na aplicação dessas correlações é a determinação da velocidade superficial de transição, u_t , a qual determina a condição da interface, se ondulada ou lisa. Segundo a análise de Andritsos e Hanratty (1987), u_t varia com $\rho_v^{-0,5}$, sendo que, para a pressão atmosférica, $u_t = 5$ m/s e para pressões diferentes, a seguinte equação pode ser utilizada,

$$u_t = 5 \left(\frac{\rho_{vo}}{\rho_v} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.70)$$

na qual ρ_{vo} é a massa específica do gás à pressão atmosférica.

Aplicando as correlações mostradas acima, Andritsos e Hanratty (1987) modificaram

o modelo de Taitel e Dukler (1976) e compararam seus resultados com os experimentais obtidos em dois tubos de plexiglas, com 25,2 e 95,3mm de diâmetro. Como fluidos de trabalho foram utilizados uma solução de água-glicerina e ar, com viscosidades de 1 ; 12 ; 80 mPa.s para o tubo de 95,3mm e 1 ; 4, 5 ; 16 e 70 mPa.s para o tubo de 25,2 mm. Os resultados numéricos mostraram que o modelo proposto apresentou um erro de $\pm 10\%$ para a perda de pressão.

Apesar de apresentar resultados satisfatórios, o modelo de Andritsos e Hanratty (1987) não considera o efeito da curvatura da interface. Tal efeito, que segundo Chen, Cai e Brill (1997) é controlado, principalmente, pela velocidade superficial do gás, pode afetar diretamente os fatores de atrito líquido-parede e interfacial, pois a elevação do nível de líquido aumenta as áreas de contato. Dessa forma, a principal questão a ser esclarecida está relacionada à elevação do nível de líquido no tubo, que segundo Sutharshan, Kawaji e Ousaka (1995), está relacionada aos seguintes mecanismos físicos:

- Escoamento secundário de vapor ;
- Dispersão de líquido e deposição de gotas de líquido ;
- Propagação e agitação das ondas ;
- Ação de bombeamento das ondas de grande escala.

Observa-se que, a forma geométrica da interface pode afetar diretamente as tensões de cisalhamento tanto no líquido quanto na interface. Dessa forma, Chen, Cai e Brill (1997) ajustaram uma correlação para o fator de atrito interfacial, utilizando os parâmetros propostos por Andritsos e Hanratty (1987) (Eq. (4.66)), a qual considera o efeito da curvatura, dada por,

$$\frac{f_i}{f_v} = 1 + 3,75 \left[\frac{(1 - \alpha)}{\Theta} \right]^{0,20} \left[\frac{J_v}{u_t} - 1 \right]^{0,08} \quad \text{para } J_v > u_t \quad (4.71)$$

na qual f_v é obtido pela Eq. (4.67) e u_t é a velocidade de transição entre o escoamento estratificado ondulado e o escoamento estratificado liso, estimada pelo o critério proposto por Taitel e Dukler (1976), dado por,

$$u_t = \left[\frac{4\nu_l (\rho_l - \rho_v) g}{s\rho_v u_l} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4.72)$$

na qual s é um coeficiente de relaxação, *sheltering coefficient*, proposto por Jeffreys

(1925,1926) apud Taitel e Dukler (1976). Esse parâmetro, que relaciona forças gravitacionais com forças viscosas, representa, segundo Taitel e Dukler (1976), a condição necessária para o surgimento de ondas interfaciais.

Na Eq. (4.71) o parâmetro (δ_{LB}/D) , proposto por Andritsos e Hanratty (1987) na Eq. (4.69), foi substituído por $[(1 - \alpha)/\Theta]$ para considerar o efeito da curvatura sobre o fator de atrito interfacial.

Spedding e Hand (1990) analisaram as principais correlações e modelos para o cálculo da fração de líquido e da perda de pressão em escoamentos estratificados utilizando os resultados experimentais obtidos para o escoamento de água-ar em tubos de 45,5 e 93,5 mm de diâmetro e 12,813 m de comprimento. Comprovou-se que os modelos de quantidade de movimento fornecem melhores resultados do que as correlações empíricas as quais são, em sua maioria, dependentes do banco de dados. Entre os modelos analisados, o que apresentou os melhores resultados para a fração de líquido e perda de pressão foi o modelo de Hart, Hamersma e Fortuin (1989) (modelo ARS).

Spedding e Hand (1990) classificaram os padrões de escoamento estratificado em: estratificado liso, estratificado com *ripple wave*, estratificado com *roll waves*, estratificado com *roll wave* e gotas e escoamento em filme com gotas. Essa classificação permitiu verificar a influência de cada estrutura da interface sobre o fator de atrito interfacial, pois a maioria dos modelos analíticos propostos diferem, principalmente, na forma como esse parâmetro é avaliado. Spedding e Hand (1990) propuseram a seguinte relação para o fator de atrito interfacial,

$$\frac{f_i}{f_v} = K \quad (4.73)$$

na qual K é uma constante que depende do tipo de escoamento das fases se turbulento ou laminar. Para o escoamento turbulento de ambas as fases $K = 4$, para o escoamento turbulento do gás e laminar do líquido, $K = 0,6$.

Observa-se que a Eq. (4.73) não considera o efeito do diâmetro, pois analisando os resultados de Spedding e Hand (1990) observa-se, que para o tubo de 93,5 mm de diâmetro e $K = 4$, o erro para a fração de líquido é 10% e para a perda de pressão é de 43%. Para o tubo de 45,5 mm de diâmetro e $K = 4$, o erro para a fração de líquido é 23% e para a perda de pressão é de 41%. Para o caso de $K = 0,6$, os resultados para

o tubo de 93,5 mm de diâmetro apresentam um erro para a fração de líquido de 12% e de 28% para a perda de pressão. Finalmente, para o tubo de 45,5 mm de diâmetro, os resultados apresentam um erro para a fração de líquido de 12% e de 37% para a perda de pressão.

Outra questão que é importante, conforme mencionado por Andritsos e Hanratty (1987) e que não foi analisada por Spedding e Hand (1990) é a influência das propriedades de transporte do fluido sobre o fator de atrito interfacial. Dessa forma, a utilização de uma constante K representa apenas mais um ajuste de curva.

Entre as principais características observadas para o fator de atrito interfacial está a distinção entre aquele encontrado no padrão estratificado ondulado e aquele do padrão estratificado liso. Para o padrão estratificado ondulado a presença de ondas proporciona o transporte circunferencial de líquido, tornando a interface côncava e alterando o fator de atrito líquido-parede. Outro ponto que merece destaque é a utilização da correlação de Blasius na determinação da tensão de cisalhamento gás-parede, uma vez que se mostrou adequada.

Também pode ser observado que os trabalhos dedicados à determinação do fator de atrito interfacial para o escoamento estratificado ainda estão restritos, basicamente, ao escoamento bifásico de água-ar e a uma faixa de diâmetros relativamente pequena, compreendendo apenas diâmetros superiores a 25,0 mm. Verifica-se, também, que a maioria das correlações disponíveis na literatura são simplesmente um ajuste de curvas, em que os parâmetros utilizados para correlacionar os resultados experimentais carecem de uma análise fenomenológica do escoamento. Nesse sentido, vale destacar o trabalho de Andritsos e Hanratty (1987) que propuseram parâmetros mais consistentes com a estrutura do escoamento estratificado. Dessa forma, para a elaboração de modelos analíticos para o escoamento estratificado em ebulição convectiva deve-se de antemão avaliar as diferentes correlações para o fator de atrito interfacial.

5

BANCADA EXPERIMENTAL

Neste capítulo apresenta-se a bancada experimental que foi construída no Laboratório de Refrigeração da Escola de Engenharia de São Carlos - EESC - USP, para os ensaios em ebulição convectiva de fluidos refrigerantes, a qual, no presente trabalho, foi modificada tornando-se melhor instrumentada e, conseqüentemente, facilitando o levantamento dos resultados experimentais.

A bancada experimental é constituída de quatro circuitos:

- ▶ principal ou de ensaios (vide Fig. 5.1);
- ▶ solução anti-congelante;
- ▶ resfriador de líquido (*chiller*);
- ▶ água de resfriamento.

No circuito principal, mostrado na Fig. 5.1, a circulação do refrigerante é proporcionada por uma bomba de engrenagens de *Ryton*, o que evita a contaminação do refrigerante pelo óleo de lubrificação que, inevitavelmente, acompanha o refrigerante em compressores. A vazão de refrigerante é controlada por intermédio de um variador de frequência, que atua sobre a rotação do motor de acionamento da bomba. O título do refrigerante na entrada da seção de testes é ajustado pela potência elétrica dissipada no pré-aquecedor.

O pré-aquecedor é constituído de uma serpentina de tubos de cobre aquecido por resistências elétricas do tipo fita, que envolvem a superfície exterior dos tubos perfazendo

um total de 9 kW, as quais são controladas por um variador de tensão (VARIAC) de acionamento manual. O pré-aquecedor foi confinado em um envoltório de isolante térmico constituído de camadas sucessivas de lã de vidro e espuma de borracha, para reduzir as perdas de calor para o exterior.

- 1 MICROBOMBA
- 2 MEDIDOR DE VAZÃO TIPO CORIOLIS
- 3 SUB-RESFRIADOR
- 4 PRÉ-AQUECEDOR
- 5 SEÇÃO DE ACALMAMENTO
- 6 SEÇÃO DE TESTES
- 7 MEDIDOR DIFERENCIAL DE PRESSÃO
- 8 SEÇÃO DE VISUALIZAÇÃO
- 9 RESERVATÓRIO DE REFRIGERANTE
- 10 CONDENSADOR
- 11 MEDIDOR DE VAZÃO TIPO TURBINA
- 12 FILTRO
- 13 VISOR DE LÍQUIDO
- 14 SERPENTINA DE RESFRIAMENTO DO RESERVATÓRIO
- 15 VÁLVULA DE AGULHA
- 16 VÁLVULA DE PRESSÃO
- 17 ENTRADA DA SOLUÇÃO ANTI-CONGELANTE (CHILLER)
- 18 SAÍDA DA SOLUÇÃO ANTI-CONGELANTE (CHILLER)
- 19 VÁLVULA DE ESFERA
- P MEDIDA DE PRESSÃO
- T MEDIDA DE TEMPERATURA

Figura 5.1- Diagrama isométrico do circuito principal ou de ensaios.

Precedendo o pré-aquecedor encontra-se um “sub-resfriador” do refrigerante líquido proveniente da bomba. Este trocador de calor, do tipo tubos concêntricos, foi instalado com o objetivo de prevenir qualquer possibilidade de formação de vapor na entrada

do pré-aquecedor em virtude do efeito de coluna. Isso porque, a presença de mistura líquido-vapor na entrada do pré-aquecedor tornaria impossível conhecer o estado do refrigerante nesse local sem uma determinação experimental do título, o que iria requerer um procedimento relativamente complexo.

A potência elétrica total dissipada no pré-aquecedor e na seção de testes é removida pelo condensador, do tipo carcaça/tubos, resfriado por uma solução de etileno-glicol/água. Outros acessórios foram agregados ao circuito de refrigerante, como o filtro secador e o visor de líquido, indicados na Fig. 5.1. O depósito de refrigerante, que opera como acumulador, é constituído de uma garrafa comercial de refrigerante instalada em um nível superior da bancada, tendo ao seu redor uma serpentina pela qual pode circular uma solução de etileno glicol/água, permitindo a retirada e a introdução de refrigerante de forma simples no circuito de ensaios.

A Fig. 5.2 apresenta uma fotografia do circuito de ensaios, na qual são indicados alguns de seus componentes.

Figura 5.2- Fotografia do circuito de ensaios.

5.1- COMPONENTES E INSTRUMENTAÇÃO

Esta seção apresenta uma descrição mais detalhada dos equipamentos que constituem a bancada experimental, especialmente aqueles relativos ao circuito principal.

Condensador: Trocador de calor carcaça-tubos, modelo CST-7, fabricado pela empresa APEMA apresentando uma área de troca de calor de $2,64 \text{ m}^2$. Na carcaça circula o refrigerante utilizado no ensaio e nos tubos uma solução a 60% em volume de etileno glicol/água proveniente do resfriador de líquido (*chiller*).

Bomba de Circulação: Utilizada para circulação do refrigerante no circuito principal, denominada de "microbomba", modelo 223/56C, fabricada pela MICROPUMP, EUA, com engrenagens de um material denominado comercialmente de *Ryton*, desenvolvido para o bombeamento de fluidos halogenados, tais como os HCF's e os HCFC's. É acionada por um motor trifásico de 373 W e 1730 rpm, fabricado pela WEG.

Sub-resfriador: Responsável pelo sub-resfriamento do fluido refrigerante é constituído de um trocador de calor do tipo tubos concêntricos. O tubo interno é de 12,7 mm de diâmetro, por onde circula o refrigerante, e o tubo externo apresenta 38,2 mm de diâmetro, sendo que no espaço anular circula a solução de etileno glicol/água proveniente do resfriador de líquido.

Pré-aquecedor: Constituído de um tubo de cobre de 17,4 mm de diâmetro interno e, aproximadamente, 8,0 m de comprimento em formato de serpentina. Possui um conjunto de 15 resistências elétricas do tipo fita enroladas na superfície externa do tubo, sendo 12 com potência elétrica de 624 W a 220 V, apresentando um comprimento de 2,4m por 12 mm de largura, fabricadas pela empresa AMPTEK-EUA, e as outras três com potência de 185 W a 220 V, apresentando 0,5m de comprimento por 12 mm de largura, fabricada pela empresa RICA-ESPANHA, resultando uma potência total de, aproximadamente, 9 kW. O isolamento é composto por camadas sucessivas de lã de vidro e de espuma de borracha. A potência elétrica dissipada pelas resistências é controlada por um variador de tensão (VARIAC), de acionamento manual, modelo VT-290, de 9 kVA de potência máxima, fabricado pela SOCIEDADE TÉCNICA PAULISTA. A potência fornecida é medida através de um transdutor de potência, modelo 2285A fabricado pela YOKOGAWA.

Seção de Estabilização: Localizada entre a saída do pré-aquecedor e a entrada da seção de testes, tem a função de propiciar o desenvolvimento do escoamento. É constituída de

um tubo de mesmo diâmetro interno que o da seção de testes, com 1,5 m de comprimento e isolada termicamente por uma camada de espuma de borracha.

Depósito de Refrigerante: Constituído de uma garrafa comercial de refrigerante é o componente básico nos processos de adição ou remoção do fluido refrigerante, ações que devem ser tomadas para se atingir algumas condições de operação. Uma serpentina de cobre foi enrolada na parte exterior da garrafa, pela qual circula uma solução de etileno glicol/água a baixa temperatura, afim de reduzir a pressão no interior da garrafa na ação de retirada de fluido refrigerante do sistema.

Seção de Testes: A seção de testes, cuja representação esquemática é ilustrada na Fig. 5.3, é constituída, basicamente, de um tubo de 1,5 m de comprimento em que se realizam os ensaios de ebulição convectiva, podendo apresentar diâmetros e materiais variáveis, dependendo dos objetivos. Esse tubo é aquecido eletricamente por resistências de fita enroladas na superfície exterior, constituídas de uma camada externa protetora de *Kapton*, proporcionando um fluxo máximo de calor de 25 kW/m^2 . A potência elétrica dissipada é controlada por um variador de tensão (VARIAC) de acionamento manual, modelo VM-230, de 3 kVA de potência máxima, fabricado pela SOCIEDADE TÉCNICA PAULISTA. Para reduzir as perdas de calor para o exterior, o conjunto tubo e resistências são recobertos sucessivamente por uma camada de lã de vidro de 70mm de espessura e outra de espuma de borracha de 25mm de espessura. A fixação dos termopares na superfície exterior do tubo segue dois procedimentos:

- a. para tubos com espessura de parede reduzida ($\approx 0,5\text{mm}$) os termopares são colados diretamente na superfície e recobertos com uma fita de *Kapton*. Nesse procedimento a colagem dos termopares obedecia os espaços deixados entre as resistências elétricas, minimizando o efeito da potência aplicada sobre a medida de temperatura da parede (vide Fig. 5.4a).
- b. para tubos com espessura de parede superior a 2,0 mm, os termopares eram inseridos em uma ranhura de aproximadamente, 1,5 mm de largura e 40 mm de comprimento e recobertos por um cimento condutor com catalizador, fabricado pela OMEGA-USA, como mostrado na Fig. 5.4b. A profundidade da ranhura é determinada de maneira que o tubo adquirisse uma espessura de parede de $\pm 0,5 \text{ mm}$. Os termopares utilizados nas ranhuras possuíam um diâmetro de 1,4 mm. Esse procedimento minimiza a influência das resistências elétricas sobre a medida

de temperatura.

Figura 5.3- Detalhe da seção de testes e localização dos termopares.

Seção de Visualização: Idealizada com o objetivo de verificar os padrões de escoamento na mudança de fase, por meio de observações visuais e registro fotográfico. Confeccionada de um tubo de vidro *pirex*, de 150 mm de comprimento e diâmetro interno da mesma ordem de grandeza do tubo ensaiado está localizada na saída da seção de testes. Os tubos de vidro foram gentilmente cedidos pela Vidraria do Instituto de Física de São Carlos. Os registros fotográficos dos padrões de escoamento foram obtidos utilizando uma máquina fotográfica digital SONY, modelo DSC F-717.

Figura 5.4- Detalhes da fixação dos termopares para medida da temperatura da parede do tubo : (a) tubos de espessura reduzida ; (b) tubos de maior espessura.

Transdutores de Pressão: As tomadas de pressão, mostradas na Fig. 5.1, são realizadas em quatro pontos distintos da bancada experimental, na entrada do pré-aquecedor, entrada e saída da seção de testes e saída do condensador. São utilizados dois modelos de transdutores de pressão: AKS-32 apresentando uma faixa de operação de 0 a 13 bar e o AKS-33, cuja faixa de operação varia entre 0 a 25 bar, ambos fabricados pela DANFOSS, proporcionando saída em corrente de 4-20 mA e precisão de 0,3% do fundo de escala. Os

transdutores de menor fundo de escala são utilizados na medida da variação da pressão ao longo da seção de testes. As tomadas de pressão são realizadas por meio de um orifício de 1 mm de diâmetro. A calibração dos transdutores foi realizada no Laboratório de Refrigeração da EESC-USP, utilizando-se um manômetro de coluna de mercúrio e um amperímetro de precisão. As curvas de calibração são apresentadas no Apêndice A.

Transdutor Diferencial de Pressão: Utilizado para avaliar a perda de pressão na seção de testes. O modelo adquirido foi o DP-15, fabricado pela empresa VALIDYNE - EUA. Foram também adquiridos quatro modelos de diafragmas: 3-24, 3-30, 3-34 e 3-38, para as seguintes pressões diferenciais 2,2; 8,6; 22 e 55 kPa, respectivamente. A precisão fornecida pelo fabricante para o transdutor diferencial de pressão é de 0,25%, sendo que a curva de calibração é apresentada no Apêndice A.

Medida de Temperatura: Foram utilizados termopares do tipo T (cobre-constantan), pois apresentam uma faixa de utilização (-184°C a 270°C) compatível com os valores típicos dos ensaios. Os pontos de medição da temperatura são mostrados na Fig. 5.1. Para a determinação da temperatura do fluido foram utilizados termopares blindados, produzidos pela IOPE. Para a medição da temperatura da parede do tubo foram utilizados termopares, fabricados pela OMEGA-EUA, de bitola AWG-30. É interessante ressaltar que, para a determinação das temperaturas de entrada e saída da solução de etileno glicol/água, os termopares AWG-30 foram introduzidos num poço constituído de um tubo de cobre de 1,5 mm de diâmetro, imerso na solução. Os termopares foram confeccionados segundo Lombardi (1983), que recomenda a utilização de luvas para o manuseio e que os fios de cobre e constantan sejam retorcidos para conferir uma maior resistência mecânica. Foi utilizado um gerador de arco voltaico, produzido por capacitores, para a confecção da junta quente, operação realizada em uma atmosfera não oxidante de nitrogênio. A calibração dos termopares foi realizada utilizando-se um banho termostático, fabricado pela HAAKE-EUA, abrangendo uma faixa de temperaturas entre -35°C a 200°C . Os termopares foram imersos em uma solução água-álcool e conectados ao sistema de aquisição. Para verificar a temperatura da solução água-álcool foram utilizados termômetros de precisão de bulbo, fabricados pela OMEGA-EUA com rastreabilidade NIST (*National Institute of Standards and Technology*, Estados Unidos). O primeiro deles cobria uma faixa de temperaturas de -35°C a 25°C , com escala de $0,1^{\circ}\text{C}$ e o segundo cobria uma faixa de temperaturas de 20°C a 60°C , com escala de $0,1^{\circ}\text{C}$. Os termopares

calibrados apresentaram uma precisão de $0,2^{\circ}\text{C}$ para uma faixa de -10°C a 50°C . O Apêndice A apresenta o procedimento e a curva de calibração desses termopares.

Variador de Frequência: Um variador de frequência dotado de um sistema de controle PID, modelo VLT-2803, de fabricação DANFOSS, foi utilizado com um medidor de vazão para o controle da rotação do motor de acionamento da microbomba, a fim de controlar a vazão em massa do sistema, para que a mesma permanecesse constante e igual ao valor predeterminado.

Medidor de Vazão: O medidor de vazão do circuito principal é do tipo efeito Coriolis, modelo MASS 2100-DI-6, com fundo de escala de 1000 kg/h . Esse sensor envia um sinal para o conversor de sinais, modelo MASS 3000, que permite a leitura da vazão em massa, da vazão volumétrica, da massa específica e da temperatura do fluido que circula pelo sensor. Esse conversor também envia um sinal para o sistema de aquisição, permitindo seu armazenamento no disco rígido. Ambos, sensor e conversor de sinais foram fabricados pela DANFOSS e segundo o fabricante, possuem uma precisão de $0,15\%$, a qual foi confirmada pelo Laboratório de Vazão do Instituto de Pesquisas Tecnológicas do Estado de São Paulo - IPT, onde foi realizada sua calibração. A curva de calibração é apresentada no Apêndice A.

Transdutores de Potência : São utilizados dois transdutores de potência ativa um com campo de medição de 0 a 9 kW e precisão de $\pm 0,25\%$, para o pré-aquecedor e outro com campo de medição de 0 a 2 kW e precisão de $\pm 0,50\%$, para a seção de testes. Fabricados pela empresa YOKOGAWA são compostos por um transdutor de corrente e um transdutor de tensão, modelo 2285A-013/W16/AN, fornecendo um sinal de saída de 4 a 20 mA . O processo de calibração é ilustrado no Apêndice A.

Sistema de Aquisição de Dados: O sistema de aquisição de dados consiste de um microcomputador Pentium II – 266 MHz ; dois cartões conversores analógico-digital, modelo Dyna-Res-16 da Strawberry Tree, que proporcionam um total de 32 canais de medida com 12 bits de resolução; três terminais de medida de temperatura modelo T-71-TC, com um total de 24 canais; um terminal de conexões para medida de parâmetros elétricos, modelo T-71-TG, com um total de 8 canais e o programa denominado Workbench. Os cartões conversores foram instalados diretamente na placa mãe do computador enquanto os terminais de conexões foram montados externamente.

A ligação dos cartões aos terminais é feita por meio de cabos coaxiais. O sistema é usado para monitorar e gravar sinais analógicos proporcionados pelos transdutores de temperatura, pressão, vazão e potência elétrica, os quais por meio de um conversor A/D são digitalizados e armazenados.

5.2- CIRCUITO DA SOLUÇÃO ANTICONGELANTE

O circuito da solução anticongelante é responsável pela condensação e sub-resfriamento do refrigerante no condensador do circuito principal. A solução anticongelante se caracteriza por uma temperatura de congelamento da ordem de -50°C .

O presente trabalho utiliza como solução anticongelante uma mistura a 60% de etileno-glicol/água, a qual é bombeada de um reservatório com capacidade de 60 litros, por meio de uma bomba centrífuga para o circuito principal: condensador, sub-resfriador e depósito de refrigerante.

A vazão da solução anticongelante é obtida por meio de um medidor de vazão do tipo turbina instalado na entrada do condensador do circuito principal. Dependendo das condições de ensaio, parte dessa solução pode ser utilizada no sub-resfriador abrindo-se uma válvula de esfera. Nas situações em que há necessidade de retirada de fluido refrigerante do circuito principal, essa solução pode ser utilizada no resfriamento do reservatório de refrigerante (vide Fig. 5.1).

A solução anticongelante que retorna do circuito principal é resfriada pelo evaporador do resfriador de líquido (*chiller*) retornando ao reservatório, o qual possui no seu interior uma resistência tubular de 12 kW, acionada por um controlador e um sensor do tipo PT-100. Tal resistência tem como função compensar a carga térmica para o resfriador de líquido, para que o compressor trabalhe sempre com a mesma capacidade e mantenha a solução anticongelante que é bombeada para o circuito principal sempre à mesma temperatura, que foi ajustada para -25°C . Dessa forma, o controle da pressão no circuito de ensaio é realizado por meio de uma válvula de agulha na saída do condensador, a qual ajusta a vazão da solução anticongelante, variando assim a capacidade do condensador.

A implementação do sistema de controle do *chiller* foi precedida pela elaboração de um programa computacional que simula o funcionamento da bancada experimental. Tal programa possibilitou de antemão avaliar alguns parâmetros importantes no desempenho

dos ensaios experimentais e as influências das modificações no funcionamento da bancada.

Entre os principais parâmetros obtidos pelo programa estão a vazão da solução de etileno-glicol/água e a carga de refrigerante necessária na seção de testes para uma determinada faixa de condições de operação. Isso porque, uma das maiores dificuldades encontradas na operação de equipamentos experimentais destinados a ensaios em ebulição convectiva é a determinação da carga de refrigerante necessária para os ensaios e, conseqüentemente, a necessidade de introdução ou de retirada de fluido refrigerante do sistema em função das limitações de potência no pré-aquecedor e da vazão da solução de etileno-glicol/água, ou seja, da capacidade do trocador de calor carcaça-tubos (condensador).

O programa computacional permitiu avaliar o efeito da carga de refrigerante, determinando-se qual a carga que atende a uma maior faixa de condições de testes além da massa de fluido refrigerante que deverá ser introduzida ou retirada para atender todas as condições de testes propostas na matriz de experimentos.

5.3- PROCEDIMENTO DE ENSAIO

Para início dos ensaios, acionava-se o resfriador de líquido, aguardando até que a solução de etileno-glicol/água atingisse a temperatura pré-determinada de -25°C . Em seguida, acionava-se a microbomba para a circulação do fluido refrigerante no circuito de ensaios, ajustando a vazão em massa de fluido refrigerante por meio do variador de frequência. Com a circulação de fluido refrigerante já estabelecida eram acionadas as resistências do pré-aquecedor e da seção de teste, as quais eram ajustadas para as condições de ensaio estipuladas na matriz de experimentos. Com as resistências e a circulação de fluido refrigerante ativadas, era necessário um tempo de ± 90 min para que o sistema atingisse o regime permanente.

Na execução dos ensaios foram utilizados dois procedimentos experimentais, um para escoamento monofásico e outro para o escoamento bifásico. Tais procedimentos são descritos nos itens subseqüentes.

I. Escoamento Monofásico

Os ensaios iniciam-se com o escoamento monofásico de líquido. Nesse tipo de ensaio,

as válvulas de comunicação entre o circuito principal e o depósito de refrigerante permaneciam abertas. Isso era necessário para evitar pressões excessivas no circuito, resultantes do aquecimento na seção de testes ou mesmo através do isolamento térmico em regiões não aquecidas. O fluido refrigerante era circulado com vazão estipulada na matriz de experimentos. Uma vez que a temperatura da mistura anticongelante permanecia constante, os seguintes parâmetros eram ajustados: vazão, potência elétrica na seção de testes e no pré-aquecedor, esse último responsável pela estabilização da temperatura na entrada da seção de testes, fixada sempre em torno de $-2,5^{\circ}\text{C}$. Com a vazão ajustada, a temperatura no valor desejado e constatado o regime permanente, o sistema de aquisição era acionado, gravando os parâmetros selecionados no disco rígido. A condição de regime permanente era constatada se, no intervalo entre 10 e 15 minutos, a temperatura na entrada da seção de testes permanecesse inalterada.

Com esse procedimento, era possível verificar se as medidas dos termopares superficiais eram consistentes, por meio de comparações com as correlações para a avaliação do coeficiente de transferência de calor no interior de tubos lisos, como a de Dittus e Boelter (1930) e de Gnielinski (1976) apud Incropera e DeWitt (1994). Entretanto, antes de avaliar o coeficiente de transferência de calor, verificava-se as perdas de calor para o ambiente comparando-se a potência elétrica aplicada no pré-aquecedor, $\dot{Q}_{PA}$, e na seção de teste, $\dot{Q}_{ST}$, com a potência resultante do balanço de energia, $\dot{Q}_{BE}$, dado por,

$$\dot{Q}_{BE} = \dot{m}_r c_p (T_{sai} - T_{ent}) \quad (5.1)$$

na qual $\dot{m}_r$ é a vazão em massa de fluido refrigerante, c_p é o calor específico à pressão constante médio e T_{ent} e T_{sai} são, respectivamente, as temperaturas de entrada e saída, do pré-aquecedor ou da seção de testes.

A Fig. 5.5 apresenta esse procedimento aplicado aos resultados experimentais de um tubo de latão de 17,4 mm de diâmetro interno. Nessa figura, observa-se que, o desvio médio da potência elétrica aplicada na seção de testes em relação àquela obtida do balanço de energia, para este tubo, foi de 3,5% para potências variando entre 100 e 750 W. Já o pré-aquecedor apresentou um desvio médio de 5% para potências variando entre 100 e 1275 W. Vale ressaltar que, caso fossem constatadas perdas significativas para o ambiente,

isolante térmico seria adicionado com o objetivo de minimizar tais perdas.

Figura 5.5- Resultados experimentais relacionando a potência elétrica aplicada no pré-aquecedor e na seção de testes com a potência avaliada pelo balanço de energia, para um tubo liso com 17,4 mm de diâmetro interno.

A Fig. 5.6 ilustra a boa concordância entre o coeficiente de transferência de calor avaliado experimentalmente e aquele calculado pela correlação de Gnielinski (1976), para o tubo de latão de 15,8 mm de diâmetro interno. Esses resultados revelam que as medidas, principalmente as de temperaturas na seção de testes, mostraram-se bastante confiáveis.

Figura 5.6- Comparação entre o coeficiente de transferência de calor avaliado experimentalmente e aquele calculado pela correlação de Gnielinski (1976), para um tubo de latão de 15,8 mm de diâmetro.

É interessante observar que o desvio médio proporcionado pelos resultados experimentais em relação aqueles obtidos pela correlação de Gnielinski (1976) foi de 4,0%. Vale ressaltar que os resultados foram obtidos para uma faixa de vazão em massa variando entre 0,035 e 0,1 kg/s. Watellet (1994) realizou o mesmo procedimento adotado no presente trabalho e alcançou desvios da ordem de 4,2% relativamente à correlação de Gnielinski (1976), porém operando numa faixa mais modesta de vazões.

Uma vez analisados os resultados para o escoamento monofásico de líquido e verificado a consistência das medições, os ensaios em escoamento bifásico eram iniciados.

II. *Escoamento Bifásico*

Uma vez concluídos os ensaios com escoamento monofásico de líquido, recolhia-se uma certa quantidade de refrigerante no depósito de líquido (garrafa de refrigerante do circuito de ensaios) para possibilitar os ensaios em ebulição convectiva. O variador de frequência era programado e, automaticamente, acionava a bomba de circulação. As condições de ensaio eram estabelecidas pela matriz de experimentos, nas quais, inicialmente, se mantinha constante os valores para o fluxo de calor, q'' , aplicado na seção de testes, e a velocidade mássica, G , ajudando-se, apenas o valor da potência elétrica aplicada na seção de pré-aquecimento, com o objetivo de se alcançar o valor desejado para o título de entrada da seção de testes.

Finalmente, a válvula reguladora de vazão da solução anticongelante era cuidadosamente ajustada, controlando assim, a pressão da entrada da seção de testes, afim de atingir a temperatura de saturação pré-determinada. Se todos os parâmetros se mantivessem constantes por um período de 10 a 15 minutos, a aquisição era realizada. O procedimento experimental, desde o acionamento do variador de frequência até a aquisição do primeiro ponto, durava aproximadamente 90 minutos. É importante ressaltar que o inventário de refrigerante no circuito principal era alterado algumas vezes no período. Por exemplo, para ensaios com vazões e títulos elevados era necessário um menor inventário de refrigerante no circuito, sob pena de não se atingir a pressão de evaporação desejada. Para vazões e títulos reduzidos, a quantidade de refrigerante requerida pelo sistema era maior.

5.4- MATRIZ DE EXPERIMENTOS

Desde o início da campanha de ensaios foi desenvolvida uma planilha, denominada de Matriz de Experimentos, que incorporou os parâmetros que seriam controlados durante os testes. Para cada condição tornou-se fundamental confeccionar uma matriz de experimentos que envolvia distintas temperaturas de evaporação, fluxos de calor, fluidos refrigerantes e diferentes configurações de tubo. Na Fig. 5.7 apresenta-se um exemplo de uma matriz de experimentos utilizada para o tubo de latão de 17,4 mm de diâmetro interno, utilizando o R-134a como fluido de trabalho, temperatura de evaporação de 5°C na entrada da seção de testes e fluxo de calor específico de 5 kW/m².

Para o caso do escoamento monofásico de líquido, foi necessário confeccionar outra planilha que se adequasse às condições específicas para esse tipo de escoamento. Nesse caso, os únicos parâmetros controlados foram: a vazão de refrigerante, a potência elétrica aplicada e a temperatura de entrada na seção de testes. A Fig. 5.8 apresenta um exemplo de matriz de experimentos válida para o tubo de latão de 17,4 mm com o R-134a escoando como líquido sub-resfriado.

T_{Evap} (°C)	P.Aq.(W)	ST (W)	ϕ (kW/m ²)	m (kg/s)	G (kg/m ² .s)	x_{ENT}	x_{SAI}	x_{MED}	OK
5	1204	375	5	0,048	200	0,03	0,07	0,05	
5	1610	375	5	0,048	200	0,08	0,12	0,10	
5	2480	375	5	0,048	200	0,18	0,22	0,20	
5	3349	375	5	0,048	200	0,28	0,32	0,30	
5	4096	375	5	0,048	200	0,38	0,42	0,40	
5	5025	375	5	0,048	200	0,48	0,52	0,50	
5	5955	375	5	0,048	200	0,58	0,62	0,60	
5	6884	375	5	0,048	200	0,68	0,72	0,70	
5	7813	375	5	0,048	200	0,78	0,82	0,80	
5	8742	375	5	0,048	200	0,88	0,92	0,90	
5	508	375	5	0,024	100	0,01	0,09	0,05	
5	711	375	5	0,024	100	0,06	0,14	0,10	
5	1146	375	5	0,024	100	0,16	0,24	0,20	
5	1581	375	5	0,024	100	0,26	0,34	0,30	
5	1954	375	5	0,024	100	0,36	0,44	0,40	
5	2419	375	5	0,024	100	0,46	0,54	0,50	
5	2884	375	5	0,024	100	0,56	0,64	0,60	
5	3348	375	5	0,024	100	0,66	0,74	0,70	
5	3813	375	5	0,024	100	0,76	0,84	0,80	
5	4277	375	5	0,024	100	0,86	0,94	0,90	

Figura 5.7- Exemplo de uma Matriz de Experimentos para o escoamento em mudança de fase do fluido R-134a em um tubo de latão de 17,4mm de diâmetro.

Temperatura de Entrada	Vazão / Pot. ST	100 W	220 W	375 W	500 W
-2,5°C	0,1 kg/s				
-2,5°C	0,09 kg/s				
-2,5°C	0,08 kg/s				
-2,5°C	0,07 kg/s				
-2,5°C	0,06 kg/s				
-2,5°C	0,05 kg/s				
-2,5°C	0,045 kg/s				
-2,5°C	0,04 kg/s				
-2,5°C	0,035 kg/s				
-2,5°C	0,030 kg/s				
-2,5°C	0,025 kg/s				
-2,5°C	0,020 kg/s				

Figura 5.8- Exemplo de uma Matriz de Experimentos para o escoamento monofásico de líquido, aplicada ao escoamento do fluido R-134a em um tubo de latão de 17,4mm de diâmetro.

5.5- TRATAMENTO DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Os resultados experimentais para o escoamento em mudança de fase, obtidos nas diversas campanhas de ensaio, foram tratados de acordo com o procedimento que será exposto a seguir. Inicialmente, será apresentado o procedimento para a avaliação do título na entrada e saída da seção de testes e, posteriormente, o método para a determinação do coeficiente de transferência de calor.

► Avaliação do Título na Entrada e na Saída da Seção de Testes

Na entrada do pré-aquecedor, o fluido refrigerante encontra-se no estado de líquido sub-resfriado, estado que é garantido pela troca de calor no sub-resfriador. A pressão, P , a temperatura, T , e a vazão do fluido, $\dot{m}_r$, são conhecidas. Assim, um fluxo de calor pré-estabelecido é imposto no pré-aquecedor para que o fluido refrigerante, que entra sub-resfriado, deixe o pré-aquecedor com um dado título, o qual é calculado por um balanço de energia. Como na seção de estabilização as trocas de calor com o ambiente são praticamente nulas, considera-se que o título de saída do pré-aquecedor é o mesmo da entrada da seção de testes.

Conhecido o estado do fluido refrigerante na entrada do pré-aquecedor, uma vez que a temperatura e pressão são medidas, as propriedades de transporte podem ser facilmente determinadas. Garantindo-se que na saída do pré-aquecedor o fluido refrigerante esteja no estado saturado, é possível obter, por meio de tabelas ou de um programa de computador, as propriedades nas condições que foram especificadas. Nessas condições, determina-se

o título da entrada da seção de testes, x_{EST} , por meio da equação, resultante do balanço de energia no pré-aquecedor, dada por,

$$x_{EST} = \frac{1}{i_{lv, EST}} \left[\frac{\dot{Q}_{PA}}{\dot{m}_r} + (i_{EPA} - i_{l, EST}) \right] \quad (5.2)$$

na qual $\dot{Q}_{PA}$ é a potência aplicada no pré-aquecedor, $\dot{m}_r$ é a vazão em massa de fluido refrigerante, i_{EPA} é a entalpia na entrada do pré-aquecedor, $i_{l, EST}$ é a entalpia do líquido saturado na pressão de entrada da seção de testes e $i_{lv, EST}$ é a entalpia de vaporização avaliada na pressão de entrada da seção de testes.

Do mesmo modo, o título de saída da seção de testes é determinado por meio de um balanço de energia, no qual o volume de controle é a seção de testes. Neste caso, conhecendo-se o título na entrada da seção de testes pelo procedimento anterior, as temperaturas do fluido refrigerante na entrada e na saída e a potência aplicada, o título na saída da seção de testes, x_{SST} , é determinado pela relação,

$$x_{SST} = \frac{1}{i_{lv, SST}} \left[\left(\frac{\dot{Q}_{ST}}{\dot{m}_r} \right) + (i_{l, EST} - i_{l, SST}) + (x_{EST} i_{lv, EST}) \right] \quad (5.3)$$

na qual $\dot{Q}_{ST}$ é a potência aplicada na seção de testes, $i_{l, SST}$ é a entalpia do líquido saturado avaliada na saída da seção de testes e $i_{lv, SST}$ é a entalpia de vaporização avaliada na pressão de saída da seção de testes. Entretanto, a Eq. (5.3) pode ser simplificada, pois a variação de $i_{l, EST}$, $i_{l, SST}$, $i_{lv, EST}$ e $i_{lv, SST}$ com a pressão não é significativa. Dessa forma, assumindo que $i_{l, EST} = i_{l, SST}$ e $i_{lv, EST} = i_{lv, SST}$ tem-se,

$$x_{SST} = \frac{1}{i_{lv, EST}} \left[\left(\frac{\dot{Q}_{ST}}{\dot{m}_r} \right) + x_{EST} \right] \quad (5.4)$$

Comparando-se o valor do título na saída da seção de teste, x_{SST} , obtido pela Eq. (5.3) e pela Eq. (5.4) observou-se uma variação na ordem 10^{-4} , ou seja, a simplificação realizada na Eq. (5.3) se mostrou apropriada.

Utilizando a Eq. (5.4) é possível obter uma equação para o cálculo do título em qualquer posição ao longo da seção de teste, x_z , uma vez que o fluxo de calor pode ser

calculado. Dessa forma, x_z é calculado por,

$$x_z = \frac{q''_{ST} \pi D z}{\dot{m}_r i_{lv, EST}} + x_{EST} \quad (5.5)$$

na qual z é a posição ao longo da seção de testes, q''_{ST} é o fluxo de calor aplicado na seção de testes, D é o diâmetro interno do tubo.

► *Determinação da Perda de Pressão*

A perda de carga experimental foi avaliada por dois procedimentos distintos. O primeiro consiste na determinação direta por meio da leitura na tela do computador do valor proporcionado pelo transdutor diferencial de pressão. O segundo, que serve como verificação, é obtido pela diferença entre as pressões na entrada e na saída da seção de testes, medidas pelos transdutores de pressão, localizados nessas seções.

► *Determinação do Coeficiente de Transferência de Calor*

O coeficiente de transferência de calor foi determinado utilizando a Lei de Newton do Resfriamento, dada por,

$$h = \frac{q''}{\Delta T} \quad (5.6)$$

na qual o numerador corresponde ao fluxo de calor, $q'' = \dot{Q}/A$, razão entre a potência elétrica e a área de aquecimento, e o denominador é a diferença entre as temperaturas da superfície ou parede do tubo, T_p , e de saturação ou evaporação do fluido refrigerante, T_{sat} .

As temperaturas da parede, como mencionado anteriormente, foram medidas em três posições equidistantes de 90° na seção transversal e em quatro seções ao longo do tubo. Nesse sentido, foi possível avaliar o coeficiente de transferência de calor em 12 posições ao longo da seção de testes. Em cada seção transversal o coeficiente foi estimado nas seguintes disposições: Superior, Lateral e Inferior do tubo. Dessa forma, foi possível acompanhar as variações de temperatura ao longo de cada seção e, o mais interessante, verificar as diferenças das temperaturas nessas posições de acordo com cada padrão de escoamento.

Resumidamente, o coeficiente de transferência de calor experimental apresentado na

maioria das figuras deste trabalho foi determinado segundo a equação,

$$h_{\text{exp}} = \frac{h_{S1} + h_{S2} + h_{S3} + h_{S4}}{4} \quad (5.7)$$

na qual h_{S1} , h_{S2} , h_{S3} e h_{S4} são os coeficientes de transferência de calor médios em cada seção do tubo, dados por,

$$h_{Sn} = \frac{q_{ST}''}{\left[\left(\frac{T_{pS} + T_{pL} + T_{pI}}{3} \right)_{\text{sec}} - T_{\text{sat}} \right]} \quad (5.8)$$

na qual $q_{ST}'' = \dot{Q}_{ST}/A_{ST}$ é a taxa de transferência de calor por unidade de área na seção de testes, T_{pS} , T_{pL} e T_{pI} são, respectivamente, as temperaturas da parede superior, lateral e inferior na seção considerada, T_{sat} é a temperatura de saturação e o subíndice *sec* indica a seção.

5.6- ANÁLISE DE INCERTEZAS

Esta seção aborda o procedimento para estimar a incerteza associada à medição em casos nos quais o valor mensurado não pode ser determinado diretamente a partir da indicação de um único instrumento de medição, mas deve ser calculada por uma equação que relaciona várias grandezas de entrada, medidas independentemente. Estimativas iniciais das incertezas padrão associadas a cada uma destas grandezas de entrada são o ponto de partida.

Uma expressão genérica que permite estimar a incerteza padrão combinada, IR , para o caso geral em que apenas grandezas de entrada se relacionam é dada por,

$$IR \Gamma = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial x_1} IRx_1 \right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial x_2} IRx_2 \right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial x_3} IRx_3 \right)^2 + \dots} \quad (5.9)$$

na qual IRx_n é a incerteza relacionada a cada grandeza independente e Γ é a grandeza calculada em função de várias grandezas de entrada independentes, x_n , dada por,

$$\Gamma = f(x_1, x_2, x_3, \dots) \quad (5.10)$$

Utilizando o procedimento descrito acima para o cálculo da incerteza medição do

coeficiente de transferência de calor, tem-se,

$$h = \frac{\dot{Q}_{ST}}{\pi D L (T_p - T_{sat})} \quad (5.11)$$

Aplicando-se a Eq. (5.9), tem-se,

$$IR h = \sqrt{\left(\frac{\partial h}{\partial \dot{Q}_{ST}} IR \dot{Q}_{ST}\right)^2 + \left(\frac{\partial h}{\partial D} IR D\right)^2 + \left(\frac{\partial h}{\partial L} IR L\right)^2 + \left(\frac{\partial h}{\partial T_p} IR T_p\right)^2 + \left(\frac{\partial h}{\partial T_{sat}} IR T_{sat}\right)^2} \quad (5.12)$$

Na Tabela 5.1 apresentam-se as incertezas associadas aos parâmetros independentes obtidos nos ensaios experimentais.

Tabela 5.1- Incerteza dos distintos parâmetros envolvidos nos ensaios experimentais

Parâmetro	Incerteza
Pressão	$\pm 0,30\%$
Temperatura	$\pm 0,20^\circ\text{C}$
Vazão	$\pm 0,15\%$
Potência ($\dot{Q}_{ST}$)	$\pm 0,50\%$
Potência ($\dot{Q}_{PA}$)	$\pm 0,25\%$
Transdutor Dif. Pressão	$\pm 0,25\%$
Comprimento	$\pm 5 \times 10^{-5} m$
Diâmetro	$\pm 5 \times 10^{-5} m$

Calculando-se a derivada associada a cada grandeza independente, tem-se,

$$\frac{\partial h}{\partial \dot{Q}_{ST}} = \frac{1}{\pi D L (T_p - T_{sat})} \quad (5.13)$$

$$\frac{\partial h}{\partial D} = \frac{-\dot{Q}_{ST}}{\pi D^2 L (T_p - T_{sat})} \quad (5.14)$$

$$\frac{\partial h}{\partial L} = \frac{-\dot{Q}_{ST}}{\pi D L^2 (T_p - T_{sat})} \quad (5.15)$$

$$\frac{\partial h}{\partial T_p} = \frac{-\dot{Q}_{ST}}{\pi D L (T_p - T_{sat})^2} \quad (5.16)$$

$$\frac{\partial h}{\partial T_{sat}} = \frac{\dot{Q}_{ST}}{\pi D L (T_p - T_{sat})^2} \quad (5.17)$$

Utilizando o procedimento descrito acima para o cálculo da incerteza de medição do coeficiente de transferência calor é possível avaliar os demais parâmetros experimentais calculados, como, por exemplo, o título.

Vale lembrar que as incertezas propagadas são afetadas pela incerteza dos parâmetros medidos. Dessa forma, uma melhor precisão na medida de temperatura permitiria a obtenção de uma menor incerteza de medição do coeficiente de transferência de calor, entretanto, o uso de termopares limita a precisão da medida.

6

ANÁLISE DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Com o objetivo de analisar os mecanismos físicos inerentes à ebulição convectiva no interior de tubos, foi realizada uma campanha de ensaios experimentais visando medir a perda de pressão e a transferência de calor em seis tubos lisos de latão, cujas características geométricas são apresentadas na Tabela 6.1. Essa campanha permitiu levantar, aproximadamente, 2000 pontos experimentais envolvendo uma ampla faixa de condições operacionais para os escoamentos monofásico de líquido e em mudança de fase (líquido-vapor).

Com o objetivo de organizar o extenso banco de dados, facilitar comparações e sua interpretação quanto aos mecanismos físicos envolvidos, a análise dos resultados é iniciada abordando-se o escoamento monofásico de líquido e, posteriormente, o escoamento em mudança de fase. Em ambas as análises são discutidas a perda de pressão e a transferência de calor, bem como os principais parâmetros que intervêm no fenômeno.

Tabela 6.1- Características geométricas dos tubos de latão utilizados na campanha de ensaios.

<i>Tubo</i>	<i>D_{ext}</i> (mm)	<i>D_{int}</i> (mm)	<i>e</i> (mm)	<i>L</i> (m)
1	12,6	6,2	3,2	1,5
2	14,2	7,8	3,2	1,5
3	15,9	9,5	3,2	1,5
4	19,0	12,6	3,2	1,5
5	22,2	15,8	3,2	1,5
6	23,8	17,4	3,2	1,5

Para o escoamento monofásico de líquido foram utilizadas as condições de operação:

temperatura de entrada na seção de testes de $-2, 5^{\circ}\text{C}$, potência na seção de testes variando entre 100 e 600 W e vazões variando entre 0,005 e 0,1 kg/s.

As condições de operação para o escoamento em mudança de fase foram determinadas a fim de abranger uma ampla faixa de velocidades mássicas, como mostrado na Tabela 6.2. Entretanto, devido às limitações do medidor de vazão e da potência elétrica dissipada no pré-aquecedor, algumas não foram alcançadas. A temperatura de saturação e o fluido refrigerante utilizados nos ensaios foram, respectivamente, de 5°C e o R-134a.

Tabela 6.2- Condições operacionais utilizadas nos ensaios para o escoamento em mudança de fase.

Adiabático						
G [kg/s.m ²]	D _{int} [mm]					
	6,2	7,8	9,5	12,6	15,8	17,4
25	■	■	■	■	ok	ok
50	■	■	■	ok	ok	ok
100	■	ok	ok	ok	ok	ok
150	ok	ok	ok	ok	ok	ok
200	ok	ok	ok	ok	ok	ok
300	ok	ok	ok	ok	ok	ok
500	ok	ok	ok	ok	ok	ok
Não-Adiabático [q'' = 5 e 10 kW/m ²]						
G [kg/s.m ²]	D _{int} [mm]					
	6,2	7,8	9,5	12,6	15,8	17,4
25	■	■	■	■	ok	ok
50	■	■	■	ok	ok	ok
100	■	ok	ok	ok	ok	ok
150	ok	ok	ok	ok	ok	ok
200	ok	ok	ok	ok	ok	ok
300	ok	ok	ok	ok	ok	ok
500	ok	ok	ok	ok	ok	■

6.1- ESCOAMENTO MONOFÁSICO

A campanha de ensaios envolvendo o escoamento monofásico de refrigerante na fase líquida permitiu o levantamento de, aproximadamente, 300 pontos experimentais. Esses foram realizados antes dos ensaios com mudança de fase, pois com esse procedimento era possível verificar se a instrumentação da bancada experimental estava consistente, principalmente as medidas dos termopares superficiais, verificadas por meio de comparações com as principais correlações para a avaliação do coeficiente de transferência de calor no interior de tubos lisos.

A Fig. 6.1 ilustra uma comparação da perda de pressão, ΔP , entre os tubos ensaiados em função da velocidade mássica, G , e do número de Reynolds médio no tubo, $Re_m = [GD/\mu_l]$. A perda de pressão foi avaliada utilizando um transdutor diferencial de pressão com precisão de leitura de 0,25% do fundo de escala. Os números de Reynolds variaram de 10^3 a 8×10^4 , abrangendo as regiões de escoamento laminar, transição e turbulento. Os tubos de 6,2 ; 7,8 e 9,5 mm de diâmetro, como era esperado, apresentaram um perda de pressão mais elevada, devido ao menor diâmetro.

Figura 6.1- Perda de pressão em função da velocidade mássica e do número de Reynolds : (a) e (c) para os tubos de 6,2 ; 7,8 e 9,5 mm ; (b) e (d) para os tubos de 12,6 ; 15,8 e 17,4 mm.

A Fig. 6.2 ilustra os resultados experimentais obtidos para os tubos de 6,2 ; 7,8 ; 9,5 ; 15,8 e 17,4 mm de diâmetro em termos do parâmetro $Nu/Pr^{0,4}$ médio no tubo em função do número de Reynolds médio no tubo, comparados com a correlação de Dittus-Boelter (1930) dada por,

$$\frac{Nu}{Pr_l^{0,4}} = 0,023 Re^{0,8} \left\{ \begin{array}{l} 0,7 \leq Pr_l \leq 160 \\ Re \geq 10^4 \\ \frac{L}{D} \geq 10 \end{array} \right. \quad (6.1)$$

na qual, $Nu = h_l D / k_l$ é o número de Nusselt, $Re = [GD / \mu_l]$ é o número de Reynolds e $Pr_l = [\mu_l c_{p,l} / k_l]$ é o número de Prandtl.

Figura 6.2- Resultados obtidos para os tubos de latão em termos do grupo adimensional $Nu / Pr^{0.4}$ médio em função do número de Reynolds médio, superpostos com a correlação de Dittus-Boelter (1930) : (a) Tubos de 12,6 ; 15,8 e 17,4 mm de diâmetro ; (b) Tubos de 6,2 ; 7,8 e 9,5 mm de diâmetro.

Observa-se que para números de Reynolds superiores a 10^4 os resultados experimentais concordam com a correlação de Dittus-Boelter (1930), demonstrando a validade das medidas de temperatura. Entretanto, para $Re < 10^4$ a correlação de Dittus-Boelter (1930) não é adequada para avaliar os resultados. Dessa forma, a correlação de Gnielinski (1976) apud Incropera e DeWitt (1994), foi utilizada na Fig. 6.3 para avaliar o número de Nusselt médio e, conseqüentemente, o coeficiente de transferência de calor. Essa correlação abrange uma faixa mais ampla de números de Reynolds e é considerada uma das mais precisas para o cálculo do coeficiente de transferência de calor em escoamento monofásico turbulento no interior de tubos lisos. Tal correlação é dada por,

$$Nu = \frac{\left(\frac{f}{8}\right) (Re - 1000) Pr_l}{1 + 12,7 \left(\frac{f}{8}\right)^{\frac{1}{2}} \left(Pr_l^{\frac{2}{3}} - 1\right)} \quad \left\{ \begin{array}{l} 0,5 \leq Pr_l \leq 2000 \\ 2300 < Re \leq 5 \times 10^6 \end{array} \right. \quad (6.2)$$

na qual f é o fator de atrito calculado pela correlação de Petukov (1970) apud Incropera e DeWitt (1994) dada por,

$$f = (0,79 \ln(\text{Re}) - 1,64)^{-2} \quad 3000 \leq \text{Re} \leq 5 \times 10^6 \quad (6.3)$$

Figura 6.3- Resultados obtidos para o número de Nusselt médio em função do número de Reynolds médio, superpostos com a correlação de Gnielinski.

Observa-se na Fig. 6.3, que para os tubos de 15,8 e 17,4 mm e $\text{Re} < 10^4$ os resultados divergem daqueles obtidos para os tubos de menor diâmetro. Tal aspecto, torna necessário considerar na análise o desenvolvimento dos perfis de velocidade e temperatura.

No presente trabalho, a existência à montante da seção de testes de um trecho reto adiabático de, aproximadamente, 1,5 m de comprimento, denominado de "seção de estabilização", é responsável pelo completo desenvolvimento do perfil de velocidades. Entretanto, o desenvolvimento do perfil de temperatura só se inicia na entrada da seção de testes, ou seja, no início do aquecimento.

O comportamento dos resultados para $\text{Re} < 10^4$, demonstra que o perfil de temperaturas não está completamente desenvolvido. Tal fato pode ser justificado observando-se a Fig. 6.4, que apresenta o número de Nusselt local em função do inverso

do número de Graetz para os tubos de 9,5 ; 15,8 e 17,4 mm de diâmetro. Observa-se que os resultados para o tubo de 9,5 mm não seguem a mesma tendência daqueles obtidos para os tubos de maior diâmetro, pois em tubos de menor diâmetro o perfil de temperatura se desenvolve mais rapidamente, considerando-se os mesmos números de Reynolds.

O inverso do número de Graetz, utilizado na Fig. 6.4 é dado por,

$$Gz^{-1} = \frac{z}{D \text{ Re Pr}} \quad (6.4)$$

na qual, z é a coordenada medida a partir da entrada da seção de teste.

Figura 6.4- Nusselt local em função do inverso do número de Graetz, para os tubos de 9,5 ; 15,8 e 17,4 mm de diâmetro, obtido na seção quatro (vide Fig. 5.3, $z = 1, 2$ m)

As principais conclusões relativas ao escoamento monofásico podem ser assim resumidas:

- ▶ os valores de perda de pressão para os tubos de 6,2 ; 7,8 e 9,5 mm são superiores àqueles dos tubos de 12,6 ; 15,8 e 17,4 mm ;
- ▶ para valores de Reynolds superiores a 10^4 os valores do número de Nusselt obtidos experimentalmente concordam com aqueles obtidos pelas correlações de Dittus-Boelter (1930) e Gnielinski (1976) ;

- ▶ para valores de Reynolds inferiores a 10^4 o perfil de temperatura para os tubos de 15,8 e 17,4 mm de diâmetro podem não estar completamente desenvolvido ;
- ▶ Que as medidas de pressão e temperatura são consistentes, habilitando os ensaios com mudança de fase.

6.2- ESCOAMENTO COM MUDANÇA DE FASE

Esta seção apresenta os resultados experimentais obtidos para a perda de pressão e para a transferência de calor durante o escoamento em mudança de fase (líquido-vapor) do refrigerante R-134a no interior de tubos lisos, apresentando os padrões de escoamento e os efeitos do diâmetro do tubo, da velocidade mássica e do fluxo de calor.

Os resultados experimentais obtidos compõem, aproximadamente, 1700 pontos, envolvendo o escoamento do fluido refrigerante R-134a no interior de seis tubos lisos de latão (vide Tabela 6.1), nas condições: temperatura de evaporação de 5°C , fluxos de calor de 0; 5 e 10 kW/m^2 e velocidades mássicas de 25 a 500 kg/s.m^2 .

A investigação dos distintos padrões de escoamento foi realizada por meio do registro fotográfico, o qual foi utilizado para avaliar os mapas de escoamento de Kattan, Thome e Favrat (1998) e de Thome e Hajal (2002) apresentados no Apêndice B.

6.2.1- PADRÕES DE ESCOAMENTO

Nesta seção, os padrões de escoamento observados e registrados utilizando-se a seção de visualização, localizada na saída da seção de testes, serão analisados e comparados com aqueles previstos pelos mapas de Kattan, Thome e Favrat (1998) e de Thome e Hajal (2002). Algumas das fotografias ilustrando os principais padrões de escoamento observados, são apresentadas no Apêndice C.

A Fig. 6.5 apresenta a divisão percentual dos principais padrões de escoamento observados em cada um dos tubos de latão ensaiados em relação àqueles obtidos pelos mapas de escoamento de Kattan, Thome e Favrat (1998) e de Thome e Hajal (2002).

Figura 6.5- Porcentagem dos padrões de escoamento obtidos pelo registro fotográfico comparados aos obtidos pelos mapas de Kattan, Thome e Favrat (1998) e de Thome e Hajal (2002) para o escoamento adiabático no interior dos tubos de 6,2 ; 7,8 ; 9,5 ; 12,6 e 15,8 mm de diâmetro. (a) Padrão Anular ; (b) Padrão Intermitente ; (c) Padrão Estratificado Ondulado e (d) Padrão Estratificado Liso.

Observa-se na Fig. 6.5 que a identificação dos padrões de escoamento realizada pelos mapas de escoamento apresenta concordância satisfatória com aquela realizada por meio do registro fotográfico, exceto pelos padrões intermitente e estratificado ondulado. Tal fato pode estar relacionado à linha de transição intermitente-anular dos mapas de Kattan, Thome e Favrat (1998) e Thome e Hajal (2002), caracterizada por um linha vertical obtida considerando-se $X_{tt} = 0,34$, a qual, conseqüentemente, desconsidera os efeitos da velocidade mássica e do diâmetro do tubo. Entretanto, observando-se a Tabela 6.3 que apresenta uma compilação do registro fotográfico, nota-se que a transição entre os padrões intermitente e anular varia com a velocidade mássica e com o diâmetro do tubo. Aumentando-se o diâmetro do tubo há uma redução da incidência do padrão de escoamento anular, mesmo com a elevação da velocidade mássica, evidenciando o aumento da estratificação com o aumento do diâmetro.

Tabela 6.3- Região de ocorrência dos padrões de escoamento para os tubos de 6,2 ; 7,8 ; 9,5 ; 12,6 e 15,8 mm de diâmetro obtida por meio do registro fotográfico.

D = 6,2 mm				
G [kg/s.m²]	Anular	Intermitente	Névoa	
150	0,4 < x ≤ 0,9	0,1 ≤ x ≤ 0,4		
200	0,3 < x ≤ 0,9	0,1 ≤ x ≤ 0,3		
300	0,3 < x ≤ 0,7	0,1 ≤ x ≤ 0,3	0,7 < x ≤ 0,9	
500	0,2 < x ≤ 0,7	0,1 ≤ x ≤ 0,2	0,7 < x ≤ 0,9	

D = 7,8 mm				
G [kg/s.m²]	Anular	Intermitente	Est. Ondulado	Névoa
100		0,1 ≤ x ≤ 0,3	0,3 < x ≤ 0,9	
150	0,7 < x ≤ 0,9	0,1 ≤ x ≤ 0,7		
200	0,5 < x ≤ 0,9	0,1 ≤ x ≤ 0,5		
300	0,3 < x ≤ 0,8	0,1 ≤ x ≤ 0,3		0,8 < x ≤ 0,9
500	0,2 < x ≤ 0,7	0,1 ≤ x ≤ 0,2		0,7 < x ≤ 0,9

D = 9,5 mm				
G [kg/s.m²]	Anular	Intermitente	Est. Ondulado	Névoa
100	0,7 < x ≤ 0,9	0,1 ≤ x ≤ 0,3	0,3 ≤ x < 0,7	
150	0,4 < x ≤ 0,9	0,2 ≤ x ≤ 0,4	0,1 ≤ x < 0,2	
200	0,3 < x ≤ 0,9	0,1 ≤ x ≤ 0,3		
300	0,2 < x ≤ 0,8	0,1 ≤ x ≤ 0,2		0,8 < x ≤ 0,9
500	0,2 < x ≤ 0,7	0,1 ≤ x ≤ 0,2		0,7 < x ≤ 0,9

D = 12,6 mm				
G [kg/s.m²]	Anular	Intermitente	Est. Ondulado	Est. Liso
50		0,1 ≤ x ≤ 0,2	0,3 ≤ x ≤ 0,9	0,2 < x < 0,3
100			0,2 ≤ x ≤ 0,9	0,1 ≤ x < 0,2
150	0,6 < x ≤ 0,9	0,1 ≤ x ≤ 0,6		
200	0,5 < x ≤ 0,9	0,1 ≤ x ≤ 0,5		
300	0,4 < x ≤ 0,9	0,1 ≤ x ≤ 0,4		
500	0,3 < x ≤ 0,9	0,1 ≤ x ≤ 0,3		

D = 15,8 mm				
G [kg/s.m²]	Anular	Intermitente	Est. Ondulado	Est. Liso
25			0,6 ≤ x ≤ 0,9	0,1 < x < 0,6
50			0,4 ≤ x ≤ 0,9	0,1 < x < 0,4
100		0,1 ≤ x ≤ 0,2	0,2 < x < 0,9	
150	0,6 < x ≤ 0,9	0,1 ≤ x ≤ 0,3	0,3 < x < 0,6	
200	0,4 < x ≤ 0,9	0,1 ≤ x ≤ 0,4		
300	0,3 < x ≤ 0,9	0,1 ≤ x ≤ 0,3		
500	0,1 ≤ x ≤ 0,3			

Obs.: Os títulos correspondem àqueles obtidos na saída da seção de testes, sendo que para os tubos de 6,2 ; 7,8 ; 9,5 e 12,6 mm de diâmetro o escoamento é adiabático.

A compilação dos dados apresentada na Tabela 6.3 representa uma avaliação qualitativa dos padrões de escoamento visualizados durante a campanha de ensaios. Entretanto, tal análise evidenciou que apesar dos mapas utilizados na comparação apresentarem desempenho satisfatório na determinação dos padrões de escoamento em ebulição convectiva, ainda é necessário o aperfeiçoamento de algumas linhas de transição, principalmente aquelas relacionadas aos escoamentos intermitente e névoa.

Outro ponto que pode ser salientado, utilizando-se a Tabela 6.3, é que o diâmetro do tubo e a velocidade mássica são determinantes no estabelecimento dos padrões de escoamento, o que, conseqüentemente, afeta a perda de pressão e o coeficiente de transferência de calor. Dessa forma, o delineamento dos padrões de escoamento realizado nesta seção será fundamental na análise dos efeitos de tais parâmetros e do fluxo de calor, apresentada nas próximas seções.

6.2.2- EFEITO DO DIÂMETRO DO TUBO

Entre os parâmetros que afetam a perda de pressão e a transferência de calor, o diâmetro do tubo é um dos mais importantes e um dos menos explorados no estudo da Ebulição Convectiva. No presente trabalho, o efeito desse parâmetro foi investigado, analisando-se os resultados experimentais obtidos para os seis tubos de latão ensaiados, mostrados na Tabela 6.1.

Inicialmente serão apresentados os resultados experimentais obtidos para a perda de pressão e, na sequência, aqueles obtidos para a transferência de calor.

A Fig. 6.6 apresenta os resultados experimentais para a perda de pressão em função do título para os tubos de 6,2 ; 7,8 ; 9,5 ; 12,6 ; 15,8 e 17,4 mm de diâmetro, velocidade mássica de 200 kg/s.m² e escoamento adiabático. Pode ser verificado que o diâmetro afeta diretamente a perda de pressão, sendo que o maiores valores ocorrem para os tubos de 6,2 ; 7,8 e 9,5 mm de diâmetro.

Figura 6.6- Resultados experimentais para a perda de pressão nas condições: adiabático, $G = 200 \text{ kg/s.m}^2$, $T_{\text{evap}} = 5^\circ\text{C}$ e diâmetros de 6,2 ; 7,8 ; 9,5 ; 12,6 ; 15,8 e 17,4 mm.

Observa-se na Fig. 6.6 que os resultados de perda de pressão para títulos inferiores a 20% estão agrupados e, conforme o título é incrementado há uma separação, sendo que para os tubos de 6,2 ; 7,8 e 9,5 mm de diâmetro a perda de pressão apresenta uma taxa de crescimento mais acentuada do que para os tubos de 12,6 ; 15,8 e 17,4 mm de diâmetro. Tal fato pode estar relacionado à mudança no padrão de escoamento, pois de acordo com a Fig. 6.5 com o aumento do diâmetro há uma redução da incidência do padrão anular e aumento dos padrões intermitente e estratificado, nos quais é verificada uma perda de pressão menor.

A Fig. 6.7 apresenta os resultados experimentais para a perda de pressão em função do título para os tubos de 7,8 ; 9,5 ; 12,6 ; 15,8 e 17,4 mm de diâmetro, velocidade mássica de 100 kg/s.m^2 e escoamento adiabático, na qual observa-se que com a redução da velocidade mássica há também uma redução da perda de pressão em relação àquela mostrada na Fig. 6.6 para $G = 200 \text{ kg/s.m}^2$. Entretanto, o comportamento em relação ao diâmetro do tubo é semelhante, ou seja, um aumento deste parâmetro promove uma redução na perda de pressão.

Observa-se na Fig. 6.7 que a perda de pressão para os tubos de 12,6 ; 15,8 ; e 17,4 mm e títulos superiores a 30% é inferior àquela observada para os tubos de 7,8 e 9,5 mm, comportamento semelhante ao apresentado na Fig. 6.6 para $G = 200 \text{ kg/s.m}^2$.

Figura 6.7- Resultados experimentais para a perda de pressão nas condições : adiabático, $G = 100 \text{ kg/s.m}^2$, $T_{\text{evap}} = 5^\circ\text{C}$ e diâmetros de 7,8 ; 9,5 ; 12,6 ; 15,8 e 17,4 mm.

Para o coeficiente de transferência de calor, uma análise semelhante à realizada para perda de pressão pode ser aplicada. A Fig. 6.8 apresenta o comportamento deste parâmetro em função do título para seis diâmetros de tubo distintos 6,2 ; 7,8 ; 9,5 ; 12,6 ; 15,8 e 17,4 mm, velocidade mássica de 200 kg/s.m^2 , fluxo de calor de 10 kW/m^2 e fluido refrigerante R-134a.

Observa-se na Fig. 6.8 que na região de títulos inferiores a 35%, para os tubos de 12,6 ; 15,8 e 17,4 mm de diâmetro e a 20% para os tubos de 6,2 ; 7,8 e 9,5 mm de diâmetro que o coeficiente de transferência de calor diminui com o aumento do título. Nessa região observa-se que para os tubos de maior diâmetro ($D > 9,5 \text{ mm}$) o coeficiente de transferência de calor é, aproximadamente, 44% menor do que aquele para os tubos de menor diâmetro ($D \leq 9,5 \text{ mm}$), indicando um efeito flagrante do diâmetro do tubo. À medida que o título é incrementado, observa-se um aumento do coeficiente de transferência de calor, até que, para títulos acima de 70%, a diferença média entre as duas

faixas de diâmetro é de, aproximadamente, 17%.

Figura 6.8- Resultados experimentais para o coeficiente de transferência de calor nas condições: $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$, $G = 200 \text{ kg/s.m}^2$, $T_{evap} = 5^\circ\text{C}$ e diâmetros de 6,2 ; 7,8 ; 9,5 ; 12,6 ; 15,8 e 17,4 mm.

O comportamento do coeficiente de transferência de calor verificado na Fig. 6.8, está relacionado à transição do padrão intermitente, associado à ebulição nucleada, para o anular, característica da ebulição estritamente convectiva, pois, utilizando-se os resultados da Tabela 6.3, confirma-se que para os títulos inferiores a 20% para os tubos de 6,2 ; 7,8 e 9,5 mm de diâmetro e títulos inferiores a 40% para os tubos de 12,6 ; 15,8 e 17,4 mm de diâmetro, o padrão observado foi o intermitente e, para títulos superiores a 70%, o padrão anular foi o verificado.

Como observado na Fig. 6.8 o estabelecimento do padrão anular, caracterizado pela presença de um filme de líquido assimétrico ao longo da superfície interior do tubo, com maior espessura na região inferior, e vapor escoando na região central está associado a altas taxas de transferência de calor. Tal comportamento é justificado, pois a evaporação na interface líquido-vapor reduz a espessura do filme de líquido (δ) que escoar junto a superfície interna do tubo, diminuindo sua resistência térmica (δ/k_l) e, conseqüentemente, elevando o coeficiente de transferência de calor.

A Fig. 6.9 apresenta o comportamento do coeficiente de transferência de calor em função do título para $G = 100 \text{ kg/s.m}^2$ e $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$. Como pode ser observado, a redução da velocidade mássica e os distintos diâmetros afetam de maneira significativa o coeficiente de transferência de calor. Enquanto que, para $G = 200 \text{ kg/s.m}^2$ os tubos de menor diâmetro apresentam apenas os padrões intermitente para títulos inferiores a 20% e anular para títulos superiores, com a redução da velocidade mássica verifica-se a ocorrência do padrão estratificado ondulado na região de títulos entre 20% e 70%. Entretanto, mesmo nessa região, o comportamento do tubo de 7,8 mm difere daquele do tubo de 9,5 mm, isto pode estar relacionado com o nível de ondulação da interface e com a espessura da camada de líquido.

Figura 6.9- Resultados experimentais para o coeficiente de transferência de calor nas condições: $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$, $G = 100 \text{ kg/s.m}^2$, $T_{\text{evap}} = 5^\circ\text{C}$ e diâmetros de 7,8; 9,5; 15,8 e 17,4 mm.

Para os tubos de 15,8 e 17,4 mm o comportamento do coeficiente de transferência de calor, Fig. 6.9, indica que para títulos inferiores a 30% o padrão de escoamento é o intermitente e, para títulos superiores o padrão observado é o estratificado ondulado, o que pode ser comprovado por meio da Tabela 6.3.

O comportamento do coeficiente de transferência de calor para o escoamento estratificado verificado na Fig. 6.9, para os tubos de 15,8 e 17,4 mm e título superiores

a 30%, está intimamente ligado à espessura do filme de líquido segregado na porção inferior do tubo, pois, à medida que o título é incrementado, a área interna do tubo exposta ao vapor aumenta. Isso pode ser confirmado observando a Fig. 6.10, que apresenta as temperaturas da parede nas posições superior, inferior e lateral, pois, com o aumento do título as temperaturas da parede, principalmente, a superior e a lateral (região em contato com o vapor), se elevam, na região de escoamento intermitente, fazendo com que o coeficiente de transferência de calor diminua. Após essa elevação, observa-se que essas temperaturas se estabilizam, estabilizando também o coeficiente de transferência de calor, caracterizando o padrão de escoamento estratificado.

Figura 6.10- Resultados experimentais para a temperatura da parede nas seções 2 e 4 (distantes 0,6 e 1,2 m da entrada da seção de testes), para as posições superior, lateral e inferior, considerando: $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$, $G = 100 \text{ kg/s.m}^2$ e $T_{evap} = 5^\circ\text{C}$ (a) Para o tubo de 17,4 mm e (b) Para o tubo de 15,8 mm.

Para os tubos de 7,8 e 9,5 mm, assim como nos tubos de 15,8 e 17,4 mm, o comportamento da temperatura da parede, mostrado na Fig. 6.11, está associado ao comportamento do coeficiente de transferência de calor. Dessa forma, observa-se que, há uma diferença no comportamento da temperatura da parede em função do diâmetro do tubo, pois, enquanto que para o tubo de 9,5 mm as temperaturas da parede aumentam, atingindo seu máximo em títulos da ordem de 20%, para o tubo de 7,8 mm observa-se um

comportamento descendente da temperatura da parede nesta região.

Para títulos variando entre 30 e 80%, observa-se na Fig. 6.11, que as temperaturas da parede, para ambos os tubos, possuem um comportamento semelhante. Entretanto, nota-se que a variação dessa temperatura na seção é mais significativa, principalmente, a relacionada às temperaturas da seção 2 e posições superior e inferior. Tal variação, mais acentuada para o tubo de 7,8 mm, pode estar relacionada à estratificação do escoamento. Entretanto, para títulos superiores a 80% observa-se que para o tubo de 9,5 mm a temperatura da parede diminui com o aumento do título, aumentando o coeficiente de transferência de calor. Nota-se, nessa região, que as temperaturas na seções 2 e 4 e posições superior, lateral e inferior tendem a se agrupar. Tal fato pode ser associado ao estabelecimento do padrão de escoamento anular, como mostrado na Tabela 6.3. Já para o tubo de 7,8 mm, o comportamento da temperatura da parede indica que o padrão de escoamento ainda é estratificado ondulado.

Figura 6.11- Resultados experimentais para a temperatura da parede nas seções 2 e 4 (distantes 0,6 e 1,2 m da entrada da seção de testes), para as posições superior, lateral e inferior, considerando: $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$, $G = 100 \text{ kg/s.m}^2$ e $T_{\text{evap}} = 5^\circ\text{C}$ e diâmetros de (a) 7,8 mm e (b) 9,5 mm.

Outro aspecto, mais evidente para o tubo de 7,8 mm, é o comportamento da temperatura da parede relativo às seções, pois observa-se que na seção 4, distante 1,2

m da entrada da seção de testes, essas temperaturas se agrupam. Tal fato pode estar associado à transição entre os padrões de escoamento estratificado ondulado e anular, pois observando-se a Fig. 6.12a, a qual mostra o comportamento do coeficiente de transferência de calor para o tubo de 7,8 mm de diâmetro, $G = 100 \text{ kg/s.m}^2$ e $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$ nas seções 2 e 4. Nessa figura, o comportamento desse coeficiente na seção 2 indica que, para títulos superiores a 30% o padrão de escoamento é o estratificado ondulado. Entretanto, para a seção 4 observa-se que, para títulos superiores a 30% o comportamento do coeficiente de transferência de calor indica que, o padrão de escoamento que está se estabelecendo é o anular, o qual não se estabelece completamente devido à secagem de parede.

Na Fig. 6.12b, que mostra o comportamento do coeficiente de transferência de calor para o tubo de 9,5 mm de diâmetro, $G = 100 \text{ kg/s.m}^2$ e $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$ nas seções 2 e 4, observa-se que mesmo com a mudança de seção o comportamento desse coeficiente não se altera, ou seja, para um mesmo título o padrão de escoamento verificado em ambas as seções é mesmo.

Figura 6.12- Resultados experimentais para o coeficiente de transferência de calor nas seções 2 e 4 (distantes 0,6 e 1,2 m da entrada da seção de testes), considerando: $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$, $G = 100 \text{ kg/s.m}^2$ e $T_{evap} = 5^\circ\text{C}$ e diâmetros de (a) 7,8 mm e (b) 9,5 mm.

Analisando-se a Fig. 6.10 e a Fig. 6.11, observa-se que para os tubos de maior diâmetro há uma maior dispersão da temperatura da parede em relação à posição. Tal fato pode estar relacionado ao nível de ondulação na interface, o qual é mais acentuado para os tubos de menor diâmetro.

Do exposto acima, fica evidente que o diâmetro do tubo afeta de forma marcante o comportamento da perda de pressão e do coeficiente de transferência de calor, pois

com a variação do diâmetro há também a variação no padrão de escoamento, alterando a disposição das fases e, conseqüentemente, os mecanismos que regem tais parâmetros.

6.2.3- EFEITO DA VELOCIDADE MÁSSICA

A velocidade mássica, G , é um dos parâmetros que mais afetam a perda de pressão e o coeficiente de transferência de calor, além de ser determinante no estabelecimento dos padrões de escoamento em mudança de fase. A faixa de velocidades mássicas ensaiadas, de 25 a 500 kg/s.m², representam as condições típicas daquelas encontradas em instalações frigoríficas, permitindo avaliar o efeito desse parâmetro na transição entre alguns padrões de escoamento.

Seguindo o mesmo procedimento utilizado para avaliar o efeito do diâmetro do tubo, inicialmente serão apresentados os resultados experimentais obtidos para a perda de pressão e, na sequência, aqueles obtidos para o coeficiente de transferência de calor.

A Fig. 6.13 ilustra o comportamento típico da perda de pressão em função do título, para velocidades mássicas de 25 a 500 kg/s.m² em um tubo de 15,8 mm, temperatura de evaporação de 5°C e escoamento adiabático. Observa-se que, conforme a velocidade mássica é reduzida, a perda de pressão diminui em toda faixa de títulos. Tal fato está relacionado à mudança no padrão de escoamento. Dessa forma, utilizando-se a Tabela 6.3, para relacionar a perda de pressão ao padrão de escoamento observado, tem-se:

- ▶ Para velocidades mássicas de 500 kg/s.m² o padrão anular prevalece em toda faixa de títulos ensaiada ;
- ▶ Para velocidades mássicas de 300 kg/s.m² o padrão intermitente ocorre para títulos inferiores a 30% e anular para títulos superiores ;
- ▶ Para velocidades mássicas de 200 kg/s.m² o padrão intermitente ocorre para títulos inferiores a 40% e anular para títulos superiores ;
- ▶ Para velocidades mássicas de 150 kg/s.m² o padrão intermitente ocorre para títulos inferiores a 60% e anular para títulos superiores ;
- ▶ Para velocidades mássicas de 100 kg/s.m² o padrão intermitente ocorre para títulos inferiores a 20% e estratificado ondulado para títulos superiores ;
- ▶ Para velocidades mássicas de 50 e 25 kg/s.m² o padrão estratificado liso ocorre para títulos inferiores a 50% e estratificado ondulado para títulos superiores ;

Figura 6.13- Resultados experimentais para a perda de pressão nas condições: adiabático, $D = 15,8 \text{ mm}$, $T_{\text{evap}} = 5^\circ\text{C}$.

A Fig. 6.14 apresenta a perda de pressão para um tubo de 7,8 mm de diâmetro, temperatura de evaporação de 5°C , escoamento adiabático e velocidades mássicas variando de 100 a 500 kg/s.m^2 . Nessa figura, observa-se que a diminuição do diâmetro do tubo causa uma elevação da perda de pressão em relação àquela do tubo de 15,8 mm. Dessa forma, utilizando, novamente, a Tabela 6.3 para relacionar o perda de pressão ao padrão de escoamento observado, tem-se:

- ▶ Para velocidades mássicas de 500 kg/s.m^2 o padrão intermitente ocorre para títulos inferiores a 20% e anular para títulos até 70%, no qual é verificada a presença do escoamento em névoa;
- ▶ Para velocidades mássicas de 300 kg/s.m^2 o padrão intermitente ocorre para títulos inferiores a 30% e anular para títulos até 80%, no qual é verificada a presença do escoamento em névoa;
- ▶ Para velocidades mássicas de 200 kg/s.m^2 o padrão intermitente ocorre para títulos inferiores a 50% e anular para títulos superiores;
- ▶ Para velocidades mássicas de 150 kg/s.m^2 o padrão intermitente ocorre para títulos inferiores a 70% e estratificado ondulado para títulos superiores;
- ▶ Para velocidades mássicas de 100 kg/s.m^2 o padrão intermitente ocorre para títulos

inferiores a 30% e estratificado ondulado para títulos superiores ;

Figura 6.14- Resultados experimentais para a perda de pressão nas condições: adiabático, $D = 7,8 \text{ mm}$, $T_{evap} = 5^\circ\text{C}$.

Analisando a Fig. 6.13 e a Fig. 6.14, observa-se que, independente do diâmetro do tubo, a maior perda de pressão esta associada às velocidades mássicas elevadas. Entretanto, o aumento desta velocidade aliado à redução do diâmetro do tubo intensifica a perda de pressão em relação àquela que ocorreria para um tubo de maior diâmetro e mesma velocidade mássica. Outro efeito da velocidade mássica que está associado ao diâmetro do tubo é o padrão de escoamento, pois a redução do diâmetro e o aumento da velocidade mássica favorece a formação do padrão de escoamento em névoa. Por outro lado, a redução da velocidade mássica aliada ao aumento do diâmetro, favorece a formação do padrão de escoamento estratificado, no qual observa-se que tanto para o tubo de 7,8 mm quanto para o tubo de 15,8 mm de diâmetro a perda de pressão é, aproximadamente, constante para toda a faixa de títulos.

A Fig. 6.15 apresenta o comportamento do coeficiente de transferência de calor em função do título para escoamento bifásico em um tubo de 15,8 mm de diâmetro, $T_{evap} = 5^\circ\text{C}$, $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$ e velocidades mássicas que variam de 25 a 500 kg/s.m². Nessa figura observa-se que, conforme a velocidade mássica é reduzida, há também uma redução do coeficiente de transferência de calor.

Figura 6.15- Resultados experimentais para o coeficiente de transferência de calor nas condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$, $D = 15,8 \text{ mm}$.

Analisando a Fig. 6.16, que apresenta a variação da temperatura da parede para o tubo de 15,8 mm, $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$ e velocidades mássicas de 50, 150 e 200 kg/s.m², observa-se que, o comportamento da temperatura da parede está associado ao comportamento do coeficiente de transferência de calor, Fig. 6.15. Tal fato, analisado na seção anterior para o efeito do diâmetro, é verificado também para a velocidade mássica. Dessa forma, verifica-se que para $G = 50 \text{ kg/s.m}^2$ o comportamento das temperaturas da parede está associado ao padrão de escoamento estratificado, uma vez que a temperatura na região superior do tubo, a qual está em contato com o vapor, é mais elevada, diminuindo à medida que se aproxima da região inferior do tubo, na qual se encontra o filme de líquido.

Para um aumento da velocidade mássica observa-se que, na região títulos elevados ($x > 70\%$) há um agrupamento das temperaturas da parede, indicando, provavelmente, a formação de um filme de líquido ao redor de todo o perímetro do tubo, caracterizando o padrão de escoamento anular. Tal fato pode ser comprovado observando a Tabela 6.3, a qual para o tubo de 15,8 mm e velocidades mássicas de 150 e 200 kg/s.m² indica que nessa região a padrão visualizado foi o anular.

Outro comportamento, verificado com a elevação da velocidade mássica é aquele relacionado à região de títulos inferiores a 70%, na qual a temperatura da parede na região

superior do tubo é mais elevada. Nessa região, o nível de líquido deve estar acima da metade do tubo, pois a temperatura da parede na posição lateral é, aproximadamente, a mesma da posição inferior. Nessa faixa de títulos, observa-se da Tabela 6.3, que para $G = 150 \text{ kg/s.m}^2$, os padrões de escoamento verificados foram o intermitente ($0,1 \leq x \leq 0,3$) e o estratificado ondulado ($0,3 < x \leq 0,6$), enquanto que, para $G = 200 \text{ kg/s.m}^2$ verificou-se o padrão intermitente para $x \leq 0,4$ e anular para títulos superiores.

Figura 6.16- Resultados experimentais para a temperatura da parede na seção 3 (distante 0,9 m da entrada da seção de testes), para as posições superior, lateral e inferior, considerando: $D = 15,8 \text{ mm}$, $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$ e $T_{\text{evap}} = 5^\circ\text{C}$ (a) $G = 50 \text{ kg/s.m}^2$, (b) $G = 150 \text{ kg/s.m}^2$ e (c) $G = 200 \text{ kg/s.m}^2$.

A Fig. 6.17 apresenta o comportamento do coeficiente de transferência de calor obtido para um tubo 7,8 mm de diâmetro e $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$, na qual se observa que a redução da velocidade mássica causa uma redução do coeficiente de transferência de calor, semelhante àquela observada, na Fig. 6.15, para o tubo de 15,8 mm. Entretanto, o tubo de 7,8 mm apresenta valores mais elevados para esse coeficiente.

Figura 6.17- Resultados experimentais para o coeficiente de transferência de calor nas condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$, $D = 7,8 \text{ mm}$.

Utilizando a classificação dos padrões de escoamento realizada para a perda de pressão, pode-se associar o comportamento do coeficiente de transferência de calor, mostrado na Fig. 6.15 e na Fig. 6.17, a cada padrão. Dessa forma, quando o padrão de escoamento anular se estabelece o coeficiente de transferência de calor se eleva à medida que o título é incrementado, enquanto que para o escoamento estratificado esse coeficiente permanece, aproximadamente, constante. Esse comportamento distinto está relacionado ao filme de líquido, pois, como discutido anteriormente, o escoamento anular é caracterizado por um filme de líquido assimétrico que escoar junto à parede interna do tubo, enquanto que o vapor se concentra na região central. Dessa forma, à medida que o título aumenta, a espessura do filme de líquido diminui, reduzindo a resistência térmica e, conseqüentemente, aumentando o coeficiente de transferência de calor. Para o escoamento estratificado o filme de líquido se encontra segregado na porção inferior do tubo. Assim, conforme o título é incrementado a área exposta ao vapor, o qual possui uma resistência térmica maior do que a do líquido, também aumenta, reduzindo o coeficiente de transferência de calor. Tal fato pode ser justificado observando-se a Fig. 6.18 que apresenta a variação da temperatura da parede em função do título para o tubo de 7,8 mm e velocidades mássicas de 100, 150 e 200 kg/s.m².

Figura 6.18- Resultados experimentais para a temperatura da parede na seção 3 (distante 0,9 m da entrada da seção de testes), para as posições superior, lateral e inferior, considerando: $D = 7,8$ mm, $q'' = 10$ kW/m² e $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$ (a) $G = 100$ kg/s.m², (b) $G = 150$ kg/s.m² e (c) $G = 200$ kg/s.m².

Na Fig. 6.18 observa-se que conforme a velocidade mássica aumenta as temperaturas da parede tendem a se agrupar. Tal fato está associado à formação de um filme de líquido junto à parede do tubo, característico do padrão de escoamento anular. Entretanto, para as velocidades mássicas de 100 e 150 kg/s.m² verifica-se que, para títulos reduzidos há uma dispersão da temperatura da parede em função da posição, a qual se reduz à medida que o título aumenta. Tal comportamento está associado à estratificação do filme de líquido, que com aumento do título tende a diminuir, favorecendo a formação padrão de escoamento anular.

Na Fig. 6.19 foram incluídas as barras de incerteza associadas ao coeficiente de transferência de calor obtido para o escoamento do fluido refrigerante R-134a em um tubo liso de 7,8 mm de diâmetro, $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 10$ kW/m² e velocidades mássicas de 100, 200 e 300 kg/s.m². É interessante observar que as maiores incertezas estão relacionadas aos coeficientes mais elevados, uma vez que tais coeficientes estão associados a menores diferenças entre a temperatura da parede e de evaporação. Por outro lado, os coeficientes de transferência de calor relativos à $G = 100$ kg/s.m², apresentam incertezas inferiores àqueles obtidos para velocidades mássicas superiores, pois as diferenças entre as referidas

temperaturas é maior.

Figura 6.19- Incertezas obtidas nos resultados experimentais para o coeficiente de transferência de calor em tubo de 7,8 mm de diâmetro, $T_{evap} = 5^\circ\text{C}$, $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$ e velocidades mássicas de 100, 200 e 300 kg/s.m^2 .

Analisando os resultados apresentados para o diâmetro do tubo e para a velocidade mássica, observa-se que os efeitos desses parâmetros são interdependentes, ou seja, não é possível utilizar apenas um deles para classificar e analisar os padrões de escoamento e, conseqüentemente, para analisar a perda de pressão e a transferência de calor.

6.2.4- EFEITO DO FLUXO DE CALOR

Efeitos do fluxo de calor são verificados na perda de pressão e na transferência de calor. Na perda de pressão, a qual para tubos horizontais é composta pelos efeitos de atrito e de aceleração, o fluxo de calor é um dos principais fatores responsáveis pela parcela relativa a aceleração, uma vez que os efeitos associados à variação de pressão podem ser considerados desprezíveis, devido às condições de operação e diâmetros testados. Na transferência de calor este parâmetro está relacionado aos efeitos de ebulição nucleada, a qual é verificada, principalmente, na região de títulos reduzidos.

Seguindo o procedimento adotado nas seções precedentes, inicialmente os efeitos do fluxo de calor serão quantificados para a perda de pressão e, posteriormente, para a

transferência de calor.

A Fig. 6.20 apresenta a perda de pressão em função do título, para os tubos de 7,8 e 17,4 mm de diâmetro, $G = 200 \text{ kg/s.m}^2$ e fluxos de calor de 0, 5 e 10 kW/m². Nessa figura, observa-se que na região de títulos inferiores a 30%, para o tubo de 17,4 mm a perda de pressão é praticamente constante e para títulos acima de 30% a elevação do título também eleva a perda de pressão. Essa mudança no comportamento da perda de pressão é ocasionada pela mudança no padrão de escoamento de intermitente para anular. Para o tubo de 7,8 mm o comportamento da perda de pressão na região de títulos inferiores a 30% apresenta um leve crescimento, o qual se acentua para títulos superiores. Utilizando a Tabela 6.3, verifica-se que na região $x < 30\%$ o padrão verificado foi o intermitente, transicionando para anular com o aumento do título.

Outro aspecto verificado na Fig. 6.20 é o de que o fluxo de calor praticamente não têm influência sobre a perda de pressão, ou seja, a parcela de aceleração pode ser considerada, em muitos casos, desprezível. Entretanto, havendo a necessidade de avaliar somente os efeitos do atrito, a parcela de aceleração deve ser quantificada. Dessa forma, para avaliar a influência dessa parcela sobre a perda de pressão utiliza-se a seguinte expressão,

$$\Delta P_A = G^2 [(Ac)_{sai} - (Ac)_{ent}] \quad (6.5)$$

obtida integrando-se a Eq. (3.53) entre as seções de entrada e saída da seção de testes, sendo $(Ac)_{ent}$ e $(Ac)_{sai}$ dadas por,

$$(Ac)_{sai} = \left[\frac{1}{\rho_l} \left(\frac{(1 - x_{sai})^2}{1 - \alpha_{sai}} \right) + \frac{1}{\rho_v} \left(\frac{(x_{sai})^2}{\alpha_{sai}} \right) \right] \quad (6.6)$$

$$(Ac)_{ent} = \left[\frac{1}{\rho_l} \left(\frac{(1 - x_{ent})^2}{1 - \alpha_{ent}} \right) + \frac{1}{\rho_v} \left(\frac{(x_{ent})^2}{\alpha_{ent}} \right) \right] \quad (6.7)$$

nas quais α_{ent} e α_{sai} são avaliadas pela correlação de Zivi (1964) (vide Eq. (3.56)).

Figura 6.20- Perda de pressão para os tubos de 7,8 e 17,4 mm de diâmetro, $G = 200 \text{ kg/s.m}^2$ e $q'' = 5$ e 10 kW/m^2 .

No presente trabalho a parcela de aceleração será apresentada pelo seu valor percentual em relação a perda de pressão experimental, dado por,

$$\Delta P_A (\%) = \frac{\Delta P_A}{\Delta P_{\text{exp}}} \cdot 100 \quad (6.8)$$

A Fig. 6.21 apresenta o valor percentual da parcela de perda de pressão referente à aceleração em função do título, para os tubos de 7,8 e 17,4 mm de diâmetro, $G = 200 \text{ kg/s.m}^2$ e fluxos de calor de 5 e 10 kW/m^2 . Nesta figura, observa-se dois efeitos, um relacionado diretamente ao fluxo de calor e outro relacionado à mudança no padrão de escoamento. O primeiro efeito está associado à taxa de evaporação, a qual é diretamente proporcional ao fluxo de calor. Dessa forma, como pode ser observado na Fig. 6.21, com o aumento do fluxo de calor, há também uma aumento da parcela de perda de pressão referente à aceleração.

O segundo efeito, relacionado à redução da parcela de aceleração com o aumento do título, está associado à mudança no padrão de escoamento, pois realizando-se uma comparação entre o comportamento da parcela de aceleração para o tubo de 7,8 mm,

mostrado na Fig. 6.21, e a Tabela 6.3 observa-se que, a redução da parcela de aceleração coincide com a região de transição entre os padrões de escoamento intermitente-anular. Esta transição, implica na alteração do deslizamento entre as fases, ou seja, o maior deslizamento associado ao padrão de escoamento anular, provoca um aumento da parcela de perda de pressão referente ao atrito, reduzindo a parcela de aceleração. Tal efeito, é melhor visualizado no tubo de 17,4 mm, no qual se verifica que a parcela de aceleração que apresenta um crescimento na região de títulos inferiores a 30% para $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$ e a 35% para $q'' = 5 \text{ kW/m}^2$, decresce à medida que o título é incrementado.

Figura 6.21- Valor percentual da parcela de perda de pressão referente à aceleração para os tubos de 7,8 e 17,4 mm de diâmetro, $G = 200 \text{ kg/s.m}^2$ e $q'' = 5$ e 10 kW/m^2 .

É interessante observar que, apesar de não causar grandes efeitos na perda de pressão, a variação percentual da parcela de aceleração, evidencia efeitos do padrão de escoamento e do diâmetro do tubo associados ao fluxo de calor.

Para a transferência de calor, os efeitos do fluxo de calor, podem ser verificados na Fig. 6.22, a qual apresenta o coeficiente de transferência de calor em tubo de 7,8 mm de diâmetro e $G = 200 \text{ kg/s.m}^2$, com as barras de incerteza. Nessa figura, observa-se

que, a variação desse coeficiente com o fluxo de calor, indica a ocorrência dos efeitos de ebulição nucleada e que as maiores incertezas estão relacionadas a títulos elevados e fluxos de calor reduzidos. Isso porquê, nessa região a diferença entre as temperaturas da parede e do fluido são menores.

Figura 6.22- Resultados experimentais para o coeficiente de transferência de calor nas condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $G = 200$ kg/s.m², $D = 7,8$ mm.

Entretanto, utilizando a Tabela 6.3, observa-se, na Fig. 6.22, que para títulos superiores a 50%, nos quais o padrão anular foi verificado, os efeitos do fluxo de calor associados à ebulição nucleada, provavelmente, ainda estão presentes, apesar dos efeitos convectivos serem dominantes para esse padrão de escoamento.

Com a finalidade de confirmar o efeito do fluxo de calor observado na Fig. 6.22, a Fig. 6.23 apresenta o efeito deste fluxo para o tubo de 7,8 mm de diâmetro e $G = 500$ kg/s.m². Nessa figura, observa-se que para $q'' = 5$ kW/m² e títulos superiores a 30%, padrão de escoamento anular, os resultados para o coeficiente de transferência de calor divergem daqueles obtidos para $q'' = 10$ kW/m², confirmando o comportamento deste coeficiente verificado anteriormente. Inclusive, com o incremento da velocidade mássica, o efeito do fluxo de calor se intensificou.

Na Fig. 6.22 e na Fig. 6.23 verificou-se que os efeitos do fluxo de calor na região

de títulos elevados são afetados pela velocidade mássica. Entretanto, há necessidade de avaliar o efeito deste fluxo com a variação do diâmetro do tubo. Dessa forma, a Fig. 6.24 apresenta o efeito do fluxo de calor para um tubo de 12,6 mm e $G = 200 \text{ kg/s.m}^2$. Nessa figura, observa-se que o comportamento do coeficiente de transferência de calor é semelhante ao observado para o tubo de 7,8 mm e $G = 200 \text{ kg/s.m}^2$, Fig. 6.22, na qual os efeitos de ebulição nucleada foram verificados em toda a faixa de títulos. Porém, na Fig. 6.24, verifica-se que para títulos superiores a 90% tais efeitos desaparecem em razão da secagem de parede.

Figura 6.23- Resultados experimentais para o coeficiente de transferência de calor nas condições: $T_{evap} = 5^\circ\text{C}$, $G = 500 \text{ kg/s.m}^2$, $D = 7,8 \text{ mm}$.

Figura 6.24- Resultados experimentais para o coeficiente de transferência de calor nas condições: $T_{evap} = 5^\circ\text{C}$, $G = 200 \text{ kg/s.m}^2$, $D = 12,6 \text{ mm}$.

Para um tubo de 17,4 mm e $G = 200 \text{ kg/s.m}^2$, o efeito do fluxo de calor sobre o comportamento do coeficiente de transferência de calor, mostrado na Fig. 6.25, difere daquele apresentado na Fig. 6.22 e na Fig. 6.24. Isso porquê, observa-se que o fluxo de calor afeta este coeficiente apenas na região de títulos inferiores a 40% devido aos mecanismos associados à ebulição nucleada, uma vez que o coeficiente de transferência de calor depende explicitamente do fluxo de calor. Nesse região, o coeficiente de transferência de calor aumenta com o fluxo de calor, evidenciando a formação de bolhas. Entretanto, para títulos superiores o seu comportamento não se assemelha ao verificado para os tubos de 7,8 e 12,6 mm, pois, à medida que o título aumenta, as curvas associadas a distintos fluxos de calor tendem a "colapsar", devido à supressão de bolhas.

Figura 6.25- Resultados experimentais para o coeficiente de transferência de calor nas condições: $T_{evap} = 5^\circ\text{C}$, $G = 200 \text{ kg/s.m}^2$, $D = 17,4 \text{ mm}$.

Comparando-se a Fig. 6.22, a Fig. 6.24 e a Fig. 6.25 observa-se que, com os efeitos do fluxo de calor há também efeitos do diâmetro do tubo, pois para o tubo de 17,4 mm os efeitos de ebulição nucleada são suprimidos para título superiores a 40%, enquanto que para os tubos de 7,8 e 12,6 mm e $G = 200 \text{ kg/s.m}^2$ esses efeitos, presentes na região de títulos inferiores a 30%, provavelmente, permanecem em toda a faixa de títulos.

Até o momento, os efeitos do fluxo de calor foram analisados somente para $G \geq 200 \text{ kg/s.m}^2$, condição na qual os padrões de escoamento predominantes eram o anular e o intermitente. Entretanto, a redução desta velocidade induz a formação do padrão

de escoamento estratificado. Dessa forma, a Fig. 6.26 mostra o comportamento do coeficiente de transferência de calor para os tubos de 7,8 e 17,4 mm de diâmetro, fluxos de calor de 5 e 10 kW/m² e $G = 100$ kg/s.m².

Vale destacar, na Fig. 6.26, que, com a redução da velocidade mássica, os efeitos de ebulição nucleada sobre o coeficiente de transferência de calor para o tubo de 17,4 mm, suprimidos para $G = 200$ kg/s.m² e $x > 40\%$, estão presentes em toda a faixa de títulos. Nota-se, também, que o comportamento desse coeficiente difere em função do diâmetro do tubo. Tal fato é justificado observando-se a Fig. 6.10b e a Fig. 6.18a, que apresentam a variação das temperaturas da parede em função do título, para os tubos de 17,4 e 7,8 mm e $G = 100$ kg/s.m² e $q'' = 10$ kW/m². Nessas figuras, verifica-se que, para o tubo de 7,8 mm, a temperatura da parede inicialmente decresce com o título, estabilizando-se para títulos superiores a 30%. Já para o tubo de 17,4 mm, a temperatura da parede inicialmente cresce, estabilizando-se para títulos superiores a 40%. Entretanto, observa-se que essas temperaturas, principalmente na posição superior, para o tubo de 17,4 mm de diâmetro, são maiores do que para o tubo de 7,8 mm, o que implica em um $\Delta T = (T_p - T_{sat})$ maior e, conseqüentemente, em um coeficiente de transferência de calor menor. Este comportamento está, provavelmente, relacionado ao nível de ondulação da interface, maior para o tubo de menor diâmetro.

Figura 6.26- Resultados experimentais para o coeficiente de transferência de calor nas condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $G = 100$ kg/s.m².

Analisando os resultados apresentados observa-se que os efeitos do fluxo de calor estão relacionados ao diâmetro do tubo e à velocidade mássica, pois, de maneira geral, para o diâmetro de 17,4 mm e velocidade mássica de 200 kg/s.m² e títulos reduzidos, prevalecem os efeitos de ebulição nucleada, os quais desaparecem à medida que o título é incrementado. Entretanto, com a redução da velocidade mássica, observa-se que esses efeitos atuam em toda faixa de títulos.

Para o diâmetro de 7,8 mm e velocidade mássica de 200 kg/s.m², verifica-se que os efeitos de ebulição nucleada, presentes na região de títulos inferiores a 30%, provavelmente, prevalecem para toda a faixa de títulos, apesar do estabelecimento do padrão de escoamento anular. Entretanto, com a redução da velocidade mássica, o comportamento do coeficiente de transferência de calor indica que o padrão de escoamento é o estratificado ondulado, no qual os efeitos de ebulição nucleada se verificam em toda faixa de títulos.

Do exposto acima, verifica-se a necessidade de se realizar uma análise mais detalhada do efeito do fluxo de calor, principalmente, nas condições em que o padrão de escoamento anular predomina, ou seja, nas quais os efeitos convectivos são dominantes.

6.3- CORRELAÇÃO DE RESULTADOS

Esta seção é dedicada à correlação dos resultados experimentais para a perda de pressão devido ao atrito e para o coeficiente de transferência de calor. Entretanto, para o desenvolvimento dos modelos, é necessário definir o tipo de padrão de escoamento predominante, pois conhecida a topologia da interface líquido-vapor é possível identificar os principais mecanismos físicos inerentes à transferência de calor e à quantidade de movimento.

Com o objetivo de simplificar a análise e a correlação dos resultados experimentais, definiram-se parâmetros adimensionais de uso generalizado na literatura, tais como o multiplicador bifásico, o parâmetro de Martinelli e o número de Froude do líquido.

De maneira geral os parâmetros adimensionais utilizados nas correlações para a perda de pressão e para o coeficiente de transferência de calor incorporam a configuração do padrão de escoamento predominante e, como discutido anteriormente, para as condições nas quais o padrão anular está presente, o parâmetro de Martinelli é o mais adequado

para correlacionar os resultados experimentais. Para as condições nas quais o padrão de escoamento é o estratificado a topologia da interface líquido-vapor sugere a utilização de um parâmetro físico que leve em consideração os efeitos de superfície livre, tal como o número de Froude. Dessa forma, espera-se que tais parâmetros sejam considerados nos modelos para a perda de pressão e para a transferência de calor.

Salienta-se que, as correlações propostas no presente trabalho e mostradas nas próximas seções, tem como principal objetivo avaliar a consistência dos resultados experimentais quando apresentados em função de parâmetros adimensionais comumente utilizados para representar o coeficiente de transferência de calor e a perda de pressão devido ao atrito. Dessa forma, dentre os modelos disponíveis na literatura, optou-se por utilizar aqueles propostos por Bandarra Filho (2002), os quais foram desenvolvidos em condições semelhantes às do presente trabalho.

6.3.1- CORRELAÇÕES PARA A PERDA DE PRESSÃO

Como já mencionado, a perda de pressão em escoamentos em mudança de fase no interior de tubos horizontais é composta por duas parcelas, uma devido ao atrito e a outra devido à aceleração. Dessa forma, os resultados experimentais utilizados nas correlações para a perda de pressão foram obtidos para o escoamento em mudança de fase adiabático, a fim de eliminar os efeitos do fluxo de calor, considerando apenas os efeitos de atrito. Deve-se salientar que a perda de pressão experimental foi obtida por meio do transdutor diferencial de pressão.

O modelo de fases separadas proposto por Martinelli e Nelson (1948) e por Lockhart e Martinelli (1949), no qual o multiplicador bifásico é uma função do parâmetro de Martinelli, e utilizado no presente trabalho para o desenvolvimento de correlações para a perda de pressão devido ao atrito. Entretanto, esse tipo de modelo adequa-se melhor quando o padrão de escoamento é anular. Dessa forma, por meio da Tabela 6.3 verifica-se que este padrão de escoamento ocorre preferencialmente para velocidades mássica acima de 150 kg/s.m² para os tubos de 6,2 ; 7,8 e 9,5 mm, e acima de 200 kg/s.m² para os tubos de 12,6 e 15,8 mm.

A Fig. 6.27 apresenta a comparação entre os resultados para o multiplicador bifásico, ϕ_l (vide Eq. (3.2)), em função do parâmetro de Martinelli, X_{tt} (vide Eq. (3.23)), obtidos

para os tubos de latão ensaiados e velocidades mássicas variando entre 150 a 500 kg/s.m². Analisando os resultados apresentados na Fig. 6.27 pode-se dividir o comportamento do multiplicador bifásico em três regiões: $X_{tt} > 1$, $0,1 \lesssim X_{tt} \leq 1$ e $X_{tt} \lesssim 0,1$.

Figura 6.27- Multiplicador bifásico em função do parâmetro de Martinelli para os tubos lisos de latão, e velocidades mássicas variando entre 150 e 500 kg/s.m².

A primeira região corresponde a títulos inferiores 10%, na qual o líquido pode estar sub-resfriado na entrada da seção de testes, condição em que não há equilíbrio termodinâmico favorecendo o padrão de escoamento em bolhas. A segunda região caracteriza a transição entre os padrões anular e intermitente, fato esse que pode ser verificado por meio da Tabela 6.3. A terceira região corresponde a títulos superiores a 50%, em que o padrão anular está completamente definido. Apesar da inclusão da velocidade mássica de 150 kg/s.m² para os tubos de 12,6 ; 15,8 e 17,4 mm observa-se um agrupamento dos resultados, demonstrando a aplicabilidade do parâmetro de Martinelli em correlacionar esses resultados experimentais.

Com o objetivo de correlacionar os resultados experimentais para a perda de pressão devido ao atrito apresentados na Fig. 6.27, foi realizada uma seleção, sendo mantidos aqueles referentes a $X_{tt} \leq 1$, região na qual se observam os padrões intermitente e anular.

Seguindo, o mesmo procedimento adotado por Bandarra Filho (2002), uma configuração fisicamente mais consistente foi proposta, cujo formato leva em consideração a

condição assintótica correspondente a $X_{tt} \rightarrow \infty$, relacionada ao escoamento de líquido ($x = 0$), no qual a perda de pressão do escoamento em mudança de fase deve assumir o valor referente ao escoamento monofásico de líquido. Nessas condições, ajustando os resultados experimentais, obteve-se a seguinte expressão,

$$\phi_l = 1 + 2,1 X_{tt}^{-0,89} \quad \text{para} \quad \begin{cases} X_{tt} \leq 1 \text{ e } G \geq 150 \text{ kg/s.m}^2 \\ 6,2 \leq D \leq 17,4 \text{ mm} \end{cases} \quad (6.9)$$

a qual, mostrada na Fig. 6.28, apresentou um coeficiente de correlação de 99%, um desvio médio relativo absoluto de 8,6% e um desvio médio relativo de 0,4%, cujas definições são,

$$Desvio_{RELA} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left[\frac{(\phi_{l,corr} - \phi_{l,exp})}{\phi_{l,exp}} \right]_i \quad (6.10)$$

$$Desvio_{ABS} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left| \left[\frac{(\phi_{l,corr} - \phi_{l,exp})}{\phi_{l,exp}} \right]_i \right| \quad (6.11)$$

Figura 6.28- Correlação do multiplicador bifásico em função do parâmetro de Martinelli para os tubos lisos de 6,2; 7,8; 9,5; 12,6; 15,8 e 17,4 mm de diâmetro, velocidades mássicas variando entre 150 e 500 kg/s.m² e $X_{tt} \leq 1$.

Os resultados experimentais foram comparados com a correlação de Bandarra Filho (2002), Eq. (3.49), tendo sido verificado um $Desvio_{ABS} = 14,0\%$. Vale lembrar que esta correlação foi obtida para velocidades mássica acima de 200 kg/s.m² e diâmetros de 7,0;

7,93, 9,52 e 17,4 mm.

Na Fig. 6.29, que apresenta os resultados para o multiplicador bifásico em função do parâmetro de Martinelli para $G \leq 100 \text{ kg/s.m}^2$, observa-se que para os tubos de 12,6 ; 15,8 e 17,4 mm de diâmetro e velocidades mássica de 25 e 50 kg/s.m^2 os resultados tendem a se afastar, demonstrando certo efeito da velocidade mássica. Tal resultado está relacionado à mudança no padrão de escoamento, que em condições operacionais de velocidades mássicas reduzidas, aliadas ao maior diâmetro do tubo, favorecem o estabelecimento do padrão estratificado. Dessa forma, efeitos de interface e gravitacionais passam a afetar o mecanismo de transferência de quantidade de movimento na parede do tubo, além dos efeitos convectivos caracterizados pelo parâmetro de Martinelli. Entretanto, observa-se que, para $G = 100 \text{ kg/s.m}^2$ os resultados do multiplicador bifásico podem ser correlacionados em função de X_{tt} , obtendo-se a seguinte expressão,

$$\phi_l = 5 + 0,75 X_{tt}^{-1,13} \quad \text{para} \quad \begin{cases} X_{tt} \leq 1 \text{ e } G = 100 \text{ kg/s.m}^2 \\ 6,2 \leq D \leq 17,4 \text{ mm} \end{cases} \quad (6.12)$$

mostrada na Fig. 6.29, a qual apresentou um coeficiente de correlação de 99%, um desvio médio relativo absoluto de 9,0% e um desvio médio relativo de -2,2%.

Figura 6.29- Multiplicador bifásico em função do parâmetro de Martinelli para os tubos de latão, e velocidades mássicas variando entre 25 e 100 kg/s.m^2 .

Uma vez que o parâmetro de Martinelli não correlaciona adequadamente os resultados do multiplicador bifásico para os diâmetros de 12,6 ; 15,8 e 17,4 mm e velocidades

mássicas reduzidas, $G \leq 50 \text{ kg/s.m}^2$, é necessário a utilização de um parâmetro que incorpore os efeitos de superfície livre característicos do padrão estratificado, no qual a fase líquida está segregada na parte inferior do tubo.

Um parâmetro que pode ser levado em consideração na modelagem do padrão estratificado é o número de Froude do líquido, o qual incorpora os efeitos de inércia e de gravidade. Esse parâmetro adimensional é, de maneira geral, utilizado para avaliar a transição entre os padrões de escoamento intermitente-estratificado e estratificado-anular, pois para números de Froude elevados surgem na interface ondas que, frequentemente, atingem a parte superior dos tubos configurando o padrão intermitente. Se o número de Froude do líquido for suficientemente elevado, tais ondas podem levar a formação do padrão anular. Para números de Froude do líquido reduzidos a formação de ondas é inibida, configurando o padrão estratificado liso. O número de Froude do líquido é dado por,

$$Fr_l = \frac{[G(1-x)]^2}{\rho_l^2 D g} \quad (6.13)$$

A Fig. 6.30 apresenta os resultados experimentais da perda de pressão, em termos do multiplicador bifásico, em função número de Froude do líquido, Eq. (6.13), para o escoamento adiabático do fluido refrigerante R-134a no interior dos tubos de 12,6; 15,8 e 17,4 mm de diâmetro, velocidades mássicas de 25 e 50 kg/s.m² e temperatura de evaporação de 5°C, comparados com a correlação de Bandarra Filho (2002) (vide Eq. (3.50)).

Observado na Fig. 6.30, que a correlação de Bandarra Filho (2002) não correlaciona satisfatoriamente os resultados experimentais. Dessa forma, foi proposta uma nova correlação em função do número de Froude do líquido (Eq. (6.13)), mesmo parâmetro utilizado por Bandarra Filho (2002), dada por,

$$\phi_l = 1,53 Fr_l^{-0,41} \quad \text{para} \quad \begin{cases} X_{tt} \leq 1 \text{ e } G < 100 \text{ kg/s.m}^2 \\ 12,6 \leq D \leq 17,4 \text{ mm} \end{cases} \quad (6.14)$$

a qual apresentou um coeficiente de correlação de 94%, um desvio médio relativo absoluto em relação aos resultados experimentais de 13,4% e um desvio médio relativo de -0,3%. Nota-se que esta correlação é válida somente para $X_{tt} \leq 1$ e para $G < 100 \text{ kg/s.m}^2$.

Figura 6.30- Multiplicador bifásico em função do número de Froude do líquido para os tubos de 15,8 e 17,4 mm de diâmetro e velocidades mássicas variando entre 25 e 100 kg/s.m².

A Tabela 6.4 apresenta uma comparação entre os desvios médio relativo absoluto e médio relativo das correlações para o multiplicador bifásico propostas no presente trabalho e aquelas propostas por Bandarra Filho (2002).

Tabela 6.4- Comparação entre os desvios médio absoluto e médio relativo das correlações para o multiplicador bifásico do presente trabalho e aquelas propostas por Bandarra Filho (2002).

Correlação	Faixa de Validade	Desvios [%]
Bandarra Filho (2002), Eq. (3.49)	$X_{tt} \leq 1$ e $G \geq 200$ kg/s.m ²	$Des_{ABS} = 12,6$ $Des_{RELA} = 11,8$
Bandarra Filho (2002), Eq. (3.50)	$X_{tt} \leq 1$ e $G < 200$ kg/s.m ²	$Des_{ABS} = 49,5$ $Des_{RELA} = -49,5$
Presente Trabalho, Eq. (6.9)	$X_{tt} \leq 1$ e $G \geq 150$ kg/s.m ² $6,2 \leq D \leq 17,4$ mm	$Des_{ABS} = 8,6$ $Des_{RELA} = 0,4$
Presente Trabalho, Eq. (6.12)	$X_{tt} \leq 1$ e $G = 100$ kg/s.m ² $6,2 \leq D \leq 17,4$ mm	$Des_{ABS} = 9,0$ $Des_{RELA} = -2,2$
Presente Trabalho, Eq. (6.14)	$X_{tt} \leq 1$ e $G < 100$ kg/s.m ² $12,6 \leq D \leq 17,4$ mm	$Des_{ABS} = 13,4$ $Des_{RELA} = -0,3$

6.3.2- CORRELAÇÕES PARA O COEFICIENTE DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR

Nesta seção, será apresentado o procedimento utilizado no desenvolvimento de correlações para o coeficiente de transferência de calor que caracterizem os resultados experimentais obtidos no presente trabalho.

Assim como na perda de pressão devido ao atrito, o coeficiente de transferência de calor para o escoamento em mudança de fase será relacionado àquele do escoamento monofásico de líquido. Dessa forma, tem-se,

$$h^+ = \frac{h_b}{h_l} \quad (6.15)$$

na qual h_b é o coeficiente de transferência de calor para o escoamento em mudança de fase e h_l é coeficiente de transferência de calor para o escoamento monofásico de líquido obtido, no presente trabalho, pela correlação de Dittus-Boelter (1930), dado por,

$$h_l = \left(\frac{k_l}{D} \right) 0,023 \text{Re}_l^{0,8} \text{Pr}_l^{0,4} \quad (6.16)$$

na qual $\text{Re}_l = [G(1-x)D/\mu_l]$ é o número de Reynolds do líquido e $\text{Pr}_l = [\mu_l c_{p,l}/k_l]$ é o número de Prandtl do líquido.

Seguindo o procedimento sugerido por Bandarra Filho (2002), o formato das correlações será caracterizado por corrigir a forma geral das correlações estritamente convectivas, $h^+ = F(X_{tt})$, ou seja, serão incluídos parâmetros adimensionais que considerem possíveis efeitos de ebulição nucleada e de superfície livre, os quais, como na perda de pressão, estão intimamente relacionados aos padrões de escoamento. Dessa forma, para as condições nas quais os padrões intermitente e anular estejam presentes, essas correlações devem utilizar o parâmetro de Martinelli. Para as condições em que o padrão de escoamento é estratificado, tais correlações devem incorporar os efeitos de superfície livre, caracterizados pelo número de Froude.

A Fig. 6.31a e a Fig. 6.31b apresentam os resultados para o coeficiente de transferência de calor adimensional em função do parâmetro de Martinelli para $G \geq 150 \text{ kg/s.m}^2$, diâmetros de 6,2; 7,8; 9,5; 12,6; 15,8 e 17,4 mm e fluxos de calor de 5 e 10 kW/m^2 . Nessas figuras, observa-se que, para $X_{tt} > 1$ há uma significativa dispersão dos resultados. Tal fato está relacionado com a região correspondente a títulos inferiores 10%, na qual o padrão de escoamento em bolhas pode estar presente. Dessa forma, os resultados para o coeficiente de transferência de calor utilizados nas correlações serão aqueles para $X_{tt} \leq 1$.

Figura 6.31- Resultados para o coeficiente de transferência de calor adimensional em função do parâmetro de Martinelli para os tubos de 6,2; 7,8; 9,5; 12,6; 15,8 e 17,4 mm de diâmetro e velocidades mássicas variando de 150 a 500 kg/s.m²: (a) $q'' = 5 \text{ kW/m}^2$; (b) $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$

Com o objetivo de incorporar um parâmetro adimensional que leve em consideração os efeitos relativos à ebulição nucleada na correlação para o coeficiente de transferência de calor, Bandarra Filho (2002) propôs a utilização do número de ebulição, Bo , que relaciona o fluxo de calor com a velocidade mássica, definido como,

$$Bo = \frac{q''}{G i_{lv}} \quad (6.17)$$

Dessa forma, a correlação para o cálculo do coeficiente de transferência de calor em tubos lisos para $G \geq 150 \text{ kg/s.m}^2$ e diâmetros variando entre 6,2 e 17,4 mm, segue o formato proposto por Bandarra Filho (2002), dado por,

$$h^+ = 1 + C_1 X_{tt}^{C_2} Bo^{C_3} \quad (6.18)$$

na qual C_1 , C_2 e C_3 são as constantes de interpolação. Nessas condições, a forma final da correlação para o coeficiente de transferência de calor obtida no presente trabalho é dada por,

$$h^+ = 1 + 2,62 X_{tt}^{-0,76} Bo^{0,17} \quad \text{para} \quad \begin{cases} X_{tt} \leq 1 \text{ e } G \geq 150 \text{ kg/s.m}^2 \\ 6,2 \leq D \leq 17,4 \text{ mm} \end{cases} \quad (6.19)$$

a qual apresentou um desvio médio relativo absoluto de 13,0% e um desvio médio relativo de -5,2%.

A Fig. 6.32 ilustra uma comparação entre o coeficiente de transferência de calor obtido experimentalmente e aquele calculado pela Eq. (6.19).

Figura 6.32- Comparação entre a correlação proposta, Eq. (6.19), e os resultados experimentais para o coeficiente de transferência de calor, nas seguintes condições: $150 \leq G \leq 500 \text{ kg/s.m}^2$, $6,2 \leq D \leq 17,4 \text{ mm}$, $T_{evap} = 5^\circ\text{C}$ e fluido R-134a.

Observa-se na Fig. 6.32 que os pontos estão agrupados em torno de uma linha média, com reduzida dispersão, indicando que os parâmetros adimensionais X_{tt} e Bo correlacionam satisfatoriamente os resultados experimentais para $G \geq 150 \text{ kg/s.m}^2$.

A Fig. 6.33a e a Fig. 6.33b apresentam os resultados para o coeficiente de transferência de calor adimensional em função do parâmetro de Martinelli para velocidades mássicas inferiores a 150 kg/s.m², diâmetros de 7,8 ; 9,5 ; 12,6 ; 15,8 e 17,4 mm e fluxos de calor de 5 e 10 kW/m².

Figura 6.33- Resultados para o coeficiente de transferência de calor adimensional em função do parâmetro de Martinelli para os tubos de 7,8 ; 9,5 ; 12,6 ; 15,8 e 17,4 mm de diâmetro e velocidades mássicas variando de 25 a 100 kg/s.m²: (a) $q'' = 5 \text{ kW/m}^2$; (b) $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$.

Na Fig. 6.33, observa-se uma significativa dispersão dos resultados. Tal fato indica a mudança no padrão de escoamento, que para essas condições é estratificado. Entretanto,

observa-se que para $G = 100 \text{ kg/s.m}^2$ os resultados podem ser representados por uma correlação do tipo mostrado na Eq. (6.18). Dessa forma, excluindo-se o resultados correspondentes a $X_{tt} > 1$, obteve-se a seguinte expressão,

$$h^+ = 1 + 7,35 X_{tt}^{-0,56} Bo^{0,70} \quad \text{para} \quad \begin{cases} X_{tt} \leq 1 \text{ e } G = 100 \text{ kg/s.m}^2 \\ 6,2 \leq D \leq 17,4 \text{ mm} \end{cases} \quad (6.20)$$

a qual apresentou um desvio médio relativo absoluto de 19,0% e um desvio médio relativo de -0,2%.

A Fig. 6.34 ilustra uma comparação entre o coeficiente de transferência de calor obtido experimentalmente e aquele calculado pela Eq. (6.20). Observa-se que o pontos estão agrupados em torno de uma linha média, indicando que os parâmetros adimensionais X_{tt} e Bo correlacionam satisfatoriamente os resultados experimentais para $G = 100 \text{ kg/s.m}^2$.

Figura 6.34- Comparação entre a correlação proposta, Eq. (6.20), e os resultados experimentais para o coeficiente de transferência de calor, nas seguintes condições: $G = 100 \text{ kg/s.m}^2$, $7,8 \leq D \leq 17,4 \text{ mm}$, $T_{evap} = 5^\circ\text{C}$, $q'' = 5 \text{ e } 10 \text{ kW/m}^2$ e fluido R-134a.

Como verificado na Fig. 6.33a e na Fig. 6.33b os resultados experimentais para $G \leq 50 \text{ kg/s.m}^2$ e diâmetros de 12,6; 15,8 e 17,4 mm o parâmetro de Martinelli não correlaciona satisfatoriamente o coeficiente de transferência de calor adimensional.

Em uma análise realizada por Bandarra Filho (2002) foi constatado que o parâmetro de Martinelli e o número de ebulição não são eficazes em correlacionar o coeficiente

de transferência de calor para velocidades mássicas reduzidas, pois tais parâmetros se mostraram mais adequados nas condições em que o padrão anular predomina.

Nesse sentido, Bandarra Filho (2002), realizando um análise dimensional envolvendo as principais variáveis que caracterizam o processo de transferência de calor em mudança de fase, obteve os grupos adimensionais mais importantes, dando especial atenção àquele que leva em consideração o fluxo de calor. Nessas condições, Bandarra Filho (2002) definiu um parâmetro adimensional, Bj , o qual considera o fluxo de calor aplicado à parede do tubo, dado por,

$$Bj = \frac{q'' D}{k_l T_{sat}} \quad (6.21)$$

na qual T_{sat} é a temperatura de saturação em Kelvin.

Utilizando o parâmetro Bj e o número de Froude do líquido, Bandarra Filho (2002) propôs uma correlação para o coeficiente de transferência de calor adimensional, dada por,

$$h^+ = 1 + C_1 Bj^{C_2} Fr_l^{C_3} \quad (6.22)$$

na qual C_1 , C_2 e C_3 são as constantes de interpolação.

Entretanto, verificou-se no presente trabalho que o formato da correlação mostrada na Eq. (6.23) apresentava um desvio médio relativo absoluto e médio relativo menor do que aqueles proporcionados pela Eq. (6.22). Nessas condições, a forma final da correlação para o coeficiente de transferência de calor é dada por,

$$h^+ = 0,65 Fr_l^{-0,36} Bj^{0,68} \quad para \quad \begin{cases} X_{tt} \leq 1 \text{ e } G < 100 \text{ kg/s.m}^2 \\ 12,6 \leq D \leq 17,4 \text{ mm} \end{cases} \quad (6.23)$$

a qual apresentou um desvio médio relativo absoluto de 10,7% e um desvio médio relativo de 2,6%.

A Fig. 6.35 ilustra uma comparação entre o coeficiente de transferência de calor obtido experimentalmente e aquele calculado pela Eq. (6.23).

Figura 6.35- Comparação entre a correlação proposta, Eq. (6.23), e os resultados experimentais para o coeficiente de transferência de calor, nas seguintes condições: $G < 100 \text{ kg/s.m}^2$, $12,6 \leq D \leq 17,4 \text{ mm}$, $T_{\text{evap}} = 5^\circ\text{C}$ e fluido R-134a.

A Tabela 6.5 apresenta uma comparação entre os desvios médio relativo absoluto e médio relativo das correlações para o coeficiente de transferência de calor adimensional propostas no presente trabalho e aquelas propostas por Bandarra Filho (2002).

Tabela 6.5- Comparação entre os desvios médio relativo absoluto e médio relativo das correlações para o coeficiente de transferência de calor adimensional do presente trabalho e aqueles obtidos pelas correlações de Bandarra Filho (2002).

Correlação	Faixa de Validade	Desvios [%]
Bandarra Filho (2002), Eq. (3.60)	$X_{tt} \leq 1$ e $G \geq 200 \text{ kg/s.m}^2$	$Des_{ABS} = 17,5$ $Des_{RELA} = 9,2$
Bandarra Filho (2002), Eq. (3.62)	$X_{tt} \leq 1$ e $G < 200 \text{ kg/s.m}^2$	$Des_{ABS} = 31,2$ $Des_{RELA} = -19,8$
Presente Trabalho, Eq. (6.19)	$X_{tt} \leq 1$ e $G \geq 150 \text{ kg/s.m}^2$ $6,2 \leq D \leq 17,4 \text{ mm}$	$Des_{ABS} = 13,0$ $Des_{RELA} = -5,2$
Presente Trabalho, Eq. (6.20)	$X_{tt} \leq 1$ e $G = 100 \text{ kg/s.m}^2$ $6,2 \leq D \leq 17,4 \text{ mm}$	$Des_{ABS} = 19,2$ $Des_{RELA} = -0,2$
Presente Trabalho, Eq. (6.23)	$X_{tt} \leq 1$ e $G < 100 \text{ kg/s.m}^2$ $12,6 \leq D \leq 17,4 \text{ mm}$	$Des_{ABS} = 10,7$ $Des_{RELA} = 2,6$

A Fig. 6.36, a Fig. 6.37, a Fig. 6.38 e a Fig. 6.39 ilustram as comparações entre os resultados experimentais para o coeficiente de transferência de calor adimensional com

as correlações propostas no presente trabalho e aquelas propostas por Bandarra Filho (2002), considerando os fluxos de calor de 5 e 10 kW/m², diâmetros de 7,8 ; 9,5 ; 12,6 ; 15,8 e 17,4 mm e velocidades mássicas de 300, 100, 50 e 25 kg/s.m². Como pode ser observado, as correlações propostas no presente trabalho são as que melhor correlacionam os resultados experimentais. Entretanto, vale salientar que a correlação para velocidades mássicas reduzidas de Bandarra Filho (2002) ($G < 200$ kg/s.m²), também apresentou desempenho satisfatório para diâmetros superiores a 12,6 mm.

Figura 6.36- Comparação entre os resultados experimentais para o coeficiente de transferência de calor adimensional em função do título e aqueles fornecidos pelas correlações do presente trabalho e de Bandarra Filho (2002): (a) $D = 7,8$ mm, $G = 300$ kg/s.m² e $q'' = 10$ kW/m²; (b) $D = 12,6$ mm, $G = 300$ kg/s.m² e $q'' = 10$ kW/m²; (c) $D = 9,5$ mm, $G = 100$ kg/s.m² e $q'' = 10$ kW/m²; (d) $D = 17,4$ mm, $G = 100$ kg/s.m² e $q'' = 10$ kW/m².

Figura 6.37- Comparação entre os resultados experimentais para o coeficiente de transferência de calor adimensional em função do título e aqueles fornecidos pelas correlações do presente trabalho e de Bandarra Filho (2002): (a) $D = 12,6 \text{ mm}$, $G = 50 \text{ kg/s.m}^2$ e $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$; (b) $D = 15,8 \text{ mm}$, $G = 50 \text{ kg/s.m}^2$ e $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$; (c) $D = 15,8 \text{ mm}$, $G = 25 \text{ kg/s.m}^2$ e $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$; (d) $D = 17,4 \text{ mm}$, $G = 25 \text{ kg/s.m}^2$ e $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$.

Figura 6.38- Comparação entre os resultados experimentais para o coeficiente de transferência de calor adimensional em função do título e aqueles fornecidos pelas correlações do presente trabalho e de Bandarra Filho (2002): (a) $D = 7,8 \text{ mm}$, $G = 300 \text{ kg/s.m}^2$ e $q'' = 5 \text{ kW/m}^2$; (b) $D = 12,6 \text{ mm}$, $G = 300 \text{ kg/s.m}^2$ e $q'' = 5 \text{ kW/m}^2$; (c) $D = 9,5 \text{ mm}$, $G = 100 \text{ kg/s.m}^2$ e $q'' = 5 \text{ kW/m}^2$; (d) $D = 17,4 \text{ mm}$, $G = 100 \text{ kg/s.m}^2$ e $q'' = 5 \text{ kW/m}^2$.

Figura 6.39- Comparação entre os resultados experimentais para o coeficiente de transferência de calor adimensional em função do título e aqueles fornecidos pelas correlações do presente trabalho e de Bandarra Filho (2002): (a) $D = 12,6 \text{ mm}$, $G = 50 \text{ kg/s.m}^2$ e $q'' = 5 \text{ kW/m}^2$; (b) $D = 15,8 \text{ mm}$, $G = 50 \text{ kg/s.m}^2$ e $q'' = 5 \text{ kW/m}^2$; (c) $D = 15,8 \text{ mm}$, $G = 25 \text{ kg/s.m}^2$ e $q'' = 5 \text{ kW/m}^2$; (d) $D = 17,4 \text{ mm}$, $G = 25 \text{ kg/s.m}^2$ e $q'' = 5 \text{ kW/m}^2$.

6.3.3- SUMÁRIO DAS CORRELAÇÕES PROPOSTAS

A Tabela 6.6 apresenta, as correlações para o multiplicador bifásico e para o coeficiente de transferência de calor adimensional propostas no presente trabalho.

Tabela 6.6- Resumo das correlações propostas.

Tipo	Correlação	Faixa de Validade
Perda de Pressão	$\phi_l = 1 + 2,1 X_{tt}^{-0,89}$	$X_{tt} \leq 1$ e $G \geq 150 \text{ kg/s.m}^2$ $6,2 \leq D \leq 17,4 \text{ mm}$
Perda de Pressão	$\phi_l = 5 + 0,75 X_{tt}^{-1,13}$	$X_{tt} \leq 1$ e $G = 100 \text{ kg/s.m}^2$ $6,2 \leq D \leq 17,4 \text{ mm}$
Perda de Pressão	$\phi_l = 1,53 Fr_l^{-0,41}$	$X_{tt} \leq 1$ e $G < 100 \text{ kg/s.m}^2$ $12,6 \leq D \leq 17,4 \text{ mm}$
*****		
Transferência de Calor	$h^+ = 1 + 2,62 X_{tt}^{-0,76} Bo^{0,17}$	$X_{tt} \leq 1$ e $G \geq 150 \text{ kg/s.m}^2$ $6,2 \leq D \leq 17,4 \text{ mm}$
Transferência de Calor	$h^+ = 1 + 7,35 X_{tt}^{-0,56} Bo^{0,70}$	$X_{tt} \leq 1$ e $G = 100 \text{ kg/s.m}^2$ $6,2 \leq D \leq 17,4 \text{ mm}$
Transferência de Calor	$h^+ = 0,65 Fr_l^{-0,36} Bj^{0,68}$	$X_{tt} \leq 1$ e $G < 100 \text{ kg/s.m}^2$ $12,6 \leq D \leq 17,4 \text{ mm}$

Analisando a faixa de validade das correlações mostradas na Tabela 6.6 observa-se que ainda não há um parâmetro ou formato de correlação que se adeque a toda a faixa de condições ensaiadas, ou seja, as correlações ainda são dependentes das condições para as quais foram desenvolvidas. Entretanto, o formato adotado no presente trabalho se mostrou promissor.

Outro ponto a ser salientado é quanto ao tipo de parâmetro utilizado nessas correlações os quais, em geral, são escolhidos em função do padrão de escoamento. Bandarra Filho (2002) propôs uma divisão em $G = 200 \text{ kg/s.m}^2$ para o formato das correlações. Tal divisão, visava anteder à mudança nos padrões de escoamento de anular para estratificado. Entretanto, no presente trabalho, além de um banco de dados mais extenso, o registro fotográfico permitiu avaliar mais precisamente a transição, definindo-a na região de velocidades mássica entre 150 e 100 kg/s.m^2 . Dessa forma, verifica-se a necessidade de que o formato das correlações incorporem tanto os efeitos convectivos predominantes

no escoamento anular, quanto os efeitos de superfície livre característicos do padrão estratificado, proporcionando correlações mais gerais que se adequem a essa transição.

MODELO PARA O ESCOAMENTO ANULAR

O modelo para escoamento anular proposto no presente trabalho tem como objetivo principal a determinação da espessura do filme de líquido e do fator de atrito interfacial, pois a maioria das correlações disponíveis na literatura para esses parâmetros foram desenvolvidas para escoamentos verticais água-ar. Para esses fluidos, em particular, a medida da espessura do filme de líquido pode ser realizada de forma relativamente simples. Entretanto, para fluidos refrigerantes, que não apresentam boas características elétricas, a determinação dessa espessura é mais complexa, sendo necessária a utilização de métodos mais sofisticados, tais como métodos ópticos, o que, em certos casos, é impraticável em razão de seus altos custos. Assim, a espessura do filme de líquido para fluidos refrigerantes é obtida, freqüentemente, por meio de modelos analíticos.

Uma das principais dificuldades em determinar a espessura do filme de líquido utilizando modelos analíticos é a sua dependência da tensão de cisalhamento na interface. Dessa forma, uma das alternativas é obter a tensão de cisalhamento na interface por intermédio do gradiente de pressão, utilizando, por exemplo, a relação triangular, Eq. (4.29). Entretanto, mesmo com a utilização da relação triangular há a necessidade de se resolver um sistema algébrico de equações, uma vez que a perda de pressão está diretamente relacionada à espessura do filme de líquido. Dessa forma, o modelo proposto no presente trabalho, se concentrará na análise hidrodinâmica do escoamento. Para tal objetivo, o modelo de Hurlburt e Newell (1999), apresentado na seção seguinte, foi

utilizado como referência.

Além do padrão de escoamento anular, que será apresentado neste capítulo, no presente trabalho modelou-se também o padrão de escoamento estratificado, que será apresentado mais adiante. Esses padrões foram escolhidos, primeiramente, por apresentarem uma distribuição das fases bem definida, facilitando a análise e, em segundo, por se mostrarem preponderantes na ebulição convectiva no interior de tubos. Isso pode ser observado na Fig. 7.1, na qual estão representados os padrões de escoamento observados nos ensaios em escoamento adiabático do presente estudo, de acordo com o mapa de escoamento de Kattan, Thome e Favrat (1998).

Na Fig. 7.1, observa-se que, além dos padrões de escoamento anular e estratificado, o padrão intermitente também se faz presente. Entretanto, a análise desse tipo de escoamento, envolve procedimentos estatísticos que não fazem parte dos objetivos do presente trabalho. Além do mapa de Kattan, Thome e Favrat (1998), foram utilizados na seleção dos resultados experimentais o mapa de Thome e Hajal (2002) e o registro fotográfico, cujo resultado é mostrado na Tabela 6.3. Dessa forma, foi possível selecionar adequadamente os resultados experimentais relativos aos padrões de escoamento anular e estratificado. O procedimento para a implementação desses mapas é apresentado no Apêndice B.

A seleção dos padrões de escoamento anular e estratificado permitiu, também, a avaliação dos mapas. Verificando-se que ambos apresentam deficiências, pois as linhas de transição intermitente-anular e anular-névoa não refletiram o comportamento dos padrões registrados. Inclusive, observa-se na Fig. 7.1 que, conforme o diâmetro do tubo aumenta, a linha de transição correspondente ao padrão em névoa se desloca, abrangendo velocidades mássicas menores. Entretanto, tal padrão foi verificado para os tubos de 6,2 ; 7,8 e 9,5 mm (vide Tabela 6.3), para os quais essa linha de transição está localizada para velocidades superiores às ensaiadas. Dessa forma, pode-se afirmar que o comportamento desta linha de transição não considera o efeito do diâmetro do tubo, pois verificou-se que quanto menor o diâmetro do tubo, menor é a velocidade mássica necessária para o surgimento do padrão em névoa.

Figura 7.1- Resultados experimentais para o escoamento adiabático do fluido refrigerante R-134a, inseridos no mapa de Kattan, Thome e Favrat (1998) para $T_{evap} = 5^\circ\text{C}$. (a) $D = 6,2 \text{ mm}$; (b) $D = 7,8 \text{ mm}$; (c) $D = 9,5 \text{ mm}$; (d) $D = 12,6 \text{ mm}$; (e) $D = 15,8 \text{ mm}$; (f) $D = 17,4 \text{ mm}$.

Outra evidência da não generalidade de tais mapas é aquela relativa à linha de transição intermitente-anular, a qual é obtida admitindo-se $X_{tt} = 0,34$, ou seja, independe do diâmetro do tubo, da velocidade mássica e do título. Essa linha seria, assim, função apenas das propriedades do fluido, como comprovado na Fig. 7.1, na qual a transição para o anular se dá em $x \approx 0,46$ para todos os tubos ensaiados. Dessa forma, tal critério de transição mostrou-se inadequado, pois verificou-se que essa transição depende principalmente do diâmetro do tubo e da velocidade mássica. Um exemplo desse comportamento é o resultado obtido na Fig. 7.1e, para o tubo de 15,8 mm de diâmetro e $G = 500 \text{ kg/s.m}^2$, para o qual segundo o mapa de Kattan, Thome e Favrat (1998), o padrão vigente é, o intermitente, quando o observado, Tabela 6.3, para essas condições é o anular.

Apesar das linhas de transição intermitente-anular e anular-névoa não serem adequadas, observa-se que as linhas de transição associadas aos padrões estratificado liso e ondulado são consistentes.

7.1- MODELO DE HURLBURT E NEWELL (1999)

O modelo para o escoamento anular proposto por Hurlburt e Newell (1999), que explora a condensação de fluidos refrigerantes no interior de tubos horizontais, tem como principais parâmetros a serem calculados: a espessura do filme de líquido, a perda de pressão e o coeficiente de transferência de calor. Nesta seção, apresenta-se apenas o procedimento relativo aos aspectos hidrodinâmicos do escoamento, ou seja, o cálculo da espessura do filme de líquido e da perda de pressão.

A análise de Hurlburt e Newell (1999) difere das análises tradicionais pelo fato de que utiliza a correlação para a tensão de cisalhamento interfacial proposta por Asali e Hanratty (1985) em lugar de uma correlação para a fração de vazio. Vale salientar que a correlação de Asali e Hanratty (1985), originalmente desenvolvida para escoamentos verticais de água-ar e água-glicerina, foi ajustada por Hurlburt e Newell (1999) para o escoamento horizontal de fluidos refrigerantes, assumindo a expressão,

$$\frac{\tau_i}{\tau_v} - 1 = 0,45 (\delta_v^+ - 4) \text{Re}_v^{-0,3} \quad (7.1)$$

na qual Re_v e δ_v^+ são dados por,

$$Re_v = \frac{\rho_v (u_v - u_i) (D - 2\delta)}{\mu_v}; \quad \delta_v^+ = \frac{\delta}{\nu_v} \left(\frac{\tau_i}{\rho_v} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (7.2)$$

Vale lembrar que,

$$\frac{\tau_i}{\tau_v} = \frac{f_i}{f_v}, \quad pois \quad f_v = \frac{\tau_v}{\frac{1}{2}\rho_v u_v^2}; \quad f_i = \frac{\tau_i}{\frac{1}{2}\rho_v u_v^2} \quad (7.3)$$

na qual τ_v e f_v são, respectivamente, a tensão de cisalhamento e o fator de atrito do vapor e, τ_i e f_i são, respectivamente, a tensão de cisalhamento e o fator de atrito na interface

Hurlburt e Newell (1999) admitiram em seu modelo as seguintes hipóteses:

1. Escoamento em regime permanente ;
2. Pressão uniforme na seção transversal ;
3. O líquido escoa em uma película de espessura uniforme ;
4. A interface líquido-vapor é considerada lisa ;
5. Não há dispersão de líquido no núcleo de vapor ;
6. Não há efeitos da ebulição nucleada ;
7. A turbulência não é “amortecida” na região da interface líquido-vapor ;
8. Ignorou-se a subcamada viscosa e a região de amortecimento para o vapor.

Hurlburt e Newell (1999) utilizaram como perfil de velocidades no filme de líquido o perfil universal, dado por,

$$\left\{ \begin{array}{ll} \text{Subcamada laminar} & : u^+ = y^+ \quad y^+ < 5 \\ \text{Região de Amortecimento} & : u^+ = 5 \ln(y^+) - 3,05 \quad 5 \leq y^+ < 30 \\ \text{Região Logarítmica} & : u^+ = 2,5 \ln(y^+) + 5,5 \quad 30 \leq y^+ \leq \delta^+ \end{array} \right. \quad (7.4)$$

em que $u^+ = (u/u^*)$ é a velocidade axial adimensional, $y^+ = [yu^*/\nu_l]$ é a distância adimensional medida da parede do tubo, como pode ser observado na Fig. 7.2 e $u^* = [\tau_p/\rho]^{0,5}$ é a velocidade de cisalhamento.

Figura 7.2- Representação esquemática do escoamento anular em um tubo horizontal.

Dessa forma, considerando que a região logarítma inicia-se em $y^+ = 30$ e, se estende até a interface, tem-se que a velocidade na interface, u_i , é dada por,

$$\frac{u_i}{u^*} = 2,5 \ln (\delta^+) + 5,5 \quad (7.5)$$

na qual $u^* = [\tau_i/\rho_l]^{0,5}$ é a velocidade de cisalhamento e $\delta^+ = [\delta u^*/\nu_l]$ é a espessura adimensional do filme de líquido. Note que na velocidade de cisalhamento, u^* , a tensão de cisalhamento na parede foi substituída pela tensão de cisalhamento na interface. Tal alteração visa considerar os efeitos da interface sobre o perfil de velocidades, pois como observado por Henstock e Hanratty (1976), a presença da interface pode alterar a tensão de cisalhamento na parede, alterando o perfil de velocidades no filme de líquido. Entretanto, Henstock e Hanratty (1976) em vez de τ_i , utilizaram uma tensão característica, τ_c , definida como uma média ponderada de τ_i e τ_p , Eq. (4.46).

A velocidade média no filme de líquido, u_l , obtida a partir do perfil universal e válida somente para as condições nas quais $y^+ \geq 30$, é dada por,

$$\frac{u_l}{u^*} = 2,5 \ln (\delta^+) + 3 - \frac{64}{\delta^+} \quad (7.6)$$

Para os casos em que $y^+ < 30$ a Eq. (7.6) deve ser alterada considerando-se no perfil universal de velocidades apenas as regiões pertinentes. Entretanto, para as condições de operação utilizadas no presente trabalho, verificou-se que y^+ é superior a 30, possibilitando o uso da Eq. (7.6) sem alterações.

Para o núcleo de vapor também foi utilizado o perfil universal de velocidades. Entretanto, foram desprezadas a subcamada laminar e a região de amortecimento, considerando-se apenas a região logarítmica. A justificativa para tal simplificação é a de que os efeitos de parede, associados à subcamada laminar e à região de amortecimento, são questionáveis em virtude da presença da interface. Dessa forma, a velocidade média do vapor, u_v , obtida do perfil de velocidades, é dada por,

$$\frac{u_v - u_i}{u_v^*} = 2,5 \ln \left[\frac{(R - \delta) u_v^*}{\nu_v} \right] + 1,75 \quad (7.7)$$

na qual $u_v^* = [\tau_v / \rho_v]^{0,5}$ é a velocidade de cisalhamento para o vapor e τ_v é a tensão de cisalhamento do vapor que, segundo Hurlburt e Newell (1999), está associada àquela que ocorreria em um tubo liso, cujo diâmetro é do núcleo de vapor e a parede é representada pela interface. Vale salientar que Hurlburt e Newell (1999) determinaram essa tensão de cisalhamento por meio da Eq. (7.7), não utilizando a correlação de Blasius, adotada em outros modelos. O termo $[(u_v - u_i) / u_v^*]$ é conhecido como *velocity-defect law*, a qual caracteriza o desvio da velocidade com o afastamento da parede, no presente caso, da interface. Tais condições visam ajustar o modelo, que utiliza conceitos do escoamento monofásico ao escoamento em mudança de fase.

Para o cálculo da perda de pressão, Hurlburt e Newell (1999) utilizaram uma equação, obtida por meio de um balanço de quantidade de movimento no vapor, no qual desprezam-se os efeitos gravitacionais e de aceleração, dada por,

$$\Delta P = \frac{2 \tau_i L}{R - \delta} \quad (7.8)$$

na qual L e R são, respectivamente, o comprimento e o raio do tubo e δ é a espessura do filme de líquido.

Para implementação e solução do modelo de Hurlburt e Newell (1999) é necessário utilizar as seguintes relações para as velocidades médias do líquido e do vapor:

$$u_l = \frac{G (1 - x) R^2}{\rho_l \delta (2R - \delta)} ; \quad u_v = \frac{G x R^2}{\rho_v (R - \delta)^2} \quad (7.9)$$

Dessa forma, analisando o conjunto de equações apresentadas acima, resumidas na Tabela 7.1, observa-se que as incógnitas deste sistema de equações são τ_v e δ , as quais podem ser determinadas conhecendo as características geométricas do tubo e as condições

de operação. Nota-se que a perda de pressão é obtida a partir da solução do sistema.

Tabela 7.1- Resumo da equações do modelo de Hurlburt e Newell (1999).

$\frac{u_i}{u^*} = 2,5 \ln(\delta^+) + 5,5$	$u^* = \left[\frac{\tau_i}{\rho_l} \right]^{0,5}; \quad \delta^+ = \left[\frac{\delta u^*}{\nu_l} \right]$
$\frac{u_l}{u^*} = 2,5 \ln(\delta^+) + 3 - \frac{64}{\delta^+}$	$u_l = \frac{G(1-x)R^2}{\rho_l \delta(2R-\delta)}$
$\frac{u_v - u_i}{u_v^*} = 2,5 \ln \left[\frac{(R-\delta)u_v^*}{\nu_v} \right] + 1,75$	$u_v = \frac{GxR^2}{\rho_v(R-\delta)^2}; \quad u_v^* = \left[\frac{\tau_v}{\rho_v} \right]^{0,5}$
$\frac{\tau_i}{\tau_v} - 1 = 0,45(\delta_v^+ - 4) \text{Re}_v^{-0,3}$	$\text{Re}_v = \frac{\rho_v(u_v - u_i)(D - 2\delta)}{\mu_v}; \quad \delta_v^+ = \frac{\delta}{\nu_v} \left(\frac{\tau_i}{\rho_v} \right)^{0,5}$

7.2- MODELO PROPOSTO

Esta seção descreve o modelo para escoamento anular proposto no presente trabalho, o qual, como mencionado anteriormente, é baseado no modelo de Hurlburt e Newell (1999), pois o objetivo no presente trabalho é obter a espessura do filme de líquido e a tensão de cisalhamento interfacial e não a perda de pressão. Dessa forma, o modelo de Hurlburt e Newell (1999) sofreu modificações para que fosse possível obter a referida tensão em lugar da perda de pressão, a qual passou a ser um dado conhecido, uma vez que foi obtida experimentalmente.

As hipóteses adotadas no presente modelo, denominado a partir deste ponto de modelo proposto, são as mesmas utilizadas por Hurlburt e Newell (1999). Admite-se, também, que o perfil de velocidades no filme de líquido é o mesmo do escoamento monofásico turbulento no interior de tubos, Eq. (7.4), constituído de três regiões: subcamada laminar, região de amortecimento e região logarítmica, como ilustrado na Fig. 7.3. Dessa forma, as expressões para as velocidades da interface, Eq. (7.5), média do líquido, Eq. (7.6), e média do vapor, Eq. (7.7), são as mesmas propostas por Hurlburt e Newell (1999).

Figura 7.3- Perfil de velocidades no filme de líquido.

Como o objetivo do modelo proposto é obter τ_i em lugar de ΔP , a Eq. (7.8), utilizada por Hurlburt e Newell (1999), foi modificada, adicionando-se o termo que representa os efeitos de aceleração. Dessa forma, foi utilizada para o cálculo da tensão de cisalhamento na interface a equação, proposta por Hewitt e Hall-Taylor (1970), dada por,

$$\tau_i = \frac{R - \delta}{2L} |\Delta P| - \left(\frac{R}{R - \delta} \right)^2 \left(\frac{2 q'' u_v}{i_{lv}} \right) \quad (7.10)$$

na qual L é o comprimento do tubo.

A Eq. (7.10) ou a Eq. (4.3) resulta da equação da quantidade de movimento para o vapor no núcleo, desconsiderando-se a dispersão de líquido e incorporando os efeitos de aceleração resultantes da evaporação do líquido na interface, representados pelo termo $[dx/dz]$, obtido por meio de um balanço de energia no filme líquido, Eq. (4.9). Note-se que, considerando apenas o primeiro termo do lado direito da Eq. (7.10), isolando o ΔP , a equação resultante é a mesma utilizada por Hurlburt e Newell (1999), Eq. (7.8).

Da mesma forma que o modelo de Hurlburt e Newell (1999), para a implementação e solução do modelo proposto é necessário avaliar as velocidades médias do líquido e do vapor pelas expressões:

$$u_l = \frac{G (1 - x) R^2}{\rho_l \delta (2R - \delta)} \quad (7.11)$$

$$u_v = \frac{G x R^2}{\rho_v (R - \delta)^2} \quad (7.12)$$

Dessa forma, analisando a Tabela 7.2 que apresenta as equações que compõem o modelo proposto, observa-se que as incógnitas do sistema de equações são τ_v e δ , as quais, podem ser determinadas conhecendo-se os parâmetros geométricos do tubo, as condições de operação do sistema e a perda de pressão. A solução desse sistema de equações foi obtida utilizando-se o método de Newton-Raphson, no qual as estimativas iniciais para a δ e τ_v foram obtidas, respectivamente, pela correlação para a fração de vazio de Zivi (1964) e pela correlação de Blasius, dadas por,

$$\delta = \frac{D}{2} \left[1 - \alpha^{-\frac{1}{2}} \right] ; \quad \alpha = \left[1 + \left(\frac{1-x}{x} \right) \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,67} \right]^{-1} \quad (7.13)$$

$$\tau_v = \frac{1}{2} f_v \rho_v u_v^2 ; \quad f_v = 0,079 \operatorname{Re}_{v,J}^{-0,25} ; \quad \operatorname{Re}_{v,J} = \frac{G x D}{\mu_v} \quad (7.14)$$

nas quais $\operatorname{Re}_{v,J}$ é número de Reynolds baseado na velocidade superficial do vapor.

O critério de convergência utilizado no método de Newton-Raphson admite que a solução do sistema é obtida quando a soma dos valores das funções é menor do que 10^{-10} ou que a soma, em valor absoluto, das correções seja menor do que 10^{-10} . Uma descrição mais detalhada desse método é apresentada por Press et al. (1992).

Tabela 7.2- Resumo da equações do Modelo Proposto.

$\frac{u_i}{u^*} = 2,5 \ln(\delta^+) + 5,5$	$u^* = \left[\frac{\tau_i}{\rho_l} \right]^{0,5} ; \quad \delta^+ = \left[\frac{\delta u^*}{\nu_l} \right]$
$\frac{u_l}{u^*} = 2,5 \ln(\delta^+) + 3 - \frac{64}{\delta^+}$	$u_l = \frac{G(1-x)R^2}{\rho_l \delta (2R - \delta)}$
$\frac{u_v - u_i}{u_v^*} = 2,5 \ln \left[\frac{(R - \delta) u_v^*}{\nu_v} \right] + 1,75$	$u_v = \frac{G x R^2}{\rho_v (R - \delta)^2} ; \quad u_v^* = \left[\frac{\tau_v}{\rho_v} \right]^{0,5}$
$\tau_i = \frac{R - \delta}{2L} \Delta P - \left(\frac{R}{R - \delta} \right)^2 \left(\frac{2 q'' u_v}{i_{lv}} \right)$	

O fluxograma mostrado na Fig. 7.4 resume o procedimento de solução do modelo

proposto.

Figura 7.4- Fluxograma para a solução do sistema algébrico de equações que constitui o modelo proposto para o escoamento anular, Tabela 7.2.

7.3- RESULTADOS DO MODELO PROPOSTO

Nesta seção, os resultados para a espessura do filme de líquido e tensão de cisalhamento na interface, obtidos pelo modelo proposto para o escoamento anular, são analisados e correlacionados. São também analisados alguns parâmetros calculados pelo modelo proposto, tais como o efeito da aceleração, a fração de vazio e a tensão de cisalhamento do vapor, τ_v .

Inicialmente os efeitos de aceleração, representados pelo segundo termo da Eq. (7.10), serão considerados, pois, durante a análise dos resultados experimentais, constatou-se que a parcela de aceleração na perda de pressão era, em alguns casos, superior a 8 %. Dessa forma, a Fig. 7.5 apresenta o efeito da aceleração sobre τ_i e δ , para os tubos de 7,8 e

17,4 mm de diâmetro, velocidade mássica de 200 kg/s.m^2 e fluxo de calor de 10 kW/m^2 , na qual foram consideradas as seguintes condições:

- i. Sem efeitos de aceleração: despreza-se o segundo termo da Eq. (7.10);
- ii. Com efeitos de aceleração: inclui-se o segundo termo da Eq. (7.10);

Figura 7.5- Efeito da aceleração na tensão de cisalhamento interfacial e na espessura do filme de líquido, para os tubos de 7,8 e 17,4 mm, $G = 200 \text{ kg/s.m}^2$ e $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$: (a) Tensão de cisalhamento interfacial; (b) Espessura do filme de líquido.

Vale salientar que, para ambos os casos os resultados experimentais são os mesmos, ou seja, os efeitos de aceleração associados ao fluxo de calor são relacionados à espessura do filme de líquido e à tensão de cisalhamento. Dessa forma, analisando a Fig. 7.5, observa-se que os efeitos de aceleração sobre δ e τ_i são inversos, ou seja, para τ_i , a inclusão do segundo termo da Eq. (7.10) promove uma redução dessa tensão de 12,8%, em média, para o tubo de 7,8 mm e de 5,0% para o tubo de 17,4 mm. Para δ a inclusão desse termo ocasiona um aumento médio de 6,9% para o tubo de 7,8 mm e de 2,9% para o tubo de 17,4 mm. Verifica-se, assim que, os efeitos de aceleração tendem a aumentar com a diminuição do diâmetro do tubo, sendo mais acentuados para a tensão de cisalhamento.

A utilização do termo de aceleração considerada no modelo proposto é necessária somente quando o escoamento é não-adiabático, uma vez que os efeitos de aceleração associados à variação da pressão são considerados desprezíveis. Os resultados experimentais para o escoamento adiabático serão utilizados na análise, pois foram obtidos no

presente trabalho.

Para a fração de vazio, os resultados obtidos pelo modelo proposto para os tubos de 7,8 e 17,4 mm, velocidades mássicas de 200 e 300 kg/s.m² e escoamento adiabático são apresentados na Fig. 7.6. Nessa figura, também são apresentadas as frações de vazio calculadas pelas correlações de Zivi (1964), Eq. (3.56), e de Rouhani e Axelsson (1970) modificada, Eq. (3.59). Observa-se que o comportamento da fração de vazio é afetado tanto pela velocidade mássica quanto pelo diâmetro do tubo. A correlação de Rouhani e Axelsson (1970) modificada apresenta um desempenho melhor em relação ao modelo proposto para o tubo de 7,8 mm, enquanto que a correlação de Zivi (1964), obtida pelo "Princípio da Mínima Geração de Entropia", mostra-se mais adequada para o tubo de 17,4 mm.

Figura 7.6- Comparação entre as frações de vazio obtidas pelo modelo proposto, pela correlação de Zivi (1964) e pela correlação de Rouhani e Axelsson (1970) modificada: (a) $D = 17,4$ mm e $G = 200$ kg/s.m²; (b) $D = 7,8$ mm e $G = 200$ kg/s.m²; (c) $D = 17,4$ mm e $G = 300$ kg/s.m²; (d) $D = 7,8$ mm e $G = 300$ kg/s.m².

Outro parâmetro calculado pelo modelo que merece atenção é a tensão de cisalhamento do vapor, τ_v . Essa tensão está associada àquela que ocorreria em um tubo liso, cujo diâmetro é do núcleo de vapor. A princípio ela pode ser obtida utilizando-se a correlação de Blasius, mostrada na Eq. (7.15), como em outros modelos. Dessa forma, observando

a Fig. 7.7, verifica-se que τ_v calculado pelo modelo é 12% menor do que a obtida por Blasius. Nota-se que, apesar da pequena diferença entre os dois procedimentos, a utilização da correlação de Blasius não reduz o esforço matemático, pois tanto a definição de Re_v quanto a de τ_v são dependentes da velocidade relativa $(u_v - u_i)$ e da espessura do filme de líquido, δ . Entretanto, optar pela utilização da correlação de Blasius no modelo proposto, implica na exclusão da Eq. (7.7).

$$\tau_v = \frac{1}{2} f_v \rho_v (u_v - u_i)^2 ; \quad f_v = 0,079 Re_v^{-0,25} ; \quad Re_v = \frac{\rho_v (u_v - u_i) (D - 2\delta)}{\mu_v} \quad (7.15)$$

Figura 7.7- Comparação entre a tensão de cisalhamento do vapor obtida pelo modelo proposto e aquela obtida pela correlação de Blasius.

7.3.1- ESPESSURA DO FILME DE LÍQUIDO

Para a determinação do fator de atrito na interface é necessário dispor, inicialmente, da espessura do filme de líquido, a qual, segundo Henstock e Hanratty (1976) pode ser obtida como uma função apenas do número de Reynolds do líquido, dada por,

$$\delta^+ = a Re_l^b \quad (7.16)$$

na qual a e b são os coeficientes a serem ajustados e $Re_l = [G(1 - x)D/\mu_l]$ é o número de Reynolds do líquido. Deve-se notar que, no cálculo do número de Reynolds do líquido,

desconsidera-se a dispersão, ou seja, todo o líquido escoar na película.

A Fig. 7.8 apresenta os resultados para a espessura do filme de líquido, obtida pelo modelo proposto, em função do número de Reynolds do líquido e a correlação ajustada, dada por,

$$\delta^+ = 7,5 + 0,042 Re_l^{0,9} \quad (7.17)$$

O formato da Eq. (7.17), difere daquele proposto por Henstock e Hanratty (1976), pois observa-se, na Fig. 7.8, um comportamento assintótico dos resultados. Dessa forma, a Eq. (7.17) pode não parecer fisicamente consistente, pois para a condição limite na qual $Re_l \rightarrow 0$, ou seja, escoamento de vapor, δ^+ não tende a zero. Entretanto, tal condição dificilmente ocorre, pois deve-se considerar que com a variação do título, da velocidade mássica e do diâmetro do tubo, há também a mudança no padrão de escoamento e, conseqüentemente, da disposição das fases. Assim, pode-se afirmar que, a Eq. (7.17) representa adequadamente δ^+ , independentemente da velocidade mássica e do diâmetro do tubo.

Figura 7.8- Espessura do filme de líquido adimensional em função do número de Reynolds do líquido, para o R-134a, escoamento adiabático, velocidades mássicas variando de 150 a 500 kg/s.m² e diâmetros de 6,2 ; 7,8 ; 9,5 ; 12,6 ; 15,8 e 17,4 mm.

Entretanto, observa-se que a espessura do filme de líquido, δ^+ , ainda é função da tensão

de cisalhamento na interface, sendo necessária então uma correlação que permita avaliá-la. Nesse sentido, o procedimento descrito a seguir visa exemplificar uma maneira simples de avaliar a espessura do filme de líquido.

Utilizando os resultados da tensão de cisalhamento na interface, obtidos pelo modelo proposto, foi possível correlacioná-la com a tensão de cisalhamento na parede, como mostrado na Fig. 7.9, obtendo-se a equação dada por,

$$\tau_i = 0,95 \tau_p \quad (7.18)$$

A tensão de cisalhamento na parede pode ser avaliada por meio de um balanço de forças no filme de líquido, desprezando-se os efeitos de aceleração, resultando a expressão dada por,

$$\tau_p = \frac{D}{4} \left| \frac{\Delta P}{L} \right| \quad (7.19)$$

Figura 7.9- Relação entre a tensão de cisalhamento na interface e a tensão de cisalhamento na parede para as seguintes condições: $T_{sat} = 5^\circ\text{C}$, $150 \leq G \leq 500 \text{ kg/s.m}^2$, adiabático, $6,2 \leq D \leq 17,4 \text{ mm}$ e R-134a.

Apesar do sucesso do presente modelo em correlacionar resultados experimentais de espessura do filme de líquido para o escoamento horizontal no interior de tubos, deve ser

ressaltado que, em tais escoamentos, o filme é assimétrico. Assim, a espessura do filme de líquido proporcionada pelo modelo proposto corresponde a uma espessura média do filme.

7.3.2- FATOR DE ATRITO NA INTERFACE

Para desenvolver uma correlação para o fator de atrito interfacial, os resultados fornecidos pelo modelo proposto foram utilizados no cálculo dos parâmetros sugeridos por Henstock e Hanratty (1976) e Asali e Hanratty (1985), dada por,

$$Re_v = \frac{\rho_v (u_v - u_i) (D - 2\delta)}{\mu_v}; \quad \delta_v^+ = \frac{\delta}{\nu_v} \left(\frac{\tau_i}{\rho_v} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (7.20)$$

A Fig. 7.10 mostra o número de Reynolds do vapor em função do parâmetro δ_v^+ . Observa-se, nessa figura, que esses parâmetros se alinham em curvas (retas) de coeficientes angulares muito próximos. Dessa forma, é interessante utilizar uma relação do tipo Re_v / δ_v^+ para representar os resultados do fator de atrito.

Figura 7.10- Relação entre o número de Reynolds do vapor, Eq. (4.49), e o parâmetro proposto por Asali e Hanratty (1985), Eq. (4.56).

Asali e Hanratty (1985) propuseram um parâmetro semelhante ($\delta_v^+ Re_v^{-0,2}$) para correlacionar os seus resultados. Entretanto, observa-se na Fig. 7.11 que somente este parâmetro não é suficiente para correlacionar adequadamente os resultados para a tensão

de cisalhamento na interface e, conseqüentemente, para o fator de atrito fornecidos pelo presente modelo.

Figura 7.11- Resultados para a tensão de cisalhamento na interface em função do parâmetro $\delta_v^+ Re_v^{-0,2}$, proposto por Asali e Hanratty (1985).

Na Fig. 7.12 observa-se que o parâmetro adimensional δ/D se correlaciona com razoável precisão com o parâmetro Re_v/δ_v^+ , dado que o coeficiente de correlação é da ordem de 95%. Tal comportamento, justifica o significativo número de correlações que foram propostas em função apenas do parâmetro δ/D , ou seja, essa relação, aparentemente geométrica, associa características que, possivelmente, representam a estrutura da interface. Observa-se, também, na Fig. 7.12 que tal correlação independe do diâmetro do tubo e da velocidade mássica e que a correlação ajustada para Re_v/δ_v^+ é dada por,

$$\frac{Re_v}{\delta_v^+} = 1,7 \left(\frac{\delta}{D} \right)^{-1,25} \quad (7.21)$$

Figura 7.12- Relação entre o parâmetro Re_v / δ_v^+ e o parâmetro δ / D para as condições: $T_{sat} = 5^\circ\text{C}$, $150 \leq G \leq 500 \text{ kg/s.m}^2$, escoamento adiabático, $6,2 \leq D \leq 17,4 \text{ mm}$ e fluido refrigerante R-134a.

Analisando os resultados apresentados acima, observa-se que os parâmetros δ / D e Re_v / δ_v^+ podem ser utilizados para correlacionar o fator de atrito interfacial. Dessa forma, no presente trabalho, é proposto um novo parâmetro, para correlacionar o resultados para o fator de atrito interfacial, cuja expressão é,

$$\frac{Re_v}{\delta_v^+} \frac{\delta}{D} = \frac{\rho_v^{0,5} (u_v - u_i) (D - 2\delta)}{D \tau_i^{0,5}} \quad (7.22)$$

Os fatores de atrito interfaciais calculados pelo modelo serão representados utilizando a definição,

$$\begin{cases} \tau_v = \frac{1}{2} f_v \rho_v (u_v - u_i)^2 \\ \tau_i = \frac{1}{2} f_i \rho_v (u_v - u_i)^2 \end{cases} \implies \frac{\tau_i}{\tau_v} = \frac{f_i}{f_v} \quad (7.23)$$

Note-se que a definição dos fatores de atrito na Eq. (7.23) difere daquela utilizada por Asali e Hanratty (1985), Eq. (7.3), pelo fato de que a Eq. (7.23) considera a velocidade relativa $(u_v - u_i)$, ao invés da velocidade média do vapor u_v . Tal consideração visa conferir à definição para o fator de atrito um significado físico. Dessa forma, adotando a representação para o fator de atrito interfacial utilizado por Henstock e Hanratty (1976)

e Asali e Hanratty (1985) tem-se que,

$$f_i^+ = \left[\frac{f_i}{f_v} - 1 \right] \quad (7.24)$$

O formato para a representação do fator de atrito interfacial mostrado na Eq. (7.24) leva em consideração a condição assintótica correspondente a $x = 1$, relacionada ao escoamento de vapor, no qual o fator de atrito interfacial deve assumir o valor daquele referente ao escoamento monofásico de vapor.

A Fig. 7.13 apresenta o resultados para a relação entre o fator de atrito interfacial, f_i^+ , obtidos pelo modelo proposto em função do parâmetro $[(Re_v / \delta_v^+) (\delta / D)]$. Nesta figura, observa-se que os efeitos do diâmetro e da velocidade mássica não foram totalmente suprimidos. Entretanto, realizando-se um ajuste de curva obtém-se a seguinte expressão,

$$f_i^+ = 31,0 \exp \left[-0,45 \left(\frac{Re_v}{\delta_v^+} \frac{\delta}{D} \right) \right] \quad (7.25)$$

a qual apresentou um fator de correlação de 90%, um desvio médio relativo absoluto de 14,0% e um desvio médio relativo de 0,6% em relação aos valores de f_i^+ calculados pelo modelo proposto.

Figura 7.13- Resultados do fator de atrito, fornecidos pelo presente modelo, em função do parâmetro $[(Re_v / \delta_v^+) (\delta / D)]$ para as condições: $T_{sat} = 5^\circ\text{C}$, $150 \leq G \leq 500 \text{ kg/s.m}^2$, escoamento diabático, $6,2 \leq D \leq 17,4 \text{ mm}$ e fluido refrigerante R-134a.

A Fig. 7.14 apresenta uma comparação entre os valores de f_i^+ calculados pelo modelo proposto e aqueles obtidos pela Eq. (7.25).

Figura 7.14- Comparação entre os valores de f_i^+ calculados pelo modelo proposto e aqueles obtidos pela Eq. (7.25), para as condições: $T_{sat} = 5^\circ\text{C}$, $150 \leq G \leq 500 \text{ kg/s.m}^2$, escoamento adiabático, $6,2 \leq D \leq 17,4 \text{ mm}$ e fluido refrigerante R-134a.

Analisando a Fig. 7.13 e a Fig. 7.14, observa-se que o parâmetro $[(\text{Re}_v / \delta_v^+)(\delta/D)]$ correlaciona adequadamente o fator de atrito interfacial, apesar de que os efeitos do diâmetro do tubo e da velocidade mássica ainda estarem presentes. Entretanto, a utilização do parâmetro definido na Eq. (7.25) pode ser de difícil aplicação, pois, requer o prévio conhecimento da tensão de cisalhamento interfacial. Dessa forma, é conveniente representar esse parâmetro em função de variáveis diretamente mensuráveis, tais como a tensão de cisalhamento na parede e o número de Reynolds baseado na velocidade superficial do vapor, dado por,

$$\text{Re}_{v,J} = \frac{G \times D}{\mu_v} \quad (7.26)$$

A Fig. 7.15 apresenta o $\text{Re}_{v,J}$ calculado pelo modelo proposto em função do Re_v . Verificando-se uma relação linear entre os números de Reynolds, correlacionada pela seguinte expressão,

$$\text{Re}_{v,J} = 2,6 \text{ Re}_v \quad (7.27)$$

Observa-se na Eq. (7.27) que o Re_v dado pela Eq. (7.20) é da ordem 38% menor do que aquele obtido pela Eq. (7.26). Tal fato, está relacionado ao significado físico de cada um desses parâmetros, enquanto Re_v refere-se ao número de Reynolds do vapor que ocorreria se esse escoasse no interior de um tubo liso de diâmetro $(D - 2\delta)$ e velocidade $(u_v - u_i)$, o $Re_{v,J}$ corresponde ao vapor escoando em um tubo liso de diâmetro D , de forma que a sua velocidade média seria, a velocidade superficial, J_v .

Figura 7.15- Relação entre Re_v e $Re_{v,J}$ para as condições: $T_{sat} = 5^\circ C$, $150 \leq G \leq 500 \text{ kg/s.m}^2$, escoamento adiabático, $6,2 \leq D \leq 17,4 \text{ mm}$ e fluido refrigerante R-134a.

Utilizando a Eq. (7.18) e a Eq. (7.27), o parâmetro $[(Re_v / \delta_v^+) (\delta / D)]$ pode ser representado por,

$$\frac{Re_v}{\delta_v^+} \frac{\delta}{D} = \frac{0,38 G x}{\rho_v^{0,5} \tau_p^{0,5}} \quad (7.28)$$

A Fig. 7.16 apresenta os resultados para o fator de atrito interfacial em função do parâmetro definido na Eq. (7.28). Dessa forma, realizando-se um ajuste de curva obteve-se a seguinte expressão,

$$f_{i,J}^+ = 41,0 \exp \left[-0,21 \left(\frac{G x}{\rho_v^{0,5} \tau_p^{0,5}} \right) \right] \quad (7.29)$$

a qual apresentou um fator de correlação de 67%, um desvio médio relativo absoluto de

27,0% e um desvio médio relativo de 6,0% em relação aos valores de f_i^+ calculados pelo modelo proposto.

Figura 7.16- Resultados do fator de atrito, fornecidos pelo presente modelo, em função do parâmetro $\left[(0,38 G x) / (\rho_v \tau_p)^{\frac{1}{2}} \right]$ para as condições: $T_{sat} = 5^\circ\text{C}$, $150 \leq G \leq 500 \text{ kg/s.m}^2$, escoamento adiabático, $6,2 \leq D \leq 17,4 \text{ mm}$ e fluido refrigerante R-134a.

Apesar de simplificar o cálculo do fator de atrito na interface a Eq. (7.29), pode incorrer, dependendo das condições de operação, em um aumento dos desvios da ordem de 16% em relação à Eq. (7.25). Dessa forma, a utilização dessa correlação em modelos analíticos, como o apresentado neste trabalho deve ser evitada. Entretanto, para os casos nos quais é necessário, simplesmente, estimar o fator de atrito interfacial essa correlação pode ser útil.

7.3.3- COMPARAÇÃO ENTRE CORRELAÇÕES

Nesta seção, a correlação para o fator de atrito interfacial, Eq. (7.25), será implementada no modelo original proposto por Hurlburt e Newell (1999), visando comparar a perda de pressão obtida experimentalmente com aquela obtida utilizando-se,

- a correlação de Asali e Hanratty (1985), Eq. (7.1);
- a correlação proposta, Eq. (7.25).

Vale salientar, como observado anteriormente, que a correlação de Asali e Hanratty

(1985), desenvolvida para escoamentos verticais de água-ar e água-glicerina, foi ajustada por Hurlburt e Newell (1999) para o escoamento horizontal de fluidos refrigerantes.

Para evitar que os resultados utilizados na comparação fossem os mesmos que aqueles utilizados na elaboração da correlação para o fator de atrito interfacial, Eq. (7.25), optou-se por utilizar os resultados experimentais obtidos por Bandarra Filho (2002). Tais dados foram obtidos para o escoamento do fluido refrigerante R-134a no interior de tubos lisos de diâmetros de 6,40 ; 7,20 e 8,80 mm, comprimento de 1,5 m, para uma temperatura de saturação de 5°C, velocidades mássicas de 200, 300 e 500 kg/s.m², fluxos de calor de 0, 5 e 10 kW/m² e títulos variando entre 0,1 e 0,95, e para o fluido refrigerante R-22 escoando em um tubo de 17,4 mm, comprimento de 1,5 m, para uma temperatura de saturação de 5°C, velocidades mássicas de 200 e 300 kg/s.m², fluxos de calor de 5 e 10 kW/m² e títulos de 0,1 a 0,9.

Na Fig. 7.17 é mostrada uma comparação entre o fator de atrito interfacial obtido pelo modelo Hurlburt e Newell (1999), utilizando a correlação proposta no presente trabalho e aquela proposta por Asali e Hanratty (1985). Observa-se que a concordância de resultados se dá somente numa reduzida faixa.

Figura 7.17- Comparação entre o fator de atrito na interface obtido pelo modelo de Hurlburt e Newell (1999) utilizando a correlação proposta no presente trabalho e aquela de Asali e Hanratty (1985).

Com a finalidade de verificar o seu desempenho, a correlação proposta, Eq. (7.25), foi aplicada aos resultados experimentais obtidos para o fluido refrigerante R-22 escoando em um tubo de diâmetro de 17,4 mm, uma vez que esses resultados não foram utilizados no seu desenvolvimento. A Fig. 7.18 mostra a comparação entre a perda de pressão experimental e os resultados obtidos pelo modelo de Hurlburt e Newell (1999), utilizando as correlações propostas no presente trabalho, Eq. (7.25) e Eq. (7.29), e aquela proposta por Asali e Hanratty (1985).

Observa-se que a correlação de Asali e Hanratty (1985) tende a superestimar a perda de pressão para valores acima de 2,0 kPa. Tal comportamento pode estar relacionado ao ajuste para o escoamento horizontal de fluidos refrigerantes realizado por Hurlburt e Newell (1999). Dessa forma, calculando-se o erro médio absoluto para cada correlação, obtém-se que,

- Correlação de Asali e Hanratty (1985), Eq. (7.1) - 60,0%
- Correlação Proposta, Eq. (7.25) - 18,0%
- Correlação Proposta, Eq. (7.29) - 21,0%

Observa-se, também, que a correlação baseada no número de Reynolds superficial, Eq. (7.29), fornece resultados satisfatórios.

Figura 7.18- Comparação entre os resultados de perda de pressão experimental e a calculada pelo modelo de Hurlburt e Newell (1999), para o tubo de 17,4 mm de diâmetro e fluido refrigerante R-22.

Na Fig. 7.19 é mostrada uma comparação entre o erro médio relativo obtido pelo modelo de Hurlburt e Newell (1999), utilizando a correlação proposta no presente trabalho e aquela de Asali e Hanratty (1985) no cálculo da perda de pressão, envolvendo os tubos de 6,4 ; 7,2 ; 8,8 e 17,4 mm de diâmetro. O resultado obtido demonstra o melhor desempenho da correlação proposta, principalmente, para o tubo de 17,4 mm, no qual se verifica uma redução no erro médio relativo de, aproximadamente, 40%.

Figura 7.19- Comparação entre o erro médio relativo obtido pelo modelo de Hurlburt e Newell (1999), utilizando as correlações de Asali e Hanratty (1985) e a Eq. (7.25).

Para a espessura do filme de líquido os resultados obtidos pelo modelo proposto, para o tubo de 17,4 mm são apresentados na Fig. 7.20, na qual observa-se que a correlação de Asali e Hanratty (1985) proporciona valores de espessura do filme de líquido menores. Entretanto, em razão do melhor desempenho da Eq. (7.25) no cálculo da perda de pressão, é de se supor que os resultados de espessura do filme de líquido proporcionados por essa correlação sejam mais confiáveis do que aqueles resultantes da correlação de Asali e Hanratty (1985).

Figura 7.20- Resultados para a espessura do filme de líquido fornecidos pelo modelo de Hurlburt e Newell (1999), para o tubo de 17,4 mm de diâmetro.

8

MODELO PARA O ESCOAMENTO ESTRATIFICADO

O modelo para o escoamento estratificado proposto no presente trabalho tem como objetivos principais determinar: a configuração da interface, o fator de atrito interfacial e o fator de atrito líquido-parede. Para tal, será utilizado como referência o modelo de duplo-círculo proposto por Chen, Cai e Brill (1997), o qual considera a variação da curvatura da interface, como mostrado na Fig. 8.1.

Uma das principais características do modelo de duplo-círculo é a determinação da configuração da interface. Ao contrário dos modelos de Russel et al. (1974), Taitel e Dukler (1976), Cheremisinoff e Davis (1979) e Hart, Hamersma e Fortuin (1989), que fixam a forma da interface, o modelo de duplo-círculo utiliza um segundo círculo de centro O_i para representá-la (vide Fig. 8.1). Esse círculo de raio R_i é deslocado do centro do tubo por uma distância y_{ci} , de forma que R_i e y_{ci} são determinados pelas condições do escoamento, permitindo que a interface se torne mais ou menos côncava ou até mesmo plana. Dessa forma, tem-se as seguintes condições,

- ▶ $|R_i - y_{ci}| < R \implies$ Escoamento estratificado com interface côncava ;
- ▶ R_i e $y_{ci} \gg R \implies$ Escoamento estratificado com interface plana ;
- ▶ $|R_i + y_{ci}| < R \implies$ Escoamento anular.

8.1- MODELO PROPOSTO

Considerando o regime permanente, desprezando-se os efeitos de dispersão de líquido

e assumindo escoamento unidimensional de ambas as fases, o balanço de quantidade de movimento para cada fase é dado por,

$$-A_v \frac{dP}{dz} - \tau_{pv} S_v - \tau_i S_i = 0 \quad (8.1)$$

$$-A_l \frac{dP}{dz} - \tau_{pl} S_l + \tau_i S_i = 0 \quad (8.2)$$

na qual A_v e A_l são as áreas da seção transversal do tubo, respectivamente, ocupadas pelo vapor e pelo líquido, S_v , S_l e S_i são, respectivamente, os perímetros do vapor, do líquido e da interface (vide Fig. 8.1), dP/dz é o gradiente de pressão.

Figura 8.1- Esquema geométrico do modelo de duplo-círculo proposto por Chen, Cai e Brill (1997).

Os parâmetros geométricos da Eq. (8.1) e da Eq. (8.2) são avaliados da seguinte forma,

$$S_v = (\pi - \theta) D ; \quad S_l = \theta D ; \quad S_i = \theta_i D_i \quad (8.3)$$

$$A_l = (1 - \alpha) \frac{\pi D^2}{4} ; \quad A_v = \alpha \frac{\pi D^2}{4} \quad (8.4)$$

nas quais D é o diâmetro do tubo e D_i é o diâmetro do círculo O_i que representa a interface, θ e θ_i são, respectivamente, os ângulos do perímetro molhado relativos aos círculos O e O_i e α é a fração de vazão. Por meio da geometria, pode-se obter também, as seguintes relações,

$$D_i = D \frac{\sin \theta}{\sin \theta_i} \quad (8.5)$$

$$A_l = R^2 \left(\theta - \frac{\sin 2\theta}{2} - \frac{\sin^2 \theta}{\sin^2 \theta_i} \theta_i + \frac{\sin^2 \theta}{\tan \theta_i} \right) \quad (8.6)$$

$$y_{ci} = R \left(\frac{\sin \theta}{\tan \theta_i} - \cos \theta \right) \quad (8.7)$$

$$\delta_{LB} = R \left(1 - \frac{\sin \theta}{\sin \theta_i} + \frac{\sin \theta}{\tan \theta_i} - \cos \theta \right) \quad (8.8)$$

$$\Theta = \frac{\theta}{\pi} \quad (8.9)$$

Na Eq. (8.9), Θ representa a fração de parede molhada, ou seja, a fração do perímetro do tubo ocupada pelo líquido, e, na Eq. (8.8), δ_{LB} é a espessura do filme de líquido, vide Fig. 8.1.

O modelo de Chen, Cai e Brill (1997) foi modificado para se determinar as tensões de cisalhamento líquido-parede e interfacial, fornecidos a perda de pressão, as condições de operação e os parâmetros geométricos. Entretanto, para se determinar essas tensões de

cisalhamento é necessário que a configuração da interface esteja definida. Dessa forma, no presente trabalho, o modelo denominado de "proposto", foi dividido em duas partes, sendo a primeira dedicada à determinação da configuração da interface e a segunda ao cálculo das tensões de cisalhamento líquido-parede e interfacial e, conseqüentemente, dos fatores de atrito.

8.1.1- CONFIGURAÇÃO DA INTERFACE

Para determinar a configuração de interface, é necessário calcular previamente α , θ e θ_i . Tais parâmetros são obtidos utilizando o sistema de equações algébrico constituído pela equação da conservação da massa, por uma equação resultante da geometria e uma equação obtida pelo princípio da energia mínima em um tubo horizontal, respectivamente, dadas por,

$$\dot{m} - \rho_l u_l A_l - \rho_v u_v A_v = 0 \quad (8.10)$$

$$\theta_i - \left(\frac{\sin \theta_i}{\sin \theta} \right)^2 \left(\theta + \frac{\sin^2 \theta}{\tan \theta_i} - \frac{\sin 2\theta}{2} - \pi(1 - \alpha) \right) = 0 \quad (8.11)$$

$$\Delta e - \frac{1}{8} (\rho_l - \rho_v) g D^3 \left\{ \begin{array}{l} \frac{\sin^3 \theta}{\sin^2 \theta_i} (ctg \theta_i - ctg \theta) \left(\frac{\sin 2 \theta_i}{2} - \theta_i \right) + \frac{2}{3} \sin^3 \theta_{plana} + \\ \epsilon_v \left[\frac{\sin \theta}{\sin \theta_i} \theta_i - \sin \theta_{plana} + \cos \xi (\theta_{plana} - \theta) \right] \end{array} \right\} = 0 \quad (8.12)$$

Nesse sistema de equações, θ_{plana} é o ângulo referente à interface plana (vide Fig. 8.1), $u_l = \left[\frac{G(1-\alpha)}{\rho_l(1-\alpha)} \right]$ é a velocidade média do líquido, $u_v = \left[\frac{G\alpha}{\rho_v} \right]$ é a velocidade média do vapor, ξ é o ângulo de contato, Δe é a energia total do sistema bifásico por unidade de comprimento e ϵ_v é o número de Eotvös, dado por. Δe e ϵ_v são, respectivamente, dados por,

$$\epsilon_v = \frac{8 \sigma}{(\rho_l - \rho_v) g D^2} \quad (8.13)$$

$$\Delta e = \frac{\Delta E}{L} = \frac{1}{L} \Delta (E_p + E_s) \quad (8.14)$$

No sistema de equações acima, a Eq. (8.12) é a que mais chama a atenção. Essa equação foi proposta por Brauner, Rovinsky e Maron (1996) para a determinação da curvatura da interface aplicando o princípio da energia mínima em um tubo horizontal, ou seja, a configuração da interface corresponde àquela na qual a energia total do sistema bifásico é mínima. Tal energia por unidade de comprimento, Eq. (8.14), é composta pela soma das parcelas referentes às variações de energia potencial, E_p , e de energia superficial, E_s , variação que é calculada utilizando-se como referência a condição de interface plana.

A variação da energia superficial está relacionada à tensão superficial e representa a variação da área de contato das fases com a parede do tubo devido à variação da curvatura da interface. Já a variação da energia potencial representa a variação do centro de gravidade do tubo devido à mudança na curvatura da interface.

Analizando a Eq. (8.12), Brauner, Rovinsky e Maron (1996) verificaram que, quando os efeitos de superfície são significativos a configuração da interface pode ser côncava ou convexa dependendo da molhabilidade das fases em relação à superfície do tubo, e, quando os efeitos gravitacionais são dominantes, essa configuração se aproxima da plana. Entretanto, parâmetros como o número de Eotvös e a fração de líquido devem ser considerados, pois reduzidos número de Eotvös (energia superficial reduzida) e elevadas frações de líquido tendem a estabelecer uma interface côncava.

Dessa forma, Brauner, Rovinsky e Maron (1996) concluíram que, para $\epsilon_v \leq 10^{-3}$, os efeitos da energia superficial podem ser ignorados, restando apenas aqueles relativos à energia potencial, os quais favorecem o estabelecimento de uma interface plana. Para os tubos de latão ensaiados no presente trabalho, observa-se por meio da Tabela 8.1, que o número de Eotvös é superior a 10^{-3} indicando que a interface, provavelmente, será côncava.

Tabela 8.1- Valores do número de Eotvös para os tubos de latão ensaiados.

D [mm]	6,2	7,8	9,5	12,6	15,8	17,4
ϵ_v	0,182	0,115	0,074	0,044	0,028	0,023

Outro fator que, de acordo com Brauner, Rovinsky e Maron (1996), afeta a configuração da interface é a molhabilidade, a qual está associada à afinidade que um líquido tem com o sólido em contato. Essa propriedade é avaliada pelo ângulo de contato,

definido como o ângulo formado entre a interface líquido-vapor e a superfície sólida, como mostrado, esquematicamente, na Fig. 8.2, dado por:

$$\cos \xi = \frac{\sigma_{sv} - \sigma_{sl}}{\sigma_{lv}} \quad (8.15)$$

na qual σ_{sv} , σ_{sl} e σ_{lv} são, respectivamente, as tensões superficiais nas interfaces sólido-vapor, sólido-líquido e líquido-vapor. Essa equação é conhecida como equação de Young e foi obtida realizando-se um balanço de forças na direção horizontal. Entretanto, a utilização direta dessa equação não é possível, uma vez que a tensão σ_{sv} não pode ser diretamente medida. Dessa forma, o ângulo de contato é obtido, freqüentemente, por meio de observações visuais.

Figura 8.2- Representação esquemática do ângulo de contato.

O ângulo de contato é influenciado por diversos fatores, dentre os quais, o mais relevante é o par sólido-fluido, pois dependendo deste par, o líquido pode:

- ▶ molhar completamente a superfície, $\xi = 0$;
- ▶ molhar parcialmente, $0 < \xi \leq \frac{\pi}{2}$;
- ▶ não molhar, $\frac{\pi}{2} < \xi < \pi$;
- ▶ não molhar completamente, $\xi = \pi$.

A caracterização da maneira como que o líquido e o vapor estão em contato com a superfície sólida é importante, pois esse contato afeta diretamente a transferência de calor e de massa no sistema bifásico, uma vez que tais processos ocorrem na interface líquido-vapor. Para o caso de fluidos refrigerantes o ângulo de contato é reduzido e neste estudo será considerado nulo, ou seja, $\xi = 0$.

Dessa forma, segundo Brauner, Rovinsky e Maron (1996), para os números de Eotvös mostrados na Tabela 8.1 e $\xi = 0$ a energia total do sistema bifásico por unidade de

comprimento é mínima para $\Delta e \approx 0$, ou seja, condição na qual a configuração da interface é estável. Aplicando tais valores de Δe e ξ na Eq. (8.12), tem-se,

$$\frac{1}{8} (\rho_l - \rho_v) g D^3 \left\{ \begin{array}{l} \frac{\sin^3 \theta}{\sin^2 \theta_i} (ctg \theta_i - ctg \theta) \left(\frac{\sin^2 \theta_i}{2} - \theta_i \right) + \\ \frac{2}{3} \sin^3 \theta_{plana} + \epsilon_v \left[\frac{\sin \theta}{\sin \theta_i} \theta_i - \sin \theta_{plana} + 1 \right] \end{array} \right\} = 0 \quad (8.16)$$

Observa-se na Eq. (8.16) que ainda é necessário determinar o valor de θ_{plana} , o qual representa o ângulo de superfície molhada para uma interface plana. Considerando a interface plana, θ_{plana} e α_{plana} são calculados resolvendo-se o sistema de equações algébrico formado pela equação da conservação da massa e por uma equação derivada da geometria, respectivamente, dadas por,

$$\dot{m} - \rho_l u_l A_{l, plana} - \rho_v u_v A_{v, plana} = 0 \quad (8.17)$$

$$\theta_{plana} - \left(\frac{\sin 2\theta_{plana}}{2} \right) - \pi (1 - \alpha_{plana}) = 0 \quad (8.18)$$

Na Eq. (8.17), $A_{l, plana}$ e $A_{v, plana}$ são, respectivamente, as áreas da seção transversal do tubo ocupadas pelo líquido e pelo vapor, considerando-se a interface plana, avaliadas por,

$$A_{l, plana} = R^2 \left[\theta_{plana} - \left(\frac{\sin 2\theta_{plana}}{2} \right) \right] \quad (8.19)$$

$$A_{v, plana} = R^2 \left[\pi - \theta_{plana} - \left(\frac{\sin 2\theta_{plana}}{2} \right) \right] \quad (8.20)$$

Do exposto acima, divide-se o procedimento para a determinação da configuração da interface em duas etapas:

- i. Solução do sistema de equações relativo à interface plana, Eq. (8.17) e Eq. (8.18), obtendo-se θ_{plana} e α_{plana} ;
- ii. Solução do sistema de equações relativo à interface côncava, Eq. (8.10), Eq. (8.11) e Eq. (8.16), obtendo-se α , θ_i e θ ;

Para a solução dos sistemas de equações referente às etapas "i" e "ii" utiliza-se o

método de Newton-Raphson, cujas estimativas iniciais são:

- **Para a etapa "i":** α_{plana} utiliza-se a correlação para fração de vazio de Zivi (1964), Eq. (3.56), e θ_{plana} é obtido a partir da fração de vazio, pela equação proposta por Biberg (1999), dada por,

$$\begin{aligned} \theta_{plana} = & (1 - \alpha_{plana}) + (1, 5\pi)^{\frac{1}{3}} [1 - 2(1 - \alpha_{plana})] \\ & + (1, 5\pi)^{\frac{1}{3}} \left[(1 - \alpha_{plana})^{\frac{1}{3}} - \alpha_{plana}^{\frac{1}{3}} \right] - 5 \times 10^{-3} (1 - \alpha_{plana}) \\ & \alpha_{plana} [1 - 2(1 - \alpha_{plana})] [1 + 4((1 - \alpha_{plana})^2 + \alpha_{plana}^2)] \end{aligned} \quad (8.21)$$

- **Para a etapa "ii":** $\alpha = \alpha_{plana}$, $\theta_i = \theta_{plana}$ e $\theta = \theta_{plana} + \left(\frac{\theta_{plana}}{4}\right)$.

O critério de convergência utilizado no método de Newton-Raphson admite que a solução do sistema é obtida quando a soma dos valores das funções é menor que 10^{-10} ou que a soma, em valor absoluto, das correções seja menor que 10^{-10} . Uma descrição mais detalhada desse método é apresentada por Press et al. (1992).

8.1.2- FATORES DE ATRITO

Executando o procedimento descrito no item anterior, a configuração da interface é determinada, habilitando o modelo para o cálculo das tensões de cisalhamento líquido-parede e interfacial. Dessa forma, fornecendo-se a perda de pressão, obtida experimentalmente, e utilizando a Eq. (8.22) e a Eq. (8.23), τ_i e τ_{pl} podem ser determinados pelas equações,

$$\tau_{pl} = -\frac{1}{S_l} \left[A \frac{\Delta P}{L} + \tau_{pv} S_v \right] \quad (8.22)$$

$$\tau_i = -\frac{1}{S_i} \left[A_v \frac{\Delta P}{L} + \tau_{pv} S_v \right] \quad (8.23)$$

Essas equações foram obtidas a partir da Eq. (8.1) e da Eq. (8.2), as quais representam um balanço de quantidade de movimento para cada fase.

Na Eq. (8.22) e na Eq. (8.23) a tensão de cisalhamento vapor-parede, τ_{pv} , é

determinada por,

$$\tau_{pv} = f_v \frac{\rho_v u_v^2}{2} \quad (8.24)$$

na qual f_v é o fator de atrito, avaliado pela correlação de Blasius, dada por,

$$f_v = 0,079 \text{Re}_v^{-0,25} \quad (8.25)$$

sendo o número de Reynolds do vapor, Re_v , dado por,

$$\text{Re}_v = \frac{D_v u_v}{\nu_v} \quad (8.26)$$

na qual D_v é diâmetro hidráulico do vapor, dado por,

$$D_v = \frac{4A_v}{S_v + S_i} \quad (8.27)$$

Na literatura, é comum, relacionar as tensões de cisalhamento aos respectivos fatores de atrito de acordo com as seguintes expressões:

$$f_l = \frac{2 \tau_{pl}}{\rho_l u_l^2} \quad (8.28)$$

$$f_i = \frac{2 \tau_i}{\rho_v (u_v - u_l)^2} \quad (8.29)$$

O procedimento de solução do modelo proposto para o escoamento estratificado é apresentado na Fig. 8.3 na forma de um fluxograma.

Figura 8.3- Fluxograma do modelo proposto para o escoamento estratificado.

8.2- RESULTADOS DO MODELO PROPOSTO

Os resultados experimentais utilizados no modelo foram obtidos para os tubos de 7,8 ; 9,5 ; 12,6 ; 15,8 e 17,4 mm de diâmetro, $T_{sat} = 5^{\circ}\text{C}$, escoamento adiabático e fluido refrigerante R-134a. Somente foram consideradas para análise as condições nas quais o escoamento estratificado foi verificado. Dessa forma, utilizando-se o registro fotográfico, Tabela 6.3, e os mapas de Kattan, Thome e Favrat (1998) (vide Fig. 7.1) e Thome e Hajal (2002), cujos procedimentos de cálculo são apresentados no Apêndice B, foram selecionadas as velocidades mássicas: 25, 50, 100 e 150 kg/s.m².

Como já mencionado, o modelo proposto para o escoamento estratificado foi dividido em duas partes, sendo que a primeira corresponde à determinação da configuração da interface e a segunda à determinação dos fatores de atrito líquido-parede e interfacial. Dessa forma, inicialmente serão apresentados os resultados relativos à configuração da interface.

8.2.1- CONFIGURAÇÃO DA INTERFACE

Para determinar a configuração da interface, o modelo proposto utiliza um segundo círculo de centro O_i e diâmetro D_i deslocado do centro do tubo por uma distância y_{ci} (vide Fig. 8.1). Os resultados obtidos para o diâmetro D_i são apresentados na Fig. 8.4, na qual D_i^+ é o diâmetro do círculo O_i adimensionalizado pelo diâmetro do tubo, ou seja, $D_i^+ = D_i/D$.

Na Fig. 8.4 observa-se que, conforme o título aumenta há também um aumento de D_i^+ e, conseqüentemente, uma diminuição da espessura do filme de líquido. Tal fato é melhor visualizado observando-se a Fig. 8.5, que mostra as representações geométricas da interface para os tubos de 7,8 ; 9,5 ; 12,6 ; 15,8 e 17,4 mm de diâmetro, velocidade mássica de 100 kg/s.m² e títulos de 50 e 70%. Nessa figura, fica evidente que a elevação do título promove um incremento do diâmetro D_i , diminuindo a espessura do filme de líquido.

Figura 8.4- Resultados para o diâmetro do círculo de centro O_i em função do título.

Figura 8.5- Representação gráfica da interface para o escoamento estratificado obtida pelo modelo proposto para os tubos de 7,8; 9,5; 12,6; 15,8 e 17,4 mm de diâmetros nas condições: $T = 5^\circ\text{C}$, $G = 100 \text{ kg/s.m}^2$, escoamento adiabático e títulos de 0,5 e 0,7. (Escala 1 :5)

O comportamento da fração de parede molhada e da espessura do filme de líquido da Fig. 8.5, para os títulos de 50 e 70%, é estendido para toda a faixa de títulos na Fig. 8.6, na qual se observa que a influência do diâmetro do tubo é reduzida e que, com o aumento do título, há uma redução tanto da espessura do filme de líquido quanto da fração de parede molhada.

Figura 8.6- Valores da fração de parede molhada e da espessura do filme de líquido obtidos pelo modelo proposto para o escoamento estratificado nos tubos de 7,8 ; 9,5 ; 12,6 ; 15,8 e 17,4 mm de diâmetro e $G = 100 \text{ kg/s.m}^2$.

Na Fig. 8.7, a representação geométrica da interface demonstra a influência da velocidade mássica sobre a curvatura e a espessura do filme, δ_{LB} , para o tubo de 15,8 mm e título de 50%. Nessa figura, observa-se que uma diminuição na velocidade mássica promove um aumento da espessura do filme de líquido e da fração de parede molhada.

Figura 8.7- Representação gráfica da interface para o escoamento estratificado obtida pelo modelo proposto para o tubo de 15,8 mm de diâmetro nas condições : $T = 5^{\circ}\text{C}$, $G = 25, 50, 100$ e 150 kg/s.m^2 , escoamento adiabático e $x \approx 0,5$. (Escala 1 :10)

Analisando os resultados apresentados nas Fig. 8.4 a Fig. 8.7, verifica-se que a interface calculada pelo modelo proposto apresenta uma determinada curvatura, a qual é função do diâmetro do tubo, da velocidade mássica e do título. Entretanto, é interessante relacionar a interface côncava, obtida pelo modelo proposto, com a interface plana. Dessa forma, a Fig. 8.8 apresenta a relação entre as áreas de líquido para a interface côncava, Eq. (8.6), e para a interface plana, Eq. (8.19), em função do título.

Figura 8.8- Relação entre a área de líquido para a interface côncava e a área de líquido para a interface plana em função do título.

Na Fig. 8.8, observa-se que a área de líquido para uma interface côncava é superior àquela para uma interface plana e que tal relação é função do título e do diâmetro do tubo. Verifica-se, também, que não há influência da velocidade mássica, pois para os tubos de 15,8 e 17,4 mm, nos quais o escoamento estratificado foi verificado para as velocidades mássicas de 150, 100, 50 e 25 kg/s.m², a razão entre as áreas não sofre uma variação significativa. Entretanto, a maior área de líquido para a interface côncava gera, conseqüentemente, uma menor fração de vazio, ou maior fração de líquido, do que aquela verificada para uma configuração de interface plana.

A Fig. 8.9 apresenta a fração de vazio obtida pelo modelo proposto comparada com aquelas calculadas pelas correlações de Zivi (1964), Eq. (3.56), e de Rouhani e Axelsson (1970) modificada, Eq. (3.59), para o tubo de 15,8 mm de diâmetro e velocidades mássicas de 150, 100, 50 e 25 kg/s.m².

Figura 8.9- Comparação entre as frações de vazio obtidas pelo modelo proposto, pela correlação de Zivi (1964) e pela correlação de Rouhani e Axelsson (1970) modificada, para o tubo de 15,8 mm e $q'' = 0$ kW/m²: (a) $G = 150$ kg/s.m²; (b) $G = 100$ kg/s.m²; (c) $G = 50$ kg/s.m²; (d) $G = 25$ kg/s.m².

Na Fig. 8.9 observa-se que, a correlação que mais se aproxima dos resultados do modelo proposto é a de Rouhani e Axelsson (1970) modificada. Tal comportamento também foi verificado por Wojtan, Ursenbacher e Thome (2004), que obtiveram experimentalmente a fração de vazio para o escoamento estratificado dos fluidos

refrigerantes R-22 e R-410A em um tubo de 13,6 mm e velocidades mássicas variando entre 70 e 300 kg/s.m².

Além da fração de vazio, Wojtan, Ursenbacher e Thome (2004) obtiveram, por meio de um procedimento óptico, imagens da seção transversal de um tubo de 13,6 mm durante o escoamento do fluido refrigerante R-410A nas seguintes condições: $G = 70$ kg/s.m², $T_{sat} = 5^\circ\text{C}$ e $x_{médio} = 0,2$, mostradas na Fig. 8.10. Nessa figura, as imagens obtidas por Wojtan, Ursenbacher e Thome (2004) referem-se a um intervalo de tempo de 1,66 s correspondente à passagem de uma onda. Durante esse intervalo de tempo as frações de vaziodeterminadas, são apresentadas na Tabela 8.2.

Tabela 8.2- Valores das frações de vazio em função do tempo.

Tempo [s]	9,50	10,00	11,00	11,16
α	0,537	0,685	0,794	0,497

Na Fig. 8.10 as imagens de Wojtan, Ursenbacher e Thome (2004) foram superpostas aos resultados obtidos pelo modelo proposto, o qual utilizou as frações de vazio obtidas experimentalmente, Tabela 8.2, para a determinação da configuração da interface. Deve-se salientar que, para cada fração de vazio o modelo considera que o escoamento está em regime permanente.

Figura 8.10- Imagens da seção transversal do escoamento estratificado ondulado obtidas por Wojtan, Ursenbacher e Thome (2004) em um tubo de 13,6 mm de diâmetro, fluido refrigerante R-410A nas condições: $G = 70$ kg/s.m², $T_{sat} = 5^\circ\text{C}$ e $x_{médio} = 0,2$; superpostas aos resultados obtidos pelo modelo proposto. (a) $\alpha = 0,537$; (b) $\alpha = 0,685$; (c) $\alpha = 0,794$ e (d) $\alpha = 0,497$. (Escala 3,17 :1)

Analisando qualitativamente a Fig. 8.10 verifica-se que a concavidade da interface obtida pelo modelo proposto é mais acentuada do que a observada nas imagens. Entretanto, pode se afirmar que o modelo reproduz satisfatoriamente a configuração da

interface, embora ainda necessite de aperfeiçoamentos.

8.2.2- FATORES DE ATRITO

Com a determinação da configuração da interface e, conseqüentemente, de parâmetros geométricos tais como: A_l , A_v , S_l , S_v e S_i , entre outros, o modelo proposto permite determinar as tensões de cisalhamento líquido-parede e interfacial, cujos resultados são representados nesta seção pelos respectivos fatores de atrito.

► Fator de Atrito Interfacial

Segundo Andritsos e Hanratty (1987), o fator de atrito interfacial, f_i , pode ser representado por uma função dada por,

$$\frac{f_i}{f_v} - 1 \sim F \left(\frac{\delta_{LB}}{D}, \frac{J_v}{u_t} \right) \quad (8.30)$$

na qual δ_{LB} é a espessura do filme de líquido e f_v é fator de atrito do vapor dado por,

$$f_v = 0,079 \text{ Re}_v^{-0,25} ; \text{Re}_v = \frac{u_v D}{\nu_v} \quad (8.31)$$

O parâmetro u_t , na Eq. (8.30) é a velocidade de transição, que está associada à mudança na superfície da interface, de lisa para ondulada, ou seja, às condições necessárias para o surgimento de ondas interfaciais. Entretanto, o critério para a determinação dessa velocidade pode variar dependendo dos resultados experimentais utilizados na elaboração da correlação, sendo função, em muitos casos, de observações visuais do escoamento. Entre os diversos critérios encontrados na literatura destaca-se aquele proposto por Jeffreys (1925, 1926) apud Taitel e Dukler (1976), dado por,

$$u_t = \left[\frac{4 \nu_l (\rho_l - \rho_v) g}{\rho_v s u_l} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (8.32)$$

na qual s é um coeficiente de relaxação, cujo produto pela velocidade média do líquido, $s u_l$, está associado à velocidade de propagação da onda. Tal fato pode justificar os diferentes valores desse coeficiente encontrados na literatura, que pode variar entre 0,01 e 1,5, ou seja, o valor de s visa adequar a velocidade de transição aos resultados experimentais.

Chen, Cai e Brill (1997) propuseram uma correlação para o fator de atrito interfacial

utilizando os parâmetros de Andritsos e Hanratty (1987) e a velocidade de transição de Jeffreys (1925, 1926) apud Taitel e Dukler (1976), adotando $s = 0,06$, dada por,

$$\frac{f_i}{f_v} = 1 + 3,75 \left[\frac{(1 - \alpha)}{\Theta} \right]^{0,20} \left[\frac{J_v}{u_t} - 1 \right]^{0,08} \quad \text{para } J_v > u_t \quad (8.33)$$

na qual f_v é dado pela Eq. (8.31).

Entretanto, em lugar do parâmetro (δ_{LB}/D) , Chen, Cai e Brill (1997) utilizaram $[(1 - \alpha)/\Theta]$, visando incluir na correlação o efeito da curvatura da interface. A Fig. 8.11 apresenta uma comparação entre o fator de atrito interfacial obtido pela Eq. (8.33) e aquele obtido pelo modelo proposto, Eq. (8.29), em função da velocidade superficial do vapor. Nessa figura, observa-se que a correlação de Chen, Cai e Brill (1997) subestima os valores de f_i para $J_v \lesssim 2,5$ m/s em relação ao modelo proposto. Tal fato pode estar relacionado às condições utilizadas em seu desenvolvimento, as quais envolvem os escoamentos ar-água, ar-solução de glicerina, ar-óleo e ar-querosene, em diâmetros de tubo que variavam de 25,2 a 95,3 mm e pressões entre 100 e 670 kPa. Entretanto, verifica-se na Fig. 8.11 que, a velocidade superficial do vapor pode ser utilizada para correlacionar o fator de atrito interfacial.

Figura 8.11- Comparação entre os fatores de atrito interfacial obtidos pela correlação de Chen, Cai e Brill (1997) e pelo modelo proposto, em função da velocidade superficial do vapor.

Dessa forma, utilizando a velocidade superficial do vapor e a velocidade de transição,

Eq. (8.32), o fator de atrito interfacial pode ser representado por uma função do parâmetro (J_v/u_t) , ou seja,

$$f_i \approx F \left[\frac{J_v}{u_t} \right] \quad (8.34)$$

Nota-se que os termos (δ_{LB}/D) e $[(1 - \alpha)/\Theta]$, utilizados, respectivamente, por Andritsos e Hanratty (1987) e Chen, Cai e Brill (1997), não foram considerados, pois verificou-se, durante a análise dos resultados, que tais parâmetros não proporcionaram uma correlação adequada dos resultados para o fator de atrito. Dessa forma, ajustando a função da Eq. (8.34) aos resultados do modelo proposto, obteve-se a seguinte expressão para o fator de atrito interfacial,

$$f_i = 12,5 \left(\frac{J_v}{u_{t,i}} \right)^{-1,05} \quad (8.35)$$

na qual $u_{t,i}$ é a velocidade de transição para o fator de atrito interfacial.

A Eq. (8.35) apresentou um coeficiente de correlação de 82,4%. Entretanto, na velocidade de transição, u_t , dada pela Eq. (8.32), o termo $s u_l$, que representa a velocidade de propagação da onda, foi substituído pela velocidade relativa. Tal consideração, assume que a velocidade de propagação da onda é igual à velocidade relativa, $(u_v - u_l)$ e dessa forma, tem-se que,

$$s u_l \equiv (u_v - u_l) \implies u_{t,i} = \left[\frac{4 \nu_l (\rho_l - \rho_v) g}{\rho_v (u_v - u_l)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (8.36)$$

A Fig. 8.12 apresenta o comportamento da Eq. (8.35) em relação aos resultados para o fator de atrito interfacial obtidos pelo modelo. Observa-se nessa figura que, com a redução da velocidade mássica há um aumento do fator de atrito interfacial. Tal fato, pode estar relacionado com o perímetro da interface, S_i , que, como mostrado na Fig. 8.13, é maior para velocidades mássicas menores, indicando que o arrasto do vapor sobre o líquido é maior.

Figura 8.12- Resultados para fator de atrito interfacial obtidos pelo modelo proposto, para as condições : $T_{sat} = 5^\circ\text{C}$, $25 \leq G \leq 150 \text{ kg/s.m}^2$, escoamento adiabático, $7,8 \leq D \leq 17,4 \text{ mm}$ e fluido refrigerante R-134a.

Figura 8.13- Perímetro da interface em função do título para o tubo de 15,8 mm de diâmetro.

► Fator de Atrito Líquido-Parede

Além da determinação do fator de atrito interfacial, no presente trabalho, obteve-se o fator de atrito líquido-parede, o qual é comumente determinado pela correlação de Blasius. Entretanto, segundo Kowalski (1987), essa correlação mostrou-se inadequada

para representar a transferência de quantidade de movimento na região líquido-parede, ao contrário do fator de atrito vapor-parede, para o qual a correlação de Blasius mostrou-se adequada. Tal fato, segundo Andritsos e Hanratty (1987), pode estar relacionado à presença de escoamento secundário de líquido, que afeta o perfil de velocidades e, conseqüentemente, a correlação de Blasius. Dessa forma, Kowalski (1987) sugeriu a correlação de Agrawal et al. (1973) apud Kowalski (1987), dada por,

$$f_l = 0,263 [(1 - \alpha) \text{Re}_{l,J}]^{-0,5} \quad (8.37)$$

na qual $\text{Re}_{l,J} = [G(1 - x)D/\mu_l]$ é o número de Reynolds baseado na velocidade superficial do líquido.

A Fig. 8.14 apresenta uma comparação entre os fatores de atrito líquido-parede obtidos pelo modelo proposto, Eq. (8.28), pela Eq. (8.37) e pela correlação de Blasius, dada por,

$$f_{l,Blasius} = 0,079 \text{Re}_l^{-0,25}; \text{Re}_l = \frac{u_l D_l}{\nu_l}; D_l = \frac{4A_l}{S_l} \quad (8.38)$$

na qual D_l é o diâmetro hidráulico do líquido.

Na Fig. 8.14, observa-se que as correlações de Agrawal e de Blasius não representam adequadamente o fator de atrito líquido-parede calculado pelo modelo proposto.

Figura 8.14- Fatores de atrito líquido-parede em função do número de Reynolds superficial obtidos pelo modelo proposto, pela correlação de Blasius e pela correlação de Agrawal.

Analisando os resultados para o fator de atrito líquido-parede da Fig. 8.14, verifica-

se a necessidade de uma correlação que o represente. Nota-se, também, que o número de Reynolds, $Re_{l,J}$, não é capaz de correlacionar adequadamente o fator de atrito líquido-parede. Dessa forma, seguindo um procedimento semelhante ao utilizado no desenvolvimento da correlação para f_i , a Fig. 8.15 apresenta o fator de atrito líquido-parede obtido pelo modelo proposto em função das velocidades superficial e média do líquido.

Figura 8.15- Fator de atrito líquido-parede obtido pelo modelo proposto, em função das velocidades média e superficial do líquido.

Na Fig. 8.15 observa-se que, a velocidade média do líquido é a que melhor correlaciona o fator de atrito líquido-parede. Tal fato difere do que ocorreu para o fator de atrito interfacial, no qual a velocidade que melhor correlacionou os resultados do modelo proposto foi a velocidade superficial do vapor. Dessa forma, propõe-se, para o fator de atrito líquido-parede uma função semelhante àquela proposta para o fator de atrito interfacial, na qual a velocidade superficial do vapor é substituída pela velocidade média do líquido, dada por,

$$f_l \approx F \left[\frac{u_l}{u_t} \right] \quad (8.39)$$

Entretanto, como pode ser verificado na Fig. 8.16, a velocidade de transição utilizada em f_i , não se adequa a f_l . Tal aspecto pode estar relacionado à velocidade de propagação da onda adotada para f_i , representada pela velocidade relativa, o que é justificável uma vez

que o parâmetro u_t , representa a condição da interface, se lisa ou ondulada. Entretanto, para o fator de atrito líquido-parede, a velocidade de transição tem apenas a função de adimensionalizar a velocidade média do líquido. Dessa forma, a velocidade de transição para o líquido pode ser considerada, simplesmente, como uma velocidade de referência, $u_{r,l}$, dada por,

$$u_{r,l} = \left[\frac{4 \nu_l (\rho_l - \rho_v) g}{\rho_v u_l} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (8.40)$$

Figura 8.16- Fator de atrito líquido parede obtido pelo modelo proposto, em função do parâmetro $[u_l / u_{t,i}]$.

A Fig. 8.17 apresenta os resultados para o fator de atrito líquido-parede em função do parâmetro mostrado na Eq. (8.39), com a respectiva correlação de ajuste, dada por,

$$f_l = 0,6 \left(\frac{u_l}{u_{r,l}} \right)^{-1,25} \quad (8.41)$$

a qual apresentou um coeficiente de correlação de 82%.

Um aspecto importante, observado durante a pesquisa bibliográfica sobre o fator de atrito líquido-parede, é a escassez de trabalhos que envolvem a análise desse parâmetro. Mesmo nos trabalhos em que se analisa esse fator, o enfoque é direcionado para as aplicações petroquímicas.

Figura 8.17- Fator de atrito líquido-parede obtido pelo modelo proposto em função do parâmetro $[u_l/u_{r,l}]$, para as condições: $T_{sat} = 5^\circ\text{C}$, $25 \leq G \leq 150 \text{ kg/s.m}^2$, escoamento adiabático, $7,8 \leq D \leq 17,4 \text{ mm}$ e fluido refrigerante R-134a.

8.2.3- COMPARAÇÃO ENTRE CORRELAÇÕES

Nesta seção serão apresentadas comparações entre as correlações para o fator de atrito líquido-parede e interfacial e aquelas propostas no presente trabalho.

A Fig. 8.18 apresenta uma comparação, em função do título, entre os fatores de atrito líquido-parede obtidos pela correlação proposta, Eq. (8.41), pela correlação de Agrawal et al. (1973), Eq. (8.37) e pela correlação de Blasius, Eq. (8.38). Nessa figura, observa-se que os fatores de atrito líquido-parede obtidos das correlações de Blasius e Agrawal et al. (1973) são inferiores àqueles obtidos pela correlação proposta.

A Fig. 8.19 apresenta uma comparação, em função do título, entre os fatores de atrito interfaciais obtidos pela correlação proposta, Eq. (8.35), pela correlação de Kowalski (1987), Eq. (4.60) e pela correlação de Chen, Cai e Brill (1997), Eq. (4.71). Nessa figura, observa-se que as correlações propostas por Kowalski (1987) e Chen, Cai e Brill (1997) fornecem fatores de atrito interfaciais inferiores àqueles obtidos pela correlação proposta.

Figura 8.18- Comparação entre as correlações para o fator de atrito líquido-parede de Blasius, de Agrawal et al. (1973) e proposta no presente trabalho em função do título.

Figura 8.19- Comparação entre as correlações para o fator de atrito interfacial de Kowalski (1987), de Chen, Cai e Brill (1997) e proposta no presente trabalho em função do título.

Na Fig. 8.18 e na Fig. 8.19 observa-se que, tanto o fator de atrito líquido-parede, quanto o fator de atrito interfacial, obtidos pelas correlações propostas, são dependentes da velocidade mássica e que a redução dessa velocidade promove a elevação desses fatores de atrito.

Vale salientar que a maioria dos trabalhos envolvendo o escoamento estratificado está relacionada com a indústria petroquímica, cuja faixa de diâmetros, fluidos de trabalho e

condições de operação são bem diferentes daquelas utilizadas em sistemas frigoríficos. Dessa forma, era de se esperar que as correlações desenvolvidas a partir dessas condições não se adequassem às condições de operação, fluidos refrigerantes e diâmetros comuns na indústria frigorífica.

8.3- SUMÁRIO DAS CORRELAÇÕES DESENVOLVIDAS

A Tabela 8.3 apresenta um resumo das correlações para os fatores de atrito desenvolvidas no presente trabalho.

Tabela 8.3- Sumário das correlações para o fator de atrito

Padrão	Fator de Atrito	Faixa de Validade
<i>Anular</i>	$f_{i,J}^{+} = 41,0 \exp \left[-0,21 \left(\frac{G}{\rho_v^{0,5}} \frac{x}{\tau_p^{0,5}} \right) \right]$	$150 \leq G \leq 500 \text{ kg/s.m}^2$
	$f_i^{+} = 31,0 \exp \left[-0,45 \left(\frac{\text{Re}_v}{\delta_v^{+}} \frac{\delta}{D} \right) \right]$	$6,2 \leq D \leq 17,4 \text{ mm}$
<i>Estratificado</i>	$f_t = 0,6 \left[\frac{u_t}{u_{r,i}} \right]^{-1,25}$	$25 \leq G \leq 150 \text{ kg/s.m}^2$
	$f_i = 12,5 \left[\frac{J_v}{u_{t,i}} \right]^{-1,05}$	$7,8 \leq D \leq 17,4 \text{ mm}$

9

CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES

A pesquisa teórico-experimental da Ebulição Convectiva, realizada no presente trabalho, reuniu, por meio de uma revisão bibliográfica crítica os principais trabalhos relativos ao escoamento horizontal de fluidos refrigerantes disponíveis na literatura, sendo discutidas as abordagens empíricas e analíticas, mais relevantes, para avaliação dos padrões de escoamento, a perda de pressão e o coeficiente de transferência de calor. Tal revisão forneceu subsídios importantes para a análise dos resultados experimentais e analíticos.

Os resultados experimentais, obtidos utilizando-se a bancada experimental, geraram um banco de dados envolvendo seis tubos lisos, nos quais, foram investigados, os efeitos do diâmetro do tubo, da velocidade mássica e do fluxo de calor sobre o padrão de escoamento, a perda de pressão e o coeficiente de transferência de calor.

Simultaneamente com os ensaios experimentais foi realizado um registro fotográfico dos padrões de escoamento, reunindo um total de 1627 fotos relativas a 330 condições de operação. Uma seleção dessas fotos é apresentada no Apêndice C.

Os resultados analíticos foram obtidos por meio de modelos matemáticos desenvolvidos para os padrões de escoamento anular e estratificado, os quais se mostraram preponderantes durante os ensaios experimentais. Tais modelos, possibilitaram a avaliação dos principais parâmetros inerentes a cada escoamento, destacando-se entre eles, o fator de atrito interfacial.

Do exposto acima, concluí-se que os objetivos propostos no presente trabalho foram

alcançados de maneira satisfatória, destacando-se, a análise do registro fotográfico dos padrões de escoamento, a qual foi fundamental para interpretação dos demais resultados.

Nas próximas seções serão enumeradas as principais conclusões obtidas no presente trabalho e as recomendações para trabalhos futuros, tendo em vista o direcionamento das pesquisas envolvendo a Ebulição Convectiva e a continuidade do trabalho.

9.1- CONCLUSÕES FINAIS

A principais conclusões relativas ao presente trabalho são:

- ◆ A pesquisa bibliográfica reuniu de forma crítica os principais trabalhos relativos aos padrões de escoamento, à perda de pressão e à transferência de calor em Ebulição Convectiva no interior de tubos horizontais lisos, abrangendo trabalhos empíricos e analíticos. Entre os trabalhos empíricos destaca-se o de Bandarra Filho (2002), cuja abordagem da Ebulição Convectiva abrange a perda de pressão e a transferência de calor no interior de tubo lisos e microaletados. Entre os trabalhos analíticos, destacam-se os de Henstock e Hanratty (1976), Asali e Hanratty (1985) e Hurlburt e Newell (1999) para o escoamento anular e os de Brauner, Rovinsky e Maron (1996), Chen, Cai e Brill (1997), Andritsos e Hanratty (1987), Kowalski (1987) e Wojtan, Ursenbacher e Thome (2004) para o escoamento estratificado, nos quais, além de modelos, são propostas correlações para o fator de atrito interfacial e para a espessura do filme de líquido.
- ◆ As modificações na bancada experimental realizadas no presente trabalho proporcionaram mais agilidade aos ensaios, pois, além de uma melhor instrumentação, conferiram ao equipamento experimental maior estabilidade.
- ◆ As condições de operação e os diâmetros ensaiados foram determinados visando abranger as condições e diâmetros típicos da indústria frigorífica e permitiram o levantamento de um extenso banco de dados.
- ◆ Os ensaios experimentais envolvendo o escoamento monofásico de líquido, utilizados na verificação da instrumentação e realizados previamente aos ensaios com mudança de fase, demonstraram que as medidas de pressão, temperatura, potência de aquecimento e vazão de refrigerante foram consistentes, concordando satisfatoriamente com aquelas obtidas de correlações estabelecidas na literatura.

Observou-se, nesses ensaios que, para os tubos de 15,8 e 17,4 mm e $Re < 10^4$ o perfil de temperaturas não se desenvolveu completamente.

- ◆ Os ensaios envolvendo a mudança de fase permitiram avaliar os efeitos do diâmetro do tubo, da velocidade mássica e do fluxo de calor, sobre o padrão de escoamento e, conseqüentemente, sobre a perda de pressão e a transferência de calor. Dentre esses parâmetros, os que se mostraram mais relevantes foram o diâmetro do tubo e a velocidade mássica. Entretanto, efeitos do fluxo de calor sobre o coeficiente de transferência de calor, comumente associados à ebulição nucleada e que, para velocidades mássicas elevadas ($G \geq 150 \text{ kg/s.m}^2$), são verificados na região de títulos reduzidos ($x \leq 30\%$), foram observados, também, na região de títulos elevados, na qual constatou-se que tais efeitos dependem do diâmetro do tubo e da velocidade mássica.
- ◆ O registro fotográfico revelou que os principais padrões de escoamento verificados durante os ensaios em ebulição convectiva do R-134a no interior de tubos lisos foram o estratificado, o intermitente e o anular. O padrão em névoa, também observado, se restringiu às condições de títulos elevados ($x > 70\%$), velocidades mássica elevadas ($G \geq 300 \text{ kg/s.m}^2$) e diâmetros reduzidos ($D \leq 9,5 \text{ mm}$).
- ◆ A comparação do registro fotográfico com os mapas de Kattan, Thome e Favrat (1998) e Thome e Hajal (2002) demonstrou que tais mapas apresentam limitações, ou seja, algumas das linhas não foram capazes de identificar a transição entre os padrões de escoamento. Dentre essas linhas destacam-se a de transição intermitente-anular e a de transição anular-névoa. Entretanto, as linhas de transição anular-estratificado ondulado e estratificado ondulado-estratificado liso se mostraram consistentes.
- ◆ A análise comparativa entre o comportamento da perda de pressão e do coeficiente de transferência de calor revelou que, de maneira geral, a redução do diâmetro e o aumento da velocidade mássica favorecem a formação do padrão anular, no qual foram verificadas a maior perda de pressão e a maior transferência de calor. O aumento do diâmetro do tubo e a redução da velocidade mássica favorecem a formação do padrão de escoamento estratificado, no qual foram verificadas a menor perda de pressão e a menor transferência de calor. O padrão de escoamento intermitente, característico da região de títulos reduzidos, apresenta valores de

perda de pressão e transferência de calor intermediários entre aqueles verificados para os escoamentos anular e estratificado. Observou-se, também, que a transição intermitente-anular é função, principalmente, do diâmetro do tubo e da velocidade mássica.

- ◆ As correlações apresentadas no presente trabalho, para a perda de pressão devido ao atrito e para o coeficiente de transferência de calor foram divididas em três faixas de validade, pois verificou-se que na região de velocidades mássicas superiores a 100 kg/s.m^2 e inferiores a 150 kg/s.m^2 o escoamento se encontra em transição entre o anular e o estratificado.
- ◆ O modelo proposto para o escoamento anular permitiu avaliar a tensão de cisalhamento na interface e a espessura do filme de líquido, cujos resultados foram utilizados na elaboração de correlações. Constatou-se que, a espessura do filme de líquido pode ser representada somente pelo número Reynolds do líquido. Para a tensão de cisalhamento na interface, ou para, o fator de atrito interfacial, constatou-se que a relação δ/D , aparentemente geométrica, associa características que, possivelmente, representam a estrutura da interface, o que pode justificar o grande número de correlações que utilizam somente essa relação. Entretanto, a correlação proposta para o fator de atrito interfacial utiliza como parâmetros de correlação o número de Reynolds do vapor, δ_v^+ , proposto por Asali e Hanratty (1985) e a relação δ/D , os quais se mostraram adequados.
- ◆ Os principais objetivos do modelo proposto para o escoamento estratificado foram a determinação da configuração da interface e dos fatores de atrito líquido-parede e interfacial. Verificou-se que, a interface apresentou uma certa concavidade, a qual é função do diâmetro do tubo, da velocidade mássica e do título. As correlações desenvolvidas para os fatores de atrito líquido-parede e interfacial utilizaram como parâmetros de correlação, respectivamente, as velocidades superficial do vapor e média do líquido. Tais correlações foram adimensionalizadas pela velocidade de transição proposta por Jeffreys (1925, 1926) apud Taitel e Dukler (1976), na qual o produto su_l , associado à velocidade de propagação da onda, foi substituído pela velocidade relativa $(u_v - u_l)$ para o fator de atrito interfacial e pela velocidade média do líquido, u_l , para o fator de atrito líquido-parede. As correlações assim obtidas apresentaram resultados satisfatórios.

9.2- RECOMENDAÇÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

Algumas das recomendações para trabalhos futuros, visando direcionar as pesquisas em Ebulição Convectiva de fluidos refrigerantes, são:

- ✓ Aperfeiçoamento dos modelos para os escoamentos anular e estratificado propostos no presente trabalho e implementação de modelos para a transferência de calor.
- ✓ Realização de ensaios experimentais para tubos de diâmetros inferiores a 6,2 mm e velocidades mássicas inferiores a 150 kg/s.m² e para tubos de diâmetros superiores a 17,4mm e velocidades mássicas superiores a 300 kg/s.m².
- ✓ Investigação mais detalhada do efeito do fluxo de calor para velocidades mássicas elevadas, visando esclarecer os efeitos desse parâmetro, verificados no presente trabalho.
- ✓ Realização de ensaios experimentais para outros fluidos refrigerantes, principalmente misturas, como por exemplo o R-407C, o R-410A e o R-404A.
- ✓ Investigação do mecanismo responsável pela formação do filme de líquido junto à parede no escoamento anular, considerando os efeitos da dispersão de líquido.
- ✓ Realização de ensaios experimentais que investiguem por meio da análise de sinais e do registro fotográfico os padrões de escoamento característicos da ebulição convectiva no interior de tubos horizontais e suas transições, tendo em vista a construção de um mapa de escoamentos.
- ✓ Análise dos parâmetros adimensionais, comumente utilizados para correlacionar a perda de pressão e o coeficiente de transferência calor, tendo em vista o desenvolvimento de correlações mais gerais, as quais incorporem as mudanças no padrão de escoamento
- ✓ Realização de ensaios experimentais visando o estudo do padrão de escoamento intermitente e a aquisição de resultados para a perda de pressão e para a transferência de calor, considerando $G = 125 \text{ kg/s.m}^2$, ou seja, velocidade mássica na qual, provavelmente, ocorre a transição entre os padrões de escoamento anular e estratificado ondulado, para diâmetros de tubo variando entre 6,2 e 12,6 mm.

9.3- CONSIDERAÇÕES FINAIS

Nas últimas décadas houve por parte da comunidade científica um crescente interesse

no estudo da mudança de fase, especialmente, aquele relacionado aos escoamentos em ebulição convectiva. Tal interesse visa esclarecer os mecanismos físicos que regem estes escoamentos, proporcionando o desenvolvimento de novas tecnologias. Nesse sentido, o presente trabalho procurou contribuir de maneira positiva, buscando esclarecer alguns dos fenômenos associados a essa mudança de fase.

Apesar dos recentes avanços alcançados no campo da Ebulição Convectiva, ainda há muito por se descobrir, pois o desenvolvimento de novos fluidos e novas geometrias, tem em muito motivado as insvetigações científicas, corroborando a continuidade dessa linha de pesquisa.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ANDRITSOS, N. ; HANRATTY, T. J. Influence of interfacial waves in stratified gas-liquid flows. *AIChE Journal*, New York, v. 33, n. 3, p. 444 – 454, mar. 1987.

ASALI, J. C. ; HANRATTY, T. J. Interfacial drag and film height for vertical annular flow. *AIChE Journal*, New York, v. 31, n. 6, p. 895–902, jun. 1985.

BADIE, S. et al. Pressure gradient and holdup in horizontal two-phase gas-liquid flows with low liquid loading. *International Journal of Multiphase Flow*, Elmsford, v. 26, n. 9, p. 1525 – 1543, set. 2000.

BAKER, O. Simultaneous flow oil and gas. *Oil and Gas Journal*, Tulsa, v. 53, p. 185–195, 1954.

BANDARRA FILHO, E. P. *Estudo da transferência de calor em ebulição convectiva de refrigerantes em tubos horizontais*. 142 p. Dissertação (Mestrado) — Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 1997.

BANDARRA FILHO, E. P. *Um estudo experimental da ebulição convectiva de refrigerantes no interior de tubos lisos e internamente ranhurados*. 258 p. Tese (Doutorado) — Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2002.

BIBERG, D. An explicit approximation for the wetted angle in two-phase stratified pipe flow. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, Ottawa, v. 77, p. 1221 – 1224, dez. 1999.

BLANGETTI, F. ; SCHLUNDER, E. U. Local heat transfer coefficients an condensation in a vertical tubes. In : . [S.l.] : Proceedings of the sixth international heat transfer conference, 1978. v. 2, p. 437–442.

BRAUNER, N. ; ROVINSKY, J. ; MARON, D. M. Determination of the interface curvature in stratified two-phase systems by energy considerations. *International Journal Multiphase Flow*, v. 22, n. 6, p. 1167–1185, nov. 1996.

CAREY, V. P. *Liquid-vapor phase-change phenomena* : an introduction to the thermophysics of vaporization and condensation processes in heat transfer equipment. Bristol : Taylor and Francis, 1992. (Series in Chemical and Mechanical Engineering).

CHEN, J. C. A correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow.

Industrial and Engineering Chemistry Process Design and Development, Washington, v. 5, n. 3, p. 322, 1966.

CHEN, X. T. ; CAI, X. D. ; BRILL, J. P. Gas-liquid stratified-wavy flow in horizontal pipelines. *Journal of Energy Resources Technology*, New York, v. 119, n. 4, p. 209 – 216, dez. 1997.

CHEREMISINOFF, N. P. ; DAVIS, E. J. Stratified turbulent-turbulent gas-liquid flow. *AIChE Journal*, New York, v. 25, n. 1, p. 48 – 56, 1979.

COLLIER, J. G. ; THOME, J. R. *Convective Boiling and Condensation*. 3. ed. Oxford : Clarendon Press, 1996.

DITTUS, F. W. ; BOELTER, L. M. K. Heat transfer in automobile radiators of the tubular type. *University of California Publications in Engineering*, Berkeley, v. 2, n. 8, p. 443 – 461, 1930.

DOBRAN, F. Hydrodynamic and heat transfer analysis of two-phase flow annular flow with a new liquid film model of turbulence. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Oxford, v. 26, n. 8, p. 1159 – 1171, 1983.

FRIEDEL, F. New friction pressure drop correlation for upward, horizontal and downward two-phase pipe flow. In : *HTFS Symposium - Hoechst AG Reference 372217/24 698*. [S.l.] : Oxford, 1979.

FU, F. ; KLAUSNER, J. F. A separated flow model for predicting two-phase pressure drop and evaporative heat transfer for vertical annular flow. *International Journal Heat and Fluid Flow*, Oxford, v. 18, n. 6, p. 541 – 559, dez. 1997.

FUKANO, T. ; FURUKAWA, T. Prediction of the effects of liquid viscosity on interfacial shear stress and frictional pressure drop in vertical upward gas-liquid annular flow. *International Journal Multiphase Flow*, Guildford, v. 24, n. 4, p. 587 – 603, jun. 1998.

HART, J. ; HAMERSMA, P. J. ; FORTUIN, J. M. H. Correlations predicting frictional pressure drop and liquid holdup during horizontal gas-liquid pipe flow with a small liquid holdup. *International Journal Multiphase Flow*, Elmsford, v. 15, n. 6, p. 947 – 964, nov-dec 1989.

HENSTOCK, W. ; HANRATTY, T. J. The interfacial drag and the height of the wall layer in annular flows. *AIChE Journal*, New York, v. 22, n. 6, p. 990 – 1000, nov. 1976.

HEWITT, G. F. ; GOVAN, A. H. Prediction of steady adiabatic steam water flows in horizontal and vertical pipes. In : *Advances in Gas-Liquid Flows*. Dallas, Texas : The Winter Annual Meeting of the ASME, 1990. FED - 99 / HTD- 155, p. 41 – 56.

HEWITT, G. F. ; HALL-TAYLOR, N. S. *Annular Two-Phase Flow*. Oxford : Pergamon Press, 1970.

HURLBURT, E. T. ; NEWELL, T. A. Characteristics of refrigerant film thickness, pres-

sure drop and condensation heat transfer in annular flow. *International Journal HVAC and R Research*, v. 5, n. 3, p. 229 – 248, jul. 1999.

INCROPERA, F. P. ; DEWITT, D. P. *Fundamentos da transferência de calor e de massa*. 4. ed. Rio de Janeiro : Livros Técnicos e Científicos, 1994.

ISHII, M. *Thermo-Fluid Dynamic Theory of Two-Phase Flow*. Paris : Eurolles, 1975.

ISHII, M. ; MISHIMA, K. Droplet entrainment correlations in annular two-phase flow. *International Journal Heat and Mass Transfer*, Oxford, v. 32, n. 10, p. 1835 – 1846, out. 1989.

JAKOBSEN, A. *Energy Optimization of Refrigeration Systems : A Domestic Refrigerator - A Case Study*. Tese (Doutorado) — DTU, Lyngby, Denmark, 1995.

JAYANTI, S. ; HEWITT, G. F. Hydrodynamics and heat transfer in ways annular gas-liquid flow : A computational fluid dynamics study. *International Journal Heat and Mass Transfer*, Oxford, v. 40, n. 10, p. 2445 – 2460, 1997.

JISCHA, M. ; RIEKE, H. B. About prediction of turbulent prandtl a shmidt numbers. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Oxford, v. 22, n. 11, p. 1547 – 1555, 1979.

JUNG, D. S. ; RADERMACHER, R. Prediction of pressure drop during horizontal annular flow boiling of pure and mixed refrigerants. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Oxford, v. 32, n. 12, p. 2435 – 2446, dez. 1989.

KANDLIKAR, S. G. A general correlation for saturated two-phase flow boiling heat transfer inside horizontal and vertical tubes. *Journal of Heat Transfer*, New York, v. 112, n. 1, p. 219 – 228, fev. 1990.

KATTAN, N. *Contribution to the Heat Transfer Analysis of Substitute Refrigerants in Evaporators Tube with Smooth or Enhanced Tube Surfaces*. Tese (Doutorado) — École Polytechnique Fédérale de Lusanne, Lusanne, 1996.

KATTAN, N. ; THOME, J. R. ; FAVRAT, D. Flow boiling in horizontal tubes : Part 1 - development of a diabatic two-phase flow pattern map. *Journal of Heat Transfer*, New York, v. 120, n. 1, p. 140 – 147, fev. 1998.

KAYS, W. M. Turbulent prandtl number - where are we ? *Journal of Heat Transfer*, New York, v. 116, n. 2, p. 284 – 295, maio 1994.

KAYS, W. M. ; CRAWFORD, M. E. *Convective Heat and Mass Transfer*. 2. ed. New York : McGraw-Hill, 1980.

KOWALSKI, J. E. Wall and interfacial shear stress in stratified flow in a horizontal pipe. *AIChE Journal*, New York, v. 33, n. 2, p. 274 – 281, fev. 1987.

KOWN, J. T. ; AHN, Y. C. ; KIM, M. H. A modeling of in-tube condensation heat transfer for a turbulente annular film flow with liquid entrainment. *International Journal of*

Multiphase Flow, Elmsford, v. 27, n. 5, p. 911 – 928, maio 2001.

KUTATELADZE, S. S. Boiling heat transfer. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Oxford, v. 4, p. 31 – 45, dez. 1961.

LAHEY, R. T.; DREW, D. A. The current state-of-the-art in modelling of vapor-liquid two-phase flows. In : *ASME - Winter Annual Meeting*. Dallas, USA : [s.n.], 1990. p. 1–8.

LEVICH, V. G. *Physicochemical Hydrodynamics*. New Jersey : Pentice-Hall, 1962.

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

LOMBARDI, G. Sistema de confecção, aferição e implantação de pares termoeletrônicos. In : *Anais do VII Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica (COBEM)*. Uberlândia - MG - Brasil : [s.n.], 1983. p. 63 – 74. A-7.

MARTIN, C. J.; AZZOPARDI, B. J. Waves in vertical annular flow. *PhysicoChemical Hydrodynamics*, Oxford, v. 6, n. 1-2, p. 257 –265, 1985.

MARTINELLI, R. C.; NELSON, D. B. Prediction of pressure drop during forced circulation boiling water. *Transactions of ASME*, New York, v. 70, p. 695, 1948.

PRESS, W. H. et al. *Numerical Recipes in Fortran : the art of scientific computing*. 2. ed. New York : Cambridge University Press, 1992.

ROUHANI, S. Z.; AXELSSON, E. Calculation of void volume fraction in the subcooled and quality boiling regions. *International Journal Heat Mass Transfer*, Oxford, v. 13, n. 2, p. 383 – 393, 1970.

RUSSEL, T. W. F. et al. Pressure drop and holdup in stratified gas-liquid flow. *AIChE Journal*, New York, v. 20, n. 4, p. 664 – 669, 1974.

SAIZ JABARDO, J. M. *Transferência de calor em escoamentos bifásicos*. São Paulo, 1988.

SHAH, M. M. Chart correlation for saturated boiling heat transfer : Equations and further study. *ASHRAE Transactions*, New York, v. 88, n. part I, p. 185 – 196, 1982.

SPEDDING, P. L.; HAND, N. P. Prediction of holdup and pressure loss from the two-phase momentum balance for stratified type flows. In : THE WINTER ANNUAL MEETING OF THE ASME. *Advances in Gas-Liquid Flows*. Dallas, Texas, 1990. (HTD - Vol. 155, FED - vol. 99).

SUTHARSHAN, B.; KAWAJI, M.; OUSAKA, A. Measurement of circumferential and axial liquid film velocities in horizontal annular flow. *International Journal of Multiphase Flow*, Elmsford, v. 21, n. 2, p. 193 – 206, abr. 1995.

TAITEL, Y.; BORNEA, D.; DUKLER, A. E. Modelling flow pattern transitions for

steady upward gas-liquid flow in vertical tubes. *AIChE Journal*, New York, v. 26, n. 3, p. 345 – 354, 1980.

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

THOME, J. R. On recent advances in modelling of two-phase flow and heat transfer. In : *1 International Conference on Heat Transfer, Fluids Mechanics and Thermodynamics - HEFAT*. Kruger Park, South Africa : [s.n.], 2002.

THOME, J. R. ; HAJAL, J. E. Two-phase flow pattern map for evaporation in horizontal tubes : Latest version. In : *HEFAT 2002 - 1st International Conference on Heat Transfer, Fluid Mechanics, and Thermodynamics*. Kruger Park, South Africa : [s.n.], 2002.

VLACHOS, N. A. ; PARAS, S. V. ; KARABELAS, A. J. Prediction of holdup, axial pressure gradient and wall shear stress in wavy stratified and stratified-atomization gas-liquid flow. *International Journal Multiphase Flow*, Elmsford, v. 25, n. 2, p. 365 – 376, mar. 1999.

WALLIS, G. B. *One-Dimensional Two-Phase Flow*. New York : McGraw-Hill, 1969.

WATELLET, J. P. *Heat Transfer Flow Regimes of Refrigerants in a Horizontal-Tube Evaporator*. Tese (Doutorado) — University of Illinois, Urbana-Champaign, 1994.

WHALLEY, P. B. *Boiling, Condensation and Gas-Liquid Flow*. Oxford : Clarendon Press, 1987.

WOJTAN, L. ; URSENBACHER, T. ; THOME, J. R. Interfacial measurements in stratified types of flow. : Part ii : Measurements for r-22 and r-410a. *International Journal of Multiphase Flow*, Elmsford, v. 30, n. 2, p. 125–137, fev. 2004.

WOJTAN, L. ; URSENBACHER, T. ; THOME, J. R. Measurement of dynamic void fractions in stratified types of flow. *Experimental Thermal and Fluid Science*, New York, v. 29, n. 3, p. 383–392, mar. 2005.

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

ZÜRCHER, O. ; THOME, J. R. ; FAVRAT, D. Evaporation of ammonia in a smooth horizontal tube : heat transfer measurements and predictions. *Journal of Heat Transfer*, New York, v. 121, n. 1, p. 89–101, fev. 1999.

APÊNDICE A

CALIBRAÇÃO DOS INSTRUMENTOS

Este apêndice apresenta as curvas de calibração dos instrumentos de medição utilizados na bancada experimental de ebulição convectiva.

A.1 - TERMOPARES

Os termopares foram calibrados utilizando como referência um conjunto de termômetros de precisão e um banho termostático. O processo de calibração consistiu na inserção dos termopares e do termômetro de precisão neste banho. Foram utilizados 15 termopares e a faixa de temperatura dos ensaios foi de -10 a 50°C . A temperatura fornecida pelo termômetro de precisão foi considerada a real, T_{real} .

As características dos termômetros de bulbo de mercúrio com rastreabilidade NIST (*National Institute of Standards and Technology*) e do banho termostático utilizados na calibração dos termopares é mostrada na Tabela A.1.

Tabela A.1- Características dos termômetros de bulbo de mercúrio e do banho termostático

	<i>Termômetro 1</i>	<i>Termômetro 2</i>	<i>Banho Termostático</i>
Faixa	-35 a 25°C	20 a 60°C	-60 a 250°C
Fabr.	OMEGA ; Modelo : 3543Y	OMEGA ; Modelo : 3570Y	HAAKE ; Modelo : F6-C35
Resol.	$0,1^{\circ}\text{C}$	$0,1^{\circ}\text{C}$	$0,01^{\circ}\text{C}$

Adotou-se, para as incertezas associadas às medições, um valor baseado no desvio padrão apresentado pela regressão linear da referida relação de temperaturas. A curva e os dados de calibração, bem como a descrição dos equipamentos utilizados nesse

procedimento são apresentadas a seguir.

Figura A.1- Curva de calibração dos termopares.

A regressão linear da curva apresentada na Fig. A.1 proporcionou a seguinte relação:

$$T_{termopar} = 0,0358 + 0,9989 T_{real} \text{ (}^{\circ}\text{C)} \quad (\text{A.1})$$

Considerando uma distribuição normal para os desvios, as incertezas nas medidas de temperaturas serão assumidas como duas vezes o desvio padrão com um intervalo de confiança de 95%. Assim,

$$\text{Desvio Padrão} \implies \sigma = 0,096^{\circ}\text{C} \quad (\text{A.2})$$

$$\Delta T \implies 2\sigma = 0,192^{\circ}\text{C} \approx 0,2^{\circ}\text{C} \quad (\text{A.3})$$

Nessas condições, pode-se considerar a seguinte relação para a medida de temperatura, dada por,

$$T_{real} = T_{termopar} \pm 0,2^{\circ}\text{C} \quad (\text{A.4})$$

A.2 - TRANSDUTORES DE PRESSÃO

Os transdutores de pressão utilizados foram calibrados utilizando-se um manômetro de coluna de mercúrio e um multímetro digital de precisão, fabricado pela FLUKE, modelo 8050A. A Fig. A.2 apresenta as curvas de calibração obtidas para cada um dos transdutores e a Tabela A.2 os valores obtidos na calibração dos transdutores de pressão: entrada do pré-aquecedor, entrada da seção de testes, saída da seção de testes e saída do condensador.

Tabela A.2- Dados medidos pelo manômetro de mercúrio e pelo multímetro digital.

Pressão [kPa]	Ent. Pré-Aquecedor [mA]	Ent. Seção Teste [mA]	Saída Seção Teste [mA]	Saída Condensador [mA]
8,10	4,083	4,116	4,111	4,068
18,10	4,206	4,238	4,234	4,188
51,30	4,611	4,643	4,639	4,586
77,03	4,940	4,972	4,967	4,908
92,50	5,115	5,146	5,142	5,080
275,28	7,352	7,381	7,379	7,277
252,08	7,067	7,096	7,094	6,997
214,22	6,605	6,634	6,632	6,542
171,16	6,078	6,108	6,105	6,026
129,67	5,571	5,602	5,599	5,528

Figura A.2- Curvas de calibração dos transdutores de pressão.

Vale ressaltar que o valor da corrente medida era fornecido pelo multímetro digital e pelo canal da placa de aquisição. Assim além da calibração do transdutor, verificou-se também a precisão do sistema de aquisição.

A Fig. A.3 apresenta o erro relativo em função da corrente de saída de cada transdutor, obtido por um transdutor de pressão, usado como referência, calibrado pelo Laboratório de Aplicação e Desenvolvimento da TECUMSEH do Brasil Ltda, dado por,

$$Erro\ pressão(\%) = \frac{|pressão\ medida - pressão\ Tecumseh|}{pressão\ Tecumseh} 100 \quad (A.5)$$

Figura A.3- Erro relativo dos transdutores de pressão.

Observa-se na Fig. A.3 que o maior erro relativo é de 1,6%, obtido pelo transdutor de pressão da entrada do pré-aquecedor.

A.3 - TRANSDUTOR DIFERENCIAL DE PRESSÃO

O procedimento utilizado para a calibração do transdutor diferencial de pressão foi similar àquele usado para o transdutor de pressão. Assim, a Fig. A.4 ilustra os dados e a curva resultante da calibração do transdutor diferencial de pressão. Tais resultados são apresentados na Tabela A.3.

Tabela A.3- Dados medidos pelo transdutor diferencial de pressão e pelo multímetro.

Tensão [V]	Diferença de Pressão [kPa]
0	0
0,2167	0,9333
0,5227	2,6665
0,9598	4,7996
1,496	7,866
2,025	10,6658
3,009	15,9987
4,026	21,7316
5,036	27,1978
6,036	32,5307
6,998	37,7302
8,038	43,3298
9,033	48,6627
10	53,9956

Figura A.4- Curva de calibração do transdutor diferencial de pressão.

A.4 - MEDIDOR DE VAZÃO

O medidor de vazão utilizado na medição é do tipo Coriolis e foi calibrado no Laboratório de Vazão do Instituto de Pesquisas Tecnológicas da Universidade de São Paulo, cujos resultados da calibração são apresentados na Tabela A.4 e Fig. A.5. A incerteza adotada foi de 0,15% do valor medido, correspondente ao valor indicado no catálogo do fabricante.

Tabela A.4- Dados medidos pelo medidor de vazão e o erro proporcionado.

Resultados Ordenados		Médias	
Vazão [kg/h]	Erro [%]	Vazão ind. [kg/h]	Erro [%]
59,89	-0,14		
61,53	-0,08	60,71	-0,11
149,05	0,15		
151,77	0,12	150,41	0,14
299,60	0,13		
300,45	0,17	300,02	0,15
449,27	0,18		
450,19	0,19	449,73	0,18
537,96	0,13		
551,37	0,18	544,66	0,16

Figura A.5- Curva de calibração do medidor de vazão.

A.5 - TRANSDUTORES DE POTÊNCIA

Foram utilizados dois transdutores de potência ativa e dois transdutores de corrente. Os transdutores de potência ativa são fabricados pela YOKOGAWA Elétrica do Brasil Ind. e Com. Ltda, modelo 2285A-013/W16/AN, um com campo de medição de 0 a 9 kW (pré-aquecedor) e outro de 0 a 2 kW (seção de testes). Os transdutores de corrente possuem capacidade de 60A (seção de testes) e de 50A (pré-aquecedor). Esses transdutores foram aferidos pelo fabricante, o qual forneceu um certificado de teste, cujos resultados são apresentados na Tabela A.5.

Tabela A.5- Resultados do teste de exatidão fornecido pela YOKOGAWA.

Entrada [%]	Valor Desejado [mA]		Valor Medido [mA]	
	Pré-Aquecedor	Seção de Testes	Pré-Aquecedor	Seção de Testes
0	4,000	4,000	4,008	4,015
20	7,200	7,200	7,183	7,175
40	10,400	10,400	10,385	10,393
60	13,600	13,600	13,586	13,597
80	16,800	16,800	16,796	16,795
100	20,000	20,000	20,008	20,014

Além da calibração fornecida pela YOKOGAWA Elétrica do Brasil Ind. e Com. Ltda, uma nova calibração foi realizada com a finalidade de verificar a precisão do sistema de aquisição. Essa nova calibração foi realizada de três maneiras distintas: utilizando o balanço de energia, utilizando a medida de corrente obtida pelo multímetro digital e utilizando-se a resistência equivalente para se calcular a corrente. Dessa forma, obtiveram-se os resultados apresentados na Tabela A.6. Uma comparação dos resultados da Tabela A.6 e Tabela A.5 são apresentados na Fig. A.6, com as respectivas curvas de calibração.

Observa-se na Fig. A.6 que, na calibração utilizando o amperímetro para o cálculo da potência, há um aumento do desvio à medida que se eleva a potência. Isso se deve ao amperímetro utilizado que, para abranger toda a faixa de potência, deve apresentar uma faixa muito ampla, por exemplo de 0 a 37A para o pré-aquecedor e 0 a 10A para a seção de testes. Dessa forma, para potências elevadas o desvio tende a aumentar. Assim o procedimento de calibração utilizado é aquele do cálculo da potência por meio da resistência equivalente, o qual produziu um resultado muito próximo ao obtido pelo teste realizado pela YOKOGAWA Elétrica do Brasil Ind. e Com. Ltda.

Tabela A.6- Valores de potência medidos.

Pré-Aquecedor			
Sinal Transdutor [mA]	Pot. BE [W]	Pot. Res. [W]	Pot. Amp. [W]
4,018	88,90	0	0
4,050	105,18	14,68	18,14
4,344	254,74	179,88	207,23
4,681	426,18	367,10	414,00
5,505	845,36	825,99	946,72
6,617	1411,05	1468,42	1644,00
7,703	1963,51	2079,44	2347,87
Seção de Testes			
Sinal Transdutor [mA]	Pot. BE [W]	Pot. Res. [W]	Pot. Amp. [W]
4,019	10,34	0	0
4,063	15,86	4,90	5,96
5,025	136,52	122,55	137,50
7,892	496,11	490,19	537,80
12,645	1092,26	1102,94	1198,35
19,210	1915,68	1960,78	2120,00
20,050	2021,04	2080,19	2250,55

Figura A.6- Curvas de calibração para os transdutores de potência.

APÊNDICE B

MAPAS DE ESCOAMENTO

Este apêndice apresenta os mapas de escoamento de Kattan, Thome e Favrat (1998) e Thome e Hajal (2002), os quais foram implementados e avaliados no presente trabalho. O mapa de Thome e Hajal (2002) é um aperfeiçoamento do mapa de Kattan, Thome e Favrat (1998), desenvolvido a partir do mapa proposto por Steiner (1993) apud Kattan (1996). Tais mapas utilizaram o banco de dados mostrado na Tabela B.1.

Tabela B.1- Resultados experimentais utilizados por Kattan, Thome e Favrat (1998) e Thome e Hajal (2002).

Fluido	T_{sat} [°C]	G [kg/s.m ²]	x [%]	q'' [kW/m ²]	D [mm]	Autor
R-134a	10,3	100 a 500	4 a 90	3,2 a 36,5	12,0	Kattan
R-134a	4,4	100 a 400	10 a 100	0,4 a 22,5	12,0	Kattan
R-134a	2,0	300 a 500	5 a 57	7,8 a 25,5	12,0	Kattan
R-134a	-1,3	100 a 300	12 a 82	4,6 a 18,9	12,0	Kattan
R-402A	10,2	303	11 a 88	4,2 a 28,6	12,0	Kattan
R-402A	2,4	100 a 318	9 a 91	3,3 a 22,2	12,0	Kattan
R-402A	-1,3	320	12 a 63	7,8 a 21,8	12,0	Kattan
R-502	2,5	100 a 300	8 a 97	3,3 a 27,7	12,0	Kattan
R-404A	10,2	300	7 a 98	6,3 a 30,6	12,0	Kattan
R-404A	2,4	100 a 318	7 a 92	3,42 a 30,5	12,0	Kattan
R-404A	-1,3	320	12 a 63	7,8 a 21,8	12,0	Kattan
R-123	30,7	100 a 300	7 a 98	3,3 a 27,7	12,0	Kattan
R-22	4,0	200	10 a 90	10,0	8,0 e 14,0	Thome
R-410a	4,0	200	10 a 90	10,0	8,0 e 14,0	Thome
R-134a	4,0	50 a 1000	10 a 90	10,0	8,0 e 14,0	Thome

Nesses mapas os padrões de escoamento anular, intermitente, estratificado ondulado, estratificado liso, bolhas e névoa, comuns na ebulição convectiva, são delineados pela velocidade mássica e pelo título. Na Fig. B.1 e na Eq. (B.1) são apresentados,

respectivamente, os parâmetros geométricos e a sua adimensionalização, utilizadas por Kattan, Thome e Favrat (1998) e por Thome e Hajal (2002) na determinação da linhas de transição.

$$\delta_{LD} = \frac{\delta_{LB}}{D}; \quad S_{LD} = \frac{S_L}{D}; \quad S_{VD} = \frac{S_V}{D}; \quad S_{ID} = \frac{S_I}{D}; \quad A_{LD} = \frac{A_L}{D^2}; \quad A_{VD} = \frac{A_V}{D^2} \quad (B.1)$$

Figura B.1- Parâmetros geométricos utilizados nos mapas de Kattan, Thome e Favrat (1998) e de Thome e Hajal (2002).

B.1 - MAPA DE KATTAN, THOME E FAVRAT (1998)

Para a determinação das linhas de transição do mapa de Kattan, Thome e Favrat (1998) é necessário conhecer de antemão δ_{LD} , obtido pelo modelo de Taitel e Dukler (1976), resolvendo-se iterativamente a equação dada por,

$$X_{tt}^2 - \left[\begin{array}{c} \left(\frac{S_{VD}+S_{ID}}{\pi} \right)^{0,25} \left(\frac{\pi^2}{64 A_{VD}^2} \right) \\ \left(\frac{S_{VD}+S_{ID}}{A_{VD}} + \frac{S_{ID}}{A_{LD}} \right) - \frac{1}{T_v^2} \end{array} \right] \left(\frac{\pi}{S_{LD}} \right)^{0,25} \left(\frac{64 A_{LD}^3}{\pi^2 S_{LD}} \right) = 0 \quad (B.2)$$

na qual,

$$T_v^2 = \sqrt{\frac{\left[0,3164 \left(\frac{G x D}{\mu_v}\right)^{-0,25}\right] G^2 x^2}{2 D g \rho_v (\rho_l - \rho_v) \operatorname{sen} \Omega}} \quad (\text{B.3})$$

$$X_{tt} = \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0,875} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0,5} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v}\right)^{0,125} \quad (\text{B.4})$$

Na Eq. (B.3) para $\Omega = 0$ (tubo horizontal) o parâmetro $T_v^2 \rightarrow \infty$ e dessa forma, $\frac{1}{T_v^2} = 0$.

De acordo com o valor de δ_{LD} as áreas e os perímetros adimensionais são calculados por :

$\Rightarrow$ Para $\delta_{LD} \leq 0,5$

$$S_{LD} = \frac{[8 \delta_{LD}^{0,5} - 2 (\delta_{LD} (1 - \delta_{LD}))^{0,5}]}{3} \quad (\text{B.5})$$

$$S_{VD} = \pi - S_{LD} \quad (\text{B.6})$$

$$A_{LD} = \frac{\delta_{LD} [12 (\delta_{LD} (1 - \delta_{LD}))^{0,5} + 8 \delta_{LD}^{0,5}]}{15} \quad (\text{B.7})$$

$$A_{VD} = \frac{\pi}{4} - A_{LD} \quad (\text{B.8})$$

$\Rightarrow$ Para $\delta_{LD} > 0,5$

$$S_{LD} = \frac{[8 (1 - \delta_{LD})^{0,5} - 2 (\delta_{LD} (1 - \delta_{LD}))^{0,5}]}{3} \quad (\text{B.9})$$

$$S_{VD} = \pi - S_{LD} \quad (\text{B.10})$$

$$A_{LD} = \frac{(1 - \delta_{LD}) [12 (\delta_{LD} (1 - \delta_{LD}))^{0,5} + 8 (1 - \delta_{LD})^{0,5}]}{15} \quad (\text{B.11})$$

$$A_{VD} = \frac{\pi}{4} - A_{LD} \quad (\text{B.12})$$

$\Rightarrow$ Para $0 \leq \delta_{LD} \leq 1$

$$S_{ID} = 2 [\delta_{LD} (1 - \delta_{LD})]^{0,5} \quad (\text{B.13})$$

Obtendo o valor de δ_{LD} as linhas de transição podem ser obtidas por meio das seguintes expressões,

► Linha de transição Estratificado Ondulado-Intermitente-Anular:

$$G_{ondulado} = \left\{ \begin{array}{l} \frac{16 A_{VD}^3 g D \rho_l \rho_v}{x^2 \pi^2 (1 - (2\delta_{LD} - 1)^2)^{0,5}} \\ \left[\frac{\pi^2}{25 \delta_{LD}^2} (1 - x)^{-F_1} \left(\frac{We}{Fr} \right)_L^{-F_2} + \frac{1}{\cos \Omega} \right] \end{array} \right\}^{0,5} + 50 \quad (\text{B.14})$$

na qual,

$$\left(\frac{We}{Fr} \right)_L = \frac{g D^2 \rho_l}{\sigma_l} \quad (\text{B.15})$$

$$F_1 = 646 \left(\frac{q''}{q''_{crit}} \right)^2 + 64,8 \left(\frac{q''}{q''_{crit}} \right) \quad (\text{B.16})$$

$$F_2 = 18,8 \left(\frac{q''}{q''_{crit}} \right) + 1,023 \quad (\text{B.17})$$

$$q''_{crit} = 0,131 \rho_v^{0,5} i_{lv} [g (\rho_l - \rho_v) \sigma_l]^{0,25} \quad (\text{B.18})$$

► Linha de transição Estratificado Liso-Estratificado Ondulado:

$$G_{liso} = \left\{ \frac{(226,3)^2 A_{LD} A_{VD}^2 \rho_v (\rho_l - \rho_v) \mu_l g \cos \Omega}{x^2 (1-x) \pi^3} \right\}^{\frac{1}{3}} \quad (B.19)$$

► Linha de transição Bolhas-Intermitente:

$$G_{bolhas} = \left\{ \frac{256 A_{VD} A_{LD}^2 D^{1,25} \rho_l (\rho_l - \rho_v) g \cos \Omega}{0,3164 (1-x)^{1,75} \pi^2 S_{ID} \mu_l^{0,25}} \right\}^{\frac{1}{1,75}} \quad (B.20)$$

► Linha de transição Intermitente-Anular:

$$x = \left\{ \left[0,291 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{-0,57} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v} \right)^{-0,14} \right] + 1 \right\}^{-1} \quad (B.21)$$

► Linha de transição Anular-Névoa:

$$G_{névoa} = \left\{ \frac{7680 A_{VD}^2 g D \rho_v \rho_l \left(\frac{Fr}{We} \right)_L}{x^2 \pi^2 \xi_{ph}} \right\}^{0,5} \quad para \quad x \leq x_{\min} \quad (B.22)$$

$$G_{névoa} = G_{\min} \quad para \quad x > x_{\min} \quad (B.23)$$

na qual,

$$\xi_{ph} = \left[1,138 + 2 \log \left(\frac{\pi}{1,5 A_{LD}} \right) \right]^{-2} \quad (B.24)$$

O valor de $x_{\min}$ é obtido encontrando-se o mínimo da Eq. (B.22), no qual $G_{névoa} = G_{\min}$.

Utilizando o procedimento descrito acima obteve-se o mapa mostrado na Fig. B.2, para o fluido refrigerante R-134a, $T_{sat} = 5^\circ\text{C}$, $D = 12,6 \text{ mm}$ e $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$.

Figura B.2- Mapa de Kattan, Thome e Favrat (1998) para o R-134a, $T_{sat} = 5,0^\circ\text{C}$, $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$ e $D = 12,6 \text{ mm}$.

B.2 - MAPA DE THOME E HAJAL (2002)

O mapa de escoamento proposto por Thome e Hajal (2002) segue em linhas gerais os mesmos procedimentos utilizados por Kattan, Thome e Favrat (1998). Entretanto, Thome e Hajal (2002) utilizaram a correlação de Rouhani-Axelsson modificada para determinar a fração de vazio, dada por,

$$\alpha = \frac{x}{\rho_v} \left[\frac{[1 + 0,12(1-x)] \left(\frac{x}{\rho_v} + \frac{1-x}{\rho_l} \right)}{+ \left(\frac{1,18(1-x)[g\sigma(\rho_l - \rho_v)]^{0,25}}{G\rho_l^{0,5}} \right)} \right]^{-1} \quad (\text{B.25})$$

Segundo Thome e Hajal (2002) a correlação Eq. (B.25) tem a vantagem de fornecer a fração de vazio como uma função da velocidade mássica. Dessa forma, utilizando a correlação de Rouhani-Axelsson modificada o único parâmetro a ser determinado é o ângulo referente ao perímetro molhado, θ_{estra} , assim, da geometria mostrada na Fig. B.1

tem-se,

$$A_{LD} = \frac{1}{8} [(2\pi - \theta_{estra}) - \text{sen}(2\pi - \theta_{estra})] \quad (\text{B.26})$$

$$S_{ID} = \text{sen}\left(\frac{2\pi - \theta_{estra}}{2}\right) \quad (\text{B.27})$$

$$\delta_{LD} = \frac{1}{2} \left[1 - \cos\left(\frac{2\pi - \theta_{estra}}{2}\right) \right] \quad (\text{B.28})$$

Observa-se na Eq. (B.25) que θ_{estra} é obtido iterativamente, resolvendo-se a seguinte expressão,

$$\left[(1 - \alpha) \frac{A}{D^2} \right] - \frac{1}{8} [(2\pi - \theta_{estra}) - \text{sen}(2\pi - \theta_{estra})] = 0 \quad (\text{B.29})$$

na qual A é área da seção transversal do tubo.

Os parâmetros A_{VD} e A_{LD} são dados por,

$$A_{VD} = \frac{\alpha A}{D^2}; \quad A_{LD} = \frac{(1 - \alpha) A}{D^2} \quad (\text{B.30})$$

Obtendo o valor de δ_{LD} as linhas de transição podem ser obtidas por meio das seguintes expressões :

►Linha de transição Estratificado Ondulado-Intermitente-Anular:

$$G_{ondulado} = \left\{ \begin{array}{l} \frac{16 A_{VD}^3 g D \rho_l \rho_v}{x^2 \pi^2 (1 - (2\delta_{LD} - 1)^2)^{0,5}} \\ \left[\frac{\pi^2}{25 \delta_{LD}^2} (1 - x)^{-F_1} \left(\frac{We}{Fr} \right)_L^{-F_2} + \frac{1}{\cos \Omega} \right] \end{array} \right\}^{0,5} + 50 - 75 e^{-\left[\frac{(x^2 - 0,97)^2}{x(1-x)} \right]} \quad (\text{B.31})$$

na qual,

$$\left(\frac{We}{Fr} \right)_L = \frac{g D^2 \rho_l}{\sigma_l} \quad (\text{B.32})$$

$$F_1 = 646 \left(\frac{q''}{q''_{crit}} \right)^2 + 64,8 \left(\frac{q''}{q''_{crit}} \right) \quad (B.33)$$

$$F_2 = 18,8 \left(\frac{q''}{q''_{crit}} \right) + 1,023 \quad (B.34)$$

$$q''_{crit} = 0,131 \rho_v^{0,5} i_{lv} [g (\rho_l - \rho_v) \sigma_l]^{0,25} \quad (B.35)$$

►Linha de transição Estratificado Liso-Estratificado Ondulado:

$$G_{liso} = \left\{ \frac{(226,3)^2 A_{LD} A_{VD}^2 \rho_v (\rho_l - \rho_v) \mu_l g \cos \Omega}{x^2 (1-x) \pi^3} \right\}^{\frac{1}{3}} + 20 x \quad (B.36)$$

►Linha de transição Bolhas-Intermitente:

$$G_{bolhas} = \left\{ \frac{256 A_{VD} A_{LD}^2 D^{1,25} \rho_l (\rho_l - \rho_v) g \cos \Omega}{0,3164 (1-x)^{1,75} \pi^2 S_{ID} \mu_l^{0,25}} \right\}^{\frac{1}{1,75}} \quad (B.37)$$

►Linha de transição Intermitente-Anular:

$$x = \left\{ \left[0,291 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{-0,57} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v} \right)^{-0,14} \right] + 1 \right\}^{-1} \quad (B.38)$$

►Linha de transição Anular-Névoa:

$$G_{névoa} = \left\{ \frac{7680 A_{VD}^2 g D \rho_v \rho_l}{x^2 \pi^2 \xi_{ph}} \left(\frac{Fr}{We} \right)_L \right\}^{0,5} \quad para \quad x \leq x_{min} \quad (B.39)$$

$$G_{névoa} = G_{min} \quad para \quad x > x_{min} \quad (B.40)$$

na qual,

$$\xi_{ph} = \left[1,138 + 2 \log \left(\frac{\pi}{1,5 A_{LD}} \right) \right]^{-2} \quad (B.41)$$

O valor de x_{min} é obtido encontrando-se o mínimo da Eq. (B.22), no qual $G_{névoa} =$

$G_{\min}$.

Observa-se que as equações Eq. (B.31) a Eq. (B.41) são praticamente as mesmas propostas por Kattan, Thome e Favrat (1998), sendo que as únicas alterações são os últimos termos da Eq. (B.31) e da Eq. (B.36), os quais foram introduzidos por Zürcher, Thome e Favrat (1999) para adequar o mapa aos resultados obtidos para o fluido refrigerante R-717. Dessa forma, utilizando o procedimento descrito acima obteve-se o mapa mostrado na Fig. B.3, para o fluido refrigerante R-134a, $T_{sat} = 5^\circ\text{C}$, $D = 12,6 \text{ mm}$ e $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$.

Figura B.3- Mapa de Thome e Hajal (2002) para o R-134a, $T_{sat} = 5,0^\circ\text{C}$, $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$ e $D = 12,6 \text{ mm}$.

Na Fig. B.4 é apresentada uma comparação entre os mapas de Kattan, Thome e Favrat (1998) e de Thome e Hajal (2002), para o fluido refrigerante R-134a, $T_{sat} = 5^\circ\text{C}$, $D = 12,6 \text{ mm}$ e $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$.

Figura B.4- Comparação entre os mapas de Kattan, Thome e Favrat (1998) e de Thome e Hajal (2002), para o fluido refrigerante R-134a, $T_{sat} = 5^\circ\text{C}$, $D = 12,6 \text{ mm}$ e $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$.

APÊNDICE C

REGISTRO FOTOGRÁFICO

Neste apêndice apresenta-se uma seleção das fotos referentes aos padrões de escoamento obtidas durante os ensaios experimentais. As fotos serão apresentadas em ordem crescente de diâmetro, velocidade mássica e títulos.

O registro fotográfico representou uma ferramenta imprescindível para a classificação e verificação dos padrões de escoamento, além de auxiliar na avaliação dos mapas de escoamento. Entretanto, para que essa classificação fosse realizada um banco de dados, relacionando cada foto às condições de operação e ao diâmetro do tubo, foi elaborado. A Fig. C.1 ilustra esse banco de dados, no qual a foto do escoamento pode ser visualizada a partir das condições de operação e do diâmetro do tubo.

Figura C.1- Figura ilustrando o banco de dados utilizado na classificação do registro fotográfico.

C.1 - TUBO DE 6,2 MM

Figura C.2- Padrão de escoamento **Intermitente**, obtido para as condições: $T_{evap}=5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0$ kW/m^2 , $G = 150$ kg/s.m^2 , $x = 0,15$ e $D = 6,2$ mm.

Figura C.3- Padrão de escoamento **Anular**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0$ kW/m^2 , $G = 150$ kg/s.m^2 , $x = 0,976$ e $D = 6,2$ mm.

Figura C.4- Padrão de escoamento **Intermitente**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0$ kW/m^2 , $G = 200$ kg/s.m^2 , $x = 0,16$ e $D = 6,2$ mm.

Figura C.5- Padrão de escoamento **Anular**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0$ kW/m^2 , $G = 200$ kg/s.m^2 , $x = 0,87$ e $D = 6,2$ mm.

Figura C.6- Padrão de escoamento **Intermitente**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 300 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,16$ e $D = 6,2 \text{ mm}$.

Figura C.7- Padrão de escoamento **Névoa**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 300 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,80$ e $D = 6,2 \text{ mm}$.

Figura C.8- Padrão de escoamento **Anular**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 500 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,16$ e $D = 6,2 \text{ mm}$.

Figura C.9- Padrão de escoamento **Névoa**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 500 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,86$ e $D = 6,2 \text{ mm}$.

C.2 - TUBO DE 7,8 MM

Figura C.10- Padrão de escoamento **Intermitente**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 100 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,16$ e $D = 7,8 \text{ mm}$.

Figura C.11- Padrão de escoamento **Estratificado Ondulado**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 100 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,68$ e $D = 7,8 \text{ mm}$.

Figura C.12- Padrão de escoamento **Intermitente**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 150 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,15$ e $D = 7,8 \text{ mm}$.

Figura C.13- Padrão de escoamento **Anular**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 150 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,70$ e $D = 7,8 \text{ mm}$.

Figura C.14- Padrão de escoamento **Intermitente**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 200 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,17$ e $D = 7,8 \text{ mm}$.

Figura C.15- Padrão de escoamento **Anular**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 200 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,86$ e $D = 7,8 \text{ mm}$.

Figura C.16- Padrão de escoamento **Intermitente**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 300 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,17$ e $D = 7,8 \text{ mm}$.

Figura C.17- Padrão de escoamento **Anular**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 300 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,55$ e $D = 7,8 \text{ mm}$.

Figura C.18- Padrão de escoamento **Intermitente**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 500 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,10$ e $D = 7,8 \text{ mm}$.

Figura C.19- Padrão de escoamento **Névoa**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 500 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,95$ e $D = 7,8 \text{ mm}$.

C.3 - TUBO DE 9,5 MM

Figura C.20- Padrão de escoamento **Estratificado Ondulado**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 100 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,40$ e $D = 9,5 \text{ mm}$.

Figura C.21- Padrão de escoamento **Anular**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 100 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,40$ e $D = 9,5 \text{ mm}$.

Figura C.22- Padrão de escoamento **Intermitente**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 150 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,27$ e $D = 9,5 \text{ mm}$.

Figura C.23- Padrão de escoamento **Anular**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 150 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,67$ e $D = 9,5 \text{ mm}$.

Figura C.24- Padrão de escoamento **Intermitente**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 200 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,16$ e $D = 9,5 \text{ mm}$.

Figura C.25- Padrão de escoamento **Anular**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 200 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,66$ e $D = 9,5 \text{ mm}$.

Figura C.26- Padrão de escoamento **Anular**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 300 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,26$ e $D = 9,5 \text{ mm}$.

Figura C.27- Padrão de escoamento **Névoa**, obtido para as condições : $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 300 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,90$ e $D = 9,5 \text{ mm}$.

Figura C.28- Padrão de escoamento **Intermitente**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 500 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,10$ e $D = 9,5 \text{ mm}$.

Figura C.29- Padrão de escoamento **Névoa**, obtido para as condições : $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 500 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,89$ e $D = 9,5 \text{ mm}$.

C.4 - TUBO DE 12,6 MM

Figura C.30- Padrão de escoamento **Estratificado Liso**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 50 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,28$ e $D = 12,6 \text{ mm}$.

Figura C.31- Padrão de escoamento **Estratificado Ondulado**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 50 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,67$ e $D = 12,6 \text{ mm}$.

Figura C.32- Padrão de escoamento **Estratificado Ondulado**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 100 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,26$ e $D = 12,6 \text{ mm}$.

Figura C.33- Padrão de escoamento **Estratificado Ondulado**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 100 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,85$ e $D = 12,6 \text{ mm}$.

Figura C.34- Padrão de escoamento **Intermitente**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 150 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,19$ e $D = 12,6 \text{ mm}$.

Figura C.35- Padrão de escoamento **Anular**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 150 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,84$ e $D = 12,6 \text{ mm}$.

Figura C.36- Padrão de escoamento **Intermitente**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 200 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,17$ e $D = 12,6 \text{ mm}$.

Figura C.37- Padrão de escoamento **Anular**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 200 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,76$ e $D = 12,6 \text{ mm}$.

Figura C.38- Padrão de escoamento **Intermitente (transição para anular)**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 300 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,36$ e $D = 12,6 \text{ mm}$.

Figura C.39- Padrão de escoamento **Anular**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 300 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,76$ e $D = 12,6 \text{ mm}$.

Figura C.40- Padrão de escoamento **Intermitente**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 500 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,10$ e $D = 12,6 \text{ mm}$.

Figura C.41- Padrão de escoamento **Anular**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 0 \text{ kW/m}^2$, $G = 500 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,56$ e $D = 12,6 \text{ mm}$.

C.5 - TUBO DE 15,8 MM

Figura C.42- Padrão de escoamento **Anular**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 5 \text{ kW/m}^2$, $G = 300 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,05$ e $D = 15,8 \text{ mm}$.

Figura C.43- Padrão de escoamento **Anular**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 5 \text{ kW/m}^2$, $G = 300 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,20$ e $D = 15,8 \text{ mm}$.

Figura C.44- Padrão de escoamento **Anular**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 5 \text{ kW/m}^2$, $G = 300 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,50$ e $D = 15,8 \text{ mm}$.

Figura C.45- Padrão de escoamento **Anular**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$, $G = 200 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,81$ e $D = 15,8 \text{ mm}$.

Figura C.46- Padrão de escoamento **Estratificado Ondulado**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$, $G = 150 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,17$ e $D = 15,8 \text{ mm}$.

Figura C.47- Padrão de escoamento **Estratificado Ondulado**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$, $G = 150 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,44$ e $D = 15,8 \text{ mm}$.

Figura C.48- Padrão de escoamento **Transição entre Anular e Estratificado Ondulado (dispersão de líquido)**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$, $G = 150 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,63$ e $D = 15,8 \text{ mm}$.

Figura C.49- Padrão de escoamento **Anular com dispersão de líquido**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$, $G = 150 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,94$ e $D = 15,8 \text{ mm}$.

Figura C.50- Padrão de escoamento **Estratificado Ondulado**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$, $G = 100 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,23$ e $D = 15,8 \text{ mm}$.

Figura C.51- Padrão de escoamento **Estratificado Ondulado**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 5 \text{ kW/m}^2$, $G = 100 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,56$ e $D = 15,8 \text{ mm}$.

Figura C.52- Padrão de escoamento **Estratificado Ondulado com dispersão de líquido**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 5 \text{ kW/m}^2$, $G = 100 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,83$ e $D = 15,8 \text{ mm}$.

Figura C.53- Padrão de escoamento **Estratificado Liso**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 5 \text{ kW/m}^2$, $G = 50 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,30$ e $D = 15,8 \text{ mm}$.

Figura C.54- Padrão de escoamento **Estratificado Ondulado**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$, $G = 50 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,48$ e $D = 15,8 \text{ mm}$.

Figura C.55- Padrão de escoamento **Estratificado Ondulado**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 5 \text{ kW/m}^2$, $G = 50 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,61$ e $D = 15,8 \text{ mm}$.

Figura C.56- Padrão de escoamento **Estratificado Ondulado (ondas de pequena escala)**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 5 \text{ kW/m}^2$, $G = 25 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,83$ e $D = 15,8 \text{ mm}$.

Figura C.57- Padrão de escoamento **Estratificado Odulado (ondas de pequena escala)**, obtido para as condições: $T_{evap} = 5^{\circ}\text{C}$, $q'' = 10 \text{ kW/m}^2$, $G = 25 \text{ kg/s.m}^2$, $x = 0,98$ e $D = 15,8 \text{ mm}$.

FORMAÇÃO ACADÊMICA

PAULO EDUARDO LOPES BARBIERI

e-mail : paulobarbieri@yahoo.com.br

- 1989-1991:* **Curso Técnico em Mecânica,**
ETESG "Antônio de Padua Cardoso", Batatais - SP.
- 1992-1993:* **Graduação em Ciências e Matemática do 1º Grau,**
Faculdades Claretianas de Batatais - SP.
- 1994-1998:* **Graduação em Engenharia Mecânica,**
Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira - UNESP.
- 1999-2001:* **Mestrado em Engenharia Mecânica (Ciências Térmicas),**
Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira - UNESP.
- 2001-2005:* **Doutorado em Engenharia Mecânica**
Escola de Engenharia de São Carlos - USP.