

USP

Campus de São Carlos

ESTUDO DA CONDENSAÇÃO DE REFRIGERANTES
HALOGENADOS E SUAS MISTURAS COM ÓLEO DE
LUBRIFICAÇÃO NO INTERIOR DE MICRO CANAIS

WILLIAMS GONZALES MAMANI

Orientador: Prof. Dr. José Maria Saiz Jabardo

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO



ESCOLA DE ENGENHARIA DE SÃO CARLOS

Serviço de Pós-Graduação EESC/USP

EXEMPLAR REVISADO

Data de entrada no Serviço: 19 / 11 / 01

Ass.: *Guilherme*

Estudo da Condensação de Refrigerantes Halogenados e suas Misturas com Óleo de Lubrificação no Interior de Micro Canais

Williams Gonzales Mamani

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

ORIENTADOR: Prof. Dr. José Maria Saiz Jabardo

DEDALUS - Acervo - EESC



31100036827



São Carlos
2001

Class.	TCSC-EESC
Cutt.	2562
Tombo	TA264/01

de 1212891

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

G643e Gonzales Mamani, Williams
Estudo da condensação de refrigerantes halogenados
e suas misturas com óleo de lubrificação no interior
de micro canais / Williams Gonzales Mamani. -- São
Carlos, 2001.

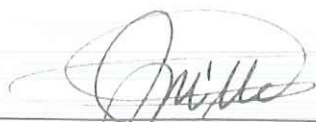
Tese (Doutorado) -- Escola de Engenharia de São
Carlos-Universidade de São Paulo, 2001.
Área: Engenharia Mecânica.
Orientador: Prof. Dr. José Maria Saiz Jabardo.

1. Escoamento bifásico. 2. Condensação.
3. Micro canais. 4. Refrigerantes. 5. Óleo.
6. Coeficiente de transferência de calor. 7. Perda
de carga. I. Título.

FOLHA DE JULGAMENTO

Candidato: Ingeniero **WILLIAMS GONZALES MAMANI**

Tese defendida e julgada em 26-10-2001 perante a Comissão Julgadora:



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

Aprovado



Prof. Tit. **WOODROW NELSON LOPES ROMA**
(Escola de Engenharia de São Carlos/USP)

Aprovado



Prof. Dr. **MARCOS DE MATTOS PIMENTA**
(Escola Politécnica/USP)

APROVADO



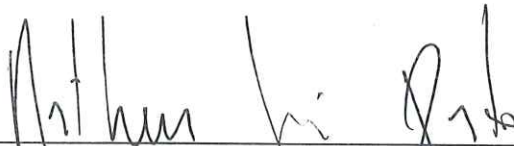
Prof. Dr. **ALBERTO HERNANDEZ NETO**
(Escola Politécnica/USP)

APROVADO



Prof. Dr. **CELSO LUIS DA SILVA**
(UNESP/Campus de Bauru)

APROVADO



Prof. Associado **ARTHUR JOSÉ VIEIRA PORTO**
Coordenador do Programa de Pós-Graduação
em Engenharia Mecânica



JOSÉ CARLOS A. CINTRA
Presidente da Comissão de Pós-Graduação

Dedico este trabalho a toda minha família, de maneira especial a minha esposa Gabriele e meu filho Alejandro por seu amor, constante apoio, e compreensão nas horas mais difíceis. A meus primeiros maestros, meus pais Sinforiano e Ines pelo amor, dedicação, e preocupação permanente que me brindam.

AGRADECIMENTOS

Ao Professor José Maria Saiz Jabardo pela orientação, sua constante preocupação e incentivo no desenvolvimento do trabalho.

À FAPESP pela bolsa de estudos concedida.

À “University of Illinois at Urbana-Champaign” através do “Air Conditioning and Refrigeration Center” por ceder a bancada experimental para a realização dos ensaios. Aos professores Clark Bullard, Willian Dunn e Pedrag Hrnjak por sua colaboração na culminação satisfatória da parte experimental.

À meus irmãos Javier, Abel, Teresa, Alberto, Germán e Rossi por seu apoio constante durante o desenvolvimento do presente trabalho.

À meus sogros Miguel e Gaby por seu apoio e permanente incentivo.

À todos os colegas do Laboratório de Refrigeração de EESC-USP: José Roberto Bogni, Artur Augusto Morais Jarhmann, Elton Ferreira Higino de Cuba, Evandro Fockink da Silva, Gherhardt Ribatski, João Zoghbi Filho, Marcelo Rogério Ianella, Paulo Eduardo L. Barbieri, Hélio Aparecido Navarro, Richard Garcia Alves de Mello, Ênio Pedone Bandarra Filho, Samuel Freire de Barros, Sidnei José de Oliveira, e Elvio Bugança Stelute, pela amizade e momentos de descontração.

Aos demais professores e funcionários da EESC-USP, pela formação e colaboração.

À meus amigos Luben, Juan Carlos, Felipe, Oscar, Guillermo, Diógenes, Jorge, Roberto, Diego, Gelafito, Eduardo e todos que me brindaram sua amizade e apoio desinteressado.

Índice

LISTA DE FIGURAS.....	iv
LISTA DE TABELAS.....	vii
LISTA DE SÍMBOLOS.....	viii
LISTA DE SUBSCRITOS.....	x
RESUMO.....	xi
ABSTRACT.....	xii
CAPÍTULO 1	
INTRODUÇÃO.....	1
1.1 Considerações iniciais.....	1
1.2 Estado da arte.....	4
1.3 Objetivo da pesquisa.....	5
CAPÍTULO 2	
FUNDAMENTOS E REVISÃO DA LITERATURA.....	6
2.1 Introdução.....	6
2.2 Escoamento monofásico.....	7
2.2.1 Queda da pressão por atrito.....	7
2.2.1.1 Dutos de diâmetros convencionais.....	7
2.2.1.2 Dutos de diâmetros reduzidos.....	11
2.2.1 Coeficiente de transferência de calor.....	14
2.2.1.1 Dutos de diâmetros convencionais.....	14
2.2.1.2 Dutos de diâmetros reduzidos.....	16
2.3 Escoamento bifásico.....	23
2.3.1 Importância dos padrões de escoamento.....	23
2.3.2 Mapas de padrões de escoamento.....	25
2.3.2.1 Dutos de diâmetros convencionais.....	26
2.3.2.2 Dutos de diâmetros reduzidos.....	31
2.3.2.3 Discussão dos padrões de escoamento.....	36
2.3.3 Queda de pressão.....	38
2.3.3.1 Estudos específicos de micro canais.....	43
2.3.3.2 Efeito do óleo na queda de pressão.....	46
2.3.4 Coeficiente de transferência de calor.....	48
2.3.4.1 Modelos com domínio dos efeitos de gravidade – padrão estratificado.....	48
2.3.4.2 Modelos com domínio do arrasto na interface- padrão anular.....	52
2.3.4.3 Estudos específicos para diâmetros reduzidos.....	63
2.3.2.4 Discussão das correlações.....	65
2.3.4.5 Efeito do óleo na transferência de calor.....	68
CAPÍTULO 3	
EQUIPAMENTO EXPERIMENTAL.....	74
3.1 Introdução.....	74
3.2 Descrição da bancada experimental.....	76
3.2.1 Circuito do refrigerante.....	76
3.2.1.1 Sistema de bombeamento.....	77
3.2.1.2 Seção de amostras.....	77
3.2.1.3 Medidores de vazão.....	78
3.2.1.4 Tanque de estabelecimento da entalpia (TEE).....	78
3.2.1.5 Tanque de estabelecimento da pressão (TEP).....	80

3.2.1.6 Subresfriador.....	82
3.2.1.7 Seção de testes.....	82
3.2.2 Circuito da água.....	85
3.2.2.1 Aquecedor auxiliar.....	86
3.2.2.2 Trocador de calor e aquecedor principais.....	86
3.2.2.3 Recipiente da água e bomba.....	87
3.2.2.4 Trocador de calor secundário.....	87
3.3 Instrumentação.....	87
3.3.1 Sistema de medida de temperaturas.....	87
3.3.2 Sistema de medida de pressões.....	89
3.3.3 Sistema de medida de potência.....	89
3.4 Sistema de controle.....	90
3.5 Sistema de aquisição de dados.....	90
3.6 Procedimento experimental.....	91
3.6.1 Preparação do sistema.....	91
3.6.1.1 Detecção de vazamentos.....	91
3.6.1.2 Carga e descarga do sistema.....	92
3.6.1.3 Condições necessárias para rodar o equipamento.....	92
3.6.1.4 Meios para atingir o regime permanente.....	93
3.6.1.5 Avaliação da concentração de óleo.....	94
3.7 Matriz de experimentos.....	95
3.8 Processamento dos dados.....	97
3.9 Metodologia de obtenção dos resultados.....	98
3.9.1 Queda de pressão.....	98
3.9.2 Transferência de calor.....	100
3.9.3 Propagação de incertezas.....	102
CAPÍTULO 4	
ANÁLISE DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS.....	104
4.1 Introdução.....	104
4.2 Líquido subresfriado.....	106
4.2.1 Queda de pressão.....	106
4.2.2 Coeficiente de transferência de calor.....	110
4.3 Condensação.....	113
4.3.1 Padrões de escoamento.....	113
4.3.2 Queda de pressão por atrito.....	116
4.3.2.1 Efeito da velocidade mássica e o título.....	117
4.3.2.2 Efeito do tipo de refrigerante.....	118
4.3.2.3 Efeito da temperatura de saturação.....	119
4.3.2.4 Efeito do óleo de lubrificação.....	120
4.3.2.5 Comparação dos resultados com correlações aplicáveis a micro canais.....	123
4.3.2 Coeficiente de transferência de calor.....	125
4.3.2.1 Efeito da velocidade mássica e o título.....	125
4.3.2.2 Efeito do tipo de refrigerante.....	126
4.3.2.3 Efeito da temperatura de saturação.....	127
4.3.2.4 Efeito do óleo de lubrificação.....	128
4.3.2.5 Comparação dos resultados com correlações válidas para micro canais.....	130
CAPÍTULO 5	
CORRELAÇÃO DE RESULTADOS EXPERIMENTAIS.....	134
5.1 Introdução.....	134
5.2 Modelos estritamente empíricos.....	137
5.2.1 Correlações propostas em função do parâmetro de Martinelli X_{tt}	137
5.2.2 Modelo baseado no conceito de velocidade mássica equivalente.....	144

5.3 Modelo associado ao padrão anular.....	148
5.4 Correlações dos resultados de misturas refrigerante-óleo.....	161
5.4.1 Queda de pressão por atrito.....	162
5.4.2 Coeficiente de transferência de calor.....	163
CAPÍTULO 6	
CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES.....	165
6.1 Considerações iniciais.....	165
6.2 Conclusões.....	166
6.3 Recomendações.....	169
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	171
APÊNDICE I – Análise de incertezas.....	184
APÊNDICE II – Tensão superficial.....	187
APÊNDICE III – Resultados Experimentais.....	194

Lista de Figuras

Figura 1.1	Esquema de um trocador de calor com micro canais e fluxo paralelo....	02
Figura 2.1	Padrões de escoamento durante o processo de condensação: a) velocidades mássicas elevadas, e b) velocidades mássicas reduzidas....	24
Figura 2.2	Mapa de Baker(1954) para escoamento bifásico horizontal.....	26
Figura 2.3	Mapa dos padrões de escoamento segundo Mandhane et al.(1974).....	27
Figura 2.4	Método de Taitel e Dukler(1976) para identificar padrões de escoamento em tubos horizontais	28
Figura 2.5	Padrões de escoamento para dutos retangulares pequenos segundo Wambsganss et al.(1991).....	30
Figura 2.6	Mapa dos padrões de escoamento segundo Suo e Griffith (1964)	32
Figura 2.7	Mapas dos padrões de escoamento segundo Damianides(1987)	33
Figura 2.8	Mapa dos padrões de escoamento segundo Tripplet et al.(1999a).....	34
Figura 2.9	Padrões no escoamento de ar-água em dutos de 1,09mm de diâmetro segundo Tripplet et al.(1999a): a) bolhas, b) pistonado, c) Agitante, d) pistonado-anular, e e) anular.....	35
Figura 2.10	Mapas dos padrões de escoamento segundo Yang e Shieh (2001).....	36
Figura 2.11	Superposição dos mapas de Mandhane et al.(1974) e Damianides(1987).....	37
Figura 2.12	Superposição dos mapas de Mandhane et al.(1974) e Tripplet et al.(1999a).....	37
Figura 2.13	Modelo simplificado para escoamento bifásico em dutos.....	39
Figura 2.14	Idealização do processo de condensação em padrão estratificado.....	49
Figura 2.15	Condensação em regime anular com estratificação.....	61
Figura 2.16	Coefficiente de transferência de calor a partir de correlações para padrão estratificado, $T_{sat}=55^{\circ}C$, R-134a e $D_h=1mm$: a) $G=300 kg/m^2s$; b) Modelo de Dobson (1994) utilizado por Heun (1995) em micro canais.....	66
Figura 2.17	Coefficiente de transferência de calor a partir de correlações para padrão anular, $T_{sat}=55^{\circ}C$, R-134a e $D_h=1mm$: a) $G=600 kg/sm^2$, b) Correlação de Heun (1995) para micro canais.....	67
Figura 3.1	Esquema da bancada experimental para estudo de condensação em micro canais.....	75
Figura 3.2	Esquema da seção de amostras.....	77
Figura 3.3	Esquema do Tanque de Estabelecimento da Entalpia (TEE).....	79
Figura 3.4	Esquema do Tanque de Estabelecimento da Pressão (TEP).....	81
Figura 3.5	Esquema da seção de testes.....	83
Figura 3.6	Esquema do escoamento da água	83
Figura 3.7	Balanco de energia na seção de ensaios.....	84
Figura 3.8	Representação esquemática da seção transversal das lâminas de alumínio ensaiadas.....	85
Figura 3.9	Esquema do sistema de medida de temperaturas.....	88
Figura 3.10	Esquema das fugas de água nos termopares.....	89
Figura 3.11	Método gráfico de Wilson aplicado na seção de ensaios.....	102
Figura 4.1	Perda de carga no micro canal vs. velocidade mássica (a) micro canais quadrados (b) micro canais circulares.....	107
Figura 4.2	Perda de carga no escoamento monofásico do refrigerante R-410A, $T_{sat}=40^{\circ}C$, $\Delta T_{sr}=10^{\circ}C$	108
Figura 4.3	Perda de carga no escoamento monofásico do refrigerante R-134a, $T_{sat}=40^{\circ}C$, $\Delta T_{sr}=10^{\circ}C$	109
Figura 4.4	Coefficiente de transferência de calor médio vs. velocidade mássica.....	110
Figura 4.5.	Coefficiente de transferência de calor para escoamento monofásico do refrigerante R-410A, $T_{sat}=40^{\circ}C$, $\Delta T_{sr}=10^{\circ}C$	111

Figura 4.6.	Coefficiente de transferência de calor para escoamento monofásico do refrigerante R-134a, $T_{sat}=40\text{ }^{\circ}\text{C}$, $\Delta T_{sr}=10\text{ }^{\circ}\text{C}$	112
Figura 4.7	Padrões de escoamento dos ensaios segundo Damianides (1987).....	113
Figura 4.8	Padrões de escoamento dos ensaios segundo Triplett et al.(1999a).....	114
Figura 4.9	Efeitos de tensão superficial na transição pistonado-anular.....	115
Figura 4.10	Padrões de escoamento segundo Yang e Shieh (2001).....	116
Figura 4.11	Efeito da velocidade mássica e do título na perda de carga por atrito para micro canais quadrados e $T_{sat}=40\text{ }^{\circ}\text{C}$: a) R-410A e b) R-134a.....	118
Figura 4.12	Efeito do tipo de refrigerante na perda de carga, $T_{sat}=40\text{ }^{\circ}\text{C}$	119
Figura 4.13	Efeito da temperatura de saturação na perda de carga por atrito para R-134a.....	120
Figura 4.14	Efeito da concentração de óleo na queda de pressão por atrito para vazões elevadas e $T_{sat} = 40^{\circ}\text{C}$	122
Figura 4.15	Efeito da concentração de óleo na queda de pressão por atrito para vazões reduzidas e $T_{sat} = 40^{\circ}\text{C}$	123
Figura 4.16	Confrontação dos resultados experimentais com os obtidos a partir de modelos.....	124
Figura 4.17	Multiplicador bifásico ϕ_1^2 vs. parâmetro de Martinelli X_{tt} : a) R-410A e b) R-134a.....	125
Figura 4.18	Efeito da velocidade mássica e o título no coeficiente de transferência de calor: a) para R-134a e b) para R-410A.....	126
Figura 4.19	Comparação de resultados do coeficiente de transferência de calor do R-134a e R-410A: a) velocidades inferiores e b) velocidades superiores.....	127
Figura 4.20	Efeito da temperatura de saturação no coeficiente de transferência de calor.....	128
Figura 4.21	Efeito do óleo no coeficiente de transferência de calor para R-410A.....	129
Figura 4.22	Efeito do óleo no coeficiente de transferência de calor para R-134a.....	130
Figura 4.23	Os resultados experimentais vs. correlações adotadas em pesquisas de condensação no interior de lâminas com micro canais.....	131
Figura 4.24	Os resultados experimentais vs. as correlações adotadas em pesquisas de condensação no interior de canais convencionais.....	132
Figura 4.25	Relação h/h_1 experimental em termos do parâmetro de Martinelli, X_{tt} : a) escala real e b) escala logarítmica.....	133
Figura 5.1	Esquema dos efeitos de tensão superficial na condensação: a) estabilidade na interface e efeitos de termocapilaridade, b) mecanismo de molhagem da parede por efeito de menisco.....	136
Figura 5.2	Multiplicador bifásico ϕ_1^2 vs. parâmetro de Martinelli X_{tt}	138
Figura 5.3	Comparação da queda de pressão por atrito experimental e a obtida a partir da Eq.(5.1).....	139
Figura 5.4	Comparação da queda de pressão por atrito obtida a partir da Eq.(5.1) e outras correlações.....	139
Figura 5.5	O número de Reynolds equivalente vs.: (a) gradiente de perda de carga, (b) relação $(C_f)_{eq} / (C_f)_l$ definida por Yang e Webb(1996).....	140
Figura 5.6	Esquema em escala logarítmica da relação h/h_1 vs. parâmetro de Martinelli X_{tt}	141
Figura 5.7	Comparação dos resultados experimentais e os obtidos a partir da Eq.(5.2).....	142
Figura 5.8	Comparação dos resultados obtidos a partir da Eq.(5.2) e algumas correlações: a) Heun (1995), b) Yang e Webb (1996).....	143
Figura 5.9	Esquema do escoamento de líquido equivalente no padrão anular.....	144
Figura 5.10	Comportamento do coeficiente de atrito equivalente vs. número de Reynolds equivalente definido por Akers et al.(1959).....	146
Figura 5.11	Queda de pressão segundo Eq.(5.9) e os resultados experimentais.....	147
Figura 5.12	Comparação dos resultados experimentais e os obtidos a partir da Eq.(5.13).....	148

Figura 5.13	Esquema do modelo anular com filme uniforme: a) a distribuição de velocidades no filme de líquido, b) distribuição da fase líquida e vapor.....	149
Figura 5.14	Resultados do modelo anular uniforme: a) espessura do filme de líquido, b) regiões apresentadas no filme de líquido; c) comparação das regiões em tubos de distintos diâmetros; d) fração de vazio	153
Figura 5.15	Comparação dos resultados obtidos utilizando Eq.(5.20) e (5.22): a) espessura do filme de líquido, b) regiões apresentadas no filme de líquido.....	154
Figura 5.16	Resultados do modelo utilizando a Eq.(5.20) e os experimentais.....	156
Figura 5.17	Resultados do modelo utilizando a Eq.(5.22) e os experimentais.....	156
Figura 5.18	Comparação dos resultados do modelo utilizando a Eq.(5.22) e Eq.(5.20).....	157
Figura 5.19	Comparação do modelo definido por Eq.(5.22) e os resultados experimentais.....	160
Figura 5.20	Resultados do modelo utilizando Eq.(5.22) e os experimentais.....	160
Figura 5.21	Comparação de resultados do modelo utilizando Eq.(5.20) e Eq.(5.22).	161
Figura 5.22	Queda de pressão da mistura refrigerante-óleo obtida experimentalmente e avaliada segundo Eq.(5.23).....	163
Figura 5.23	Coefficiente de transferência de calor da mistura refrigerante-óleo experimental e avaliada segundo Eq.(5.24).....	164

Lista de Tabelas

Tabela 2.1	Resultados experimentais de Peng et al. (1994).....	13
Tabela 2.2	Coefficientes para Eq.(2.28) segundo Peng et al.(1994b).....	17
Tabela 2.3	Coefficiente de atrito para escoamento monofásico.....	20
Tabela 2.4	Número de Nusselt para escoamento monofásico.....	21
Tabela 2.5	Mecanismos que definem os padrões de escoamento bifásico.....	25
Tabela 2.6	Tipos de escoamento segundo Lockhart e Martinelli (1949)	41
Tabela 2.7	Correlações para o coeficiente de transferência de calor em processos de condensação	71
Tabela 3.1	Características dos medidores de vazão.....	78
Tabela 3.2	Características geométricas das lâminas ensaiadas.....	85
Tabela 3.3	Especificações do Fluke 2280A Datalogger.....	90
Tabela 3.4	Propriedades físicas do óleo sintético.....	95
Tabela 3.5	Matriz dos ensaios para líquido subresfriado.....	95
Tabela 3.6	Matriz dos ensaios para condensação de R-134a puro.....	96
Tabela 3.7	Matriz dos ensaios para condensação de R-410A puro.....	96
Tabela 3.8	Matriz dos ensaios para condensação de misturas com óleo.....	97
Tabela 3.9	Incerteza dos parâmetros físicos mais importantes.....	103
Tabela 4.1	Propriedades termodinâmicas e de transporte para R-134a e R-410A $T_{sat}=40\text{ }^{\circ}\text{C}$	105

Lista de Símbolos

A	Área , superfície de transferência de calor [m ²]
b	Largura da lâmina com micro canais, definida na Fig.3.7, [m]
C _c	Coefficiente de contração definida a partir da Eq.(3.6)
C _f	Coefficiente de atrito tipo Fanning
c _p	Calor específico do fluido a pressão constante [J/kg °C]
D	Diâmetro ou comprimento característico do escoamento [m]
f	Coefficiente de atrito de Darcy
F _b	Coefficiente bifásico
g	Aceleração da gravidade [m/s ²]
G	Velocidade mássica [kg/m ² s]
h	Coefficiente de transferência de calor médio local [W/m ² °C]
ht	Altura da lâmina com micro canais, definida na Fig.3.7 [m]
i	Entalpia do fluido refrigerante [J/kg]
J	Velocidade superficial [m/s]
k	Coefficiente de condutividade térmica [W/m °C]
K	Constante definida na Eq.(3.2)
ln	Função logaritmo natural
log	Função logaritmo decimal
L	Comprimento [m]
m	Vazão de escoamento do fluido [kg/s]
P	Perímetro da seção transversal do duto [m]
p	Pressão [Pa]
Δp	Queda da pressão por atrito [Pa]
dp/dz	Gradiente de pressão na direção z , [Pa/m]
q	Fluxo de calor [W/m ²]
Q	Taxa de transferência de calor [W], vazão volumétrica [m ³ /s]
r	Radio de curvatura [m]
R	Parâmetro de interesse na propagação de incertezas
δR	Incerteza total propagada
T	Temperatura [°C]
dT/dz	Gradiente de temperaturas na direção z [°C/m]
ΔT	Diferença de temperatura [°C]
t _i	Espessura da parede interna do micro canal, segundo Fig.3.7, [m]
t _s	Espessura da parede superior do micro canal, segundo Fig.3.7, [m]
u	Velocidade local de escoamento num duto [m/s]
U	Coefficiente global de transferência de calor [W/m ² °C]
u [*]	Velocidade de cisalhamento igual a (τ _p /ρ) ^{0,5} [m/s]
u ⁺	Adimensional igual a u/u [*]
x	Título do vapor
X _{tt}	Parâmetro de Martinelli admitindo regime turbulento na fase líquida e vapor
y ⁺	Adimensional igual a yu [*] /ν
z	Comprimento na direção do escoamento[m]
ρ	Densidade do fluido [kg/m ³]
ε	Rugosidade da superfície [m], difusividade turbilhonar
α	Fração de vazio, difusividade térmica (k/ρc _p)
β	Fração do perímetro do tubo onde ocorre a condensação em película
λ	Comprimento de onda no padrão de escoamento ondulado [m]
φ	Multiplicador bifásico
σ	Tensão superficial [N/m], relação entre a área transversal da lâmina e a área frontal dos tubos de conexão na seção de ensaios
ν	Viscosidade dinâmica [m/s]
ω	Concentração de óleo em massa
μ	Viscosidade cinemática do fluido [Pa s]
τ	Esforço médio de cisalhamento [N/m ²]

δ	Espessura do filme de líquido [m]
π	Constante igual a 3,1416

Grupos Adimensionais

Bo	Coefficiente de ebulição [$\phi/(G i_{lv})$]
Bd	Número de Bond [$g(\rho_l - \rho_v)D^2/\sigma$]
Fr	Número de Froude [$G^2/(\rho_l D g)$]
Ga	Número de Galileo [$\rho_l (\rho_l - \rho_v)gD^3/\mu_l^2$]
j	Coefficiente de Colburn [$St Pr^{2/3}$]
J_a	Número de Jakob [$c_p (T_{sat} - T_p)/i_{lv}$]
Nu	Número de Nusselt [hD/k]
Pe	Número de Péclet [$Re Pr$]
Pr	Número de Prandt [$c_p \mu/k$]
Re	Número de Reynolds [GD/μ]
St	Número de Stanton [Nu/Pe]
We	Número de Weber [$G^2 D/\rho_v \sigma$]
Ca	Número de Capilaridade [$\mu_v J_1/\sigma$]

Lista de Subscritos

água	Referida à água
ac	Referido a efeitos de aceleração do fluido
atrito	Referida a efeitos de atrito
b	Referida à mistura bifásica
cr	Condições críticas
e	Referido às condições de entrada
eq	Referida ao equivalente líquido da mistura bifásica definida por Akers et al.(1959).
h	Referido ao diâmetro hidráulico, modelo homogêneo
H	Referido à transferência de calor
i	Referida à interface
inf	Referida à região inferior do tubo
l	Referido ao fluido em fase líquida
liso	Referido a tubo liso
lo	Referido à mistura bifásica escoando como líquido
lv	Referido ao calor latente do fluido
m	Referido ao valor médio
M	Referido à quantidade de movimento
mistura	Referido à mistura refrigerante-óleo
oil	Referido ao óleo de lubrificação
p	Referida à parede do tubo
puro	Referido ao refrigerante puro
r	Referido ao fluido refrigerante, condições reduzidas
s	Referido às condições de saída
sr	Referido a condições subresfriadas
sat	Condições de saturação
sup	Referida à região superior do tubo
st	Referido à seção de testes
total	Referido à variação total na seção de ensaios
TEE	Referido ao tanque de estabelecimento da entalpia
v	Referido à fase vapor do fluido
vo	Referido à mistura bifásica escoando como gás ou vapor
∞	Referido ao meio externo à seção de ensaios

RESUMO

GONZALES MAMANI, W. (2001). Estudo da condensação de refrigerantes halogenados e suas misturas com óleo de lubrificação no interior de micro canais, Tese (Doutorado), 200p. Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos.

A presente pesquisa envolve um estudo teórico-experimental da transferência de calor e da perda de carga na condensação e no escoamento monofásico de fluidos refrigerantes halogenados no interior de lâminas com micro canais. Os ensaios consideraram o fluido refrigerante puro R-134a e a mistura quase azeotrópica R-410A. As lâminas estudadas envolvem micro canais de seção quadrada de $D_h=1,214$ mm e de seção circular de $D_h=1,494$ mm. Os ensaios de líquido subresfriado compreendem velocidades mássicas de 390 a 1360 kg/sm² para uma temperatura de saturação de 40 °C e um subresfriamento de 10 °C. Por sua parte, os ensaios de condensação foram realizados considerando um fluxo de calor constante de 5 kW/m², títulos do vapor de 0,1 a 0,9, velocidades mássicas de 410 a 1135 kg/sm², temperaturas de saturação de 40 a 50 °C e misturas óleo-refrigerante com concentrações de óleo em massa de 0,25 e 0,45%. Para cada condição de ensaio foram avaliados o coeficiente de transferência de calor e a queda de pressão por atrito na lâmina ensaiada. Os resultados para escoamento monofásico apresentaram consistência com relação às correlações típicas aplicáveis a transferência de calor e perda de carga para regime turbulento em tubos convencionais, apresentando, em média, valores 12% superiores. Na maioria das condições de ensaios de condensação, segundo mapas de escoamento disponíveis na literatura, foi identificado o domínio do padrão estritamente anular. Este comportamento foi aferido pelos resultados experimentais de perda de carga mostrando dependência quase exclusiva do parâmetro de Martinelli, e o mecanismo convectivo como principal mecanismo de transferência de calor, característico no padrão anular. Os resultados de condensação foram correlacionados a partir de abordagens empíricas em função do parâmetro de Martinelli e o conceito de velocidade mássica equivalente. Assim como, a partir de uma abordagem semi-empírica considerando um modelo anular que permite avaliar os mecanismos principais de transferência de calor e quantidade de movimento, avaliando a espessura do filme de líquido na parede do canal. Finalmente, os resultados experimentais e os obtidos a partir das correlações desenvolvidas são comparados com estudos disponíveis na literatura relativos a lâminas com micro canais.

Palavras-chave: Escoamento bifásico, condensação, micro canais, refrigerantes, óleo, coeficiente de transferência de calor, perda de carga

ABSTRACT

GONZALES MAMANI, W. (2001). Condensation study of halogen refrigerants and mixtures with lubricant oil in microchannel tubes, Tese (Doutorado), 200p, Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos.

This project involves a theoretical-experimental study of heat transfer and pressure drop in condensation and single phase flow of halogen refrigerants in microchannel tubes. The tests include the pure refrigerant R-134a and quasi azeotropic mixture R-410A. The microchannel tubes tested include one with square ports of $D_h=1,214$ mm and other with circular port of $D_h=1,494$ mm. The subcooled liquid tests considered the mass velocities of 390 to 1360 kg/sm^2 , the saturation temperature of 40 °C and subcooled of 10 °C. The condensing tests considered a constant heat flux of 5 kW/m^2 , vapor quality of 0,15 to 0,9, mass velocities of 410 to 1135 kg/sm^2 , saturation temperature of 40 to 50 °C and oil-refrigerant mixtures with oil mass concentrations of 0,25 and 0,45%. For each test condition was evaluated the coefficient of heat transfer and frictional pressure drop in the microchannel tube. The single phase results agree with typical correlations used in conventional tubes to evaluate the heat transfer and pressure drop in turbulent flow, even though the most of experimental date are 12% higher. The most of flow patterns in condensation were identified as annular using the flow patterns maps available on literature. This behavior was verified through pressure drop results, which show exclusive dependence on Martinelli Parameter. The heat transfer results show that the main heat transfer mechanism was convective, typical in annular flow. The results of condensation were correlated from empirical approaches using the Martinelli parameter and the equivalent mass velocity concept. And, also a semi-empirical approach modeling the annular flow to evaluate the mechanism of heat transfer through the liquid film around the wall of the tube. Finally, the experimental results and the results obtained through the models were compared with correlations referred to microchannels available on the literature.

Keywords: Two phase flow, condensation, microchannels, refrigerant, oil, coefficient of heat transfer, pressure drop

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

1. Considerações iniciais

O interesse em estudar os fenômenos de transferência de calor e quantidade de movimento no interior de canais de reduzidas dimensões transversais, aqui denominados de micro canais, intensificou-se desde a década dos oitenta, em virtude da importância adquirida pelas suas aplicações em trocadores de calor com micro canais, também chamados como trocadores de calor compactos. Tais trocadores de calor distinguem-se por apresentarem elevada relação entre a área de troca de calor e o volume, reduzida resistência térmica, baixo volume, reduzida massa total e baixa carga do fluido do trabalho. Dentre as aplicações mais importantes, pode-se mencionar a indústria dos trocadores de calor para ar condicionado automotivo e residencial, mediante trocadores de calor conformados por lâminas com múltiplas passagens, chamadas de micro canais. Outra aplicação de importância, em processo de pesquisa e otimização, é a que envolve resfriadores miniatura de alta densidade, estampados em “chips” de alta velocidade, onde o fluido refrigerante escoar no interior de micro canais seja em estado líquido ou evaporando.

O presente projeto visa um estudo teórico e experimental da transferência de calor e da queda de pressão de fluidos refrigerantes halogenados puros e suas misturas com óleo de lubrificação no interior de lâminas com micro canais utilizadas em condensadores de fluxo paralelo, cujo esquema ilustrativo pode ser encontrado na Fig.1.1. A fabricação dos trocadores de calor compactos, conformados em lâminas com micro canais, foi possível em virtude dos recentes avanços tecnológicos em

processos de extrusão e brazagem do alumínio. A seguir apresenta-se uma introdução às características mais importantes deste tipo de trocadores, uma vez que constituem o objetivo final de aplicação dos resultados do presente estudo.

Um exemplo comercial de sua aplicação é a tecnologia dos condensadores de fluxo paralelo da Modine Manufacturing PF[®], Fig.1.1. Como pode-se observar, é constituído de lâminas com micro canais, aletas e cabeceiras. As aletas de alumínio posicionadas entre as lâminas são tipo ventiladas, que permitem uma intensificação da transferência de calor no lado do ar. As cabeceiras são tubos circulares de alumínio com um diâmetro maior em relação à largura das lâminas por onde escoo o fluido refrigerante. As cabeceiras tem dois propósitos: a) proporcionam rigidez ao trocador de calor, b) em conjunção com os defletores, ajudam a distribuir o fluido refrigerante entre as lâminas de micro canais.

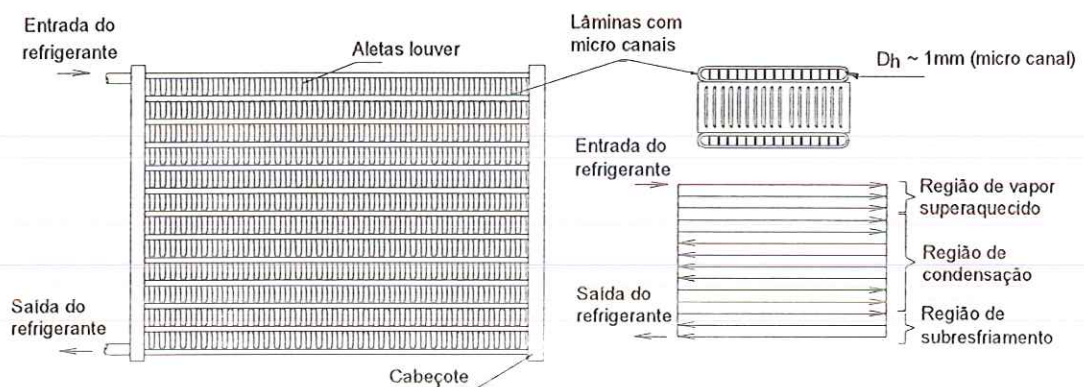


Figura 1.1 Esquema de um trocador de calor com micro canais e fluxo paralelo.

A principal característica deste tipo de trocador de calor são as lâminas com micro canais, constituídas de tubos planos extrudados com múltiplas passagens. Estas passagens apresentam seções transversais com diferentes geometrias (quadradas, retangulares, circulares, triangulares, etc.). Os diâmetros hidráulicos da ordem de 1mm são típicos da indústria que produz lâminas com micro canais, onde, as passagens são de 5 a 20 vezes menores que nos tubos convencionais circulares e planos, utilizados em trocadores de calor.

O mercado inicial dos trocadores de calor com micro canais foram condensadores para sistemas de ar condicionado automotivo. Comparados com os

tradicionais trocadores de tubos circulares e aletas planas, os condensadores de micro canais apresentam as seguintes vantagens:

- i) Os condensadores com micro canais são, em geral, mais compactos que os de tubos e aletas para uma dada capacidade de transferência de calor. Esta característica resulta pela elevada relação entre a superfície de transferência de calor e o volume do interior das lâminas com relação aos trocadores de calor convencionais. Assim, são possíveis menores áreas frontais no lado do ar, desejáveis na indústria frigorífica automotiva por limitações de espaço.
- ii) Outra característica interessante é o baixo custo e a flexibilidade no circuito do refrigerante proporcionados pelas cabeceiras, defletores e lâminas.
- iii) O processo de brazagem deste tipo de trocador de calor permite a fabricação em massa, o que acaba refletindo-se no custo. Assim, a tecnologia dos trocadores de calor com micro canais é atrativa para elevados volumes, mercados onde o custo é determinante, como em sistemas de ar condicionado automotivo e alguns estacionários.
- iv) Graças à flexibilidade na circuitação, os condensadores de micro canais apresentam relações de superfícies de transferência de calor e volume do interior das lâminas superiores aos dos trocadores de tubos circulares, isto, é, permite a redução da carga de refrigerante do sistema.
- v) A redução de carga de refrigerante é desejável por razões de redução de custo e meio ambientais.

A rápida implementação da tecnologia dos micro canais na indústria automotiva foi facilitada pelas vantagens anotadas acima e sua flexibilidade no momento do projeto do ciclo frigorífico, possibilitadas pela adequação do sistema de distribuição através das cabeceiras e as lâminas para necessidades específicas. No caso do condensador esquematizado na Fig.1.1, o número de lâminas com micro canais no primeiro passo será maior para resfriar maior volume de vapor o mais rápido possível. Posteriormente, na medida em que o fluido condensa o número de lâminas por passo será reduzido dependendo da velocidade do processo de condensação. Assim, o último passo incluirá menor número de lâminas por considerar na maioria dos casos líquido subresfriado. Atualmente, projetistas de sistemas de ar condicionado estacionários estão considerando os trocadores de calor

de micro canais motivados pela redução considerável do tamanho e possibilidade de redução de carga. Com a mesma motivação, a comunidade científica investiga o comportamento dos fluidos refrigerantes mais comuns, novos e alternativos, para aplicações em trocadores de calor (condensadores e evaporadores) conformados por lâminas com micro canais.

A tecnologia dos micro canais é relativamente nova e ainda não passou por um processo de otimização. Para projeto, é importante avaliar os parâmetros que governam o desempenho das lâminas com micro canais em termos do coeficiente de transferência de calor, perda de carga e fração de vazio. Estes fenômenos, pouco estudados no passado, receberam alguma atenção em anos recentes, Heun (1995) e Yang e Webb (1996). Nessas condições, a presente pesquisa foi proposta com objetivo de propiciar um melhor conhecimento do referido fenômeno.

1.2 Estado da arte

Importante número das pesquisas referidas a micro canais, foi desenvolvido visando aplicações de resfriamento de circuitos eletrônicos. No entanto, são poucos os trabalhos especificamente referidos a sua aplicação em trocadores de calor conformados por lâminas com micro canais para processos de condensação e evaporação.

Aspectos físicos dos fenômenos de transferência de calor e queda de pressão no interior de canais de dimensões reduzidas não foram ainda bem entendidos. Em relação ao escoamento monofásico, ainda existem questionamentos como: as faixas de números de Reynolds para o desenvolvimento dos regimes de escoamento laminar, turbulento e a transição e sua dependência da geometria dos micro canais. Com relação ao escoamento bifásico no interior de micro canais, os mapas de padrões de escoamento no interior de diâmetros reduzidos obtidos para misturas ar-água, têm mostrado significativas diferenças com relação aos dos tubos convencionais. Nesta década também foram desenvolvidos alguns estudos de transferência de calor e queda de pressão para processos de condensação e evaporação no interior de micro canais. A maioria destes estudos consideram refrigerantes halogenados puros e adotam correlações obtidas a partir de resultados

para dutos convencionais, sem desenvolver um modelo específico para micro canais. Não existem estudos que envolvam misturas quase azeotrópicas e efeitos de óleo de lubrificação no interior de micro canais.

1.3 Objetivo da pesquisa

O objetivo principal da pesquisa relatada no presente documento é o estudo teórico/experimental da transferência de calor e queda de pressão na condensação dos fluidos refrigerantes no interior de lâminas com micro canais. Para tal efeito, será considerado o refrigerante puro R-134a e a mistura quase-azeotrópica R-410A, estudando, em ambos os casos, o efeito do óleo de lubrificação. Inicialmente, os ensaios experimentais consideraram o escoamento de líquido subresfriado no sentido de aferir o desempenho do equipamento experimental e verificar o comportamento do escoamento monofásico em regime turbulento. A mudança de fase dos refrigerantes foi considerada através de ensaios de condensação parcial que permitiram obter dados locais, ou seja, variando o título médio de ensaio na seção de testes. Obtidos os dados experimentais, foram identificados os padrões de escoamento bifásico associados a cada um dos ensaios, baseados em mapas de escoamento apropriados para micro canais. Posteriormente, foi realizada uma análise crítica dos resultados, avaliando o coeficiente de transferência de calor e a queda de pressão devida ao atrito no interior das lâminas. Ao mesmo tempo, foram adequados modelos matemáticos para correlacionar os resultados experimentais, tanto do coeficiente de transferência de calor quanto da queda de pressão locais. Finalmente, os resultados foram confrontados com resultados obtidos a partir das correlações disponíveis na literatura.

O presente trabalho será dividido em três partes: a primeira, que compreende os fundamentos teóricos e revisão da literatura, será apresentada no capítulo 2. A segunda trata do detalhamento da bancada de ensaios, procedimento experimental e tratamento dos dados, capítulo 3. Por fim, a terceira parte trata da análise dos resultados experimentais, desenvolvimento dos modelos e conclusões, aspectos desenvolvidos nos capítulos 4, 5 e 6.

CAPÍTULO 2

FUNDAMENTOS E REVISÃO DA LITERATURA

2.1 Introdução

Este capítulo apresentará os fundamentos teóricos e a revisão das pesquisas disponíveis na literatura relativas à transferência de calor e quantidade de movimento no interior de micro canais. Este estudo permitirá identificar o estado da arte do estudo de ambos fenômenos físicos. A pesquisa bibliográfica permitiu observar que grande parte da literatura disponível refere-se a dutos com diâmetros convencionais. Assim, as pesquisas mais relevantes para dutos convencionais foram estudadas por conter informação valiosa e representarem o ponto de partida no estudo do escoamento e transferência de calor em micro canais. No entanto, será dada maior ênfase aos estudos teóricos e experimentais específicos para micro canais, com especial atenção àquelas pesquisas que envolvem lâminas com micro canais de características similares às estudadas na presente pesquisa.

A literatura referida às características de escoamento e transferência de calor em canais de reduzidas dimensões utiliza diversos termos para descrever o tamanho do canal (e.g., nano, micro, meso, compact, ultra-compact, small, narrow, etc.). Não existe um diâmetro hidráulico único que separe os micro canais dos canais convencionais. Mehendale et al. (1999) alerta quanto a necessidade de estabelecer uma terminologia precisa para um melhor entendimento entre a comunidade científica. No presente trabalho considera-se lâminas de alumínio com canais extrudados da ordem de $D_h \approx 1\text{mm}$, que serão denominados de micro canais, ao passo

que os canais com $D_h \geq 5\text{mm}$ serão designados por convencionais. A seguir, inicialmente, será apresentada a teoria relativa ao escoamento monofásico em regime turbulento e, posteriormente, a relativa ao escoamento bifásico em processos de condensação.

2.2 Escoamento monofásico

Diversos estudos foram desenvolvidos para avaliar a queda de pressão e transferência de calor com escoamento monofásico no interior de canais para condições de regime laminar, turbulento e de transição entre os dois regimes. O interesse da presente pesquisa concentra-se no regime turbulento, visando aplicações na indústria de condensadores automotivos com micro canais, em que, para condições típicas de operação, as regiões monofásicas, se caracterizam pelo regime turbulento, Mamani e Jabardo (1999). Em dutos convencionais, o escoamento é turbulento quando o número de Reynolds atinge valores maiores que um valor crítico. Na maioria dos estudos, o limite inferior do número de Reynolds crítico, Re_{cr} , amplamente aceito, é de 2000. A transição para o regime turbulento acontece na faixa do número de Reynolds, $2000 \leq Re \leq 4000$.

2.2.1. Queda da pressão por atrito

2.2.1.1. Dutos de diâmetros convencionais

No escoamento turbulento, por sua complexidade, é difícil avaliar a queda de pressão analiticamente; deve-se recorrer a dados experimentais e utilizar análise dimensional para correlacioná-los. No escoamento turbulento plenamente desenvolvido, a queda de pressão, Δp , devida ao atrito, num tubo horizontal de área constante, depende do diâmetro, D , do comprimento, L , da rugosidade, ε , da velocidade média, U , da massa específica, ρ , e da viscosidade, μ , do fluido. Aplicando análise dimensional e conhecendo que a perda de carga é diretamente proporcional a L/D , pode-se escrever que:

$$\frac{\Delta p}{\rho U^2 L/2} \approx \left(\frac{L}{D}\right) \eta(\text{Re}, \varepsilon/D) \approx \left(\frac{L}{D}\right) f \quad (2.1)$$

onde, $f = \eta(\text{Re}, \varepsilon/D)$ é conhecido como o coeficiente de atrito de Darcy, determinado experimentalmente, e representa um dos parâmetros mais importantes em projetos para o escoamento em dutos. Este coeficiente pode ser relacionado com a definição do coeficiente de atrito de Fanning,

$$C_f = \frac{\tau_p}{\frac{1}{2} \rho U^2} = f/4 \quad (2.2)$$

onde, τ_p é a tensão média de cisalhamento na parede ao longo do perímetro. O coeficiente de atrito de Fanning será o considerado ao longo do presente trabalho. O gradiente da queda de pressão por atrito em escoamento monofásico, dp/dz , em termos da velocidade mássica, G , pode ser escrito como,

$$-\frac{dp}{dz} = C_f \frac{2G^2}{\rho D} \quad (2.3)$$

Em regime laminar, o coeficiente de atrito depende exclusivamente do número de Reynolds e da geometria (a rugosidade apresenta uma influência mínima) resultando, para canais circulares, $C_f = 16/\text{Re}$ e, para canais de seção quadrada, $C_f = 14,227/\text{Re}$, citados na Tabela 2.3. No entanto, para regime turbulento, a rugosidade da superfície é um parâmetro importante por que poderia intensificar a presença de vórtices perto da parede e provocar a ruptura da sub-camada laminar (ou viscosa) que no regime turbulento é muito fina e, assim, aumentar significativamente o atrito na parede.

Para *dutos circulares* algumas correlações para o coeficiente de atrito em regime turbulento foram desenvolvidas. Segundo White(1991), Blasius (1913) correlacionou resultados do coeficiente de atrito para escoamento turbulento em

duto de superfície lisa, com base na análise dimensional, resultando a seguinte equação,

$$C_f \approx 0,0791 \text{Re}^{-1/4} \quad 4000 < \text{Re} < 10^5 \quad (2.4)$$

Em 1935 Prandtl desenvolveu outra equação baseada na lei da parede e desprezando a subcamada laminar. Correlacionando dados experimentais, Prandtl obteve a seguinte relação, válida para tubos lisos,

$$\frac{1}{\sqrt{4C_f}} = 2 \log(\text{Re} \sqrt{4C_f}) - 0,8 \quad \text{Re} > 4000 \quad (2.5)$$

Em 1939, Colebrook desenvolveu um modelo que incorpora os efeitos de rugosidade, dado pela seguinte equação:

$$\frac{1}{\sqrt{4C_f}} = -2,0 \log \left(\frac{\varepsilon/D}{3,7} + \frac{2,51}{\text{Re} \sqrt{4C_f}} \right) \quad (2.6)$$

Embora as correlações mostradas anteriormente apresentem uma significativa precisão, deve-se notar que são implícitas em C_f , dificultando sua utilização. Moody (1944) representou graficamente a Eq.(2.6), mostrando o coeficiente de atrito de Darcy vs. o número de Reynolds e a rugosidade relativa (ε/D).

Churchill (1977a) desenvolveu uma forma assintótica explícita para o coeficiente de atrito aplicável aos regimes laminar e turbulento, para tubos lisos e rugosos,

$$\frac{C_f}{2} = \left[\left(\frac{8}{\text{Re}} \right)^{12} + \frac{1}{(A+B)^{3/2}} \right]^{1/12} \quad (2.7)$$

onde,

$$A = \left[2,457 \ln \left(\frac{1}{(7/\text{Re})^{0,9} + 0,7\varepsilon/D} \right) \right]^{16} \quad \text{e} \quad B = \left(\frac{37530}{\text{Re}} \right)^{16} \quad (2.8)$$

Uma forma explícita da equação de Colebrook foi levantada por Haaland (1983), apresentando a seguinte forma,

$$\frac{1}{\sqrt{4C_f}} = -1,8 \log \left(\left(\frac{\varepsilon/D}{3,7} \right)^{1,11} + \frac{6,9}{Re} \right) \quad (2.9)$$

Para *dutos não circulares*, Obot (1988) mostrou que o coeficiente de atrito para escoamento turbulento em dutos não circulares pode ser avaliado considerando as correlações para tubos circulares, desde que sejam utilizadas apropriadas dimensões características. Obot verificou que o diâmetro hidráulico representa uma dimensão característica que proporciona similaridade dinâmica no escoamento em dutos não circulares e os circulares. Assim, ele sugere a utilização do diâmetro hidráulico como dimensão característica do escoamento para avaliar o coeficiente de atrito.

Em escoamento plenamente desenvolvido do tipo Poiseuille, o conceito de diâmetro hidráulico num duto de seção transversal constante qualquer resulta de um balanço de forças na direção do escoamento considerando um elemento de volume. Assim, de existir o equilíbrio entre as forças de pressão e as forças de arrasto na parede, é válido afirmar que:

$$(-dp/dz)dz A = \tau_p P dz \quad (2.10)$$

onde, A representa a seção transversal do duto, P o perímetro da seção e τ_p a tensão de cisalhamento na parede. Da equação anterior obtém-se que, $\tau_p = (A/P)(-dp/dz)$, por outro lado, no caso de uma seção circular resulta $\tau_p = (D/4)(-dp/dz)$. Como pode ser observado ambas relações apresentam uma analogia evidente e considerando um duto não circular pode-se estabelecer que $(A/P) = (D_h/4)$, onde, D_h é definido como o diâmetro hidráulico da seção transversal, representado por:

$$D_h = 4(A/P) = 4 (\text{Area de escoamento/Perímetro molhado}) \quad (2.11)$$

2.2.1.2 Dutos de diâmetros reduzidos

Existe pouca informação disponível na literatura relacionada ao escoamento em dutos de pequeno diâmetro. Recentemente começaram a aparecer alguns trabalhos que estudam o escoamento em lâminas com micro canais visando aplicações em trocadores de calor compactos, similares aos utilizados no presente estudo. No entanto, a área pioneira é a indústria eletrônica. Desde a década do 80, na indústria de componentes eletrônicos ("chips"), verifica-se uma necessidade crescente de produzir sistemas de alta velocidade, mais compactos e com uma significativa capacidade de remoção de calor (VLSI, "very large scale integrated").

Tuckerman e Peace (1981) foram os primeiros a realizar uma pesquisa teórico/experimental mostrando a possibilidade do resfriamento de circuitos integrados planos mediante o escoamento forçado de um líquido na base do componente eletrônico (substrato de silício). O fluido escoava no interior de micro canais de seção retangular $57 \times 365 \mu\text{m}$ posicionados num substrato de silício de 1 cm^2 . Eles verificaram que o coeficiente de atrito apresentou maiores valores relativamente àqueles obtidos mediante correlações clássicas utilizadas em tubos convencionais. Este trabalho concentrou-se mais em aspectos relacionados à transferência de calor, que serão discutidos na seção posterior.

Wu e Little (1983) obtiveram dados experimentais para o coeficiente de atrito no escoamento de fluidos gasosos (ar, N_2 e H_2) no interior de canais de silício e vidro em regime laminar e turbulento. Os canais apresentavam dimensões variando entre 130 e 200 μm de comprimento e entre 30 a 60 μm de altura, característicos das aplicações de resfriamento de circuitos integrados e resfriadores miniatura "Joule-Thomson". Wu e Little constataram que o escoamento laminar ocorria para $\text{Re} < 900$, ou seja, verifica-se uma antecipação da transição para escoamento em regime turbulento com relação aos dutos convencionais. Eles atribuem este comportamento aos efeitos da rugosidade relativa, significativamente elevados para dutos pequenos. Quantitativamente, o coeficiente de atrito na região laminar apresentou valores superiores às soluções analíticas para dutos convencionais de seção retangular. Em

-
- Este tipo de resfriadores utilizam o princípio de Joule-Thomson para resfriamento rápido de componentes miniatura (utilizados em cryogenia), onde, o gás escoava por canais muito finos, da ordem de 50 a 100 μm de diâmetro hidráulico.

regime turbulento, o coeficiente de atrito continua dependendo do Re, apresentando valores sempre superiores aos obtidos a partir da relação de Blasius. Correlacionando seus dados experimentais, Wu e Little chegaram às seguintes correlações:

$$C_f = (27,5 \pm 2)/Re \quad \text{para } Re \leq 900 \quad (2.12)$$

$$C_f = 0,04125(3,48 - \log Re)^{2,4} + (0,02 \pm 0,00175) \quad \text{para } 900 < Re < 3000 \quad (2.13)$$

$$C_f = (0,048 \pm 0,004)/Re^{0,11} \quad \text{para } 3000 < Re < 15000 \quad (2.14)$$

Peng et al.(1994a) desenvolveram um estudo teórico-experimental do escoamento monofásico de água no interior de micro canais retangulares, com diâmetros hidráulicos da ordem de 0,133-0,367 mm e uma relação entre altura e largura de 0,033 a 1. Os resultados apontam para uma transição para regime turbulento ocorrendo para números de Reynolds na faixa de $200 < Re < 700$, muito inferiores ao caso dos dutos convencionais. Segundo esses autores o número de Reynolds crítico é afetado pelo diâmetro hidráulico, diminuindo na medida em que diminuem as dimensões do canal. O coeficiente de atrito, tanto no regime laminar quanto no turbulento, pode ser reproduzido por uma correlação do tipo Blasius. Especificamente, para regime laminar, o coeficiente de atrito resultou proporcional a $Re^{-1,98}$, e para o turbulento a $Re^{-0,72}$. Os parâmetros geométricos, diâmetro hidráulico e relação de aspecto, foram os que apresentaram um efeito mais pronunciado no escoamento. Em geral, aumentando a relação de aspecto incrementa-se o coeficiente de atrito e a redução do diâmetro hidráulico do canal diminui o coeficiente de atrito para uma dada relação de aspecto. Verificou-se a existência de uma faixa crítica da relação de aspecto (aproximadamente 0,5), onde, os resultados experimentais resultaram inferiores aos obtidos mediante as correlações clássicas. Peng et al. apresentam correlações para o escoamento de água em micro canais. No caso do regime laminar propuseram :

$$C_f = \frac{C_l}{4\text{Re}^{1,98}} \quad (2.15)$$

e para regime turbulento plenamente desenvolvido

$$C_f = \frac{C_t}{4\text{Re}^{1,72}} \quad (2.16)$$

onde C_l e C_t são coeficientes empíricos para regime laminar e turbulento. Os valores desses coeficientes variam com a geometria do micro canal como indicado na Tabela 2.1.

Tabela 2.1 Resultados experimentais de Peng et al.(1994a)

Teste	D_h [mm]	H/W	Re_{crit}	K_f	C_l	C_t	$f^* = f_{\text{exp}}/f_{\text{teo}}$
1	0,343	0,750	700	14,47	11200	8550	1,26
2	0,300	1,000	700	14,22	27250	9650	3,12
3	0,267	0,500	700	15,55	7150	10100	0,75
4	0,240	0,667	400	14,83	10650	4550	1,62
5	0,200	1,000	200	14,22	8100	5025	3,16
6	0,150	0,333	200	17,20	6050	1730	1,96
7	0,133	0,500	200	15,54	1300	455	0,47

Graham e Dunn (1995) estudaram o escoamento monofásico e a transferência de calor de nitrogênio e R134a escoando em micro canais de diâmetro variando na faixa $0,619\text{mm} \leq D_h \leq 1,494\text{mm}$. Os resultados obtidos para o nitrogênio permitiram levantar o coeficiente de atrito na faixa do números de Reynolds $500 < \text{Re} < 20000$. Segundo Grahan e Dunn, em todas as geometrias testadas (micro canais retangulares, triangulares e circulares) a região laminar apresentou um coeficiente de atrito equivalente às obtidas em dutos convencionais. O número de Reynolds crítico em micro canais circulares resultou ser igual a 2100, porém, no caso dos canais não circulares, obtiveram-se valores inferiores. Para micro canais circulares, o coeficiente de atrito para os regimes de transição e turbulento era adequadamente correlacionado pela correlação de Churchill(1977a). Para geometrias não circulares, o coeficiente de

atrito segue a correlação de Churchill desde que uma dimensão característica adequada seja utilizada no número de Reynolds.

Yang e Webb (1996b) desenvolveram um estudo teórico/experimental para o escoamento monofásico e bifásico de R12 no interior de micro canais lisos e ranhurados (superfícies de intensificação) de $D_h=2,64\text{mm}$ e $1,56\text{mm}$. Eles estudaram o escoamento de líquido subresfriado em regime turbulento. Os resultados indicam que, para um mesmo valor de número de Reynolds, o coeficiente de atrito em canais ranhurados apresentou valores aproximadamente o dobro daqueles observados em canais lisos. Os testes envolveram números de Reynolds na faixa de $2500 < Re_h < 25000$. Os resultados de Yang e Webb ficaram 14% e 36 % acima dos proporcionados para canais lisos e ranhurados, respectivamente. As seguintes correlações são propostas por Yang e Webb:

$$C_f = 0,0676 Re_h^{-0,22} \quad \text{para micro canais lisos} \quad (2.17)$$

$$C_f = 0,0814 Re_h^{-0,22} \quad \text{para micro canais ranhurados} \quad (2.18)$$

2.2.2 Coeficiente de transferência de calor

2.2.2.1 Dutos de diâmetros convencionais

Incropera e DeWitt (1990) apresentam um interessante sumário das distintas correlações para regime turbulento plenamente desenvolvido em tubos convencionais. Adotando a analogia de Chilton-Colburn que relaciona a transferência de calor com a quantidade de movimento

$$C_f / 2 = St Pr^{2/3} = \frac{Nu}{Re Pr} Pr^{2/3} \quad (2.19)$$

Substituindo o coeficiente de atrito por uma relação do tipo Blasius, obtém-se a equação familiar de Coulburn, $Nu=0,023Re^{4/5}Pr^{1/3}$. A versão sugerida por Dittus e Boelter é a seguinte,

$$Nu = 0,023 Re^{4/5} Pr^n \quad (2.20)$$

onde, $n=0,4$ para aquecimento e $n=0,3$ para resfriamento.

Petukhov et al. (1970) desenvolveram a seguinte correlação válida para $0,5 < Pr < 2000$ e $10^4 < Re < 5 \times 10^6$:

$$Nu = \frac{(C_f / 2) Re Pr}{1,07 + \frac{900}{Re} + \frac{0,63}{1 + 10 Pr} + 12,7 \sqrt{C_f / 2} (Pr^{2/3} - 1)} \quad (2.21)$$

Posteriormente, Gnielinski (1976) utilizou a correlação de Petukhov et al. como base para o desenvolvimento de uma correlação mais precisa, inclusive para números de Reynolds reduzidos. Utilizando um conjunto de dados experimentais para tubos circulares, originados em vários estudos, Gnielinski propôs a seguinte correlação,

$$Nu = \frac{(C_f / 2)(Re - 1000) Pr}{1 + 12,7 \sqrt{C_f / 2} (Pr^{2/3} - 1)} \quad (2.22)$$

onde,

$$C_f = 0,25 [1,82 \ln(Re) - 1,64]^{-2} \text{ para } Re > 10^4, \quad (2.23)$$

e,

$$C_f = 0,0791 Re^{-1/4} \text{ para } 2300 < Re < 10^4 \quad (2.24)$$

Shah e Bhatti (1987) recomendam a correlação de Gnielinski para $Pr > 0,5$, faixa de interesse do presente trabalho. Embora a correlação de Gnielinski apresente um bom comportamento para $Re > 2300$, um exame minucioso do artigo de Gnielinski revela que a comparação com dados experimentais foi realizada para $Re < 500000$.

Churchill (1977b) desenvolveu uma equação assintótica para a transferência de calor, válida para uma ampla faixa de valores de Re e Pr. A equação proposta por de Churchill assume a seguinte forma:

$$Nu^{10} = Nu_1^{10} + \left\{ \frac{e^{(2200-Re)/365}}{Nu_1^2} + \left[Nu_o + \frac{0,079\sqrt{C_f/2} Re Pr}{(1 + Pr^{4/5})^{5/6}} \right]^{-2} \right\}^{-5} \quad (2.25)$$

com $Nu_1=3,66$ e $Nu_o=4,8$ para uma condição de contorno de temperatura constante da superfície aquecida, e $Nu_1=4,36$ e $Nu_o=6,30$ para condições de fluxo de calor constante. Churchill recomenda a Eq.(2.7) para o coeficiente de atrito C_f .

2.1.2.2 Dutos de diâmetros reduzidos

Tuckermann e Pease (1981) desenvolveram um dos primeiros trabalhos teórico/experimentais para avaliar o coeficiente de transferência de calor em micro canais paralelos em um substrato de silício. Trabalhando com escoamento laminar plenamente desenvolvido, na faixa de $Re \leq 2100$ e $Pr \geq 5$, eles verificaram que o coeficiente de transferência de calor é compatível com aqueles obtidos em dutos de dimensão convencional. Posteriormente, Wu e Little (1984) levantaram resultados para os regimes laminar e turbulento. Na região laminar, $Re < 1000$, para condições de temperatura de parede constante, os resultados foram comparáveis aos dos dutos convencionais. Por outro lado, para regime turbulento, $Re > 3000$, sugerem uma correlação semelhante à proposta por Dittus e Boelter,

$$Nu = 0,0222 Pr^{0,4} Re^{1,09} \quad (2.26)$$

Segundo Wu e Little, verifica-se uma intensificação na transferência de calor com a rugosidade, embora acompanhada de uma elevação no coeficiente de atrito.

Wang e Peng (1994) pesquisaram a convecção forçada do escoamento monofásico de água e metanol em micro canais. Os resultados mostram que a transição para regime turbulento ocorre para números de Reynolds entre 1000 a

1500, ou seja, valores inferiores àqueles tradicionalmente aceitos em canais de diâmetros convencionais. O coeficiente de transferência de calor para regime turbulento plenamente desenvolvido foi correlacionado por uma equação similar à de Dittus e Boelter, com o coeficiente igual a 0,00805. Além disso, eles afirmam que as características de transferência de calor são significativamente afetadas pela temperatura, velocidade do líquido e geometria dos micro canais. Assim, posteriormente, Peng et al. (1994) propõem a seguinte equação,

$$Nu = C_H Re^{0,62} Pr^{1/3} \quad (2.27)$$

onde C_H é um coeficiente empírico que depende do regime de escoamento e da geometria do micro canal, representada pela relação entre altura e largura, H/W . Os resultados de C_H e H/W mostram que para regime laminar $H/W=0,75$, corresponde a um C_H maior. Para regime turbulento, verificou-se a presença de um valor ótimo de C_H na faixa $0,5 < H/W < 0,75$. A Tabela 2.2 apresenta um sumário dos distintos valores de C_H obtidos por Peng et al.

Tabela 2.2 Coeficientes para a Eq.(2.27) segundo Peng et al.(1994b)

Teste	D_h [mm]	H/W	$C_{H,laminar}$	$C_{H,turbulento}$
1	0,343	0,750	0,0580	0,01340
2	0,300	1,000	0,0384	0,00726
3	0,267	0,500	0,0426	0,01660
4	0,240	0,667	0,0472	0,09260
5	0,200	1,000	0,0468	0,00696
6	0,150	0,333	0,0104	0,00483
7	0,133	0,500	0,0285	0,00939

Outra pesquisa interessante foi apresentada por Peng e Peterson (1996) envolvendo o escoamento de água em micro canais e placas retangulares com diâmetro hidráulico da ordem de 0,113 a 0,367 mm. Eles caracterizaram a geometria do micro canal pela relação de forma e a relação entre o diâmetro hidráulico e a distância entre centros. Para escoamento turbulento, introduziram o parâmetro adimensional $Z = \min(W,H)/\max(W,H)$, que caracteriza uma configuração ótima para a transferência de calor, resultando, aproximadamente, igual a 0,5. Também sugerem correlações empíricas para avaliar o coeficiente de transferência de calor e a queda de pressão.

Graham e Dunn(1995) obtiveram dados experimentais para analisar as características de transferência de calor do R-134a em lâminas com micro canais. Trabalharam com líquido subresfriado para $1000 < Re < 7000$ e vapor superaquecido para $10000 < Re < 70000$. O número de Nusselt em todos os tubos testados, com exceção do micro canal de seção menor $D_h = 0,619 \text{ mm}$, satisfazem a correlação de Gnielinski (1977) com uma precisão de 10%. Posteriormente, Heun (1995) desenvolveu um estudo sistemático do efeito da geometria dos micro canais testados por Granhan e Dunn. Ao mesmo tempo, Heun verificou a adequação da correlação de Gnielinski (1976) para $Re > 10000$ e $Pr = 0,8$ com uma precisão de 10% e com uma precisão de até 20% para $3000 < Re < 7000$ e $Pr = 3,5$.

Yang e Webb (1996a) elaboraram um estudo da transferência de calor para o escoamento de líquido subresfriado de R12 em lâminas de alumínio com micro canais lisos e ranhurados com $D_h = 2,64 \text{ mm}$ e $1,56 \text{ mm}$. Os valores experimentais para o coeficiente de transferência de calor satisfizeram a correlação de Petukhov et al.(1973) com 10% de aproximação. Os resultados foram obtidos para regime turbulento na faixa de $4000 < Re < 21000$ e baseiam-se no diâmetro hidráulico e na área interna de troca de calor das lâminas.

Adams et al(1997) pesquisaram o escoamento monofásico da água em micro canais em regime turbulento e $D_h = 0,76 \text{ mm}$ e $1,09 \text{ mm}$, para $3200 < Re < 23000$ e $4,21 < Pr < 6,43$. Verificaram que o número de Nusselt é significativamente superior para o canal de $0,76 \text{ mm}$ de diâmetro com relação ao obtido a partir de correlações convencionais como as de Petukhov et al.(1973) e Gnielinski (1976). Por outro lado, o canal de $1,09 \text{ mm}$ apresentou um menor desvio e valores comparáveis aos da correlação de Gnielinski. Adams et al. sugeriram uma correção da correlação de Gnielinski a fim de adequá-la a seus resultados, sugerindo a seguinte forma:

$$Nu = Nu_G (1 + F) \quad \text{para } 2600 \leq Re \leq 23000 \text{ e } 1,53 \leq Pr \leq 6,43 \quad (2.28)$$

onde, Nu_G , é o número de Nusselt segundo Gnielinski e $F = C_o Re [1 - (D/D_o)^2]$ é o termo que considera os efeitos de geometria dos micro canais, sendo $C_o = 7,6 \times 10^{-5}$ e $D_o = 1,164 \text{ mm}$.

A pesquisa bibliográfica relativa ao escoamento monofásico permite fazer as seguintes conclusões: i) A maioria dos estudos relativos a micro canais mostram que a transição do regime laminar para turbulento antecipa-se em tubos de diâmetros muito pequenos. No entanto, ainda não existe uma fronteira de transição bem definida. Segundo Wu e Little (1983) a transição começa a $Re \cong 900$, entretanto, para Peng et al.(1994a) isto pode ocorrer na faixa de $200 < Re < 700$, em ambos casos inferiores ao apresentado em tubos convencionais. É importante notar que estes estudos consideraram canais com diâmetros hidráulicos da ordem de 0,133 a 0,367 mm. Por outro lado, segundo Graham e Dunn (1995), considerando diâmetros entre 0,619 e 1,494 mm, a transição acontece a $Re \cong 2100$, ou seja, praticamente igual aos tubos convencionais. Isto mostra a necessidade de realizar estudos paramétricos do efeito do diâmetro do micro canal na transição do regime laminar para turbulento. As diferenças de diâmetro estão associadas ao tipo de aplicação, a indústria eletrônica, em geral, utiliza diâmetros da ordem de 0,05 a 0,3 mm, ao passo que, a indústria de trocadores de calor com micro canais utiliza diâmetros entre 0,7 a 1,5 mm, aproximadamente; ii) Os resultados de perda de carga em micro canais, para regime turbulento, em geral, apresentaram valores superiores às obtidas a partir da relação de Blasius. Um dos motivos para esse comportamento poderia estar relacionado aos efeitos da rugosidade relativa, que resultam significativos em micro canais; e iii) Com relação aos resultados de transferência de calor, a maioria dos estudos mostram uma intensificação da transferência de calor em micro canais com relação às correlações válidas para tubos convencionais, entretanto, alguns estudos como Wang e Peng (1994) verificaram um decréscimo na troca de calor em micro canais. Estas diferenças podem estar relacionadas aos diâmetros considerados em cada estudo. Adams et al.(1997) confirma este efeito mostrando que em tubos de 0,79 mm apresenta-se uma intensificação na transferência de calor, ao passo que em tubos de 1,09 mm apresenta-se valores comparáveis aos obtidos a partir da relação de Gnielinski (1976).

As Tabelas 2.3 e 2.4 apresentam um resumo das correlações para avaliar o coeficiente de atrito e o número de Nusselt, respectivamente, aplicáveis ao escoamento monofásico em dutos convencionais e de diâmetros reduzidos.

Tabela 2.3 Coeficiente de atrito para escoamento monofásico

Dutos de diâmetros convencionais				
Autor	Correlação	Geometria	Regime	Eq.
Shah e London (1978)	$C_f Re = 16$ $C_f Re = 14,22$ $C_f Re = 13,33$	Circular Quadrada Triangular	Laminar $Re < 2000$	
Prandtl (1935)	$\frac{1}{\sqrt{4C_f}} = 2,0 \log(Re \sqrt{4C_f}) - 0,8$	Circular	Turbulento $Re > 4000$	(2.5)
Colebrook (1939)	$\frac{1}{\sqrt{4C_f}} = -2,0 \log\left(\frac{\varepsilon/D}{3,7} + \frac{2,51}{Re \sqrt{4C_f}}\right)$	Circular	Turbulento	(2.6)
Blasius (1913)	$C_f = 0,079 Re^{-1/4}$ $4000 < Re \leq 2 \times 10^4$ $C_f = 0,046 Re^{-1/5}$ $Re > 2 \times 10^4$	Circular	Turbulento	(2.4)
Churchill (1977a)	$\frac{C_f}{2} = \left[\left(\frac{8}{Re} \right)^{12} + \frac{1}{(A+B)^{1/2}} \right]^{1/12}$ $A = \left[2,457 \ln \left(\frac{1}{(7/Re)^{0,9} + 0,27\varepsilon/D} \right) \right]^{16}$; $B = \left(\frac{37530}{Re} \right)^{16}$	Circular	Laminar, transição e turbulento	(2.7)
Petukhov et al. (1970)	$C_f = 0,25 (1,82 \log(Re) - 1,64)^{-2}$ $0,5 < Pr < 2000$; $10^3 < Re < 5 \times 10^6$	Circular	Turbulento	(2.23)
Haaland (1983)	$\frac{1}{\sqrt{4C_f}} = -1,8 \log\left(\left(\frac{\varepsilon/D}{3,7}\right)^{1,11} + \frac{6,9}{Re}\right)$	Circular	Turbulento	(2.8)
Dutos de diâmetros reduzidos ou micro canais				
Wu e Little (1983)	$4C_f = (110 \pm 8)/Re$; $Re \leq 900$	Retangular	Laminar	(2.12)
	$4C_f = 0,165(3,48 - \log Re)^{2,4} + (0,081 \pm 0,007)$; $900 < Re < 3000$		Transição	(2.13)
	$4C_f = (0,195 \pm 0,017)/Re^{0,11}$; $3000 < Re < 15000$		Turbulento	(2.14)
Peng et al. (1994)	$4C_f = \frac{C_f}{Re^{1,98}}$; $4C_f = \frac{C_f}{Re^{1,72}}$	Retangular	Laminar	(2.15)
			Turbulento	(2.16)
Yang e Webb (1996b)	$C_f = 0,0676 Re_h^{-0,22}$ micro canais lisos	Retangular	Turbulento	(2.17)
	$C_f = 0,0814 Re_h^{-0,22}$ micro canais ranhurados		$2500 < Re < 25000$	(2.18)

Tabela 2.4 Número de Nusselt para escoamento monofásico

Dutos de diâmetros convencionais				
Autor	Correlação	Geometria	Regime	Equação
Shah e Bhatti (1987)	Nu=4,36 (fluxo de calor constante na parede) Nu=3,66 (temperatura constante na parede)	Circular	Laminar	
Dittus e Boelter (1930)	$Nu = 0,023 Re^{1/2} Pr^n$ $0,7 \leq Pr \leq 160$ $Re \geq 10000$ $L/D \geq 10$	Circular n=0,3 resfriamento n=0,4 aquecimento	Turbulento $Re > 10^4$	(2.20)
Petukhov et al. (1970)	$Nu = \frac{(C_f/2)RePr}{1,07 + \frac{900}{Re} + \frac{0,63}{1+10Pr} + 12,7\sqrt{C_f/2}(Pr^{2/3}-1)}$ onde, $4C_f = [1,82 \ln(Re) - 1,64]^{-2}$ para $Re > 10^4$ $4C_f = 0,3164 Re^{-1/4}$ para $2000 < Re < 10^4$	Circular	Turbulento $0,5 < Pr < 2000$ $10^3 < Re < 5 \times 10^6$	(2.21)
Gnielinski (1976)	$Nu = \frac{(C_f/2)(Re-1000)Pr}{1 + 12,7\sqrt{C_f/2}(Pr^{2/3}-1)}$	Circular	Turbulento $0,5 < Pr < 2000$ $2300 < Re < 5 \times 10^6$	(2.22)
Churchill (1977b)	$Nu^{10} = Nu_1^{10} + \left\{ \frac{e^{(2200-Re)/365}}{Nu_1^2} + \left[Nu_o + \frac{0,079\sqrt{C_f/2} Re Pr}{(1+Pr^{4/5})^{5/6}} \right]^{-2} \right\}^{-5}$ $Nu_1 = 3,657$ e $Nu_o = 4,8$ temperatura constante nas paredes $Nu_1 = 4,364$ e $Nu_o = 6,3$ fluxo de calor constante nas paredes	Circular	Laminar, transição e turbulento	(2.25)

Dutos de diâmetros reduzidos ou micro canais				
Autor	Correlação	Geometria	Regime	Equação
Wu e Little (1983)	$Nu = 0,00222 Re^{1,09} Pr^{0,4}$	Retangular	Turbulento	(2.26)
Peng et al. (1994)	$Nu = C_{H,i} Re^{0,62} Pr^{1/3}$ $Nu = C_{H,i} Re^{0,62} Pr^{1/3}$	Retangular	Laminar Turbulento	(2.27)
Wang e Peng (1994)	$Nu = 0,00805 Re_D^{1/2} Pr^n$ $0,7 \leq Pr \leq 160$ $Re \geq 10000$ $L/D \geq 10$	Retangular	Turbulento	
Graham e Dunn (1995)	$Nu \cong Nu_{Gnielinski}$	Circular Triangular e Retangular	Turbulento $10^4 < Re < 7 \times 10^4$	
Yang e Webb (1966a)	$Nu \cong Nu_{Petukhov \text{ et al.}}$	Retangular	Turbulento $4 \times 10^4 < Re < 2,1 \times 10^4$	
Adams et al. (1997)	$Nu = Nu_G (1 + F)$, $Nu_G =$ Número de Nusselt de Gnielinski $F = C \cdot Re \left[1 - \left(\frac{D}{D_o} \right)^2 \right]$ e sendo $C = 7,6 \times 10^{-5}$ e $D_o = 1,164$ mm.	Retangular	Turbulento $3200 < Re < 23000$ $4,21 < Pr < 6,43$	(2.28)

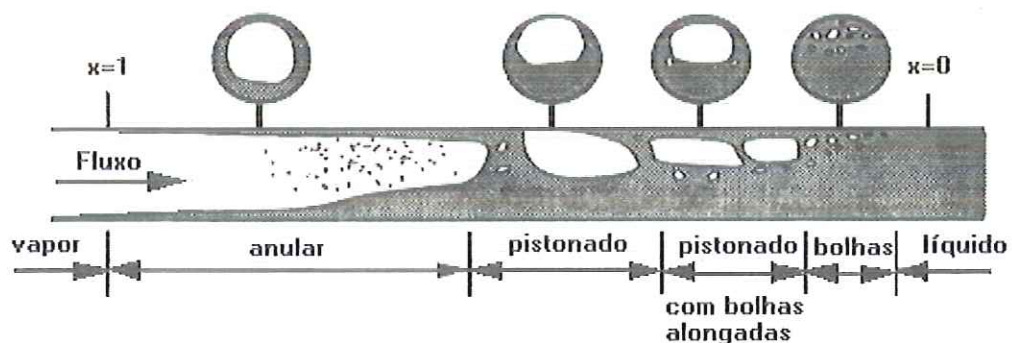
2.3 Escoamento bifásico

Nesta seção serão apresentados os trabalhos mais importantes da literatura relacionados ao estudo de padrões de escoamento, queda de pressão e mecanismos de transferência de calor para escoamento bifásico em dutos horizontais de pequeno diâmetro. Este tipo de escoamento apresenta-se em processos com mudança de fase como é o caso da condensação, objeto de estudo do presente projeto. Na parte inicial de cada seção serão estudados os trabalhos mais relevantes que consideram dutos convencionais, por representar uma área mais explorada nas últimas décadas e conter informação valiosa para uma melhor compreensão do escoamento em micro canais. Porém, os trabalhos referidos especificamente ao escoamento bifásico no interior de micro canais receberam especial atenção.

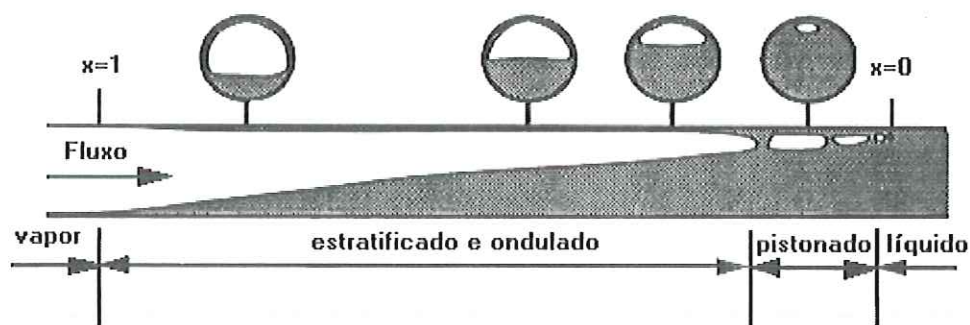
2.3.1 Importância dos padrões de escoamento

Para melhor compreensão da transferência de calor e queda de pressão em escoamento bifásico é fundamental a identificação dos distintos padrões de escoamento que ocorrem durante o processo da mudança de fase. Na condensação, calor é removido do vapor e, assim, permite a mudança de fase de vapor a líquido. O fluido que condensa no interior de um duto assume diferentes topologias da interface, chamadas de padrões ou regimes de escoamento.

Os padrões de escoamento dependem da vazão de escoamento, o título do vapor e varias propriedades termodinâmicas e de transporte das fases. A Fig.2.1 ilustra a típica evolução dos padrões de escoamento na condensação de fluidos em tubos horizontais lisos para os casos de velocidades elevadas e reduzidas.



(a)



(b)

Figura 2.1 Padrões de escoamento durante o processo de condensação: a) velocidades mássicas elevadas, e b) velocidades mássicas reduzidas

Em processos de condensação, o fluido ingressa no estado de vapor saturado, título igual a um, e condensa sobre a superfície do tubo. Ou seja, a condensação atua como um mecanismo de molhagem da parede do tubo formando um filme de líquido na parede. O condensado tende a depositar-se na parte inferior do tubo, mas para velocidades elevadas o vapor arrasta o líquido às paredes formando o padrão anular, como esquematiza a Fig.2.1(a). Se a velocidade do vapor for suficientemente elevada, o filme de líquido na parede pode atingir o regime turbulento e pequenas gotas de líquido podem ser arrastadas desde o filme de líquido para o meio do vapor. Na medida em que mais vapor é condensado a energia cinética do vapor diminuirá e o nível do líquido condensado na parte inferior aumentará, podendo atingir a parte superior do tubo e formando um “slug” de líquido. Este fenômeno apresenta periodicamente formando pistões de vapor entre os “slug” de líquido. Na medida em que mais vapor é condensado, o escoamento é predominantemente líquido e o vapor apresenta-se em forma de pistões com bolhas alongadas. O padrão de bolhas ocorre quando existe uma pequena quantidade de vapor e a fase líquida escoar em regime turbulento, com intensidade suficiente para impedir a coalescência das bolhas em pistões. No final da condensação, ocorre o escoamento monofásico de líquido.

No caso de velocidades reduzidas, quando o vapor começa a condensar na superfície do tubo, ao contrário do que ocorre em velocidades elevadas, o líquido se deposita na parte inferior do tubo pela ação da gravidade. Com o aumento da quantidade de líquido, forma-se o padrão estratificado ou, a velocidades superiores, o padrão ondulado. Nestes dois regimes, os efeitos da gravidade poderiam ter maior

impacto na espessura do filme de líquido. Nessas condições, a maior parte da transferência de calor acontece na parte superior do tubo, onde, apresenta-se um filme de líquido de espessura muito fina. Na medida em que mais vapor é condensado, o escoamento atinge o padrão pistonado e pistonado de bolhas alongadas. Finalmente, o vapor restante é condensado, atingindo assim, o escoamento monofásico de líquido.

A presente pesquisa tem por objetivo a condensação em canais de diâmetros reduzidos, como será mostrado mais diante, os padrões de escoamento mais comuns em micro canais são: bolhas, pistonado, pistonado de bolhas alongadas, agitante, pistonado-anular e anular. A maioria dos estudos em micro canais não identificaram a presença de padrão estratificado.

A Tabela 2.5 apresenta um resumo dos mecanismos físicos mais comuns que afetam o estabelecimento dos padrões de escoamento. A partir de uma análise dimensional do processo de condensação, é possível definir os principais grupos adimensionais que caracterizam os mecanismos de transferência de calor e quantidade de movimento.

Tabela 2.5 Mecanismos que caracterizam os padrões de escoamento

Mecanismo	Efeito
Forças gravitacionais	Associadas ao escoamento estratificado.
Forças de empuxo	Impulsam às bolhas de vapor na parte superior do tubo, promovendo pistões de vapor
Tensão superficial	Estabiliza as bolhas de vapor, afeta na uniformidade da interface líquido-vapor, promove a molhagem da parede do tubo
Forças viscosas	Proporciona resistência hidráulica.
Esforços de arrasto na interface	Alteram o escoamento estratificado ou ondulado, promovem o padrão intermitente e anular
Efeitos de inércia	Promove padrão anular
Processo de formação de ondas	Destroi o padrão estratificado promovendo padrão intermitente
Inventário de líquido	Determina quando o padrão anular ou o intermitente serão desenvolvidos

2.3.2 Mapas de padrões de escoamento

Desde 1954 muitos pesquisadores desenvolveram mapas de padrões de escoamento através de observações visuais, mediante fotografias e outras técnicas

objetivas. Com o avanço da tecnologia, hoje, é possível a visualização do escoamento utilizando vídeo câmaras digitais de alta velocidade diretamente conectadas a um computador, facilitando sua análise, Triplet et al.(1999a).

Na literatura podem ser encontrados excelentes revisões envolvendo os padrões de escoamento e a transição, em geral, considerando dutos convencionais e escoamento de ar-água, Wong e Yau (1997). A presente pesquisa limitar-se-á aos estudos mais relevantes, dando ênfase àqueles envolvendo micro canais ou canais com diâmetros reduzidos.

2.3.2.1 Dutos de dimensões convencionais

Segundo Whalley (1987) o primeiro mapa de identificação dos padrões para escoamento bifásico foi apresentado por Baker em 1954 para escoamento horizontal de óleo e ar, bastante utilizada na indústria petroquímica. Baker apresentou um mapa considerando a velocidade mássica da fase gás G_v e a velocidade mássica da fase líquida G_l afetados por coeficientes que dependem exclusivamente das propriedades termodinâmicas dos fluidos. Assim, as coordenadas resultantes são $G_l \psi$ no eixo horizontal e G_v / λ no eixo vertical, como ilustra a Fig. 2.2.

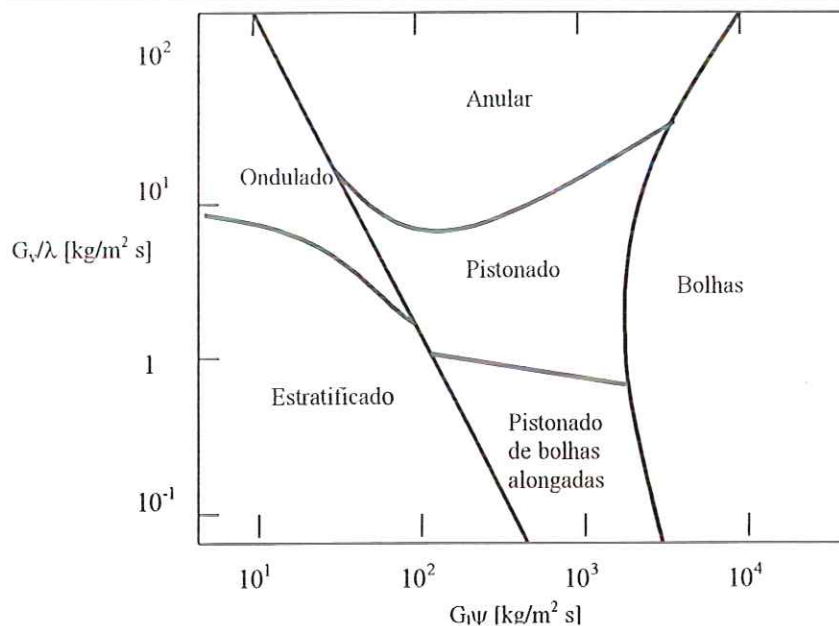


Figura 2.2 Mapa de Baker(1954) para escoamento bifásico horizontal

Os coeficientes λ e ψ são definidos pelas Eqs. (2.29) e (2.30), resultando para escoamento ar-água a pressão atmosférica $\lambda = \psi = 1$.

$$\lambda = \left[\left(\frac{\rho_v}{\rho_{ar}} \right) \left(\frac{\rho_l}{\rho_{agua}} \right) \right]^{1/2} \quad (2.29)$$

$$\psi = \frac{\sigma_{agua}}{\sigma} \left[\left(\frac{\mu_l}{\mu_{agua}} \right) \left(\frac{\rho_{agua}}{\rho_l} \right)^2 \right]^{1/3} \quad (2.30)$$

Mandhane et al. (1974) elaboraram um mapa considerando as velocidades superficiais do líquido, J_l , e do vapor, J_v , como coordenadas, daí a sua simplicidade, Fig.2.3. Estes pesquisadores verificaram que a inclusão do efeito das propriedades não implica em melhora significativa na identificação dos padrões de escoamento. Eles consideram que o efeito do diâmetro do tubo é adequadamente incorporado pelas velocidades superficiais. Outro aspecto interessante é que o mapa de Mandhane et al. identifica com melhor precisão padrões em dutos com diâmetros inferiores a 50,8mm.

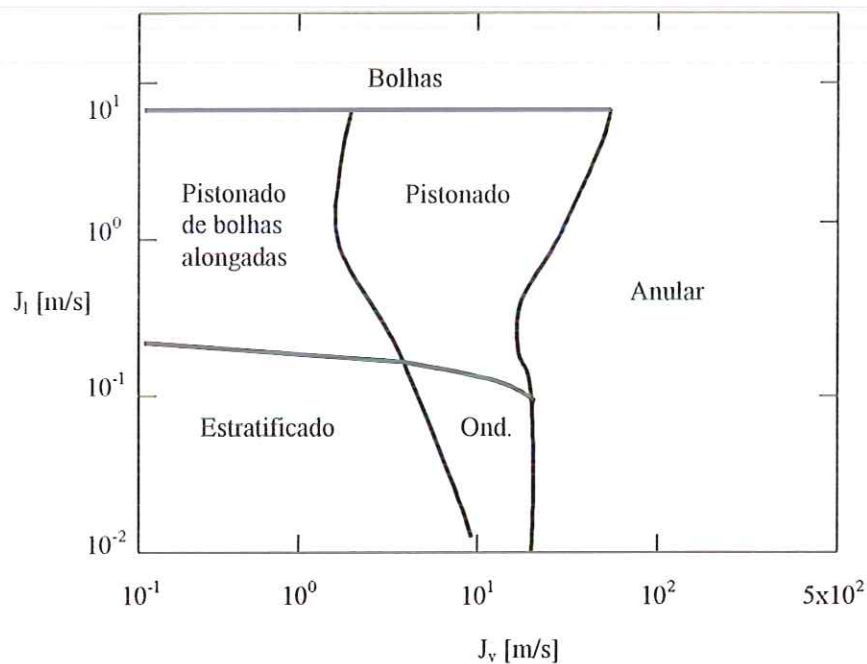


Figura 2.3 Mapa dos padrões de escoamento segundo Mandhane et al.(1974)

Dois anos depois Taitel e Dukler (1976), motivados pelas idéias do trabalho de Soliman(1971) para escoamento horizontal, propuseram um critério de transição do padrão estratificado para o padrão anular a partir dos mecanismos físicos envolvidos no fenômeno. O mapa mostrado na Fig.2.4 considera os seguintes parâmetros adimensionais:

$$X = \left[\frac{(dp/dz)_l}{(dp/dz)_v} \right]^{1/2} \tag{2.31}$$

$$Fr = \frac{G_v}{[\rho_v(\rho_l - \rho_v)Dg]^{1/2}} \tag{2.32}$$

$$T = \left[\frac{|(dp/dz)_l|}{g(\rho_l - \rho_v)} \right]^{1/2} \tag{2.33}$$

$$K = Fr \left[\frac{G_l D}{\mu_l} \right]^{1/2} = Fr Re_l^{1/2} \tag{2.34}$$

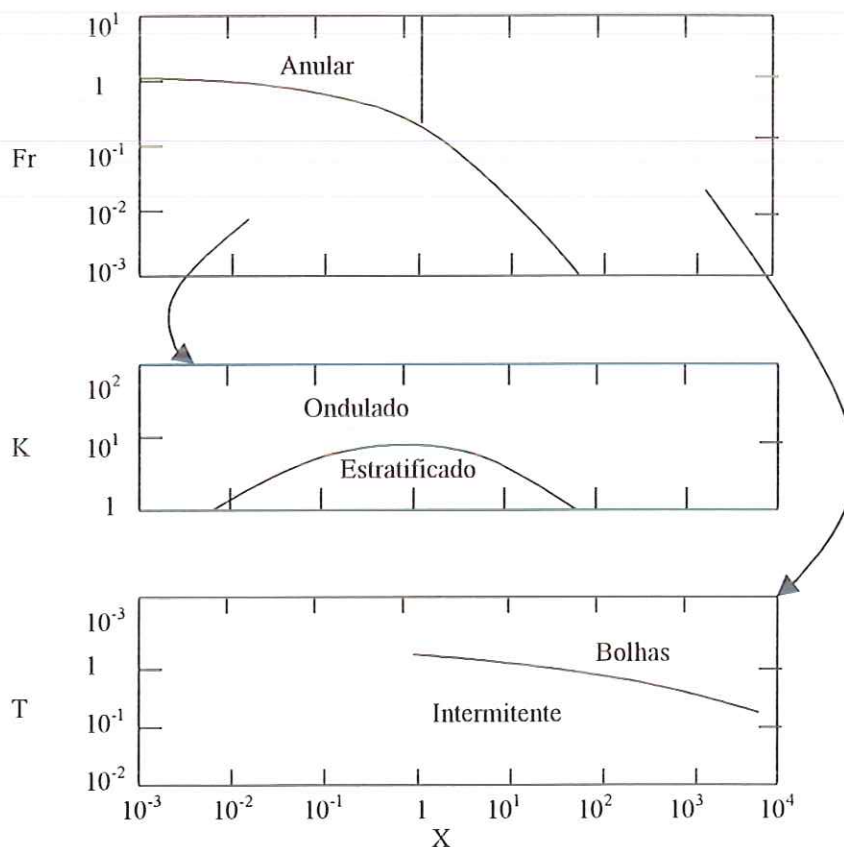


Figura 2.4 Método de Taitel e Dukler(1976) de identificação dos padrões de escoamento em tubos horizontais

E interessante notar que: X é o conhecido parâmetro de Martinelli, que o módulo de T será sempre positivo, que $(dp/dz)_l$ é o gradiente de pressão por atrito para o líquido escoando isoladamente no tubo e $(dp/dz)_v$ é o correspondente do vapor.

Barnea et al.(1983) realizaram um estudo experimental dos padrões de escoamento de misturas ar-água em tubos de vidro de dimensões reduzidas de 4 e 12,3 mm de diâmetro. Os padrões de escoamento foram determinados por observações visuais e por intermédio de uma sonda de conductância. Barnea et al. representaram os resultados em termos das velocidades superficiais. O mapa proposto guarda uma semelhança com o de Taitel e Dukler(1976). Barnea e colaboradores comentam que as forças de tensão superficial são responsáveis pelo escoamento intermitente com bolhas alongadas e reduz a possibilidade da presença do padrão estratificado na medida em que o diâmetro é reduzido.

Wambsganss et al. (1991) estudaram os padrões de escoamento bifásico e a transição em canais pequenos de seção retangular (da ordem de 19,05 x 3,18 mm) com relações de aspecto de 6 e 1/6. Foi considerado o escoamento adiabático de misturas ar-água com velocidades mássicas de 50 a 2000 kg/s m², verificando que os padrões de escoamento são controlados por forças gravitacionais e de arrasto. As primeiras dominam para velocidades reduzidas, para as quais ocorrem os padrões estratificado e ondulado. Os esforços de arrasto, entretanto, dominam a velocidades elevadas de escoamento, provocando o domínio do padrão anular. A visualização do escoamento permitiu levantar a presença dos seguintes padrões: estratificado, ondulado, pistonado com bolhas alongadas, pistonado e anular. A Fig.2.5 ilustra o mapa dos padrões de escoamento desenvolvido por Wambsganss et al. Considerando coordenadas similares às de Mandhane et al. (1974), os resultados, em geral, apresentam diferenças quantitativas. Comparando com o mapa de Damianides (1987), os resultados também apresentam algumas diferenças, sendo mais visíveis nas fronteiras de transição pistonado-estratificado e a fronteira estratificado-ondulado. É importante notar que a região de transição do padrão pistonado-anular não foi definida com precisão. Em geral, às diferenças em relação aos mapas existentes são atribuídas a efeitos provocados pela geometria e tamanho do canal.

Deve-se notar que Damianides ensaiou tubos de seção circular, ao contrario de Wambsganss et al, que testaram dutos retangulares. Wambsganss et al. também atribuíram parte destas diferenças a aspectos subjetivos na identificação dos padrões, sugerindo que, cada aplicação específica, exige uma avaliação particular da transição entre regimes.

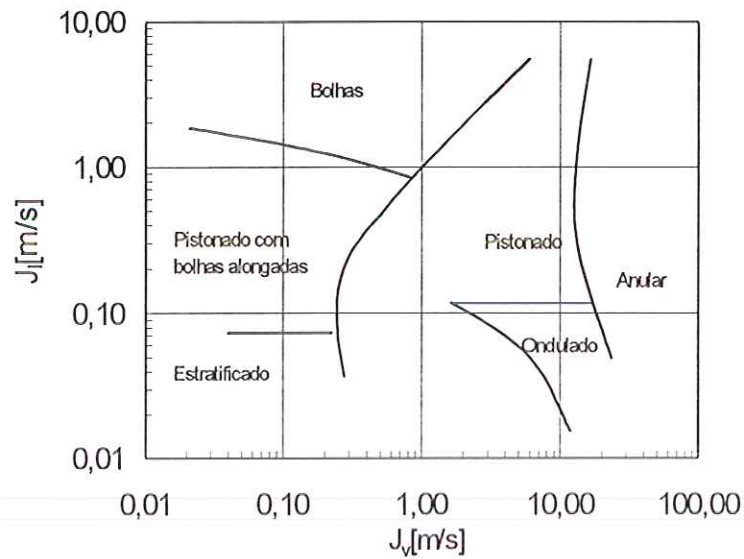


Figura 2.5 Padrões de escoamento para dutos quadrados pequenos segundo Wambsganss et al.(1991)

Galbiati e Andreini (1992) apresentaram uma modificação do modelo de transição de Taitel e Dukler (1976), incluindo os efeitos de tensão superficial na transição estratificado-anular para tubos com diâmetros reduzidos. Adotando os dados de Barnea et al. (1983), verificaram que a discrepância com o modelo de Taitel e Dukler aumenta na medida em que o diâmetro do tubo diminui. Eles constataram que a ruptura da interface líquido-vapor que define o padrão ondulado acontece para $\lambda=5,5D$, onde, λ é o comprimento de onda. Partindo do critério de estabilidade de Kelvin-Helmholtz, introduziram a seguinte relação, que permite identificar claramente os efeitos gravitacionais e de tensão superficial,

$$\frac{\rho_v J_v^2 \Phi(h_1/D)}{[\sigma(2\pi/\lambda)^2 + g(\rho_l - \rho_v)]D} \geq 1 \quad (2.35)$$

a função $\Phi = [1/(1-h_l/D)^2](\pi/4)[1-(2h_l/D-1)]^{0,5}$ é avaliada segundo Taitel e Dukler (1976) onde h_l é a altura do líquido no padrão estratificado para equilíbrio estático. Percebe-se que, para $D > 10$ mm, os efeitos de tensão superficial, $\sigma(2\pi/\lambda)^2 D$, são pequenos com relação aos gravitacionais, $g(\rho_l - \rho_v)D$. No entanto, em tubos capilares de reduzido diâmetro, as forças de tensão superficial são dominantes. Assim, é possível afirmar que os efeitos de tensão superficial dominam ao passo que os efeitos de inclinação dos dutos resultam irrelevantes.

Dobson (1994) observou os padrões de escoamento para R-134a, R-22, e uma mistura de R-32/R-125 em tubos horizontais de 3,1, 4,6 e 7,1 mm. Identificou desde padrão estratificado, a vazões reduzidas, até o disperso, a vazões elevadas. Desde o ponto de vista da transferência de calor, identificou dois grupos, os padrões com domínio da gravidade (estratificado, ondulado, ondulado anular) e os padrões com domínio do arrasto do vapor (anular e anular-disperso). Comparando seus resultados com os obtidos por Mandhane (1974), Taitel e Dukler (1976) e Soliman (1971), Dobson concluiu que os mesmos apresentaram certa consistência com relação a esses estudos. No que diz respeito à transição ondulado-anular, Dobson sugere a utilização do critério de transição de Soliman de $Fr = 7$. Um aspecto importante a notar é que Dobson realizou suas observações mediante visores de acrílico na entrada e na saída da seção de testes sem visualizar a evolução dos padrões de escoamento ao longo da seção de testes.

Nesta seção foram apresentados os estudos mais importantes de padrões de escoamento bifásico em dutos convencionais. Na atualidade existe uma extensa série de mapas, mas que não é de interesse prioritário do projeto sua discussão.

2.3.2.2 Dutos de diâmetros reduzidos

As características singulares do escoamento bifásico em tubos de diâmetro pequeno já haviam sido levantadas no trabalho de Suo e Griffith (1964) através do estudo do escoamento em tubos capilares de 1,28 e 1,59 mm. Estudando misturas de água-nitrogênio, água-ar e heptano-nitrogênio identificaram importância de dois parâmetros adimensionais, o Número de Capilaridade, definido como $Ca = \mu_v J_l / \sigma$, e a fração volumétrica do líquido $Q_l / (Q_v + Q_l)$. Assim, elaboraram um mapa de padrões

de escoamento correlacionando as transições entre os regimes pistonado, anular e de bolhas, Fig. 2.6.

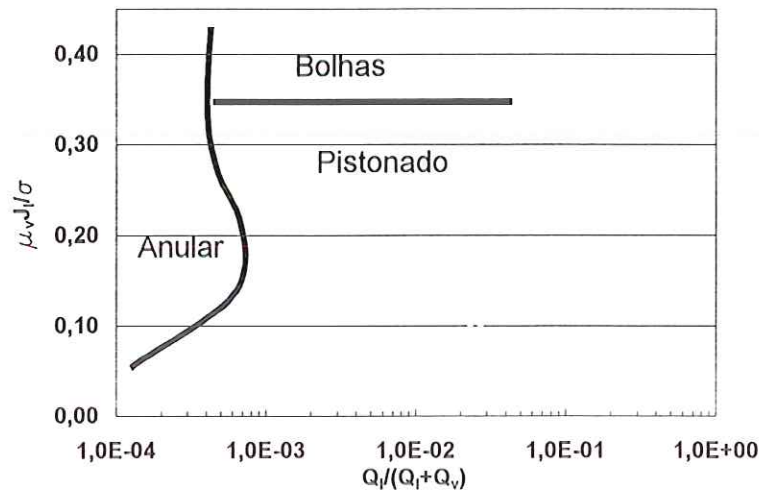


Figura 2.6 Mapa dos padrões de escoamento segundo Suo e Griffith (1964)

Damianides (1987) desenvolveu um dos mais importantes estudos do escoamento bifásico de ar-água no interior de tubos com diâmetros de 1 a 5mm. Damianides constatou que o diâmetro do tubo é uma variável significativa na determinação dos padrões de escoamento em tubos com diâmetros inferiores a 5mm. Os mapas de Damianides para tubos de 5mm e 1mm são apresentadas na Fig.2.7(a) e (b). Os resultados para 5mm de diâmetro foram adequadamente representados pelo mapa de Mandhane (1974), o que não se verificou para o tubo de 1mm de diâmetro. Damianides verificou que os mecanismos físicos envolvidos na transição diferem quando se passa de um tubo de 1mm de diâmetro para um de 5mm, destacando, ainda, que:

- A transição de padrão ondulado para anular em dutos de 3 a 5mm acontece através da atomização e deposição das gotas de líquido nas paredes do tubo. Para 1 e 2mm, o escoamento anular é originado pelos efeitos do arrasto do vapor que arrastam o líquido, molhando, assim a parede do tubo.
- A transição do padrão pistonado para “pseudo-pistonado” (padrão onde a velocidade do vapor não é suficiente para atingir o regime anular e muito elevada para manter o padrão pistonado, segundo Tripplet et al.(1999) este

padrão é definido como pistonado-anular) em toda a faixa de diâmetros considerados acontece através da inércia da fase vapor e a insuficiência do volume de líquido para promover o padrão anular.

- A transição do padrão pistonado de bolhas alongadas para o pistonado em todos os tubos considerados acontece através da aglomeração de pistões.

Damianides não conseguiu identificar efeitos da tensão superficial por ter trabalhado com números de Bond elevados. No entanto, sugerem a realização de estudos considerando misturas de refrigerante líquido-vapor que apresentam tensões superficiais sensivelmente inferiores a água-ar.

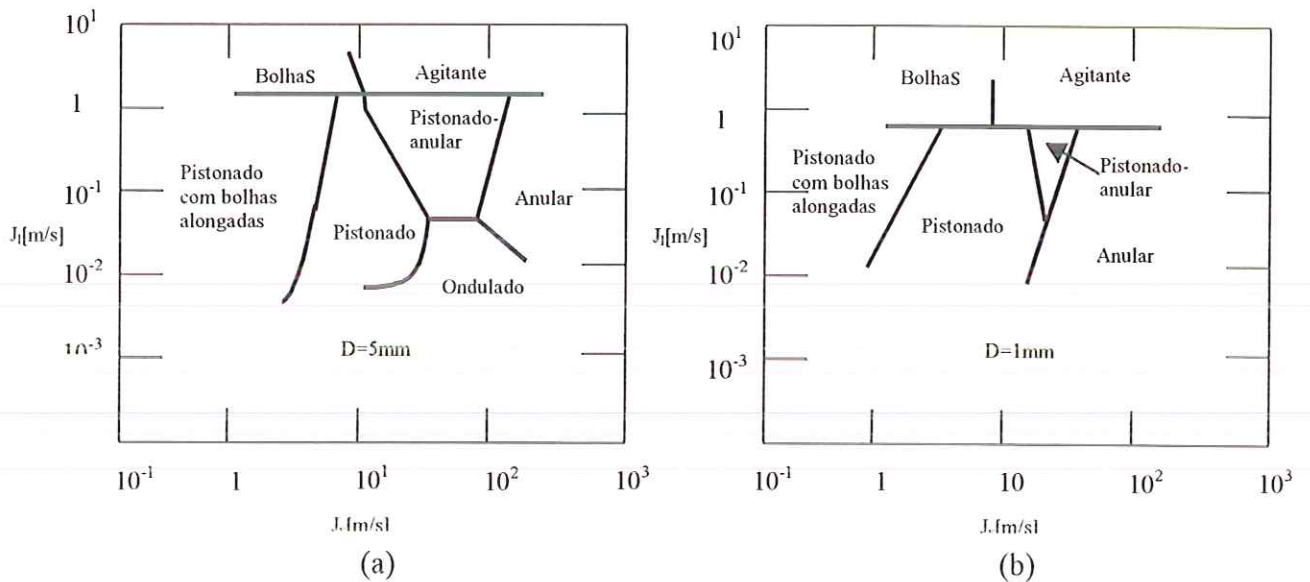


Figura 2.7 Mapas dos padrões de escoamento segundo Damianides(1987)

Triplett et al.(1999a) visualizaram recentemente os padrões de escoamento bifásico em micro canais. Consideraram misturas ar-água escoando em dutos circulares de 1,1 e 1,45 mm e dutos triangulares de diâmetro hidráulico de 1,09 e 1,49mm. A visualização foi realizada com a ajuda de uma câmara digital conectada diretamente a um computador. Os referidos autores elaboraram mapas adotando como coordenadas as velocidades superficiais do líquido e do vapor, como se mostra na Fig. 2.8.

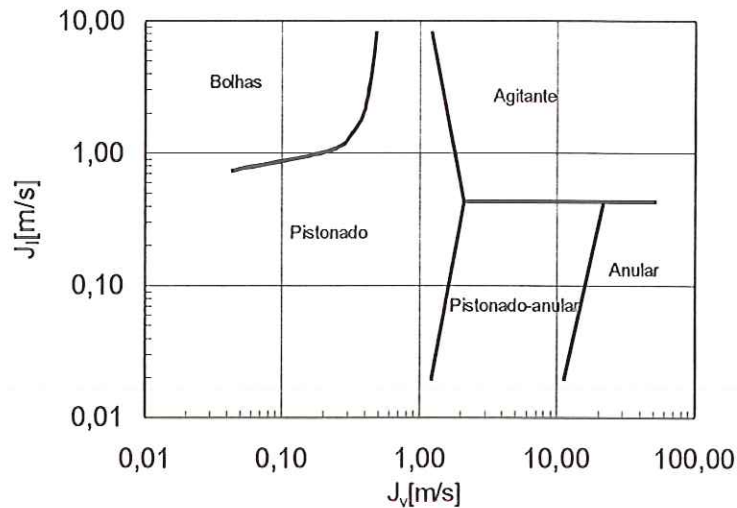


Figura 2.8 Mapa dos padrões de escoamento segundo Tripplet et al. (1999a)

Tripplet et al. identificaram a presença dos padrões de escoamento de bolhas, pistonado, pistonado com bolhas alongadas, agitante, pistonado-anular e anular. O padrão bolhas foi caracterizado a velocidades da fase líquida elevadas e velocidades da fase vapor reduzidas pela presença de bolhas de vapor não uniformes (não esféricas), em geral, muito pequenos com relação ao diâmetro. Com o incremento da fração de vazio do vapor as bolhas colapsam na parte superior do tubo formando o padrão pistonado, caracterizado por pistões de vapor. A velocidade elevada da fase líquida e com o incremento da vazão volumétrica da mistura estabeleceram o padrão agitante. Reduzindo a velocidade do líquido e incrementando a vazão volumétrica da mistura apresentam-se pistões de vapor compridos seguidos de um pequeno “slug” de líquido. Este padrão é definido como pistonado-anular, onde segmentos do tubo adotam o padrão ondulado-anular e são interrompidas por ondas solitárias de amplitudes grandes, mas que não conseguem boquear o escoamento do vapor. Com maior incremento da velocidade do vapor essas ondas solitárias desaparecem e forma-se o padrão estritamente anular. A Fig. 2.9 mostra as fotos dos distintos padrões de escoamento observados por Tripplet et al.

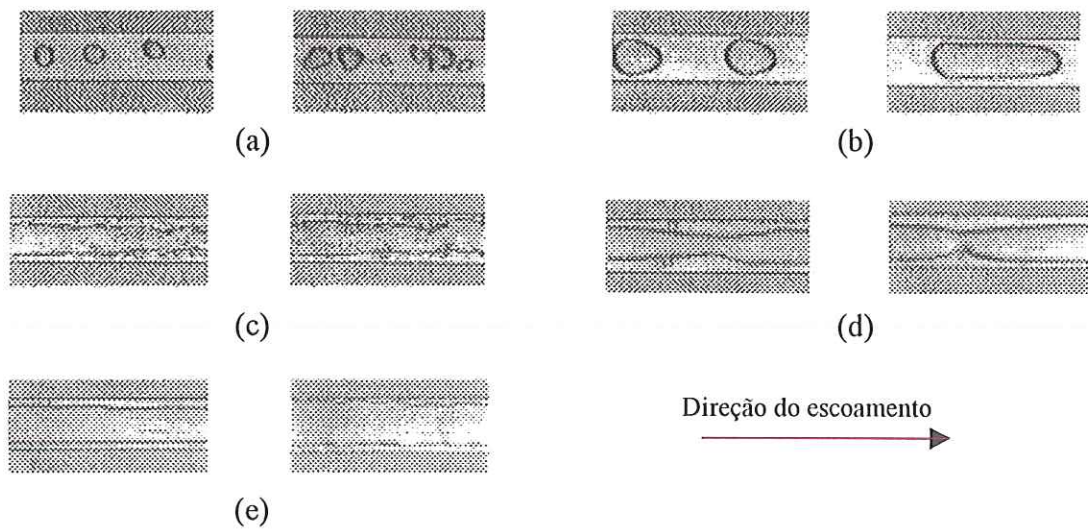


Figura 2.9 Padrões no escoamento de ar-água em dutos de 1,09mm de diâmetro segundo Triplet et al.(1999): a) bolhas, b) pistonado, c) Agitante, d) pistonado-anular, e e) anular.

Yang e Shieh (2001) estudaram as diferenças nos padrões de escoamento de ar-água e refrigerantes em tubos de 1 a 3 mm. Os resultados de ar-água mostraram consistência com relação aos estudos de Damianides (1987) e Triplet et al. (1999). No entanto, os resultados para refrigerante R-134a mostraram uma antecipação da transição pistonado-anular, precisando velocidades do vapor inferiores que em ar-água. Estes pesquisadores atribuem esta mudança às diferenças nas propriedades de transporte, concluindo que além das forças de arrasto, gravidade e de flutuação as forças de tensão superficial são determinantes em canais pequenos. Segundo Yang e Shieh as forças de tensão superficial atuam no sentido de minimizar a área da interface, de manter a forma das bolhas de vapor e de segurar o líquido que atinge a parte superior da parede do tubo (efeito de menisco). Seguindo essa análise, fluidos com tensão superficial maior demoraram mais ou precisaram velocidades da fase vapor maiores para vencer a transição pistonado-anular. Este fenômeno justificaria uma antecipação da transição pistonado-anular para o R-134a que apresenta tensões superficiais quase dez vezes inferior à água. Os mapas levantados por estes pesquisadores são apresentados na Fig.2.10 para ar-água e R-134a.

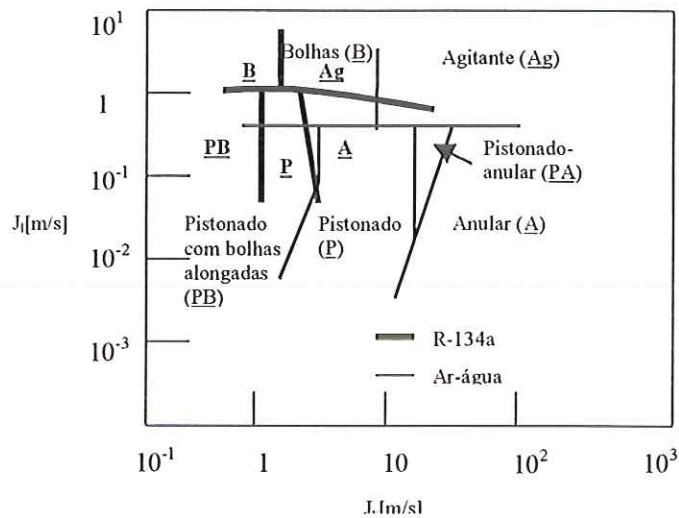


Figura 2.10 Mapas dos padrões de escoamento segundo Yang e Shieh (2001)

2.3.2.3 Discussão dos Padrões de Escoamento

A revisão bibliográfica realizada permite tirar algumas conclusões e constatar diferenças entre a teoria aplicável a tubos convencionais e sua equivalente para tubos de diâmetro reduzido. Para ilustrar estas diferenças foram superpostas os mapas de Mandhane et al. (1974), para $D > 5\text{mm}$, e o mapa de Damianides (1987), para $D = 1\text{mm}$, ambos obtidos para ar-água. A Fig.2.11 ilustra claramente as diferenças, que podem ser resumidas a seguir: i) o mapa de Damianides não apresenta o padrão estratificado como é caso do mapa de Mandhane et al.; ii) os padrões intermitentes pistonado de bolhas alongadas e pistonado predominam para a maioria das condições do mapa para micro canais, precisando velocidades superficiais inferiores que em dutos convencionais; iii) a transição pistonado-anular, para tubos convencionais, acontece a velocidades do vapor inferiores que em micro canais; iv) para uma mesma velocidade superficial de vapor, o padrão pistonado de bolhas alongadas ocorre a velocidades superficiais inferiores do líquido, apresentando o padrão pistonado intermitente em micro canais.

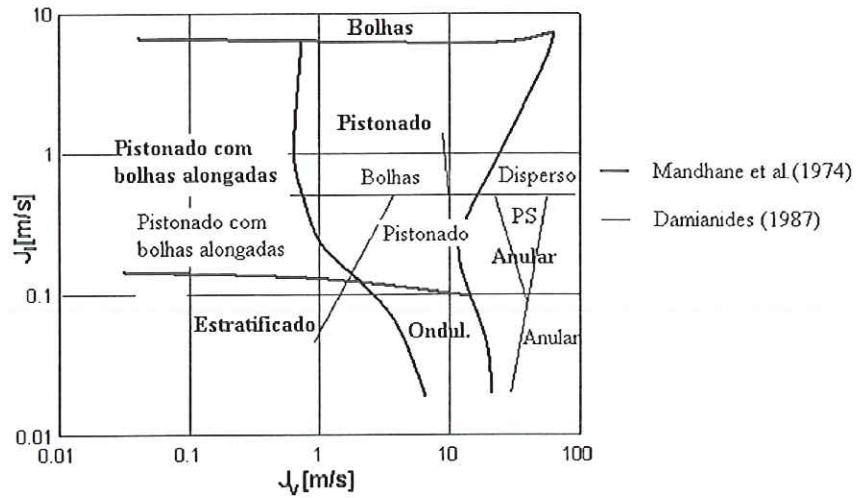


Figura 2.11 Superposição dos mapas de Mandhane et al.(1974) e Damianides (1987)

Por outro lado, comparando os resultados de Triplet et al. com o mapa de Mandhane et al. (1974), Fig.2.12, novamente, observam-se grandes diferenças tanto nas regiões dos padrões de escoamento quanto nas regiões de transição.

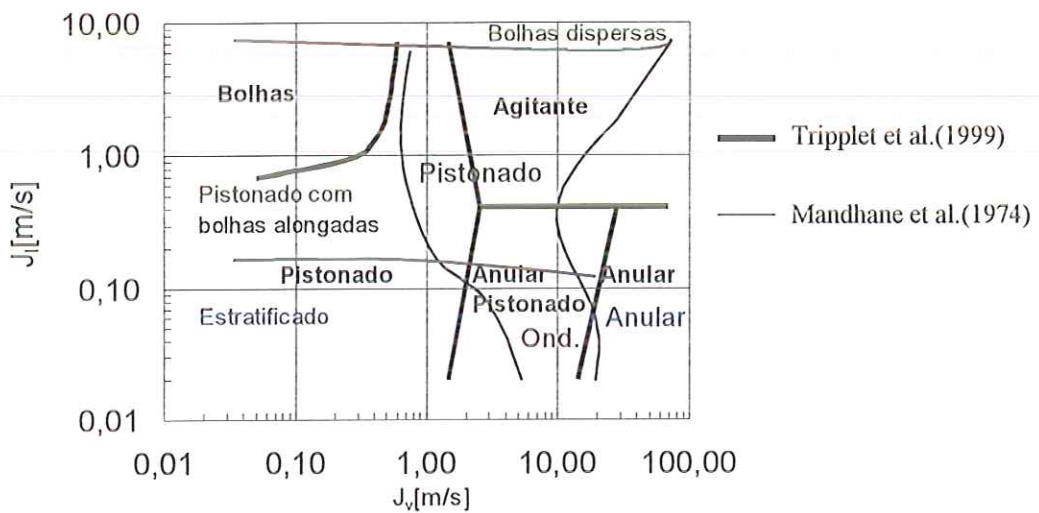


Figura 2.12 Superposição dos mapas de Mandhane et al.(1974) e Triplet et al.(1999)

A Fig.(2.12) permite confirmar o seguinte: i) a inexistência do padrão estratificado em micro canais, coincidindo com a conclusão de Damianides; ii) o domínio do padrão pistonado que poderia incluir bolhas alongadas para condições em que pistões de vapor escoem num meio de líquido a velocidades próximas à da

fase líquida; iii) a presença do padrão pistonado-anular precedendo o regime estritamente anular; segundo Tripplet et al., este padrão apresenta natureza de anular com a presença intermitente de ondas de grande amplitude.

As observações anteriores permitem concluir que não é adequado o uso dos mapas obtidos a partir de dutos convencionais a problemas envolvendo dutos de reduzidas dimensões. Por outro lado é importante anotar que em micro canais tornam-se importantes as forças de tensão superficial que agem como um mecanismo de molhagem da parede e reduzindo a área na interface. Estas forças alteram a presença da transição pistonado-anular e pistonado-bolhas, como mostraram Yang e Shieh (2001). Com essas considerações, e sendo que a presente pesquisa não tratou a identificação dos padrões de escoamento, os mapas de Damianides (1987), Tripplet et al. (1999a) e Yang e Shieh(2001) serão considerados como referência nas discussões que serão feitas mais adiante.

2.3.3 Queda de pressão

A queda de pressão está associada a efeitos de atrito, de aceleração e gravitacionais no escoamento. Para avaliar cada um destes parâmetros será considerada a configuração simplificada do escoamento bifásico num elemento de duto, conforme a Fig.2.13. Por considerar escoamento em dutos horizontais efeitos de gravidade são desprezados. Realizando balanços de quantidade de movimento nas fases vapor e líquido e somando ambas equações, a equação da quantidade de movimento para a mistura resulta igual a:

$$-Adp - (F_l + F_v) = d(m_l U_l + m_v U_v) \quad (2.36)$$

ou seja,

$$\left(-\frac{dp}{dz}\right) = \frac{F_l + F_v}{Adz} + \frac{1}{A} \frac{d}{dz}(m_l U_l + m_v U_v) = \left(\frac{dp}{dz}\right)_{\text{atrito}} + \left(\frac{dp}{dz}\right)_{\text{aceleração}} \quad (2.37)$$

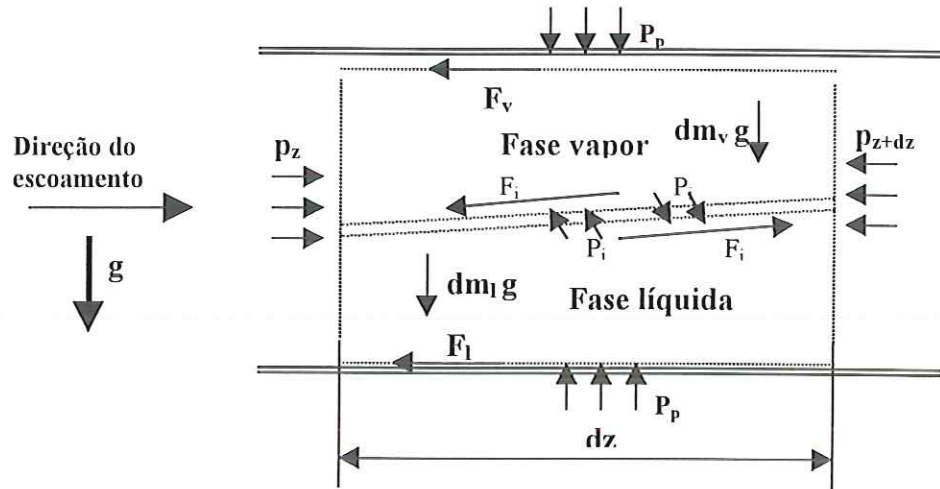


Figura 2.13 Esquema do elemento de duto adotando o modelo simplificado das fases separadas no escoamento bifásico

O efeito da *aceleração* pode ser transformado como se indica a seguir,

$$\left(-\frac{dp}{dz}\right)_{aceleração} = \frac{1}{A} \frac{d}{dz} (m_l U_l + m_v U_v) = G^2 \frac{d}{dz} \left[\frac{x^2}{\rho_v \alpha} + \frac{(1-x)^2}{\rho_l (1-\alpha)} \right] \quad (2.38)$$

integrando entre duas seções, de entrada e saída,

$$-\Delta p_{aceleração} = G^2 \left\{ \left[\frac{x_s^2}{\rho_v \alpha_s} + \frac{(1-x_s)^2}{\rho_l (1-\alpha_s)} \right] - \left[\frac{x_e^2}{\rho_v \alpha_e} + \frac{(1-x_e)^2}{\rho_l (1-\alpha_e)} \right] \right\} \quad (2.39)$$

Para avaliar o efeito do *atrito*, a introdução dos multiplicadores bifásicos, ϕ^2 , é uma tentativa de relacionar tal efeito em escoamento bifásico àquele em escoamento monofásico. A pesquisa de Lockhart e Martinelli(1949) tem importância histórica por ser o primeiro trabalho que apresentou uma abordagem sistemática da queda de pressão associada ao atrito para escoamento bifásico, definindo multiplicadores bifásicos como:

$$\phi_v^2 = \frac{(dp/dz)}{(dp/dz)_v} \text{ e } \phi_l^2 = \frac{(dp/dz)}{(dp/dz)_l} \quad (2.40)$$

$$\phi_{vo}^2 = \frac{(dp/dz)}{(dp/dz)_{vo}} \text{ e } \phi_{lo}^2 = \frac{(dp/dz)}{(dp/dz)_{lo}} \quad (2.41)$$

onde, (dp/dz) é a queda de pressão da mistura bifásica, $(dp/dz)_v$ e $(dp/dz)_l$ são os gradientes de pressão caso o vapor ou o líquido da mistura escoassem isoladamente no mesmo duto. $(dp/dz)_{vo}$ e $(dp/dz)_{lo}$ são os gradientes que ocorreriam caso a mistura bifásica escoasse como vapor ou como líquido no mesmo duto. Lockhart e Martinelli sugeriram que quaisquer dos multiplicadores bifásicos dependem da relação entre as quedas de pressão do líquido e do vapor. Adotando uma correlação do tipo Blasius para o coeficiente de atrito monofásico, a relação, conhecida como o parâmetro de Lockhart-Martinelli, X^2 , é dado por,

$$X^2 = \frac{\left(\frac{dp}{dz}\right)_l}{\left(\frac{dp}{dz}\right)_v} = \frac{2 \frac{C_{f_l}}{\text{Re}_l^{n_l}} \frac{G^2(1-x)^2}{\rho_l D}}{2 \frac{C_{f_v}}{\text{Re}_v^{n_v}} \frac{G^2 x^2}{\rho_v D}} = \frac{C_{f_l} \mu_l^{n_l} \rho_v (1-x)^{2-n_l}}{C_{f_v} \mu_v^{n_v} \rho_l x^{2-n_v}} \quad (2.42)$$

os coeficientes, $(C_f)_l$, $(C_f)_v$, n_l , e n_v dependeram da natureza do escoamento das fases líquida e vapor escoando isoladamente no tubo. Assim, para regime laminar $C_f=16$ e $n=1$, e para regime turbulento $C_f=0,079$ e $n=0,25$. Segundo estas considerações, o parâmetro de Martinelli resulta,

$$X_{tt} = \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0,5} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v}\right)^{0,125} \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0,875} \quad (2.43)$$

$$X_{ll} = 12,658 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0,5} \left(\frac{1-x}{x}\right) \frac{\text{Re}_v^{0,125}}{\text{Re}_l^{0,5}} \quad (2.44)$$

$$X_{vl} = \frac{1}{12,658} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0,5} \left(\frac{1-x}{x}\right) \frac{\text{Re}_v^{0,5}}{\text{Re}_l^{0,125}} \quad (2.45)$$

$$X_{ll} = \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0,5} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v}\right)^{0,5} \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0,5} \quad (2.46)$$

O passo seguinte é obter uma relação entre X e os multiplicadores bifásicos ϕ^2 . Lockhart e Martinelli, utilizando dados experimentais apresentaram gráficos que relacionam esses parâmetros. Posteriormente, Chisholm (1968) apresentou correlações simples, com a seguinte forma,

$$\phi_l^2 = 1 + \frac{C}{X} + \frac{1}{X^2} \quad (2.47)$$

e

$$\phi_v^2 = 1 + CX + CX^2 \quad (2.48)$$

A Tabela 2.6 apresenta os valores da constante C para os distintos regimes de escoamento.

Tabela 2.6 Tipos de escoamento segundo Lockhart e Martinelli

Parâmetro de Martinelli	Regime do líquido	Regime do vapor	C
X_{ll}	Turbulento	Turbulento	20
X_{lt}	Laminar	Turbulento	12
X_{tl}	Turbulento	Laminar	10
X_{tt}	Laminar	Laminar	5

Posteriormente, alguns pesquisadores verificaram que o multiplicador bifásico é sistematicamente dependente da vazão do escoamento. No entanto, a abordagem de Lockhart e Martinelli continua sendo utilizada para avaliar o efeito do atrito na queda de pressão.

A literatura apresenta diversos estudos referidos a queda de pressão em escoamento bifásico, em geral baseados na teoria dos multiplicadores bifásicos. Dignos de nota são os de Chisholm (1973), Jung e Radermacher (1989), Friedel (1979), Panek (1992), Souza e Pimenta (1995) e Akers et al.(1959).

Friedel(1979) desenvolveu uma correlação para escoamento bifásico horizontal e vertical em tubos circulares, baseado num banco de dados de 25000 pontos (3% dos quais foram obtidas para canais retangulares). Aplicando o princípio dos multiplicadores bifásicos, define-se uma função para ϕ_{lo}^2 , que depende da velocidade mássica, do título e as propriedades do fluido. Por outro lado, Friedel considera efeitos de inércia, gravitacionais e de tensão superficial através dos

números de Froude e Weber. A equação do multiplicador ϕ_{lo}^2 , proposta por Friedel é a seguinte,

$$\phi_{lo}^2 = E + \frac{3,24FH}{Fr^{0,045} We^{0,035}} \quad (2.49)$$

onde,

$$E = (1-x)^2 + x^2 \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right) \left(\frac{f_{vo}}{f_{lo}} \right), \quad F = x^{0,78} (1-x)^{0,24}, \quad H = \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0,91} \left(\frac{\mu_v}{\mu_l} \right)^{0,19} \left(1 - \frac{\mu_v}{\mu_l} \right)^{0,7}$$

$$Fr = \frac{G^2 [x/\rho_v + (1-x)/\rho_l]^2}{gD}, \quad We = \frac{G^2 D [x/\rho_v + (1-x)/\rho_l]}{\sigma}$$

Estudando a evaporação dos refrigerantes R-134a e R-12 em dutos horizontais, Souza et al. (1992) sugeriram uma correlação para avaliar a queda de pressão por atrito utilizando o parâmetro de Lockhart-Martinelli e o número de Froude. Assim,

$$\left(-\frac{dp}{dz} \right) = 2 \frac{C_f (1-x)^2 G^2}{\rho_l D} \phi_l^2 \quad (2.50)$$

considerando a relação de Blasius, $C_f = 0,0791 Re_l^{-0,25}$, e $\phi_l^2 = (1,376 + c_1/X_{tt}^{c_2})(1-x)^{1,75}$, onde, $c_1 = 4,172 + 5,48 Fr_l - 1,564 Fr_l^2$ e $c_2 = 1,773 - 0,169 Fr_l$ para $0 < Fr_l < 0,7$, e $c_1 = 7,242$, $c_2 = 1,655$ para $Fr_l > 0,7$. Posteriormente, Souza e Pimenta (1995) desenvolvem outro multiplicador bifásico adotando o parâmetro, Γ , que depende das propriedades físicas do fluido. Esse multiplicador bifásico está definido como,

$$\phi_{lo}^2 = 1 + (\Gamma^2 - 1) x^{1,75} (1 + 0,9524 \Gamma X_{tt}^{0,4126}) \quad (2.51)$$

onde,

$$\Gamma = \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0,5} \left(\frac{\mu_v}{\mu_l} \right)^{0,125}$$

Wambsganss et al. (1992) estudaram a queda de pressão de misturas ar-água em dutos retangulares de 19,05 x 3,18 mm para velocidades mássicas de 50 a 2000 kg/sm². Os resultados para $G < 300$ kg/sm² apresentam um significativo efeito da velocidade mássica do escoamento no multiplicador bifásico, ao contrário dos resultados para $G > 300$ kg/sm² que apresentam um efeito não significativo. Estes pesquisadores não apresentam uma justificativa física desse comportamento. No entanto pode-se afirmar que estas diferenças estão ligadas às diferenças nos padrões de escoamento, a velocidades mássicas reduzidas existe o domínio dos padrões estratificado e ondulado e a maiores velocidades os padrões intermitente e anular. Os resultados de Wambsganss et al. apresentaram diferenças da ordem de 20 a 70 % com a correlação de Chisholm (1973) e de 49% a 700 % com o modelo de Friedel (1979). Consequentemente, utilizando o conceito dos multiplicadores bifásicos, Wambsganss et al. sugeriram outra correlação, resultante da modificação do coeficiente C da equação de Chisholm, Eqs. (2.47) e (2.48), definida como,

$$C = f(X, Re_{l0}) = aX^b \quad (2.52)$$

sendo, $a = -2,44 + 0,00939Re_{l0}$ e $b = -0,938 + 0,00432Re_{l0}$. Esta relação é válida para $Re_{l0} < 2200$ e $X < 1$ (Parâmetro de Martinelli definido por Eq.(2.44)). Segundo Wambsganss et al. a equação de Chisholm original pode ser utilizada para velocidades mássicas elevadas, $G > 200$ kg/sm², com uma precisão de aproximadamente 20%.

2.3.3.1 Estudos específicos de micro canais

Nos últimos anos, alguns trabalhos têm estudado a perda de carga considerado escoamento bifásico em micro canais, tais como Yang e Webb (1996), Vardhan e Dunn (1997), Triplett et al.(1999) e Chen et al.(2001).

Yang e Webb (1996) elaboraram um estudo teórico e experimental da queda de pressão para condensação em lâminas com micro canais extrudados de $D_h = 1,56$ a 2,64 mm e superfície lisa e ranhurada. Como era de esperar, as quedas de pressão nas superfícies ranhuradas resultaram superiores às lisas. O gradiente de pressão

apresentou tendências de se elevar com a velocidade mássica e o título. Yang e Webb sugerem a utilização do conceito de velocidade mássica equivalente de Akers et al.(1959), correlacionando seus resultados com uma precisão de $\pm 20\%$, tanto para micro canais lisos quanto micro canais ranhurados. Esta abordagem pode ser caracterizada da maneira seguinte:

$$\Delta p = C_{f_{eq}} \frac{2G_{eq}^2 L}{\rho_l D_h} \quad (2.53)$$

onde, $\frac{C_{f_{eq}}}{C_{f_l}} = 0,435 Re_{eq}^{0,12}$, $Re_{eq} = \frac{G_{eq} D_h}{\mu_l}$, $G_{eq} = G \left[(1-x) + x \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{1/2} \right]$, e $(C_f)_l$ é

obtida da Eq.(2.17) para canais lisos, e Eq.(2.18) para canais ranhurados. Por outro lado, tais autores sugerem que os efeitos de tensão superficial podem ser desprezados nos canais lisos. Em canais ranhurados a tensão superficial é mais evidente, no entanto, eles afirmam que não são muito significativos na avaliação da queda de pressão.

Triplett et al.(1999), simultaneamente ao trabalho de visualização de escoamento bifásico, estudaram a fração de vazio e a queda de pressão em canais transparentes de $D_h=1,09$ a $1,49$ mm. Eles elaboraram um modelo unidimensional para avaliar a queda de pressão na seção de ensaios, tendo utilizado os modelos de Friedel (1979), Chisholm (1973) e o modelo homogêneo. Para os padrões pistonado de bolhas alongadas e pistonado o modelo homogêneo apresentou melhores resultados. No entanto, para o padrão anular todas as correlações proporcionaram valores significativamente superiores aos experimentais. Considerando escoamento adiabático, o modelo homogêneo apresentou menores diferenças com relação aos resultados experimentais de Triplett et al., embora apresente reduzida precisão para o padrão anular. Triplett et al. sugeriram a continuação dos estudos experimentais e analíticos para este tipo de padrão.

Chen et al. (2001) apresentaram correlações modificadas das utilizadas em tubos convencionais considerando dados de perda de carga para tubos de 1 a 9 mm. Estes pesquisadores estudaram misturas ar-água para velocidades mássicas de 50 a 3000 kg/sm^2 e R-410A na faixa de 50 a 600 kg/sm^2 . Os resultados apresentados por

Chen et al. mostram que as correlações de Chisholm e de Friedel não correlacionam os resultados para canais pequenos. Por outro lado, o modelo homogêneo apresentou melhores resultados, no entanto, para títulos e vazões elevadas apresentou valores superiores para misturas ar-água e inferiores para o R-410A. Esta mudança de comportamento está ligada principalmente às diferenças em algumas propriedades termodinâmicas e de transporte, como densidade, viscosidade e tensão superficial. Segundo Chen et al. estas diferenças estão associadas exclusivamente à tensão superficial que tornam-se importantes em diâmetros pequenos. Assim estes pesquisadores apresentam correlações empíricas modificadas por um fator que inclui efeitos de tensão superficial através do número de Bond e número de Weber. Para o modelo homogêneo define-se a equação,

$$\frac{dp}{dz} = \left(\frac{dp}{dz} \right)_h \Omega_h \quad (2.54)$$

onde,

$$\Omega_h = 1 + (0,2 - 0,9e^{-Bd}) \quad \text{para } Bd < 2,5$$

$$\Omega_h = 1 + (We^{0,2} / e^{-Bd^{0,3}}) - 0,9e^{-Bd} \quad \text{para } Bd < 2,5$$

e para o modelo de Friedel, a relação,

$$\frac{dp}{dz} = \left(\frac{dp}{dz} \right)_{Friedel} \Omega_{Friedel} \quad (2.55)$$

onde,

$$\Omega_{Friedel} = \frac{0,0333 Re_{lo}^{0,45}}{Re_v^{0,09} (1 + 0,4e^{-Bd})} \quad \text{para } Bd < 2,5$$

$$\Omega_{Friedel} = \frac{We^{0,2}}{2,5 + 0,06Bd} \quad \text{para } Bd < 2,5$$

2.3.3.2 Efeito do óleo na queda de pressão

A maioria dos estudos e correlações para avaliar a queda de pressão por atrito consideram refrigerantes puros. São poucos os que consideram o efeito do óleo de lubrificação em mistura com o refrigerante. Misturas de refrigerante/óleo são comuns em sistemas frigoríficos de compressão de vapor. Adicionando óleo ao refrigerante, suas propriedades mudam, afetando a queda de pressão, mesmo durante o escoamento bifásico. Em geral, a presença do óleo incrementa a viscosidade e a tensão superficial do refrigerante líquido. Este aumento pode afetar desde o padrão de escoamento, a queda de pressão e a transferência de calor.

Na literatura não foram encontrados estudos referidos à perda de carga em escoamento bifásico de misturas refrigerante-óleo no interior de micro canais. Entre os estudos realizados para tubos convencionais pode-se mencionar a Tichy et al. (1985), Souza et al.(1992), Hinde et al.(1992) e Shao e Granryd (1995). Tichy et al. sugerem multiplicar a correlação válida para refrigerantes puros, Δp_{puro} , por uma função dependente da concentração de óleo, ω . No caso da condensação eles sugerem uma função linear e para evaporação uma função polinomial quadrática. Eles adotaram a correlação de Lockhardt e Martinelli (1949) para refrigerante puro. As correlações de Tichy et al. apresentam a forma seguinte:

$$\Delta p_{\text{mistura}} = \Delta p_{\text{puro}} (0,828 + \omega) \quad ; \text{ para condensação} \quad (2.56)$$

$$\Delta p_{\text{mistura}} = \Delta p_{\text{puro}} (1 + 41,3\omega - 479\omega^2) \quad ; \text{ para evaporação} \quad (2.57)$$

Posteriormente, Schlager et al.(1990) correlacionaram resultados experimentais segundo a equação Tichy et al., propondo a seguinte expressão:

$$\Delta p_{\text{mistura}} = \Delta p_{\text{puro}} (0,99 - 25,4\omega + 361\omega^2) \quad (2.58)$$

Souza et al.(1992), utilizando a metodologia de Tichy et al., correlacionaram resultados de evaporação de misturas R-134a com óleo sintético (PAG 0332, PAG 0354 e Ester), e de R-12 com óleo mineral (3GS e 4GS). Eles ensaiaram um tubo de 10,9mm para uma temperatura de saturação de 5 °C, velocidades mássicas entre 100

e 500 kg/s m^2 , título do vapor entre 0,2 e 0,6, e um fluxo de calor entre 5 e 30 kW/m^2 . Com um desvio médio de 3,6%, eles sugerem a seguinte correlação:

$$\Delta p_{\text{mistura}} = \Delta p_{\text{puro}} (1 + 12,4\omega - 110,8\omega^2) \quad (2.59)$$

Entre os estudos específicos para condensação, pode-se mencionar o de Hinde et al.(1992), que apresenta resultados para misturas de R-12 e R-134 com óleos do tipo POE (ésteres poliólicos). Testando tubos de 4,6 mm de diâmetro e concentrações de 1,2% e 5%, eles verificam que o incremento de óleo aumenta a queda de pressão significativamente para títulos elevados e moderadamente para títulos reduzidos. Comportamento que, segundo eles, é consistente, uma vez que, a concentração de óleo na fase líquida tende a ser maior a títulos elevados. No entanto, é importante notar que algumas regiões dos gráficos comparativos da queda de pressão envolvendo concentração de óleo mostram certa inconsistência, uma vez que se verifica uma pequena de redução para títulos elevados. Segundo Hinde et al. este comportamento é justificado pelas incertezas de medida.

Shao e Granryd (1995) estudaram a queda de pressão e a transferência de calor de misturas de refrigerante R-134a e óleo em processos de condensação. Eles consideraram temperaturas de saturação de 30 e $40 \text{ }^\circ\text{C}$, velocidades mássicas de 120 a 290 kg/sm^2 , fluxo de calor de 3,2 a $7,6 \text{ kW/m}^2$ e concentrações de óleo em massa de 1 e 5,1%. Shao e Granryd concluem que a análise da transferência de calor em misturas refrigerante-óleo dependem em grande medida da definição da temperatura de saturação. Desde o ponto de vista prático esta temperatura de saturação pode ser definida considerando refrigerante puro. Em termos de perda de carga os resultados de Shao e Granryd apresentaram um acréscimo de 20% com relação aos resultados para refrigerante puro. Eles atribuem este comportamento à influencia do óleo nas propriedades do refrigerante líquido sem precisar especificamente como.

2.3.4 Coeficiente de transferência de calor

Como foi ressaltado na seção 2.3.2, os padrões de escoamento influenciam os mecanismos de transferência de calor, uma vez que caracterizam a topologia do escoamento e da interface líquido-vapor. Nesse sentido, na condensação em tubos convencionais pode-se identificar dois efeitos importantes: os gravitacionais, no caso dos padrões estratificado e ondulado, e os de arrasto, no caso do padrão anular. Na atualidade não existe uma teoria clara dos mecanismos de transferência de calor para condensação em micro canais, no entanto, os poucos estudos disponíveis sugerem que, além das forças gravitacionais e de arrasto, as forças de tensão superficial podem cobrar importância. A literatura apresenta alguns modelos semi-empíricos ou obtidos a partir de bases teóricas e vários estudos empíricos para determinar o coeficiente de transferência de calor na condensação. Os trabalhos levantados na literatura, a maioria tratando de canais convencionais, podem ser divididos em dois grupos: a) aqueles com domínio dos efeitos gravitacionais, e b) os de domínio do arrasto na interface. A seguir são apresentados os estudos mais representativos envolvendo dutos convencionais e dando uma atenção especial aqueles referidos a micro canais.

2.3.4.1 Modelos com domínio dos efeitos de gravidade – padrão estratificado

Este tipo de modelo, em geral, assume a presença de vapor a baixa velocidade, de forma que os esforços de arrasto que atuam na interface são reduzidos e comparáveis aos gravitacionais. Os padrões de escoamento em que predominam os efeitos de gravidade são o estratificado, ondulado e algumas regiões do padrão pistonado.

A velocidades reduzidas do vapor, as forças gravitacionais atuam sobre o líquido condensado, formado nas paredes do tubo, fazendo que este escorregue pelas paredes e se acumule na parte inferior do tubo. As forças de gravidade no filme de líquido são superiores às forças de arrasto do vapor que tentam empurrar o líquido condensado na direção do escoamento. O filme de líquido apresentará uma espessura maior na medida em que escorre à parte inferior do tubo. Uma forma de abordar o problema é, assumir que o mecanismo principal de transferência de calor

apresenta-se no filme de líquido, mostrado esquematicamente na Fig.(2.14), e é similar à condensação externa mediante filme de líquido. Neste caso, apresenta-se o mecanismo de condução através do filme de líquido como principal mecanismo de transferência de calor.

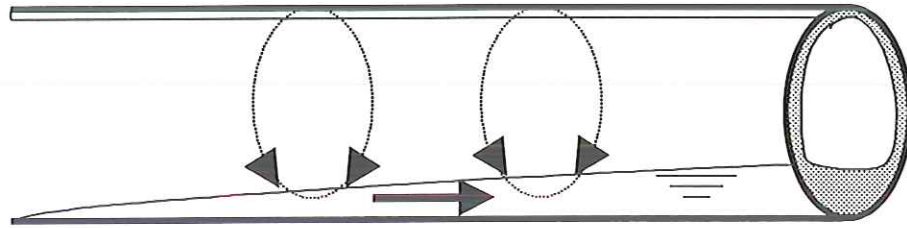


Figura 2.14 Idealização do processo de condensação em padrão estratificado

Nusselt desenvolveu uma solução analítica para a condensação numa placa vertical através de uma película de líquido escoando em regime laminar, adotando algumas simplificações e resolvendo as equações de conservação de massa, quantidade de movimento e energia. Segundo Collier e Thome (1996), a solução de Nusselt para o coeficiente de transferência de calor médio para um comprimento de tubo L, pode ser expressa por:

$$h_{Nusselt} = 0,943 \left[\frac{k_l^3 \rho_l (\rho_l - \rho_v) g i_{lv}}{\mu_l (T_{sat} - T_p) L} \right]^{1/4} \quad (2.60)$$

A Eq.(2.60) representa o ponto de partida para o entendimento dos mecanismos de transferência de calor da condensação com domínio dos efeitos gravitacionais. Desde a análise de Nusselt, válida estritamente para condensação numa placa plana através de uma película de líquido, a teoria foi refinada por vários pesquisadores e aplicada à condensação no interior de tubos considerando que a espessura do filme de líquido é significativamente inferior ao diâmetro do tubo. Assim, a condensação em tubos horizontais, esquematizada na Fig.2.14, foi estudada por Chato (1962). Ele obteve dados experimentais para condensação de R-113, concentrando-se no padrão estratificado, com velocidades do vapor reduzidas. Desenvolveu, assim, uma correlação para o filme condensado similar à de Chen (1962), obtida para condensação externa em cilindros horizontais. A seguir, aplicou

esta solução à região do tubo onde a condensação por filme de líquido prevalece. Para avaliar a altura do líquido inundado desenvolveu um modelo baseado na hidráulica de canais abertos. Tanto a análise teórica quanto os resultados experimentais mostraram que a altura mantinha-se relativamente constante. Isto permitiu desenvolver uma solução analítica para tubos horizontais e tubos inclinados, consistindo na correção da correlação de Nusselt, desprezando, assim, os efeitos de arrasto do vapor na interface. A correlação proposta por Chato para o coeficiente de transferência de calor médio extensivo à superfície do tubo é dada pela seguinte equação:

$$h = 0,77h_{\text{Nusselt}} \quad (2.61)$$

Chato recomenda a utilização da Eq.(2.61) para $Re_v < 35000$. Para Reynolds maiores o filme de líquido poderia se tornar turbulento.

Jaster e Kosky (1976) realizaram uma pesquisa teórico/experimental para a condensação em tubos horizontais propondo uma correlação similar à de Chato para padrão estratificado. Estabeleceram a relação de esforços de arrasto e gravitacionais para definir o padrão de escoamento, expresso da forma seguinte,

$$F = \frac{\tau_p}{\rho_l g \delta} \quad (2.62)$$

onde τ_p e δ são os esforços de cisalhamento na parede e a espessura do filme de líquido. Quando $F < 5$ o escoamento resulta estratificado. Para considerar a variação da altura do líquido condensado, eles substituíram a constante da correlação de Chato por uma função da fração de vazio. O coeficiente de transferência de calor para escoamento estratificado pode ser expresso da forma seguinte:

$$h = \alpha^{3/4} h_{\text{Nusselt}} \quad (2.63)$$

onde, a fração de vazio, α , é avaliada mediante a expressão de Zivi (1964),

$$\alpha = \left[1 + \frac{1-x}{x} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{2/3} \right]^{-1} \quad (2.64)$$

Rosson e Myers(1965) realizaram um trabalho experimental caracterizando padrão intermitente com aquele que inclui os padrões estratificado, ondulado, e pistonado. Eles consideraram separadamente as regiões do filme de líquido e a região inundada. Eles mediram a variação do coeficiente de transferência de calor ao longo do perímetro do tubo, verificando que o mesmo diminui desde a geratriz superior até a parte inferior do tubo. Eles consideram o efeito do arrasto na região do filme de líquido através do número de Reynolds do vapor, Re_v , resultando:

$$h_{sup} = 0,31 Re_v^{0,12} \left[\frac{k_l^3 \rho_l (\rho_l - \rho_v) g i_{lv}}{\mu_l (T_{sat} - T_p) D} \right]^{1/4} \quad (2.65)$$

Na região inundada, eles consideraram transferência de calor convectiva mediante a seguinte correlação para o coeficiente de transferência de calor:

$$h_{inf} = \frac{\phi k_l \sqrt{8 Re_l}}{5D \left[1 + \frac{\ln(1 + 5 Pr_l)}{Pr_l} \right]} \quad (2.66)$$

onde,

$$\phi_l^2 = 1 + \frac{1}{X_{lt}} + \frac{12}{X_{lt}^2} \quad (2.67)$$

A região onde atua cada mecanismo de transferência de calor é caracterizada pelo parâmetro β , que representa a fração do perímetro do tubo onde ocorre a condensação em película. Os valores recomendados para β são:

$$\beta = Re_v^{0,1} \text{ para } \frac{Re_v^{0,6} Re_l^{0,5}}{Ga} < 6,4 \cdot 10^{-5} \quad (2.68)$$

$$\beta = \frac{1,74 \cdot 10^{-5} Ga}{\sqrt{Re_v Re_l}} \text{ para } \frac{Re_v^{0,6} Re_l^{0,5}}{Ga} > 6,4 \cdot 10^{-5} \quad (2.69)$$

O coeficiente de transferência de calor médio na seção resulta igual a:

$$h = \beta h_{sup} + (1 - \beta) h_{inf} \quad (2.70)$$

2.3.4.2 Modelos com domínio do arrasto na interface – padrão anular

Para vazões e velocidades da fase vapor elevadas, as forças na interface resultam mais importantes que as forças gravitacionais, o líquido na base do tubo é redistribuído por efeito do vapor, resultando o escoamento anular. Na medida em que o vapor atinge velocidades maiores, o arrasto na interface líquido-vapor aumenta, diminuindo a espessura do filme de líquido, incrementando, assim, o mecanismo de transferência de calor por condução. No entanto, o estudo analítico do padrão anular pode resultar muito complexo por aspectos como: a possível ocorrência de instabilidades e rugosidades na interface, turbulência no filme de líquido, a presença de gotas de líquido na região do vapor pode resultar significativa, a formação de um filme de líquido de espessura não uniforme ao longo do perímetro do tubo, e gradientes na temperatura de parede e do filme de líquido na interface líquido-vapor. Os distintos estudos da condensação envolvendo o padrão anular podem ser divididos em dois grupos: a) aqueles que seguem uma abordagem semi-empírica, e b) aqueles que adotam uma metodologia estritamente empírica.

Abordagem semi-empírica

Como foi mencionado anteriormente o estudo do padrão anular pode resultar muito complexo, para simplificar a solução, a maioria dos estudos fazem as seguintes hipóteses:

- Padrão anular com filme de líquido uniforme.
- O filme de líquido e o vapor atingem números de Reynolds elevados, atingindo em alguns casos o regime turbulento.

- Não é considerada a possibilidade de gotas de líquido podem ser arrastadas da interface para a região do vapor.
- A superfície da interface apresenta superfície lisa.
- Espessura do filme é muito fina comparável com o comprimento do escoamento
- Forças de campo e o gradiente de pressão são considerados muito pequenos em relação aos efeitos viscosos e turbulentos.

As equações de conservação da energia e de quantidade de movimento no filme de líquido resultam:

$$-\frac{1}{\rho_l} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial y} \left[(\nu_l + \varepsilon_M) \frac{\partial u}{\partial y} \right] + g = 0 \quad (2.71)$$

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left[(\alpha_l + \varepsilon_H) \frac{\partial T}{\partial y} \right] \quad (2.72)$$

onde, ε_H e ε_M são as difusividades turbilhonares de calor e quantidade de movimento, x, y e z os eixos do sistema de coordenadas ortogonal, sendo z a direção de escoamento. Assumindo que a espessura do filme é reduzida com relação ao diâmetro do tubo e as forças de campo e o gradiente de pressão desprezíveis, as Eqs. (2.71) e (2.72) podem ser escritas como:

$$\frac{\tau_p}{\rho_l} = (\nu_l + \varepsilon_M) \frac{du}{dy} \quad (2.73)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \left[(\alpha_l + \varepsilon_H) \frac{dT}{dy} \right] = 0 \quad (2.74)$$

Esta abordagem assume que a distribuição de velocidade no filme de líquido pode ser obtida utilizando o perfil de velocidade universal de von Karman para escoamento monofásico:

$$0 \leq y^+ \leq 5 \quad u^+ = y^+ \quad (2.75)$$

$$5 \leq y^+ \leq 30 \quad u^+ = -3,05 + 5 \ln y^+ \quad (2.76)$$

$$30 < y^+ \quad u^+ = 5,5 + 2,5 \ln y^+ \quad (2.77)$$

onde, $u^+ = u/u^*$, $y^+ = (\rho_l y^*/\mu_l)$ e $u^* = (\tau_p/\rho)^{1/2}$.

Baseados nessa teoria Azer et al. (1972), com base em dados experimentais para condensação de R22, propuseram uma correlação para o multiplicador bifásico $\phi_v = 1 + 1,09 X_{tt}^{0,039}$. Eles utilizaram a correlação de Zivi (1964) para a fração de vazio e assumiram $\epsilon_H = \epsilon_M$. Mediante um procedimento numérico eles determinam a distribuição de temperatura na película de líquido para condensação de R12. No entanto, os resultados não mostraram resultados comparáveis a outras pesquisas.

Traviss et al. (1973) utilizam a equação de Zivi (1964) para a fração de vazio e a correlação de Soliman et al. (1968) para o multiplicador bifásico, $\phi_v = 1 + 2,85 X_{tt}^{0,523}$. O filme de líquido é considerado muito fino em relação ao diâmetro e $\epsilon_H = \epsilon_M$. Travis et al. estimaram o erro devido à simplificação de $\epsilon_H = \epsilon_M$ variando a relação ϵ_H/ϵ_M de 1 para 1,4, onde, o valor avaliado para o coeficiente de transferência de calor apresenta um aumento da ordem de 10 %. A correlação proposta por Travis et al. assume a seguinte forma:

$$h = \frac{k_l}{D} F_1 \frac{Pr_1 Re_1^{0,9}}{F_2} \quad (2.78)$$

onde, $F_1 = 0,15 [X_{tt}^{-1} + 2,85 X_{tt}^{-0,476}]$, e F_2 assume as seguintes expressões dependentes do número de Reynolds relativo à película de líquido, Re_l :

$$Re_l < 50 \quad F_2 = 0,707 Pr_1 Re_l^{0,5} \quad (2.79)$$

$$50 < Re_l < 1125 \quad F_2 = 5 Pr_1 + 5 \ln [1 + Pr_1 (0,0964 Re_l^{0,585} - 1)] \quad (2.80)$$

$$1125 < Re_l \quad F_2 = 5 Pr_1 + 5 \ln [(1 + 5 Pr_1) + 2,5 \ln (0,00313 Re_l^{0,812})] \quad (2.81)$$

Hurlburt e Newell (1999) desenvolveram um modelo adotando esta metodologia sem adotar uma relação para a fração de vazio ou para o multiplicador bifásico. Eles adotaram uma correlação para os esforços de arrasto na interface através de uma relação modificada de Asali et al. (1985). Estes pesquisadores estudaram a condensação de R-11, R-12, R-22 e R-134a adotando padrão anular uniforme. Como extensão da lei da parede, a velocidade na interface u_i foi avaliada a partir de,

$$\frac{u_i}{u_i^*} = 2,5 \ln(\delta^+) + 5,5 \quad (2.82)$$

A velocidade média do filme de líquido e do vapor podem ser representadas como:

$$\frac{u_{m_l}}{u_i^*} = A \ln(\delta^+) + B - A - \frac{64}{\delta^+} \quad (2.83)$$

$$\frac{u_{m_v} - u_i}{u_v^*} = A \ln\left[\frac{(D/2 - \delta)}{v_v}\right] + B - \frac{3}{2}A \quad (2.84)$$

onde $A=2,5$ e $B=5,5$. Segundo Asali et al., os esforços de arrasto na interface podem ser obtidos a partir da seguinte relação,

$$\frac{\tau_i}{\tau_v} - 1 = 0,45 \text{Re}_v^{-0,3} (\varphi \delta^+ - 4) \quad (2.85)$$

onde $\varphi = (\mu_l/\mu_v)(\rho_v/\rho_l)^{0,5}$ e $\text{Re}_v = \rho_v[(u_m)_v - u_i](D/2 - \delta)/\mu_v$. Uma vez resolvido o sistema de equações algébricas [(2.82), (2.83), (2.84) e (2.85)], o coeficiente de transferência de calor é obtido a partir da lei da parede,

$$h = \frac{\rho_c c_{p_l} u_i^*}{5 \text{Pr}_l + 5 \ln(1 + 5 \text{Pr}_l) + A \ln(\delta^+ / 30)} \quad (2.86)$$

Uma análise mais detalhada deste modelo é apresentada no capítulo de correlação dos resultados.

A determinação do coeficiente de transferência de calor através desta metodologia, utilizando o perfil de velocidades universal de von Karman, na maioria dos casos, envolve um processo iterativo de solução, mas, sua complexidade dependerá das simplificações envolvidas no modelo.

Modelos empíricos

Neste caso, a transferência de calor para escoamento bifásico pode ser obtida a partir de um coeficiente de transferência de calor monofásico modificado apropriadamente por um coeficiente bifásico, F_b . Esta abordagem é similar à análise de Lockhart e Martinelli (1949), que utilizaram os multiplicadores bifásicos para avaliar a queda de pressão por atrito. Na literatura, o multiplicador bifásico pode ser função de vários parâmetros adimensionais, os mais comuns são: o título (x), a relação de viscosidades (μ_l/μ_v), a relação de densidades (ρ_l/ρ_v), o parâmetro de Martinelli (X), o número de Froude (Fr_1) e a pressão reduzida (p_r).

Alguns pesquisadores sugerem a seguinte forma geral para o coeficiente de transferência de calor para condensação:

$$h = h_l F_b \quad (2.87)$$

onde, F_b é o coeficiente bifásico e h_l é o coeficiente de transferência de calor monofásico equivalente à fase líquida escoado isoladamente no tubo.

Akers et al. (1959) pesquisaram a condensação de propano e R12 em tubos horizontais e conseguiram simplificar o modelo de escoamento anular numa equivalente à transferência de calor monofásica introduzindo o conceito de velocidade mássica equivalente. A análise assume que a resistência à transferência de calor é provocada principalmente pelo filme de líquido. Assim, as características de escoamento do filme condensado deveriam determinar o coeficiente de transferência de calor. Akers et al. propuseram que o vapor do centro do tubo poderia ser teoricamente substituído por um equivalente líquido, o qual produziria o mesmo

arrasto na interface. Por tanto, o sistema pode ser representado por uma corrente de líquido com uma velocidade mássica equivalente, G_{eq} , igual à soma da correspondente ao condensado, G_l , e da equivalente ao vapor, G_{vl} , resultando:

$$G_{eq} = G_l + G_{vl} \quad (2.88)$$

A velocidade mássica G_l é avaliada assumindo que a espessura do filme de líquido é comparativamente pequeno. Por outro lado, a seção transversal por onde escoo o vapor é aproximadamente igual a toda a seção transversal do tubo. O esforço de arrasto que produz o vapor sobre o filme de líquido, resulta:

$$\tau_p = \frac{C_{fv} G_v^2}{2\rho_v} = \frac{C_{fl} G_{vl}^2}{2\rho_l} \quad (2.89)$$

resultando:

$$G_{vl} = G_v \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{1/2} \left(\frac{C_{fv}}{C_{fl}} \right)^{1/2} \quad (2.90)$$

Para escoamento turbulento plenamente desenvolvido a relação $(C_{fv})/(C_{fl})$ é considerada igual a um. Substituindo na equação da velocidade mássica equivalente, temos:

$$G_{eq} = G_l + G_v \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{1/2} \quad (2.91)$$

Esta velocidade equivalente permite definir o número de Reynolds equivalente do escoamento bifásico,

$$Re_{eq} = \frac{G_{eq} D}{\mu_l} \quad (2.92)$$

Akers et al. introduziram o Re_{eq} na correlação de Sieder e Tate (válida para escoamento monofásico em regime turbulento) para avaliar o número de Nusselt, segundo a seguinte equação:

$$Nu = \frac{hD}{k_l} = 0,0265 Pr^{1/3} Re_{eq}^{0,8} \quad (2.93)$$

Para $Re_{eq} > 50.000$, resultados experimentais para condensação de propano e R12 apresentaram um desvio de 20% em relação à correlação, que também pode ser escrita como,

$$\frac{h}{h_{lo}} = F_b = \left[(1-x) + x \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{1/2} \right]^{0,8} \quad (2.94)$$

Ananiev et al.(1961) apresentaram uma equação parecida à proposta de Akers et al. para condensação de vapor de água em tubos horizontais. Eles definem uma velocidade mássica equivalente, G_{eq} , de forma que o arrasto na parede seja igual ao originado pela mistura bifásica, G_b , ou seja,

$$\tau_p = \frac{C_{f_l} G_{eq}^2}{2\rho_l} = \frac{C_{f_b} G_b^2}{2\rho_b} \quad (2.95)$$

onde a densidade da mistura, ρ_b , é a correspondente ao equilíbrio termodinâmico,

$$\frac{1}{\rho_b} = \left(\frac{1}{\rho_l} \right) (1-x) + \left(\frac{1}{\rho_v} \right) x \quad (2.96)$$

e Ananiev et al. consideraram $(C_f)_b = (C_f)_l$. Com estas considerações e assumindo que $G_b = G_{lo} = G$, pode-se obter,

$$\frac{G_{eq}}{G_{lo}} = \left(\frac{\rho_l}{\rho_b} \right)^{1/2} \quad (2.97)$$

Segundo a analogia de Reynolds para escoamento monofásico, o coeficiente de transferência de calor pode ser representado como

$$h_{lo} = \frac{C_{f_l} c_p G}{2} \varphi(\text{Pr}) \quad (2.98)$$

aplicando esta relação à mistura líquido-vapor, o coeficiente de transferência de calor para condensação resulta,

$$h = \frac{C_{f_b} c_p G_{eq}}{2} \varphi(\text{Pr}) \quad (2.99)$$

ou seja,

$$\frac{h}{h_{lo}} = F_b = \left(\frac{\rho_l}{\rho_b} \right)^{1/2} \quad (2.100)$$

Posteriormente, Boyko e Kruzhilin (1967) desenvolveram outra correlação adotando o conceito de velocidade equivalente de Akers et al. Assumindo desprezíveis a variação das propriedades no fluido, eles definem uma relação do tipo:

$$\frac{hD}{k_l} = 0,021 \text{Re}_l^{0,8} \text{Pr}_l^{0,43} \left(\frac{\rho_l}{\rho_b} \right)^{1/2} \quad (2.101)$$

ou seja,

$$\frac{h}{h_{lo}} = F_b = \left[(1-x) + x \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right) \right]^{1/2} \quad (2.102)$$

onde, h_{lo} é obtida a partir de

$$\frac{h_{lo} D}{k_l} = 0,021 \text{Re}_{lo}^{0,8} \text{Pr}_l^{0,43} \quad (2.103)$$

Apoiado na similaridade entre os mecanismos de transferência de calor durante a condensação através de um filme de líquido e evaporação estritamente convectiva (sem ebulição nucleada), Shah(1979) desenvolveu uma correlação empírica para condensação, baseada na extensão de sua correlação para transferência de calor em evaporação em condições de equilíbrio termodinâmico (saturada). Shah substituiu a relação entre densidades por uma função da pressão reduzida. Definindo uma função Z , que depende do título e da pressão reduzida, representada por,

$$Z = \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0,8} p_r^{0,4} \quad (2.104)$$

o coeficiente de transferência de calor pode ser obtido a partir de:

$$\frac{h}{h_{lo}} = (1-x)^{0,8} [1 + \Phi(Z)] \quad (2.105)$$

Para uma melhor correlação dos dados considerados por Shah, a função $\Phi(Z)$ resultou $\Phi(Z)=3,8/Z^{0,95}$. Assim, combinando as duas equações anteriores, o coeficiente de transferência de calor resulta:

$$\frac{h}{h_{lo}} = F_b = \left[(1-x)^{0,8} + \frac{3,8x^{0,76}(1-x)^{0,04}}{p_r^{0,38}} \right] \quad (2.106)$$

Shah considerou 473 pontos experimentais de 21 estudos que envolvem uma variedade de fluidos, tendo obtido um desvio médio de 15%.

Carey (1992) sugere a utilização dos multiplicadores bifásicos por estar associada à presença relativa entre as fases. Carey define o fator bifásico, F_b , na Eq.(2.87), mediante a relação:

$$F_b = (\phi_1^2)^m \quad (2.107)$$

onde,

$$\phi_1^2 = 1 + \frac{C}{X_{tt}} + \frac{1}{X_{tt}^2} \quad (2.108)$$

Carey recomenda $m=0,5$ e $C=20$ para condensação horizontal.

Dobson(1994) desenvolveu um dos trabalhos mais recentes, estudando a condensação de R-134a em tubos circulares com diâmetros na faixa de $3,14 < D < 7,4 \text{ mm}$. O número de Nusselt bifásico médio é definido mediante uma superposição dos efeitos do filme de líquido na parte superior e do líquido inundado na parte inferior do tubo, como ilustrado na Fig.(2.15).

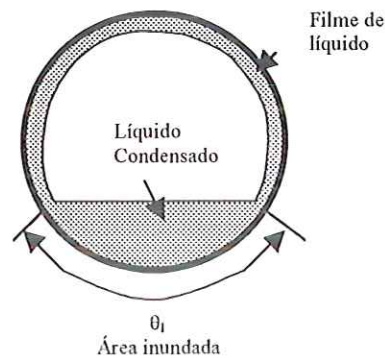


Figura 2.15 Condensação em regime anular com estratificação

Assim, Dobson define o número de Nusselt bifásico como,

$$Nu = Nu_{sup} + (1 - \theta_1 / \pi) Nu_{inf} \quad (2.109)$$

onde, Nu_{sup} é o número de Nusselt da região superior (associada à condensação em película), Nu_{inf} é o número de Nusselt da região inferior e θ_1 é o ângulo coberto pela região inundada. O número de Nusselt da região superior é obtido a partir da solução de Nusselt, considerando, entretanto, os efeitos de arrasto promovido pelo vapor na interface com o filme de líquido, ou seja,

$$Nu_{sup} = \frac{0,023 Re_{vo}^{0,12}}{1 + 1,1 X_{tt}^{0,58}} \left[\frac{Ga_D Pr_1}{Ja_1} \right]^{1/4} \quad (2.110)$$

Para a região inferior, Dobson sugere uma correlação do tipo Dittus e Boelter para o líquido inundado, afetando os efeitos de arrasto do vapor através de um multiplicador bifásico, ou seja,

$$\text{Nu}_{\text{inf}} = 0,0195 \text{Re}_1^{0,8} \text{Pr}_1^{0,4} \phi_1(X_{tt}) \quad (2.111)$$

onde,

$$\phi_1(X_{tt}) = \sqrt{1,376 + \frac{a}{X_{tt}^b}} \quad (2.112)$$

Para $0 < \text{Fr}_1 < 0,7$,

$$a = 4,172 + 5,48\text{Fr}_1 - 1,564\text{Fr}_1^2 \quad (2.113)$$

$$b = 1,773 - 0,169\text{Fr}_1 \quad (2.114)$$

e para $\text{Fr}_1 > 0,7$,

$$a = 7,242 \quad (2.115)$$

$$b = 1,655 \quad (2.116)$$

θ_1 é dado pela seguinte expressão, resultante da geometria da Fig.(2.15),

$$1 - \frac{\theta_1}{\pi} = \frac{\cos^{-1}(2\alpha - 1)}{\pi} \quad (2.117)$$

para avaliar a fração de vazão α é recomendada a equação de Zivi (1964).

Cavallini e Zecchin(1974), mediante uma análise dimensional, identificaram os parâmetros adimensionais que afetam o número de Nusselt, Re, Pr e Q_e associado ao escoamento bifásico, resultando o modelo seguinte:

$$\text{Nu}_b = 0,0344 \text{Re}^{0,83} Q_e^{0,82} \text{Pr}^{0,35} \quad (2.118)$$

onde, $Q_e = 1 + x((\rho_l/\rho_v)^{0,5} - 1)$ e $Re_{Q_e} = Re_e = Re_v(\mu_v/\mu_l)(\rho_l/\rho_v)^{0,5} + Re_l$. Deve-se notar que, na realidade o parâmetro Q_e representa um fator bifásico que considera o efeito da variação do título.

2.3.4.3 Estudos específicos para diâmetros reduzidos

Existem poucos estudos de transferência de calor para condensação em micro canais. Zietlow e Pedersen(1995) desenvolveram um estudo teórico/experimental de condensadores conformados por lâminas com micro canais. Eles estudaram a transferência de calor, a queda de pressão e efeitos do inventário de refrigerante para refrigerante trabalhando com R-134a. O coeficiente de transferência de calor e a queda de pressão foram correlacionados a partir das equações de Dobson (1994) e Souza et al.(1992). Os resultados experimentais obtidos por Zietlow e Pedersen confirmaram adequação destas correlações a micro canais de seção retangular com diâmetros hidráulicos da ordem de 0,74mm. O coeficiente de transferência de calor foi correlacionado com um desvio médio de $\pm 10\%$ e a queda de pressão com $\pm 30\%$. Outra conclusão interessante deste trabalho é que o padrão intermitente foi o predominante, demonstrando a consistência dos mapas sugeridos por Damianides(1987) e Triplet et al.(1999a).

Heun (1995) estudou métodos para o projeto de condensadores de micro canais, considerando diâmetros hidráulicos da ordem de $0,6 \text{ mm} < Dh < 1,5 \text{ mm}$ e fluido refrigerante R-134a. Seu trabalho foi o primeiro a apresentar um estudo sistemático do efeito da geometria dos micro canais. Ele sugeriu que o multiplicador bifásico para padrão anular proposto por Dobson (1994) é apropriado para condensação em micro canais, tendo, ainda, sugerido que os critérios de transição de Dobson para os padrões ondulado e anular são adequados. Baseado nestes critérios, Heun verifica a presença de padrão ondulado para vazões reduzidas e anular para grande parte do dados experimentais. Ao mesmo tempo, Heun desenvolveu uma correlação para avaliar o coeficiente de transferência de calor introduzindo pequenas modificações à de Dobson. Para a região estritamente anular, Heun sugere a seguinte correlação:

$$Nu = 0,023 Re_l^{0,8} Pr_l^{0,4} \left[1 + \frac{1,130}{X_{tt}^{1,064}} \right] \quad (2.119)$$

Baseado nos seus resultados experimentais, Heun refere-se aos efeitos de tensão superficial como de importância secundária para condensação em micro canais. Afirmção que deve ser aceita com reservas, uma vez que, a análise de Heun foi baseada no trabalho de Dobson para tubos convencionais. Estudos recentes confirmaram a importância da tensão superficial no escoamento bifásico em micro canais e, por tanto, é muito provável que tenha um efeito similar nos mecanismos de transferência de calor. Por outro lado, Heun sugere um novo parâmetro, X_{tt} , identificado fisicamente como a relação entre a transferência de calor da fase líquida e da fase vapor, definida pela Eq.(2.114). Este fator pode ser considerado como um parâmetro de Martinelli modificado.

$$X_{tt} = \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0,4} \left(\frac{\mu_v}{\mu_l} \right)^{0,2} \left(\frac{c_{pl}}{c_{pv}} \right)^{0,2} \left(\frac{k_l}{k_v} \right)^{0,3} \quad (2.120)$$

Um trabalho importante no estudo do desempenho térmico das lâminas com micro canais foi desenvolvido por Yang e Webb(1996a), que realizaram uma análise teórico-experimental envolvendo perda de carga e o coeficiente de transferência de calor para R-12. Eles estudaram lâminas com micro canais de superfície lisa (objeto de estudo do presente projeto) e outras com superfícies ranhuradas (superfícies intensificadoras). Os dados do coeficiente de transferência de calor para micro canais lisos mostram um incremento com a velocidade mássica, o título e o fluxo de calor. Os testes foram realizados para velocidades mássicas de 400 a 1400 kg/s m², fluxos de calor de 4,8 a 12 kW/m² e títulos de 0,1 a 0,9. Yang e Webb compararam seus resultados com as correlações de Akers et al.(1959) e Shah(1979), tendo constatado que a maioria dos resultados mostraram maior proximidade com a correlação de Akers et al. com um desvio médio de 20%, ocorrendo uma redução do desvio para velocidades mássicas reduzidas e um fluxo de calor de 12 kW/m². A correlação de Shah apresentou valores sensivelmente superiores aos resultados de Yang e Webb. É interessante notar que a correlação de Akers et al. não considera o efeito do fluxo de

calor, verificado nos seus resultados. Estes pesquisadores não estudaram os padrões de escoamento, mas adotaram um escoamento com padrão anular. Por outro lado, Yang (1994) desenvolveu uma correlação aplicável à condensação com micro canais ranhurados interiormente. Esta correlação considera uma superposição linear dos efeitos das regiões inundadas e não inundadas pelo condensado, apresentando uma análise interessante dos efeitos da tensão superficial e do arrasto do vapor na interface. Este tipo de correlações, que consideram superfícies intensificadoras, representam uma área de pesquisa nova que não foi objeto de análise no presente projeto.

Yan e Lin (1999) estudaram a transferência de calor para condensação de R-134a em tubos de 2 mm. Eles estudaram os efeitos da velocidade mássica de 100 a 200 kg/sm², título do vapor de 0,15 a 0,9, temperatura de saturação de 25 a 50 °C e fluxo de calor de 10 a 20 kW/m². Os resultados destes pesquisadores mostram que o coeficiente de transferência de calor diminui com o incremento da temperatura de saturação e o fluxo de calor. É importante notar que este efeito do fluxo de calor foi observado nos resultados de Yang e Webb (1996a). Yang e Lin correlacionaram seus resultados para o coeficiente de transferência de calor através da metodologia de Akers et al. (1959), introduzindo o número de Ebulição, $Bo = \Phi / i_{lv} G$, através da seguinte equação:

$$h = 6,48 \left(\frac{k_l}{D} \right) Bo^{-0,3} Pr_l^{0,33} \left(\frac{Re_{eq}^{1,04}}{Re} \right) \quad (2.121)$$

2.3.4.4 Discussão das correlações

A revisão bibliográfica realizada mostra que podem existir limitações na aplicação das correlações convencionais em tubos de diâmetros da ordem de 1mm. Uma justificativa evidente é a diferença nos padrões de escoamento em tubos grandes e pequenos para uma mesma velocidade mássica. Em canais pequenos quase não acontece os padrões estratificados, existindo o domínio dos padrões intermitentes e anular. Assim, pode-se concluir que em micro canais não é recomendável a utilização das correlações obtidas em tubos convencionais assumindo o domínio das forças gravitacionais. Para ilustrar o comportamento deste tipo de correlações, a Fig.

2.16(a) mostra claramente que a solução de Chato(1962) e de Nusselt independem do título por representarem o valor médio extensivo à superfície do tubo. Por outro lado, as correlações restantes incorporam o efeito convectivo na região inundada através do título, embora o efeito de gravidade predomine. Estas correlações são mais próximas à realidade, uma vez que, sempre existe o efeito do arrasto na condensação. De qualquer forma, as diferenças quantitativas apresentadas na Fig.2.16(a) sugerem que a solução de Chato poderia ser utilizada para casos práticos em tubos convencionais. Tendo como referência a correlação de Dobson (1994), utilizada por Heun (1995) em micro canais, pode-se observar que, a correlação de Jaster e Kosky(1976) é a que apresenta menor desvio absoluto, da ordem de 5%. A correlação de Rosson e Myers(1965) apresenta maiores desvios, mostrando um efeito convectivo significativo. A Fig.(2.16b) ilustra a comportamento da correlação de Dobson com a velocidade mássica e o título.

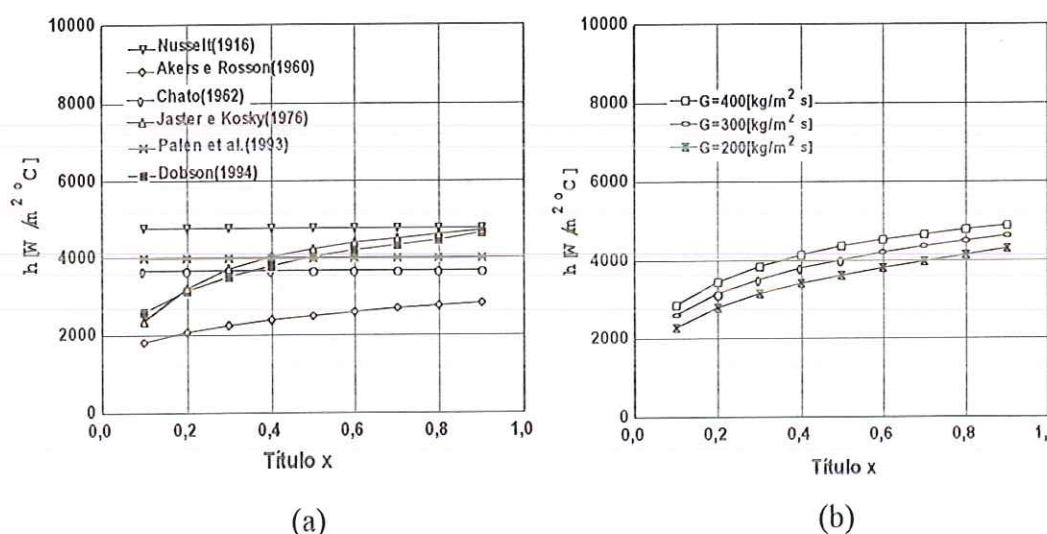


Figura 2.16 Coeficiente de transferência de calor a partir de correlações para padrão estratificado, $T_{sat}=55^\circ C$, R-134a e $D_h=1mm$: a) $G=300 [kg/m^2 s]$; b) Modelo de Dobson (1994) utilizado por Heun (1995) em micro canais.

Por outro lado, as correlações com domínio das forças de arrasto, que em geral definem padrão anular, apresentam coeficientes de transferência de calor superiores aos modelos para padrão estratificado. Neste caso, como ilustra a Fig.2.17(a), as diferenças quantitativas entre correlações são significativas, principalmente, pela natureza dos multiplicadores bifásicos que dependem das condições de ensaio em que foram obtidas. As tendências de acréscimo do

coeficiente de transferência de calor com o aumento do título são consistentes, no sentido de que, a espessura do filme de líquido formado na parede vá diminuindo na medida em que o título aumenta. Na película de líquido, o mecanismo principal de transferência de calor está associado à condução, assim, menor espessura de película implica menor resistência térmica e maior coeficiente de transferência de calor.

Considerando que a correlação de Heun(1995) foi especificamente obtida para micro canais, esta foi adotada de referência para identificar diferenças com relação às convencionais. Assim, verifica-se que as equações de Akers et al.(1959), Ananiev et al.(1961), e Boyko e Kruzhilin(1967) apresentam comportamentos similares, apresentando melhor precisão para títulos inferiores a 0,6. É importante lembrar que ambas correlações adotam o conceito da velocidade mássica equivalente para incorporar os efeitos de arrasto.

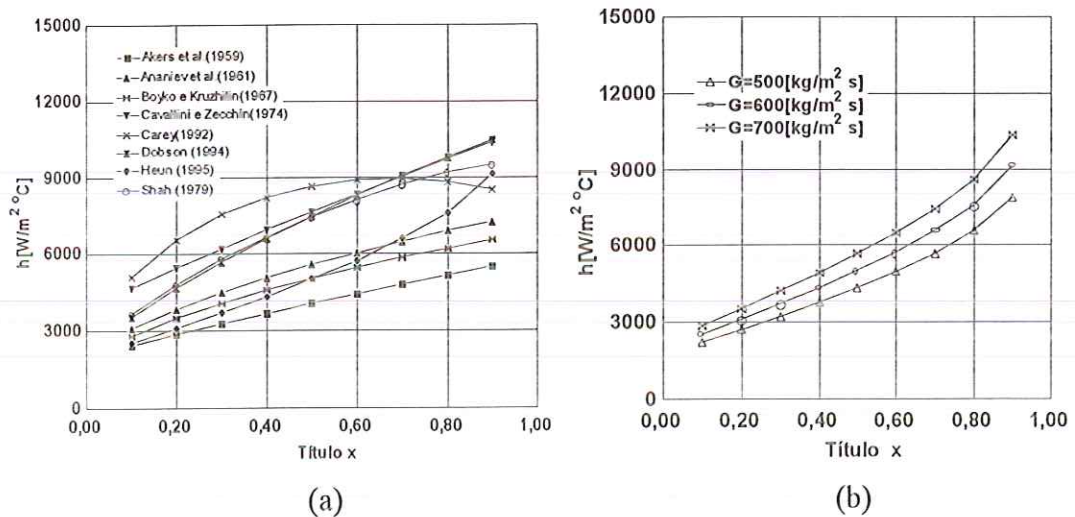


Figura 2.17 Coeficiente de transferência de calor a partir de correlações para padrão anular, $T_{sat}=55^{\circ}\text{C}$, R-134a e $D_h=1\text{mm}$: a) $G=600$ kg/sm², b) Correlação de Heun (1995) para micro canais.

A Fig.2.17(b) ilustra o comportamento da correlação de Heun(1995) com relação ao título e à velocidade mássica. A Tabela 2.5 apresenta uma caracterização das distintas correlações estudadas para o coeficiente de transferência de calor.

Por outro lado, é importante identificar os efeitos na transferência de calor em misturas com óleo de lubrificação. A seguir são apresentadas algumas das poucas pesquisas referidas ao efeito do óleo na transferência de calor, todas em tubos convencionais. É importante notar que a literatura não apresenta estudos do efeito do

óleo na transferência de calor no interior de micro canais, aspecto que será um dos objetivos da presente pesquisa.

2.3.4.5 Efeito do óleo na transferência de calor

Como já foi observado na seção de queda de pressão, o óleo muda as propriedades do refrigerante líquido e afeta a queda de pressão e transferência de calor. Para estudar seu efeito na transferência de calor, existem, basicamente, dois caminhos. O primeiro, que consiste em utilizar as correlações para refrigerante puro, com as propriedades do líquido corrigidas para mistura. O segundo consiste em multiplicar a correlação para refrigerante puro por um fator que depende da concentração de óleo ou da relação de viscosidades da mistura e o refrigerante puro.

Baustian et al.(1986) sugerem as seguintes relações para obter propriedades equivalentes da mistura:

$$\rho_{mistura} = \frac{\rho_r}{1 - (1 - w)(1 - \rho_r / \rho_{\acute{o}leo})} \quad (2.122)$$

$$c_{p_{mistura}} = c_{p_r} \omega + c_{p_{\acute{o}leo}} (1 - \omega) \quad (2.123)$$

$$k_{mistura} = k_r \omega + k_{\acute{o}leo} (1 - \omega) - 0,72(k_{\acute{o}leo} - k_r)(1 - \omega)\omega \quad (2.124)$$

$$\mu_{mistura}^{1/3} = y_r \mu_r^{1/3} + y_{\acute{o}leo} \mu_{\acute{o}leo}^{1/3} \quad (2.125)$$

onde ω é a fração de massa de refrigerante, y_r é a fração molar do refrigerante e $y_{\acute{o}leo}$ é a fração molar do óleo.

Posteriormente, Schlager et al. (1990) utilizaram as propriedades da mistura definidas por Baustian et al. para correlacionar resultados de misturas de R12 e óleo (150-SUS e 300-SUS). Para isso, eles consideraram as correlações de Travis et al.(1973), Cavallini e Zecchin (1974) e Shah (1979). Schlager et al. sugeriram outras correlações para avaliar o efeito do óleo na transferência de calor, definidas como:

$$h_{mistura} = h_{puro} e^{-3,2\omega} \quad (2.126)$$

$$h_{mistura} = h_{puro} \left(\frac{\mu_l}{\mu_{l,mistura}} \right)^{0,47} \quad (2.127)$$

Tichy et al.(1985) desenvolveram uma equação para avaliar a transferência de calor em misturas refrigerante-óleo, definindo um fator de intensificação. A equação resultante é a seguinte,

$$h_{mistura} = h_{puro} \left[0,88 + \left(\frac{3650}{Re_{lo}} \right)^{1,99} \right] e^{-5,0\omega} \quad (2.128)$$

onde, $Re_{lo}=GD/\mu_l$, ω é a concentração de óleo e h_{puro} o coeficiente de transferência de calor para refrigerante puro R-12. Esta equação apresentou um desvio médio $\pm 20\%$ com misturas de refrigerante/óleo (300-SUS).

Hinde et al.(1992) avaliaram os efeitos do óleo para condensação de R-12 e R-134a em tubos horizontais. Eles trabalharam com duas concentrações de lubrificante sintético do tipo POE, 1,2% e 5%. O coeficiente de transferência de calor para R-134a e concentrações de óleo de 1,2% sofre um pequeno acréscimo para vazões da ordem de $G=300 \text{ kg/sm}^2$. No entanto, esse acréscimo torna-se desprezível para $G=150 \text{ kg/sm}^2$. Para 5% de concentração de óleo o comportamento muda, apresentando um pequeno acréscimo na transferência de calor para títulos baixos e uma queda para títulos elevados. Hinde et al. não apresentam uma justificativa física consistente para seus resultados.

Shao e Granryd (1995) estudaram a transferência de calor de misturas de refrigerante R-134a e óleo em processos de condensação. Eles consideraram tubos de 6 e 8 mm de diâmetro, temperaturas de saturação de 30 a 40 °C, velocidades mássicas de 120 a 290 kg/sm^2 , fluxo de calor de 3,2 a 7,6 kW/m^2 e concentrações de óleo em massa de 1 e 5,1%. Shao e Granryd concluem que a análise da transferência de calor em misturas refrigerante-óleo dependem em grande medida da definição da temperatura de saturação. Considerando a temperatura de saturação da mistura refrigerante-óleo os resultados da mistura apresentaram valores 10 a 20% inferiores. Mas, considerando a temperatura de saturação do refrigerante puro, os resultados da

mistura apresentam um decréscimo nas diferenças com os equivalentes a refrigerante puro. Este efeito negativo na transferência de calor, eles atribuem ao acréscimo na viscosidade da mistura refrigerante-óleo, o qual, segundo estes pesquisadores reduzem a transferência de quantidade de movimento no filme condensado.

Em outro estudo recente, Guo e Anand (1999) investigaram os efeitos do óleo na transferência de calor para condensação da mistura R-410A. Os resultados de Guo e Anand apresentaram um efeito negativo do óleo na transferência de calor. Para concentrações de óleo de 1,26% e 2,51% obtiveram coeficientes de transferência de calor 11,26% e 17,01% inferiores aos de refrigerante puro. Os resultados para misturas com óleo apresentam tendências similares aos obtidos para refrigerante puro no sentido de aumentar na medida em que a velocidade mássica e título do vapor crescem. Para avaliar os resultados de misturas refrigerante-óleo eles consideraram o efeito do óleo nas propriedades do refrigerante líquido.

Tabela 2.7 Correlações para o coeficiente de transferência de calor em processos de condensação

Válidas para dutos convencionais					
Autor	Fluidos de teste	Seção de teste	Correlação	Faixa de validade	Mecanismos
Nusselt		Placa plana	$h_{\text{Nusselt}} = 0,943 \left[\frac{k_1^3 \rho_1 (\rho_1 - \rho_v) g \sin \theta i_{lv}}{\mu_1 (T_s - T_p) L} \right]^{1/4}$	$Re_1 < 2300$	Dominam efeitos gravitacionais
Chato(1962)	R-113	Horizontal, inclinada D=14,5mm	$h = 0,77 h_{\text{Nusselt}}$	$Re_v < 35000$	Dominam efeitos gravitacionais
Jaster e Kosky (1976)	R-113	Tubos horizontais	$h = \left[1 + \frac{1-x}{x} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{2/3} \right]^{-3/4} h_{\text{Nusselt}}$	$\tau_p / (\rho_l g \delta) < 5$	Dominam efeitos gravitacionais, consideram efeitos de arrasto
Rosson e Myers (1965)	Água	Tubos horizontais	$h = \beta h_{\text{sup}} + (1 - \beta) h_{\text{inf}}$ $h_{\text{sup}} = 0,31 Re_v^{0,12} \left[\frac{k_1^3 \rho_1 (\rho_1 - \rho_v) g i_{lv}}{\mu_1 (T_s - T_p) D} \right]^{1/4}$ $h_{\text{inf}} = \frac{(\phi_l^2) k_l \sqrt{8 Re_l}}{5D \left[1 + \frac{\ln(1 + 5 Pr_l)}{Pr_l} \right]}$ $\phi_l^2 = 1 + \frac{1}{X_{lt}} + \frac{12}{X_{lt}^2}$	$\beta = Re_v^{0,1} \text{ se } \frac{Re_v^{0,6} Re_l^{0,5}}{Ga} < 6,4 \cdot 10^{-5}$ $\beta = \frac{1,74 \cdot 10^{-5} Ga}{\sqrt{Re_v Re_l}} \text{ se } \frac{Re_v^{0,6} Re_l^{0,5}}{Ga} > 6,4 \cdot 10^5$	Efeitos de gravidade e de arrasto
Akers et al.(1959)	Propano e R-12	Tubos horizontais	$\frac{h}{h_{lo}} = F_b = \left[(1-x) + x \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{1/2} \right]^{0,8}$	$Re_{eq} > 50000$	Domínio dos efeitos de arrasto na interface
Ananiev et Al.(1961)	Água	Tubos horizontais D=8mm	$\frac{h}{h_{lo}} = F_b = \left(\frac{\rho_l}{\rho_b} \right)^{1/2}$	$\frac{1}{\rho_b} = \left(\frac{1}{\rho_l} \right) (1-x) + \left(\frac{1}{\rho_v} \right) x$	Domínio dos efeitos de arrasto na interface

Autor	Fluidos de teste	Seção de teste	Correlação	Faixa de validade	Mecanismos
Traviss et al.(1973)	R-12, R-22	Tubo horizontal D=8mm	$h = \left(\frac{k_l}{D}\right) F_1 \frac{Pr_l Re_l^{0,9}}{F_2}$ onde, $F_1 = 0,15[X_{tt}^{-1} + 2,85X_{tt}^{-0,476}]$	Para $Re_l < 50$ $F_2 = 0,707 Pr_l Re_l^{0,5}$ Para $50 < Re_l < 1125$ $F_2 = 5 Pr_l + 5 \ln[1 + Pr_l(0,0964 Re_l^{0,585} - 1)]$ Para $1125 < Re_l$ $F_2 = 5 Pr_l + 5 \ln[(1 + 5 Pr_l) + 2,5 \ln(0,00313 Re_l^{0,812})]$	Domínio dos efeitos de arrasto na interface
Cavallini e Zecchin(1974)	R-11	Tubo vertical D=20mm	$h = (0,0344 Re^{0,83} Q_{eq}^{0,82} Pr^{0,35}) k_l / D$ sendo, $Q_{eq} = 1 + x((\rho_l / \rho_v)^{0,5} - 1)$	$Re Q_{eq} = Re_{eq} = Re_v (\mu_v / \mu_l) (\rho_l / \rho_v)^{0,5} + Re_l$	Domínio dos efeitos de arrasto na interface
Shah(1979)	Água, R-11, R-12, R-22, R-113, metano, etano, benzeno e tolueno	Vertical, horizontal e inclinado 7mm < D < 40mm	$\frac{h}{h_{lo}} = F_b = \left[(1-x)^{0,8} + \frac{3,8x^{0,76}(1-x)^{0,04}}{Pr^{0,38}} \right]$	$Re_{lo} > 350$	Domínio dos efeitos de arrasto na interface
Carey (1992)			$\frac{h_b}{h_l} F_b = (\phi_l^2)^m$ $\phi_l^2 = 1 + \frac{C}{X_{tt}} + \frac{I}{X_{tt}^2}$	$m=0,5; C=20$	Domínio dos efeitos de arrasto na interface
Dobson (1994)	R-134a	Horizontal 3,14 < D < 7,4mm	$h = (Nu_{sup} + (1 - \theta_l / \pi) Nu_{inf}) k_l / D$ onde, $Nu_{sup} = \frac{0,023 Re_{vo}^{0,12}}{1 + 1,11 X_{tt}^{0,58}} \left[\frac{Ga_D Pr_l}{Ja_l} \right]^{1/4}$ $Nu_{inf} = 0,0195 Re_l^{0,8} Pr_l^{0,4} \phi_l(X_{tt})$ $\phi_l(X_{tt}) = \sqrt{1,376 + \frac{a}{X_{tt}^b}}$ $1 - \frac{\theta_l}{\pi} = \frac{\cos^{-1}(2\alpha - 1)}{\pi}$	Para $0 < Fr_l < 0,7$ $a = 4,172 + 5,48 Fr_l - 1,564 Fr_l^2$ $b = 1,773 - 0,169 Fr_l$ Para $Fr_l > 0,7$ $a = 7,242$ $b = 1,655$	Efeitos de arrasto e gravitacionais

Válidas para dutos de diâmetros reduzidos ou micro canais					
Autor	Fluidos de teste	Seção de teste	Correlação	Faixa de validade	Mecanismos
Heun (1995)	R-134a	Lâminas com micro canais horizontais $0,6\text{mm} < D_h < 1,5\text{mm}$	$Nu = 0,023 Re_i^{0,8} Pr_i^{0,4} \left[1 + \frac{1,130}{X_u^{1,064}} \right]$	$500 < G < 750 \text{ kg/sm}^2$ $Fr_1 > 20$	Padrão anular com domínio das forças de arrasto
Yang (1996a)	R-12	Lâminas horizontais com micro canais lisos $D_h = 2,637\text{mm}$ $D_h = 1,564\text{mm}$	$h = h_{\text{Akers et al. (1959)}}$	$400 < G < 1400 \text{ kg/sm}^2$ $4 < q < 12 \text{ kW/m}^2$	Domínio dos efeitos de arrasto na interface
Yang e Lin (1999)	R-134a	Tubos de $D = 2\text{mm}$	$h = 6,48 \left(\frac{k_l}{D} \right) Bo^{-0,3} Pr_i^{0,33} \left(\frac{Re_{eq}^{1,04}}{Re} \right)$	$100 < G < 200 \text{ kg/sm}^2$ $10 < q < 20 \text{ kW/m}^2$	Domínio do mecanismo convectivo, considera efeitos do fluxo de calor

CAPÍTULO 3

EQUIPAMENTO EXPERIMENTAL

3.1 Introdução

Este capítulo descreve a bancada experimental utilizada no levantamento de dados experimentais realizado em bancada do “Ar Conditioning and Refrigeration Center” da “University of Illinois at Urbana-Champaign”. Para ensaios com lâminas de alumínio com micro canais, a seção de testes foi projetada visando ensaios com R-410A que apresenta pressões elevadas. O sistema, representado esquematicamente na Fig. 3.1, considera dois circuitos: o de refrigerante e o de água. A seção de testes é constituída essencialmente por um trocador de calor em contra-corrente, com o fluido refrigerante escoando no interior dos micro canais e a água escoando externamente à lâmina. Na seção de ensaios, o refrigerante é admitido em condições controladas e transfere energia para a água. A seguir o refrigerante rejeita a energia restante para uma condensação completa mediante um resfriador de etilenoglicol.

O presente capítulo abordará os seguintes pontos: uma descrição da bancada experimental, instrumentação e sistemas de controle, sistema de aquisição dos dados, procedimento experimental, matriz de experimentos e o tratamento dos dados.

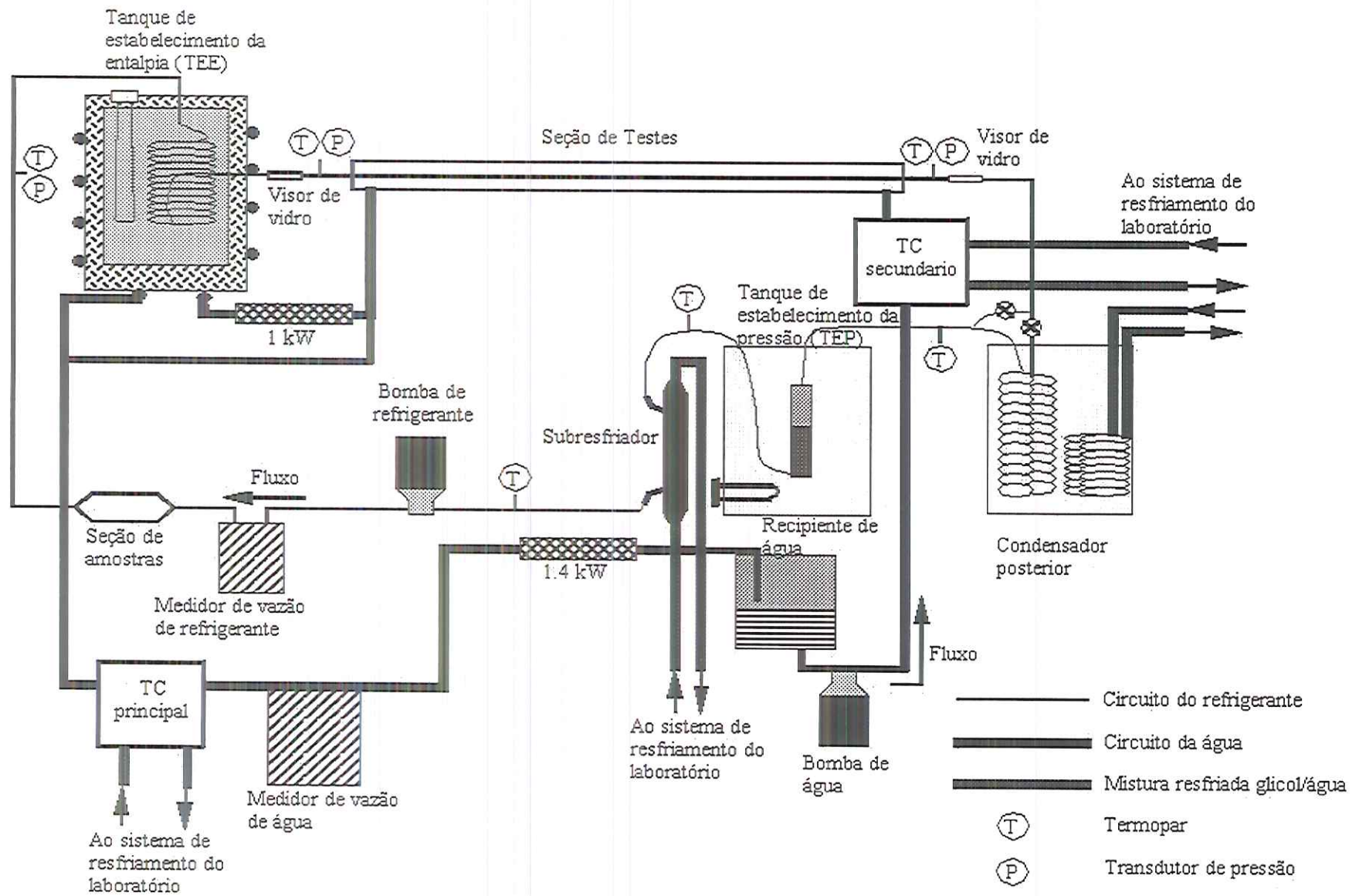


Figura 3.1 Esquema da bancada experimental

3.2 Descrição da bancada experimental

3.2.1 Circuito de refrigerante

Como esquematizado na Fig.3.1, este circuito apresenta uma bomba de deslocamento positivo para circular o fluido refrigerante. O refrigerante é impulsado pela bomba no estado líquido, atravessando inicialmente o medidor de vazão para, posteriormente, dirigir-se à seção de amostras. Esta é utilizada para determinar a composição da mistura refrigerante-óleo. A jusante da seção de amostras, o refrigerante entra no tanque de estabelecimento da entalpia (TEE), onde o fluido é aquecido para estabelecer as condições desejadas na entrada da seção de testes. Nesta, o refrigerante é parcialmente condensado pela água que escoar por toda a superfície externa à lâmina. Em geral, o refrigerante apresenta-se em condições bifásicas na saída da seção de testes. Por isso, após a saída da seção de testes uma porção do escoamento é desviada ao condensador posterior para ser subresfriada. A porção desviada é controlada mediante um registro, de forma que, ao se juntar com a corrente principal resulte numa mistura subresfriada. A seguir, o fluido refrigerante entra no tanque de estabelecimento da pressão (TEP), onde, a pressão do circuito é estabelecida. A regulagem da pressão do refrigerante é obtida mantendo uma mistura bifásica num vaso imerso no TEP que está a temperatura controlada. O controle desta temperatura é acompanhada com uma taxa nula de fluxo de massa no tanque. O fato de que o fluido refrigerante na entrada é líquido subresfriado e na saída é líquido saturado impõe a necessidade de introduzir energia constantemente no TEP. Para condições de regime permanente as vazões de entrada e saída no tanque são iguais. O líquido saturado que sai da base do TEP é novamente subresfriado, por segurança, a fim de evitar a formação de vapor na linha de aspiração da bomba. A montante da bomba é instalado um filtro secador para remover umidade e contaminantes sólidos. A seguir são apresentadas as características e importância de cada um dos componentes deste circuito.

3.2.1.1 Sistema de Bombeamento

Com o objetivo de não afetar a concentração de óleo ou contaminar o fluido refrigerante puro no circuito, utilizou-se uma bomba de deslocamento positivo antilubrificante. Para tanto, utilizou-se uma bomba da MICROPUMP modelo 210 com 0,0253 kg/s de capacidade, 0,248 kW de potência. O motor da bomba está conectado a um controlador de voltagem de CC com o objetivo de ajustar a rotação e, por tanto, a vazão deslocada. Este, por sua vez, é controlado mediante um controlador PID CAPP/USA 1776.

3.2.1.2 Seção de amostras

Esta seção permite a coleta de uma amostra do refrigerante ensaiado para determinar a concentração de óleo ou sua composição, se for o caso. Como as amostras devem ser no estado líquido, a seção de amostras é posicionada após a bomba. A Fig.3.2 ilustra a disposição das distintas válvulas de bloqueio utilizadas na seção de amostras. Basicamente, esta seção divide o escoamento de refrigerante em duas correntes idênticas, o que não prejudica a leitura de dados no momento de obtenção da amostra. Quando as válvulas de uma das correntes são fechadas, uma amostra do refrigerante é retida entre as duas válvulas, sem perturbar o processo de aquisição de dados. Assim, a amostra pode ser removida e posteriormente analisada. Finalizada a coleta, a seção é novamente conectada ao circuito e evacuada antes do restabelecimento do escoamento de refrigerante.

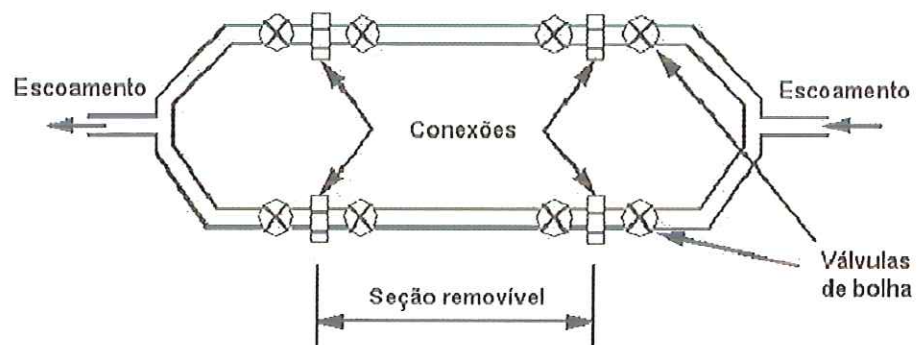


Figura 3.2 Esquema da seção de amostras

3.2.1.3 Medidores de Vazão

Os medidores de vazão do fluido refrigerante e da água devem apresentar uma precisão elevada, pela importância desta medida na qualidade dos resultados de transferência de calor e queda de pressão. Um dos meios mais precisos para medir vazão de escoamentos monofásicos, na faixa de interesse do projeto, é através do medidor de vazão por efeito Coriolis. A Tabela 3.1 apresenta as características dos medidores de vazão Micromotion utilizados no sistema. Os sinais dos medidores de vazão (entre 4 e 20 mA) são processados pelo controlador PID CAPP/USA 1776. Este controlador envia um sinal ao controlador de voltagem de CC que ajusta a velocidade de rotação do motor da bomba, de forma que, a vazão se mantenha no valor desejado.

Tabela 3.1 Características dos medidores de vazão

Marca e Modelo	Fluido	Vazão máxima	Precisão
Micromotion DS012S100	Refrigerante	0,08316 kg/s	0,2% da vazão
Micromotion DS025S113	Água	0,3402 kg/s	0,2% da vazão

3.2.1.4 Tanque de estabelecimento da entalpia (TEE)

Este componente é utilizado para estabelecer a entalpia do fluido refrigerante na entrada da seção de teste. O TEE é importante para se impor condições bifásicas na entrada da seção de testes, uma vez que, a temperatura e a pressão não são independentes em condições bifásicas. Para resolver este problema avalia-se a entalpia do fluido quando este está ainda subresfriado (medindo temperatura e pressão), posteriormente, uma potência elétrica conhecida é fornecida ao fluido refrigerante. Conhecendo-se a vazão de refrigerante e aplicando-se o balanço de energia no TEE é possível se estabelecer a entalpia do refrigerante na saída do TEE e a condição de entrada na seção de testes.

O TEE é um recipiente cilíndrico de aço de 90 lt preenchido por uma mistura de água e propilenoglicol . O refrigerante é distribuído através de quatro serpentinas

paralelas de tubos de cobre imersas no banho. Duas bombas submersas circulam a mistura intensificando a transferência de calor. A potência das duas bombas é considerada no balanço de energia realizado no TEE. No entanto, o principal aporte de potência elétrica é proporcionado por duas resistências de imersão, perfazendo uma potência elétrica total de 6 kW.

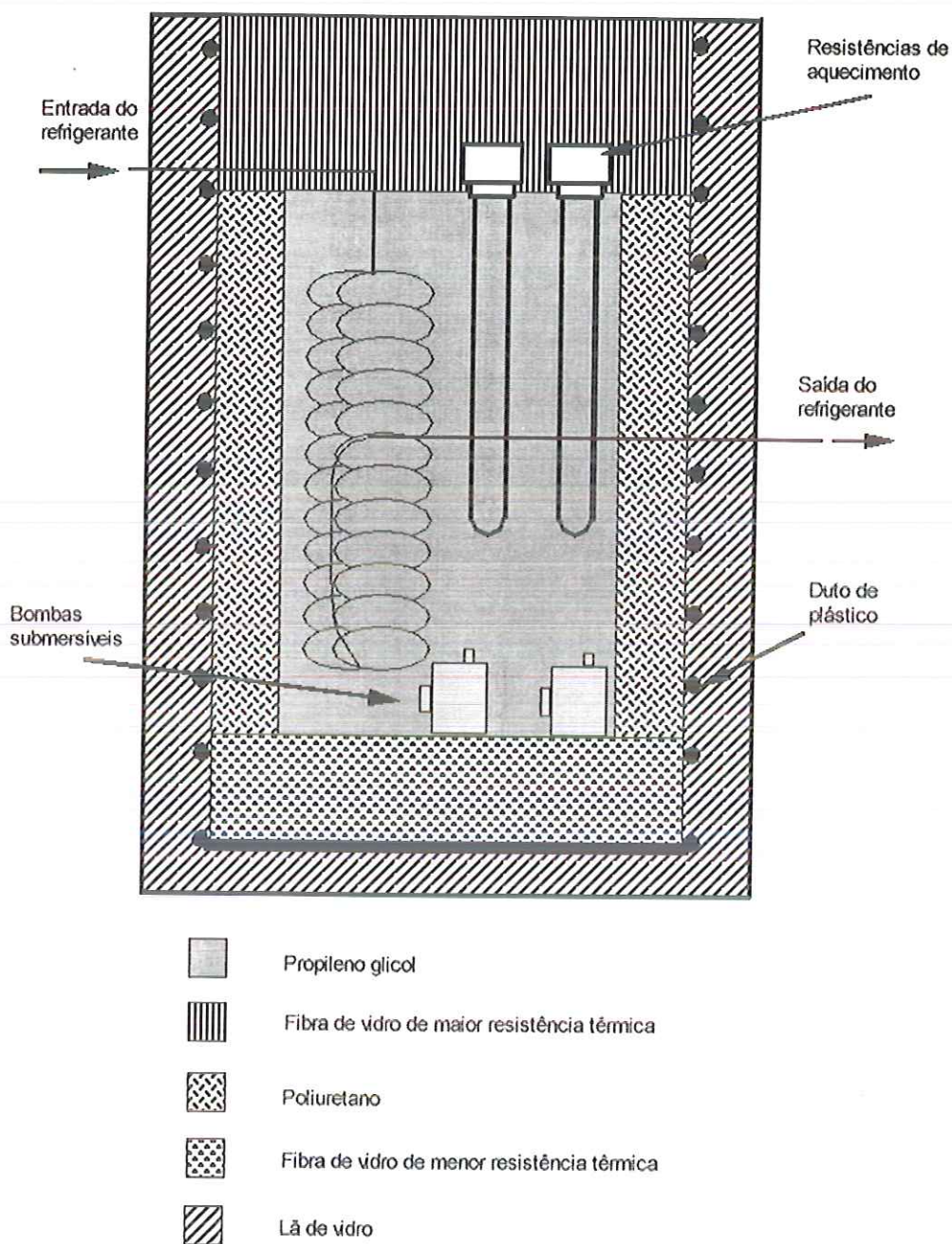


Figura 3.3 Esquema do tanque de estabelecimento da entalpia (TEE)

Para minimizar a taxa de transferência de calor com o meio ambiente, o TEE é termicamente isolado. Para tanto, o cilindro de 90 l é posicionado em outro de 210 l e o espaço livre entre eles preenchido por um isolante térmico (poliuretano). A base do tanque é coberta por 12 polegadas de fibra de vidro. Para minimizar as perdas de calor, o cilindro maior foi enrolado por um tubo de plástico flexível que circula água quente, reduzindo os gradientes de temperatura, a uma temperatura próxima à da mistura glicol/água. Por último, quatro polegadas de fibra de vidro foram utilizadas para isolar o TEE externamente. Para condições típicas de ensaio, $T_{TEE}=60\text{ }^{\circ}\text{C}$, as perdas de energia do TEE para o meio externo a $22\text{ }^{\circ}\text{C}$ foram de, aproximadamente $0,0263\text{ [kJ/s]}$, valor contabilizado no balanço de energia do TEE. Este valor foi obtido experimentalmente, a partir de ensaios, onde, foi avaliado o gradiente de temperaturas apresentado no TEE após o período de 3 horas.

A potência imposta pelas resistências é medida utilizando um sistema de medida da potência elétrica desenvolvido no próprio laboratório do ACRC e transdutores de potência. Os sinais dos transdutores de potência são enviados a um controlador PID CAPP/USA 1776, o qual, verifica instantaneamente a potência fornecida pelos aquecedores de forma que sejam obtidas as condições requeridas do refrigerante na entrada da seção de testes.

3.2.1.5 Tanque de Estabelecimento da pressão (TEP)

Este componente estabelece a pressão num ponto específico do circuito, situado após o condensador posterior. Uma vez que a vazão de refrigerante é constante, a diferença de pressão entre os vários pontos no circuito será constante. Assim, pode-se afirmar que a pressão estabelecida pelo TEP se propaga a todo o circuito. Para estabelecer a pressão, o refrigerante atravessa um vaso que contém mistura bifásica. Por tanto, para um bom funcionamento, é necessário a permanente presença de mistura bifásica no vaso. Este é submerso num tanque de propilenoglicol e água a temperatura controlada.

Como ilustra a Fig. 3.4, o tanque é constituído por um recipiente de 90 l preenchido por uma mistura de propilenoglicol/água na qual esta imerso um aquecedor elétrico de 2 kW de potência, associado a um controlador PID CAPP/USA

1776. A mistura de propilenoglicol/água é continuamente circulada no tanque por duas bombas submersas, propiciando melhor homogeneidade na mistura.

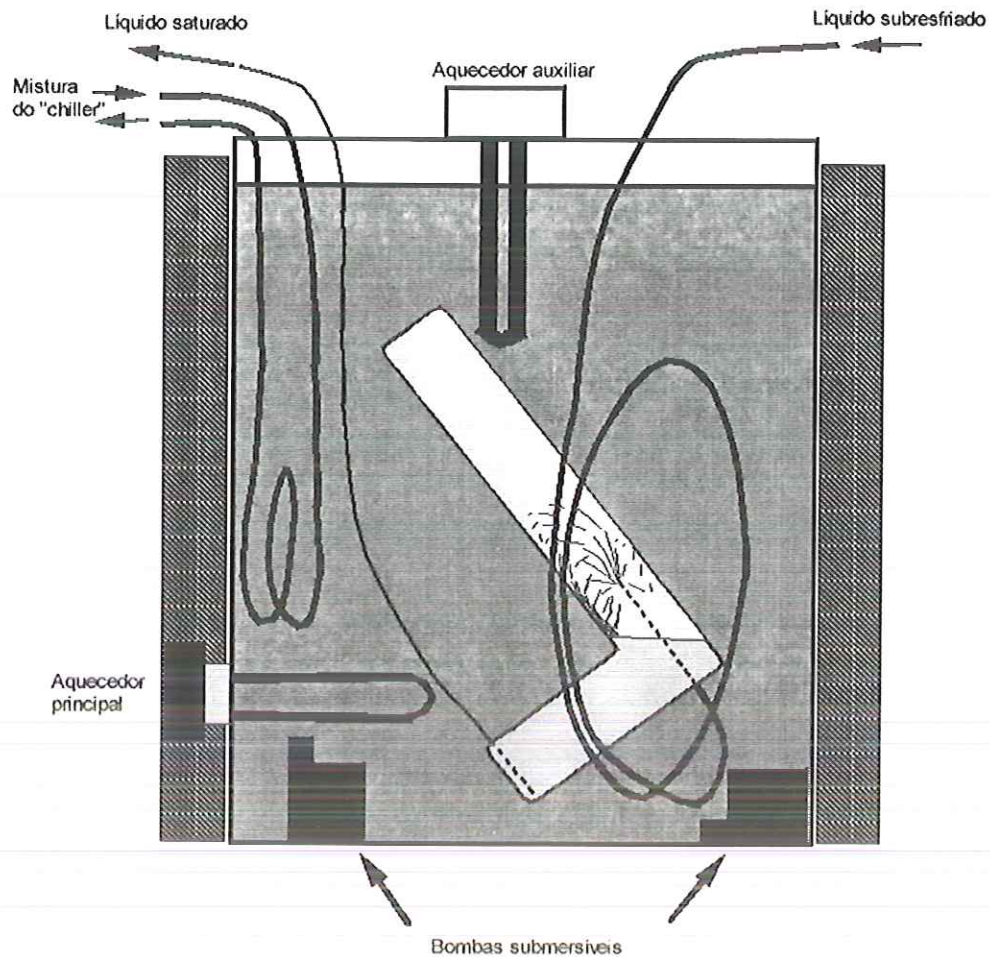


Figura 3.4 Esquema do tanque de estabelecimento da pressão (TEP)

Em condições de regime permanente, o aquecedor de 2 kW é suficiente para manter o TEP a temperatura constante. Para acelerar o processo de aquecimento, outro aquecedor de características similares ao anterior pode ser operado manualmente. Por outro lado, uma mistura de propilenoglicol/água fria atravessa o tanque, possibilitando, assim, resfriar o TEP, caso necessário. O tanque é isolado termicamente por fibra de vidro para reduzir as perdas de calor.

O fluido refrigerante entra no TEP como líquido subresfriado e sai em estado de líquido saturado. Mantendo a condição bifásica no vaso, é possível estabelecer a pressão do circuito mediante o controle da temperatura do TEP. Para este propósito, é importante que o inventário de refrigerante seja suficiente para manter essa

condição de mistura bifásica no vaso. Uma quantidade excessiva de refrigerante no circuito poderia acarretar o completo enchimento do vaso, resultando pressões maiores que a de saturação para uma dada temperatura do TEP. Reduzidas cargas de refrigerante provocam a presença insuficiente de refrigerante líquido no TEP, reduzindo o tempo de retenção necessário para estabilidade do sistema. Nesse caso, para o refrigerante fica difícil atingir o equilíbrio no TEP e dificulta o controle da pressão. Em geral, a maioria dos ensaios foram realizados com 3200 gr de carga de refrigerante.

A temperatura do TEP é controlada de forma a manter a temperatura de saturação na seção de testes (temperatura de condensação), correspondendo à média das pressões na entrada e saída. O TEP também proporciona a temperatura de referência para todas as medidas de temperatura, como se explicará mais adiante.

3.2.1.6 Subresfriador

Um subresfriador foi instalado a jusante do TEP para subresfriar o líquido saturado com o objetivo de assegurar ausência de vapor na linha de aspiração da bomba. Este componente é, basicamente, um trocador de calor de cobre em contra correntes (“tube in tube”), utilizando uma mistura propilenoglicol/água pré resfriada.

3.2.1.7 Seção de testes

A seção de testes pode ser definida como um trocador de calor em contra correntes, com o fluido refrigerante escoando no interior de uma lâmina constituída de micro canais e a água escoando no lado externo no sentido contrário. A Fig.3.5 ilustra esquematicamente a geometria da seção de testes. A lâmina com micro canais é aprisionada por duas seções de policarbonato dotados de encaixes que formam uma região anular ao redor da lâmina, por onde, circula a água. Na superfície dos encaixes foram posicionadas guias de borracha espaçadas de uma polegada e formando um ângulo de 45° com a direção do escoamento, Fig.3.6, de forma que, quando montadas, a água circula numa corrente em forma de espiral. Esta forma de escoamento da água evita a estratificação e reduz a resistência à transferência de calor.

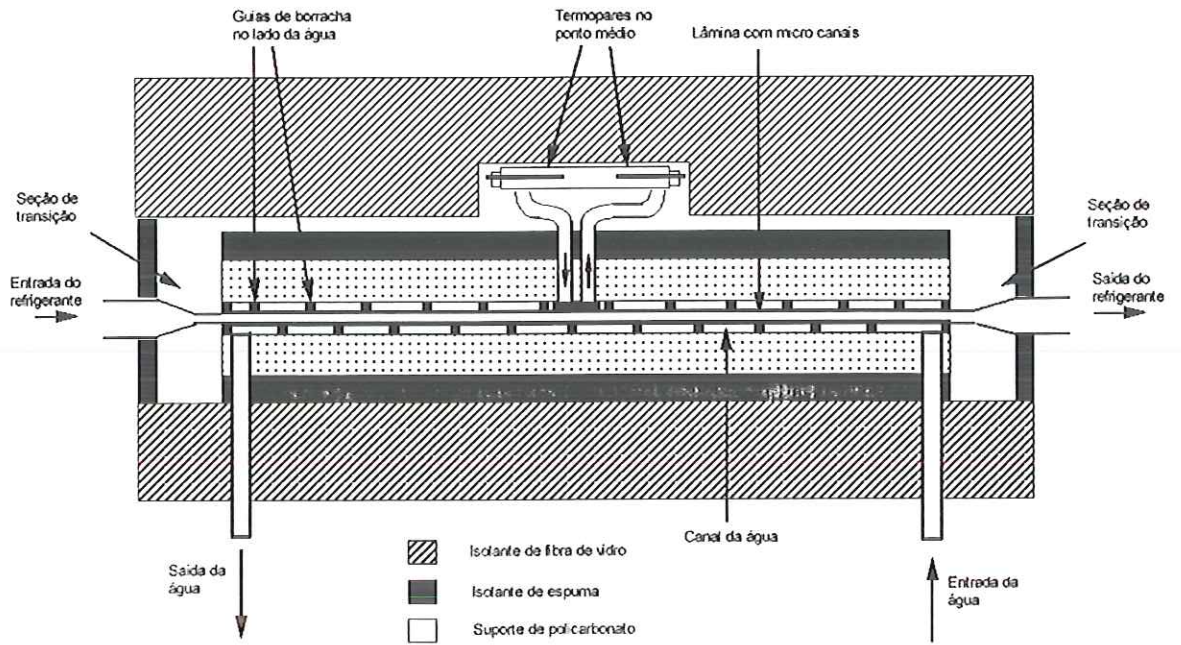


Figura 3.5 Esquema da seção de testes

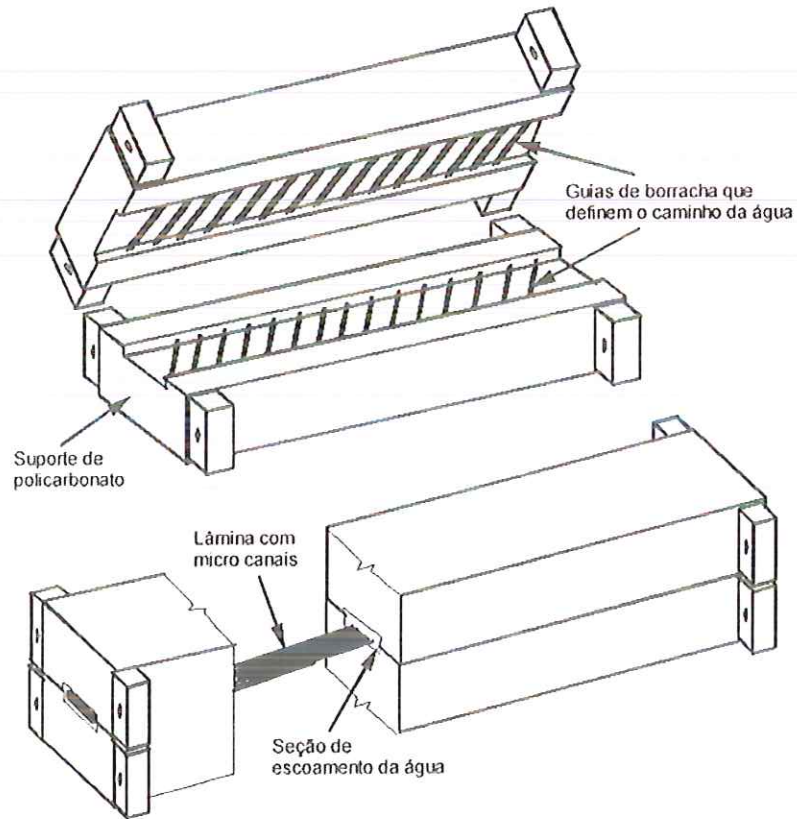


Figura 3.6 Esquema do escoamento da água

Na entrada, na saída, e numa seção intermediária da seção de testes foram instalados termopares, Fig.3.6. A temperatura do ponto intermediário é obtida num desvio da água em forma de U, para garantir sua apropriada mistura. As seções de policarbonato são cobertas por espuma isolante e envolvidas por fibra de vidro para minimizar as perdas de calor para o ambiente. Para avaliar tais perdas, levantou-se experimentalmente a condutância global entre a seção de testes e o meio externo, $(UA)_{st}$. Para tal efeito, foram realizados ensaios circulando água na seção de testes à temperatura de 50 °C para, assim, obter as diferença de temperaturas da água entre a entrada e saída da seção de testes. Conhecidas a vazão e o calor específico da água, através de um balanço de energia, era possível obter o valor de $(UA)_{st}=0,001673$ [kW/°C] para uma dada temperatura ambiente. A Fig.3.7 ilustra o desempenho térmico da seção de testes comparando, para ensaios de líquido subresfriado, a energia cedida pelo refrigerante e a energia ganha pela água, apresentando desvios entre +6% e -1,5 % e um desvio médio absoluto de 3,5%.

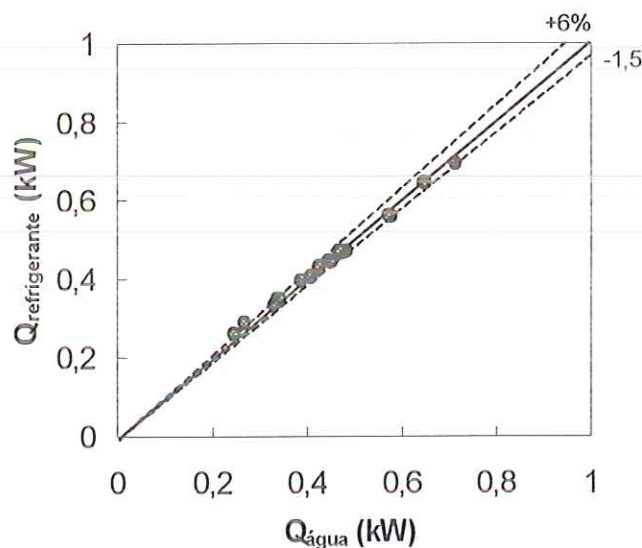


Figura 3.7 Balanço de energia na seção de ensaios

A lâmina ensaiada é ligada ao resto do circuito através de conexões de transição apropriadas. As linhas do circuito são constituídas de tubos de cobre de 6 mm de diâmetro. A lâmina de alumínio com micro canais foi conectada através da soldagem de um tubo de alumínio com diâmetro equivalente ao duto de cobre. Por outro lado, por estar o lado externo da lâmina de alumínio em contato com a água e

sujeita a uma elevada taxa de corrosão, protegeu-se externamente com uma fina camada de tinta inoxidável.

O projeto visa ensaiar dois tipos de lâminas de alumínio: as de micro canais de seção circular e as de seção quadrada, representadas esquematicamente na Fig.3.8.

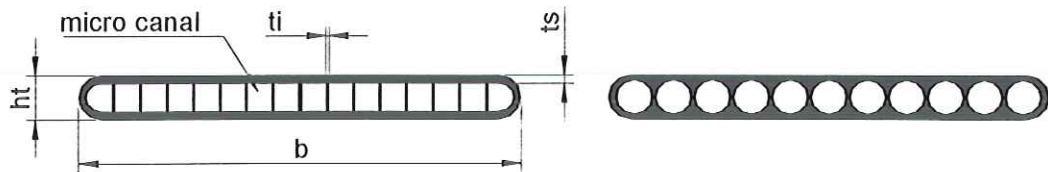


Figura 3.8 Representação esquemática da seção transversal das lâminas de alumínio ensaiadas

Segundo o fabricante as lâminas apresentam uma rugosidade média de 5 μm . As características geométricas das lâminas são detalhadas na tabela seguinte:

Tabela 3.2 Características geométricas das lâminas ensaiadas

Geometria dos micro canais	# de micro canais	D_h [mm]	L [m]	ht [mm]	b [mm]	ti [mm]	ts [mm]
Quadrada	11	1,214	0,8557	2,006	16,366	0,251	0,396
Circular	10	1,494	0,8557	2,012	18,185	0,295	0,259

3.2.2 Circuito de água

Este circuito, esquematizado na Fig.3.1, representa o sumidouro de energia para o refrigerante condensado na seção de testes. A água circula num circuito fechado, impulsada por uma bomba de deslocamento positivo acoplada a um motor de rotação variável, controlada mediante um controlador PID. A água é bombeada desde a base do recipiente aberto atravessando o filtro, o pequeno trocador de calor e, a seguir, ingressa na seção de testes. Após a seção de testes, parte da água é desviada e aquecida antes de atravessar o duto de plástico flexível que envolve o TEE. Completada sua passagem pelo TEE, esta corrente junta-se à principal. Finalmente, a água é resfriada no trocador de calor principal até uma temperatura ligeiramente

inferior à do recipiente de água, e sua vazão medida. Antes de retornar ao recipiente, a água atravessa um aquecedor, onde é aquecida até a temperatura desejada.

A taxa de transferência de calor na seção de testes é controlada mediante o ajuste da vazão e temperatura da água na entrada. Quanto maior a vazão de água e maior a diferença de temperaturas entre a água e o refrigerante, maior será a taxa de transferência de calor. A seguir são detalhados cada um dos componentes deste circuito.

3.2.2.1 Aquecedor auxiliar

È constituído por uma resistência elétrica de 1 kW que aquece parte da água que sai da seção de testes, desviada em direção ao duto flexível que rodeia o TEE. Como já foi mencionado anteriormente, a finalidade de circular água quente ao redor do TEE é reduzir os gradientes de temperatura nas paredes do TEE, e assim, reduzir as perdas de calor para o meio. A potência fornecida pelo aquecedor é controlada por um regulador de voltagem auxiliar. A temperatura da água que sai do aquecedor auxiliar é controlada variando a vazão de água, mediante controle manual de uma válvula de bloqueio e da potência fornecida pelo aquecedor.

3.2.2.2 Trocador de calor e aquecedor principais

O trocador de calor principal resfria a água quente proveniente da seção de testes e do TEE (porção desviada) até uma temperatura ligeiramente inferior à desejada no recipiente. Este trocador de calor é do tipo tubos concêntricos e utiliza sistema de resfriamento de propilenoglicol/água disponível. A taxa de resfriamento é controlada variando a vazão da mistura etilenoglicol/água mediante uma válvula manual. Posteriormente, a água resfriada atravessa um aquecedor elétrico de 1,4 kW, chamado de aquecedor principal, para introduzir a energia necessária para atingir a temperatura desejada da água. A potência fornecida pelo aquecedor elétrico é controlada por um controlador PID CAPP/USA-1776, pois o trocador de calor principal proporciona um controle pouco preciso da temperatura da água.

3.2.2.3 Recipiente de água e bomba

O recipiente de água tem uma capacidade de 20 l, armazenando a água que atravessa o aquecedor principal. Este reservatório está isolado do meio mediante por espuma de polietileno. Uma bomba de engrenagens TEEL acoplada a um motor de CC circula a água desde a base do reservatório. O motor de CC é acionado por um controlador de voltagem de CC, acoplado a um controlador PID CAPP/USA-1776, possibilitando assim, o controle da vazão de água. Dependendo do ensaio, uma parte da água circulada pela bomba é recirculada no mesmo recipiente, de forma a permitir o controle da vazão no circuito principal. O ajuste fino da vazão é realizado pelo controlador PID.

3.2.2.4 Trocador de calor secundário

Em alguns ensaios será necessário que a água impulsionada pela bomba atravesse um pequeno trocador de calor, resfriado pela mistura etilenoglicol/água, para atingir temperaturas muito baixas na água. Como pode-se observar na Fig.3.1, a água após atravessar este trocador irá diretamente à seção de testes.

3.3 Instrumentação

3.3.1 Sistema de medida de temperaturas

A Fig.3.8 esquematiza a metodologia para medir temperaturas. Pode-se observar que a temperatura do TEP, que apresenta homogeneidade e um ambiente próximo ao isotérmico, foi considerada como referência para todas as demais medidas de temperatura. Por tanto, para cada medida de temperatura foram necessárias duas conexões, uma no ponto de medida da temperatura e a outra no TEP. Para medir a diferença de temperatura entre dois pontos as conexões foram posicionadas em cada um dos pontos. Um termômetro de mercúrio, certificado pela ASTM com uma precisão de 0,1 °F, foi utilizado para controlar a temperatura de referência no TEP. Posteriormente, todos os termopares foram conectados aos painéis receptores, colocados numa caixa isolada térmicamente, como esquematizado na

Fig.3.9. Finalmente, os sinais são transmitidos dos painéis receptores para o sistema de aquisição de dados, onde, é medida a diferença de potencial entre as duas conexões para cada termopar. Os painéis receptores deveram estar próximos as condições isotérmicas para evitar erros na medida das temperaturas.

A temperatura, medida com termopares tipo T (cobre-constantan) com um erro de 0,5 °F, foi medido nos seguintes pontos: i) na entrada, na saída e seção intermediária da água na seção de testes, ii) entrada e saída do refrigerante na seção de testes, iii) outros pontos cuja temperatura é necessária para o controle e monitoração do sistema, como ilustrado na Fig.3.1.

Como esquematizado na Fig.3.10, os cabos de cobre e constantan são separados por teflón (isolante elétrico) e cobertos externamente por este material. Isto, permite que a água escoe por ação capilar pela fenda entre o teflon de separação dos cabos e o externo, chegando a afetar os painéis de recepção. Assim, para evitar este problema, os termopares foram conectados por um adesivo plástico que não deixa espaço para que a água escoe, processo realizado muito antes de atingir a conexão.

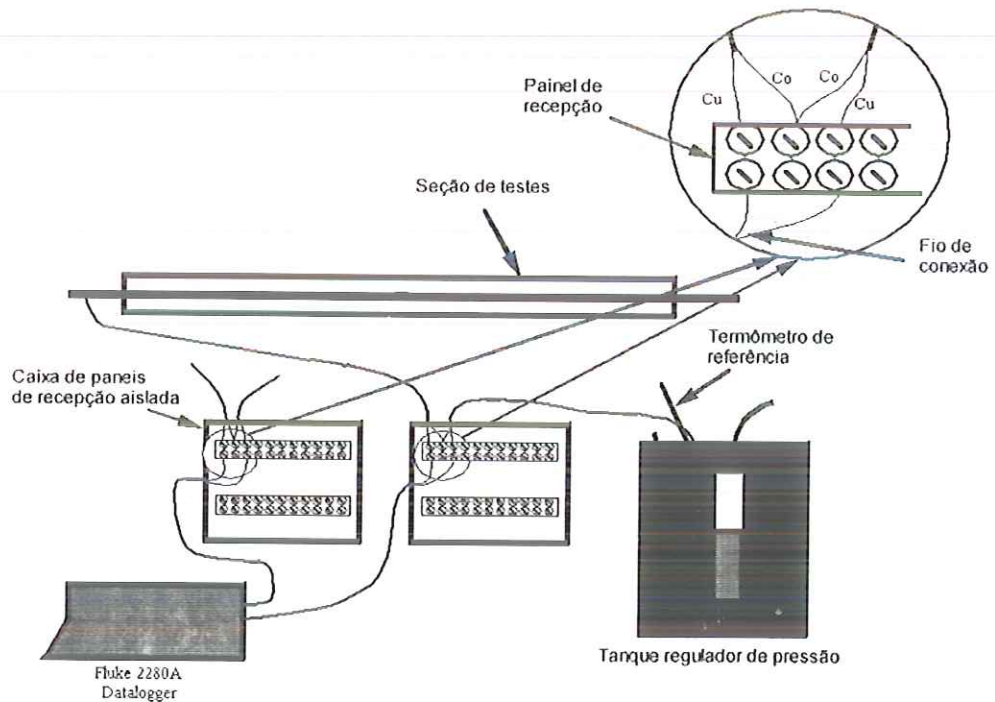


Figura 3.9 Esquema do sistema de medida de temperaturas

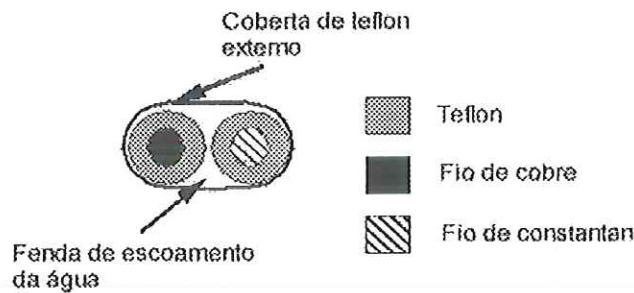


Figura 3.10 Esquema das fugas de água nos termopares

3.3.2 Sistema de medida de pressões

A pressão é medida mediante transdutores de pressão absoluta Sensotec, escala variando na faixa de 0 a 500 psi. A calibração dos transdutores foi realizada mediante o método do peso morto, apresentando uma precisão da ordem de 0,86 kPa (0,125 psi). A curva de calibração é verificada periodicamente (cada quatro semanas) mediante um manômetro de precisão da Omega, conectado permanentemente ao circuito de refrigerante. Os transdutores são conectados na entrada e saída da seção de testes mediante um tubo de cobre flexível de 1/8". As medidas de pressão são necessárias para os seguintes propósitos: i) as pressões na entrada e saída da seção de testes são utilizadas para avaliar a temperatura do refrigerante, ii) a temperatura e pressão medidas são utilizadas para a determinação da entalpia do refrigerante na entrada ao TEE, e iii) a diferença de pressão através da seção de testes, é utilizada para avaliar a queda de pressão.

3.3.3 Sistema de medidas de potência

A medida da potência elétrica no TEE resulta determinante no estabelecimento da entalpia de entrada na seção de testes. Por sua importância, são necessárias medidas com precisão da ordem de 0,25 %. Na laboratório do ACRC foi desenvolvido um medidor de potência de elevada precisão e que atenua o efeito liga/desliga associado ao controle PID da potência elétrica fornecida no TEE, Meyer e Dunn (1995). Assim, a potência fornecida pelas resistências é medida com uma precisão da ordem de 0,1%. A potência dissipada pelas duas bombas submersas é

medida utilizando transdutores Ohio Semitronics G-5W, com uma precisão de 0,2%.

3.4 Sistema de controle

O controle do sistema era feito através de cinco parâmetros importantes no circuito do refrigerante e no circuito da água, através de controladores do tipo PID da CAP/USA-1776. Estes apresentam um painel digital que permite visualizar e fixar os valores desejados para cada um dos parâmetros, dependendo do tipo de ensaio. Os parâmetros controlados são os seguintes: i) a vazão do refrigerante, ii) vazão da água, iii) a potência fornecida no TEE, iv) temperatura do banho no TEP e, v) a temperatura no recipiente de água.

3.5 Sistema de aquisição de dados

Um sistema de aquisição de dados Datalogger Fluke 2280A, associado a um computador pessoal Macintosh, foi utilizado para armazenar os distintos parâmetros medidos. Este sistema possui painéis isotérmicos de entrada, um analisador de voltagens de CC para recepcionar os sinais provenientes dos termopares, e painéis receptores de sinais de corrente de CC. Tanto as medidas de voltagem quanto as de corrente utilizam um conversor analógico digital de elevado desempenho. As especificações deste componente podem ser encontradas na Tabela 3.3.

Tabela 3.3 Especificações do Fluke 2280A Datalogger

Medida	Faixa	Precisão absoluta	Precisão relativa
Voltagem	± 64 mV	0,008 mV	0,01 %
Voltagem	± 512 mV	0,040 mV	0,01 %
Voltagem	± 8 V	0,800 mV	0,01 %
Voltagem	± 64 V	4,000 mV	0,02 %
Voltagem	± 64 mA	0,004 mA	0,25 %

Uma vez atingido o regime permanente, iniciava-se a aquisição, que se estendia por um período de 5 minutos, resultando, em média, 20 conjuntos de dados. Os dados eram armazenados no disco rígido do computador e, posteriormente, analisados mediante o programa de redução de dados desenvolvido no “software” EES. Alguns dados não gravados eram anotados manualmente: data dos ensaios, composição do refrigerante, concentração de óleo, ponto de funcionamento dos controladores, constantes de calibração dos transdutores de pressão e a temperatura medida pelo termômetro de bulbo no TEP.

3.6 Procedimento experimental

Esta seção apresenta as diferentes técnicas utilizadas para atingir as condições de ensaio requeridas. Procedimentos de carga e descarga do circuito de refrigerante, detecção de vazamentos, caracterização do regime permanente, aquisição de dados para condensação e o processo de tratamento dos dados para avaliar a queda de pressão por atrito e o coeficiente de transferência de calor.

3.6.1 Preparação do sistema

3.6.1.1 Detecção de vazamentos

Antes de carregar o sistema com refrigerante, fazia-se uma verificação quanto à possível ocorrência de ponto de fuga. Para isso, o circuito era carregado com nitrogênio a uma pressão aproximada de 2000 kPa. O processo de detecção era realizado nos pontos de risco, consistindo em passar uma solução de sabão na superfície exterior e observando a presença de bolhas. Com este processo é possível detectar a maioria das fugas. Para detectar fugas pequenas é conveniente isolar distintas seções do circuito, mediante as válvulas de bloqueio, e observar o comportamento da pressão com ajuda dos manômetros ou dos transdutores. Estes constituem um meio fácil de detectar pequenas mudanças de pressão. Uma vez detectada uma seção com fugas, a localização do ponto exato fica mais fácil. Outro método para detectar fugas é carregar o circuito com uma pequena quantidade de refrigerante e utilizar um detetor eletrônico de substâncias halôgenas. Embora, os

detetores sejam muito sensíveis, podem levar a conclusões enganosas, caso não se tomem os cuidados necessários com a ventilação apropriada em torno à área que está sendo verificada.

3.6.1.2 Carga e descarga do sistema

Para carregar o sistema, o primeiro passo era evacuar o circuito por um longo período de tempo (12 horas). O fluido refrigerante é, a seguir, carregado, aquecendo, se necessário, o tanque de refrigerante, para atingir uma temperatura acima da temperatura de saturação correspondente à pressão do circuito. O refrigerante líquido escoava do tanque para o circuito devido à diferença de pressão. A quantidade de refrigerante introduzida no sistema é monitorada colocando o tanque de refrigerante sobre uma balança. A carga aproximada que utilizava o sistema ficava em torno de 3,2 kg.

Por outro lado, o processo de descarga do refrigerante é realizado conectando o circuito a um cilindro mantido num banho de gelo, conseguindo-se, assim a retirada da maioria do refrigerante líquido do circuito. O restante era removido do circuito mediante uma unidade de recuperação de vapor, Fluoromizer Modelo 6000.

Para ensaios de misturas refrigerante-óleo, o óleo de lubrificação era injetado no circuito do refrigerante através de uma válvula de entrada com ajuda de uma bomba manual. Este procedimento é realizado quando o fluido refrigerante escoava a velocidade elevada. Ao mesmo tempo o recipiente de óleo era colocado sobre uma balança de precisão para controlar e medir a massa de óleo introduzida no circuito. Seguidamente, deixava-se circular o refrigerante pelo período de 2 horas afim de garantir uma mistura homogênea refrigerante-óleo.

3.6.1.3 Condições necessárias para rodar o equipamento

Para atingir qualquer condição de teste desejada, era necessário que o sistema atingisse condição de regime permanente, caracterizada pelo comportamento dos seguintes parâmetros: i) as vazões de refrigerante e água, ii) as condições de entrada do refrigerante e da água na seção de teste e iii) as condições do refrigerante na saída da seção de teste. Os controladores PID facilitam o estabelecimento das vazões de

refrigerante, controlando as bombas de deslocamento positivo. No entanto, para cargas reduzidas de refrigerante a vazão frequentemente apresentava oscilações. A pressão do refrigerante na entrada da seção de testes era controlada pela temperatura da TEP. Deve-se lembrar que o TEP é mantido a uma temperatura que representa a média aritmética entre as temperaturas de saturação correspondentes às pressões de entrada e saída da seção de testes. A condição de entrada do refrigerante na seção de testes é controlada pela quantidade de calor adicionado no TEE. E, a condição de saída da seção de testes dependerá da quantidade de energia transferida do refrigerante para água. Este, por sua vez, dependerá da temperatura de entrada da água na seção de testes, que será determinada de forma que o fluxo de calor na seção de testes seja aproximadamente 5 kw/m^2 .

Em condições de regime permanente a água deve atingir a temperatura desejada na entrada da seção de testes e manter-se, aproximadamente, constante. Isto considerando a quantidade de energia removida do refrigerante para a água, o calor introduzido pelo aquecedor principal e a energia cedida para o trocador de calor principal. Por outro lado, no refrigerante a combinação do efeito do condensador posterior, o TEP e TEE devem permitir a compensação da energia cedida à água.

3.6.1.4 Meios para atingir o regime permanente

Inicialmente o TEP é aquecido até a temperatura de condensação de ensaio. Para acelerar este processo, acionava-se manualmente o aquecedor auxiliar. Posteriormente, ajustava-se a vazão de refrigerante desejada no ensaio, simultaneamente a um ajuste fino do TEP, adequada para as pressões requeridas no ensaio.

É importante alertar que o TEE apresenta uma grande inércia térmica o que dificulta a obtenção do regime permanente. A obtenção desta condição era acelerada pela adoção do seguinte procedimento. De início, era considerado um valor de referência para a temperatura do TEE. A seguir, o TEE era aquecido ou resfriado a sua máxima capacidade até atingir essa temperatura. Uma vez atingida essa temperatura, verificava-se se a temperatura de entrada na seção de testes era a desejada. Caso contrario, a temperatura do TEE era modificada. Uma vez atingida a

temperatura desejada na seção de testes, a potência necessária no TEE estava fixada, ao mesmo tempo em que se atingiu a temperatura do TEE.

A temperatura correta da água na entrada da seção de testes foi obtida mediante um procedimento de tentativas e erros, de forma que, o fluxo de calor na seção de ensaios seja a desejada. A princípio, assumia-se um valor aproximado para, posteriormente, mediante ajustes adequados da transferência de calor no trocador de calor e no aquecedor principal, se atingir o valor desejado da temperatura. A taxa de resfriamento no trocador de calor principal era controlada regulando a vazão da mistura propilenoglicol/água. Era importante o cuidado em esperar o tempo suficiente para que mudanças no trocador de calor principal se manifestassem na temperatura de entrada da água na seção de testes.

3.6.1.5 Avaliação da concentração de óleo

A concentração de óleo foi medida mediante um impactador em cascata, (“cascade impactor”). Após ser removida, a seção de amostras era pesada numa balança analítica. Posteriormente, mediante acionamento das válvulas de bloqueio a seção de amostras era acoplada ao impactador em cascata e a um cilindro de recepção de gases. Após fazer vácuo no impactador em cascata e no cilindro, a válvula de bloqueio era rapidamente aberta permitindo que a mistura de refrigerante/óleo atinja o impactador em cascata em forma de “flash”. O óleo da amostra é depositado nos filtros do impactador e o vapor de refrigerante no cilindro. Em seguida, a seção de amostras é removida do impactador e pesada novamente.

O impactador em cascata apresenta sete estágios de impacto. Em geral, o óleo fica depositado nos 3 ou 4 primeiros filtros. A massa dos filtros é medida na balança analítica antes e depois de ser atingida pela mistura de refrigerante-óleo. A diferença entre elas representará a massa de óleo contida na amostra ensaiada. Conhecida esta massa e da seção de amostras é possível obter a massa total da amostra, que em geral, oscilava entre 5 e 8 g. Para cada composição de refrigerante-óleo eram obtidas, no mínimo, três medidas de concentração de óleo. É importante notar que, antes de reinstalar a seção de amostras no circuito de refrigerante, procedia-se à operação de evacuar a seção.

Os ensaios para R-134a e R-410A foram realizados utilizando óleo sintético de polyol-ester ISO VG-22, suas propriedades mais relevantes são apresentadas na Tab.3.4.

Tabela 3.4 Propriedades físicas do óleo sintético

Nome	XRL 1681-1Z
ISO VG	22
Gravidade específica @ 15 °C	0,995
Ponto de "Flash"	245 °C
Viscosidade @ 40 °C	23,9 cSt
@ 100 °C	4,87 cSt

3.7 Matriz de experimentos

Foram realizados ensaios de condensação dos fluidos refrigerantes R-134a e R-410A, tanto como refrigerantes puros como misturados com óleo de lubrificação. Uma vez que os resultados do projeto visam sua aplicação na indústria de ar condicionado automotivo e por limitações de resistência mecânica em alguns componentes do sistema (como a seção de testes), em virtude das elevadas pressões características do R-410A, as temperaturas de trabalho foram limitadas a 40 e 50 °C. A primeira etapa de ensaios considerou escoamento de líquido subresfriado tanto de R-134a quanto de R-410A nos dois tipos de lâminas, Tabela 3.5. Tais ensaios permitiram aferir o equipamento e obter a resistência térmica do lado da água na seção de ensaios (obtida através do método gráfico de Wilson).

Tabela 3.5 Matriz dos ensaios para líquido subresfriado

G [kg/sm ²]	Micro canais quadrados		G [kg/sm ²]	Micro canais circulares	
	R-134a	R-410A		R-134a	R-410A
423			391		
660			598		
891			824		
1135			1030		
1360			1255		

A seguir, ensaios de condensação parcial para R-134a e R-410A foram realizados, com títulos na entrada variando entre 15 a 20 %. Para cada conjunto de dados foram consideradas velocidades mássicas de 405, 600, 850 e 1075 kg/sm² e cinco títulos do vapor entre 0,1 e 0,9. A Tabela 3.6 apresenta um resumo dos ensaios realizados com o refrigerante R-134a puro, para a temperatura de saturação de 40 °C. Também foram realizados ensaios para temperaturas de 50 °C considerando lâminas com micro canais circulares.

Tabela 3.6 Matriz dos ensaios para condensação de R134a puro

Refrigerante	G [kg/s m ²]	Geometria das lâminas com micro canais									
		Quadrada					Circular				
		Título do vapor					Título do vapor				
		0,1	0,3	0,5	0,7	0,9	0,1	0,3	0,5	0,7	0,9
R-134a	405										
	625										
	850										
	1075										

Os ensaios relativos à mistura quase-azeotrópica R-410A são resumidos na Tabela 3.7 para uma temperatura de saturação de 40 °C e lâminas com micro canais quadrados. Não foi possível obter dados para 50 °C por apresentar uma pressão de saturação muito elevada, 3053 kPa, a qual poderia comprometer a integridade da lâmina de ensaio (pressão de ruptura de 3500 kPa).

Tabela 3.7 Matriz dos ensaios para condensação de R-410A puro

Refrigerante	G [kg/s m ²]	Título do vapor				
		0,1	0,3	0,5	0,7	0,9
R-410A	425					
	670					
	905					
	1135					

Posteriormente, foram realizados ensaios com misturas de refrigerante-óleo, envolvendo concentrações em massa de óleo de 2,5% e 4,5 %, de acordo com a matriz de ensaios da Tabela 3.8. Estes ensaios foram realizados com a lâmina de

micro canais de seção quadrada e os refrigerantes R-134a e R-410A, além de uma temperatura de saturação de 40 °C.

Tabela 3.8 Matriz dos ensaios para condensação de misturas com óleo

Refrigerante	G [kg/s m ²]	Concentração de óleo									
		2,5%					4,5%				
		Título do vapor					Título do vapor				
		0,1	0,3	0,5	0,7	0,9	0,1	0,3	0,5	0,7	0,9
R-134a T _{sat} =40 °C	405										
	625										
	850										
	1075										
R-410A T _{sat} =40 °C	425										
	670										
	905										
	1135										

3.8 Processamento dos dados

Os dados armazenados pelo sistema de aquisição representavam conjuntos de dados com 20 leituras durante o tempo de aquisição. A maioria das medidas eram expressas em mV e mA, não estando, ainda, convertidas a temperaturas, pressões ou vazões. Em seguida era criado o arquivo de valores médios de todas as leituras para cada conjunto de dados. O processamento deste arquivo de dados realiza-se mediante um programa elaborado no software “Engineering Equation Solver- EES”, que envolvia os seguintes pontos:

- i) Avaliação dos valores de temperatura, pressão, vazão ou potência.
- ii) Avaliação das incertezas relativas e absolutas de cada medida.
- iii) Avaliação do coeficiente de transferência de calor no lado da água, pelo método gráfico de Wilson modificado.
- iv) Avaliação do valor de UA global referido à área interna
- v) Avaliação do coeficiente de transferência de calor no lado do refrigerante.
- vi) Avaliação da queda de pressão devido ao atrito.
- vii) Avaliação da propagação das incertezas em cada parâmetro calculado.

3.9 Metodologia de obtenção dos resultados

As temperaturas e pressões na entrada e saída da seção de testes, tanto no lado da água quanto no lado do refrigerante, bem como a vazão em ambos circuitos permitiam (e eram suficientes) para a determinação do coeficiente de transferência de calor e da queda de pressão no lado do refrigerante. As metodologias para determinar cada um desses parâmetros são detalhadas a seguir.

3.9.1 Queda de pressão por atrito

A queda de pressão total era obtida a partir da diferença entre as pressões na entrada e saída da seção de testes. A queda de pressão devida ao atrito na seção de testes, Δp_{atrito} , é avaliada pela diferença de pressão entre a entrada e saída, Δp_{total} , subtraindo-se sucessivamente a seguir os efeitos de entrada (contração), Δp_e , os efeitos de saída (expansão), Δp_s , e os efeitos de desaceleração devido à variação de densidade da mistura (líquido/vapor), Δp_{ac} , isto é,

$$\Delta p_{\text{atrito}} = \Delta p_{\text{total}} - \Delta p_e - \Delta p_s - \Delta p_{ac}, \quad (3.1)$$

Para escoamento de líquido subresfriado, Δp_e e Δp_s podem ser avaliados mediante as seguintes equações:

$$\Delta p_e = \frac{G^2}{2\rho_l} (1 - \sigma^2 + K_e) \quad (3.2)$$

$$\Delta p_s = \frac{G^2}{2\rho_l} (1 - \sigma^2 + K_s) \quad (3.3)$$

onde, σ é a relação entre a área transversal da lâmina com micro canais ensaiada e a área frontal dos tubos de conexão na entrada e na saída da seção de testes. As constantes K_e e K_s são funções de σ e do número de Reynolds, Kays e London (1984).

Para escoamento bifásico, Collier e Thome (1994) recomendam a utilização do modelo de fases separadas para avaliar Δp_e e Δp_s . As equações recomendadas para expansões e contrações são dadas por:

$$\Delta p_s = G^2 \sigma (1 - \sigma) \left(\frac{1}{\rho_l} \right) \left[\frac{(1-x)^2}{(1-\alpha)} + \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right) \frac{x^2}{\alpha} \right] \quad (3.4)$$

$$\Delta p_e = \left(\frac{G}{C_c} \right)^2 (1 - C_c) \left\{ \frac{(1 + C_c) \left[\frac{x^3}{\alpha^2 \rho_v^2} + \frac{(1-x)^3}{(1-\alpha)^2 \rho_l^2} \right]}{2[x(1/\rho_v) + (1-x)(1/\rho_l)]} - C_c \left[\frac{x^2}{\alpha \rho_v} + \frac{(1-x)^2}{(1-\alpha) \rho_l} \right] \right\} \quad (3.5)$$

a fração de vazio, α , pode ser avaliada mediante a relação de Zivi (1964). Caso fosse considerado escoamento homogêneo, as Eqs.(3.4) e (3.5) assumiriam a seguinte forma:

$$\Delta p_e = \frac{G^2}{2\rho_l} \left[\frac{1}{C_c} - 1 \right]^2 \left[1 + \left(\frac{\rho_l}{\rho_l - \rho_v} \right) x \right] \quad (3.6)$$

$$\Delta p_s = \frac{G^2}{2} (1 - \sigma)^2 \left(\frac{1}{\rho_l} \right) \left[1 + \left(\frac{\rho_l}{\rho_l - \rho_v} \right) x \right] \quad (3.7)$$

O coeficiente de contração, C_c é definido como a relação entre a área da “vena contracta”, A_{vc} , e a área transversal, A_c , para escoamento monofásico. Collier e Thome (1994) sugerem os seguintes valores:

$1/\sigma$	0	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0
C_c	0,586	0,598	0,625	0,686	0,790	1,0
$(1/C_c - 1)^2$	0,5	0,45	0,36	0,21	0,07	0,0

Finalmente, o efeito da aceleração devido à variação de densidade pode ser avaliado mediante a seguinte equação:

$$\Delta p_{ac} = -G^2 \left\{ \left[\frac{x_s^2}{\rho_v \alpha_s} + \frac{(1-x_s)^2}{\rho_l (1-\alpha_s)} \right] - \left[\frac{x_e^2}{\rho_v \alpha_e} + \frac{(1-x_e)^2}{\rho_l (1-\alpha_e)} \right] \right\} \quad (3.8)$$

3.9.2 Transferência de calor

A transferência de calor total na seção de testes (definida como Q_{total}) é determinada a partir de um balanço de energia no lado da água:

$$Q_{total} = m_{\text{água}} c_{p_{\text{água}}} (T_{\text{água}_s} - T_{\text{água}_e}) + (UA)_{st} (T_{\text{água}} - T_{\infty}) \quad (3.9)$$

Onde, $(UA)_{st}$, é a condutância global entre a seção de testes e o meio ambiente avaliada experimentalmente, $T_{\text{água}}$ é a temperatura média da água na seção de ensaios e T_{∞} a temperatura do meio externo.

O título do vapor na entrada da seção de testes, x_e , é avaliado a partir de um balanço de energia no TEE. O calor ganho pelo refrigerante no TEE, Q_{TEE} (igual à potência subministrada pelas resistências de aquecimento e as bombas submersíveis), é igual à soma do calor sensível e o calor latente, ou seja,

$$Q_{TEE} = Q_{\text{sensível}} + Q_{\text{latente}} + Q_{\text{perdas}} \quad (3.10)$$

sendo,

$$Q_{\text{sensível}} = m_r c_{p_r} (T_{\text{sat}} - T_{e_{TEE}}) \quad (3.11)$$

$$Q_{\text{latente}} = m_r i_{lv} x_{s_{TEE}} \quad (3.12)$$

O título na entrada da seção de testes, x_e , que representa o título na saída do TEE, $(x_s)_{TEE}$, é avaliado a partir das Eqs. (3.9), (3.10) e (3.11), lembrando que Q_{perdas} e Q_{TEE} são conhecidos.



$$x_e = \frac{1}{i_{lv}} \left[\frac{Q_{TEE} - Q_{perdas}}{m_r} - c_{p_r} (T_{sat} - T_{e_{TEE}}) \right] \quad (3.13)$$

A mudança do título na seção de testes é obtida mediante um balanço de energia,

$$\Delta x = \frac{Q_{total}}{m_r i_{lv}} \quad (3.14)$$

o título médio na seção de testes é igual a:

$$x = x_e + \Delta x / 2 \quad (3.15)$$

O coeficiente global de transferência de calor na seção de testes pode ser avaliado mediante a seguinte relação:

$$Q_{total} = (UA)\Delta T_m \quad (3.16)$$

onde,

$$\Delta T_m = \frac{(T_{r_e} - T_{agua_s}) - (T_{r_s} - T_{agua_e})}{\ln \left(\frac{T_{r_e} - T_{agua_s}}{T_{r_s} - T_{agua_e}} \right)} \quad (3.17)$$

Desprezando efeitos da espessura da parede do micro canal, o coeficiente de transferência de calor no lado do refrigerante é obtido a partir da seguinte relação:

$$\frac{1}{UA} = \frac{1}{(hA)_r} + \frac{1}{(hA)_{agua}} \quad (3.18)$$

para avaliar o coeficiente de transferência de calor no lado do refrigerante, é necessário avaliar a resistência térmica no lado da água. Esta pode ser avaliada por intermédio do procedimento gráfico de Wilson. Assumindo que a resistência interna, $(hA)_r$, é proporcional a $Re^{0,8}$, resulta:

$$\frac{1}{UA} = \frac{a}{Re^{0,8}} + \frac{1}{(hA)_{\text{agua}}} \quad (3.19)$$

onde, a , é uma constante. O procedimento de Wilson consiste em manter a vazão de água constante de forma que $(1/hA)_{\text{água}}$ não se altere, realizando ensaios sucessivos para distintas vazões de refrigerante, como ilustrado na Fig.3.11. À medida que o número de Reynolds se eleva o primeiro termo da Eq.(3.19) tende a zero. Extrapolando o gráfico para números de Reynolds próximos a infinito, obtém-se $(1/UA)$ que tende a $(1/hA)_{\text{água}}$. Determina-se, assim, a resistência no lado da água para uma dada vazão a qual será utilizada na avaliação do $(1/hA)_r$ no lado do refrigerante.

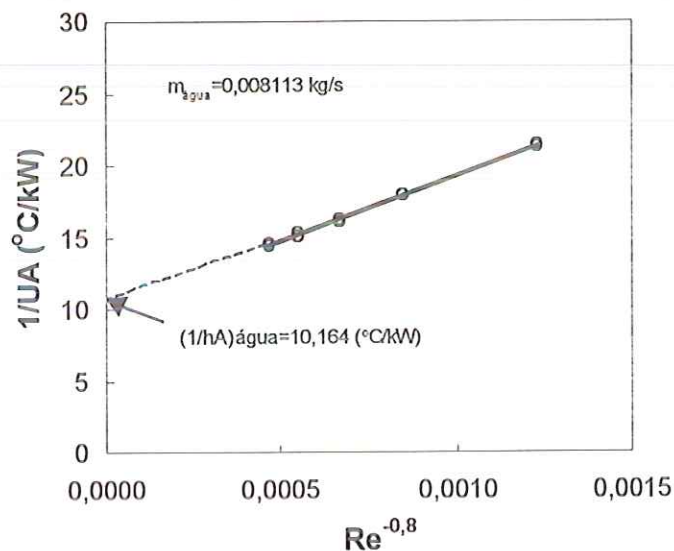


Figura 3.11 Método gráfico de Wilson aplicado na seção de ensaios

3.9.3 Propagação de incertezas

As incertezas de medida dos distintos parâmetros avaliados foram determinadas pelo método de perturbação seqüencial de Moffat (1988) para amostras

simples. As incertezas dos parâmetros de medida foram obtidas a partir da precisão associada a cada aparelho de medida proporcionado pelos fabricantes ou avaliada por calibração, resultando os valores da Tabela 3.9. Para um intervalo de confiança de 95%, a propagação das incertezas de medida nos parâmetros mais importantes no presente estudo são apresentados no apêndice I.

Tabela 3.9 Incerteza dos parâmetros físicos mais importantes

	Temperatura	Pressão	Vazão	h		Δp	
Incerteza	$\pm 0,2 \text{ } ^\circ\text{C}$	$\pm 0,86\text{kPa}$	$\pm 0,15\%$	Min.	Max.	Min.	Max.
				$\pm 4,5\%$	$\pm 12,3\%$	$\pm 2,3\%$	$\pm 21,5\%$

CAPÍTULO 4

ANÁLISE DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS

4.1 Introdução

O presente capítulo apresenta uma análise crítica dos resultados experimentais, onde, discutem-se os efeitos de distintos parâmetros como: título do vapor, velocidade mássica, temperatura de saturação, concentração de óleo de lubrificação, tipo de refrigerante e geometria dos micro canais. Como foi detalhado no capítulo anterior, foram desenvolvidos ensaios para os refrigerantes puros R-134a e R-410A visando o estudo da perda de carga e a transferência de calor tanto para líquido subresfriado quanto para condensação. Também, foram realizados ensaios de condensação dos refrigerantes puros e misturados com óleo de lubrificação para avaliar seu efeito na queda de pressão e o coeficiente de transferência de calor.

Sendo o refrigerante R-410A uma mistura de 50% de R-32 e 50% de R-125 (ambos HFCs) em massa, é importante definir se representa uma mistura zeotrópica, azeotrópica ou quase-azeotrópica. Um aspecto importante a considerar nas misturas zeotrópicas é a variação da temperatura durante o processo de mudança de fase a pressão constante. Ao contrário de uma mistura azeotrópica que não apresenta uma diferença de temperatura entre os estados de líquido e vapor saturados. Por outro lado, uma mistura quase-azeotrópica apresenta uma diferença de temperatura desprezível durante um processo de condensação ou ebulição e, por tanto, comportam-se como uma mistura azeotrópica. O R-410A é uma mistura quase azeotrópica por apresentar uma diferença de temperatura de saturação entre a fase

líquida e vapor (“temperature glide”) inferior a 0,5 °C. O surgimento de refrigerantes alternativos responde à necessidade de refrigerantes não nocivos ao meio ambiente com níveis nulos de ODP, “Ozone Depletion Potential”. As características de escoamento e transferência de calor destes refrigerantes são estudados na atualidade visando sua utilização como potenciais substitutos dos refrigerantes CFCs e HCFCs. O R-410A e o R-134a são estudados como potenciais substitutos do R-22 e do R-12, respectivamente. A tabela 4.1 permite identificar as diferenças das propriedades termodinâmicas e de transporte entre esses refrigerantes. O R-134a e o R-12 apresentam propriedades similares, porém, uma das diferenças mais importantes é o maior calor específico da fase líquida e vapor do R-134a com relação ao R-12. Por outro lado, o R-410A apresenta consideráveis diferenças com relação ao R-22, na pressão de saturação, densidade de vapor, calor específico, viscosidade do líquido e a tensão superficial. Estas diferenças justificam a necessidade de estudar o escoamento e a transferência de calor dos refrigerantes alternativos para sua aplicação.

Tabela 4.1 Propriedades termodinâmicas e de transporte para $T_{\text{sat}}=40$ °C [programa EES, f-Chart Software]

	R-134a	R-12	R-410A	R-22
P_{sat} (kPa)	1017	960	2416	1533
ρ_v (kg/m ³)	50,43	55,01	102,7	66,05
ρ_l (kg/m ³)	1148	1253	978,6	1131
c_{pl} (kJ/kg)	1,459	0,997	1,775	1,295
c_{pv} (kJ/kg)	1,164	0,788	1,784	0,9565
i_{lv} (kJ/kg)	161,8	128,6	160,5	166,9
μ_l (10 ⁻⁶ N-s/m ²)	207,6	203,7	96,43	189,8
μ_v (10 ⁻⁶ N-s/m ²)	12,96	13,73	15,59	14,3
k_l (10 ⁻³ W/m-K)	81,04	63,88	87,61	80,3
k_v (10 ⁻³ W/m-K)	16,13	11,14	19,35	13,4
σ (10 ⁻³ N/m)	6,134	6,711	3,273	6,034
p_{crit} (kPa)	4065	4114	4925	4976
p_{red}	0,250	0,233	0,491	0,308
Pr_l	3,738	3,190	1,954	3,060

Na Tabela 4.1, também pode-se observar que, para uma mesma temperatura de saturação, o R-410A apresenta uma pressão de saturação e densidade do vapor superiores ao dobro daqueles do R-134a; ocorrendo o contrario com a tensão superficial. Estas características afetam o desenvolvimento dos padrões de

escoamento e o mecanismo de transferência de calor. Por outro lado, o R-134a apresenta uma viscosidade de líquido de aproximadamente o dobro do R-410A, afetando diretamente a perda de carga e a transferência de calor.

4.2 Líquido subresfriado

4.2.1 Queda de pressão

Os ensaios foram realizados tendo por objetivo o levantamento da perda de carga resultante do atrito na lâmina ensaiada, Δp . Para tanto, da perda de carga total na seção de ensaios, Δp_{total} , foram removidos os efeitos de entrada e saída, avaliados como foi explicado na seção 3.9. Estes efeitos representaram um reduzido valor relativo à perda de carga total, inferiores a 6,3%, como mostra a Tabela 4.2.

Tabela 4.2 Efeitos de entrada e saída nos canais na perda de carga

100 % x $(\Delta p_{total} - \Delta p) / \Delta p_{total}$					
G [kg/sm ²]	Micro canais quadrados		G [kg/sm ²]	Micro canais circulares	
	R-134a	R-410A		R-134a	R-410 ^A
423	2,9	3,9	391	1,0	2,8
660	3,3	5,8	598	1,6	3,8
891	4,8	5,5	824	2,2	4,4
1135	5,5	6,0	1030	2,2	5,0
1360	5,3	6,3	1255	2,1	5,7

Os resultados aqui apresentados envolvem valores do número de Reynolds, relativos a um micro canal, que variaram entre 2.000 e 6.500, para o R-134a, e entre 4.400 e 14.500, para o R-410A. As Figs. 4.1a, b constituem um sumário dos resultados obtidos nos ensaios de escoamento monofásico, no estado de líquido subresfriado, dos refrigerantes R-134a e R-410A, tendo sido incluídas para efeito de comparação do desempenho relativo dos dois refrigerantes. A perda de carga está apresentada em termos de sua variação com a velocidade mássica, relativa ao escoamento em um único micro canal da lâmina. Na Fig.4.1a nota-se que a perda de carga, resultante do efeito exclusivo do atrito, não apresenta diferenças significativas para os dois refrigerantes ensaiados. Tal comportamento pode ser justificado considerando que a perda de carga é dada por uma relação do tipo:

$$\Delta p = 2 C_f \left(\frac{L}{D_h} \right) \left(\frac{G^2}{\rho} \right) \quad (4.1)$$

Admitindo, para efeito de raciocínio, que C_f seja dado por uma correlação do tipo Blasius, pode se demonstrar que

$$\frac{(\Delta p)_{134a}}{(\Delta p)_{410A}} = \left[\frac{(\mu)_{134a}}{(\mu)_{410A}} \right]^{0,25} \left[\frac{(\rho)_{410A}}{(\rho)_{134a}} \right] \quad (4.2)$$

Para as condições operacionais dos ensaios, a relação entre perdas de carga da Eq. (4.2) resulta da ordem de 1,033. Confirmando a tendência da Fig.4.1a obtida para canais quadrados, onde não se notam diferenças significativas entre os resultados para os dois refrigerantes. No entanto, a Fig.4.1b válida para micro canais circulares segue esse comportamento até, aproximadamente, 800 kg/sm². A velocidades mássicas superiores o R-134a apresenta perdas de carga 15% superiores ao R-410A. Em parte, esse comportamento, também, poderia estar associado às incertezas de medida, cujo limite superior é da ordem de 12% para velocidades superiores a 824 kg/sm². Em todo caso, os resultados mostram consistência por resultarem perdas de carga superiores para o R-134a, como verifica a Eq.(4.2), embora em menor porcentagem.

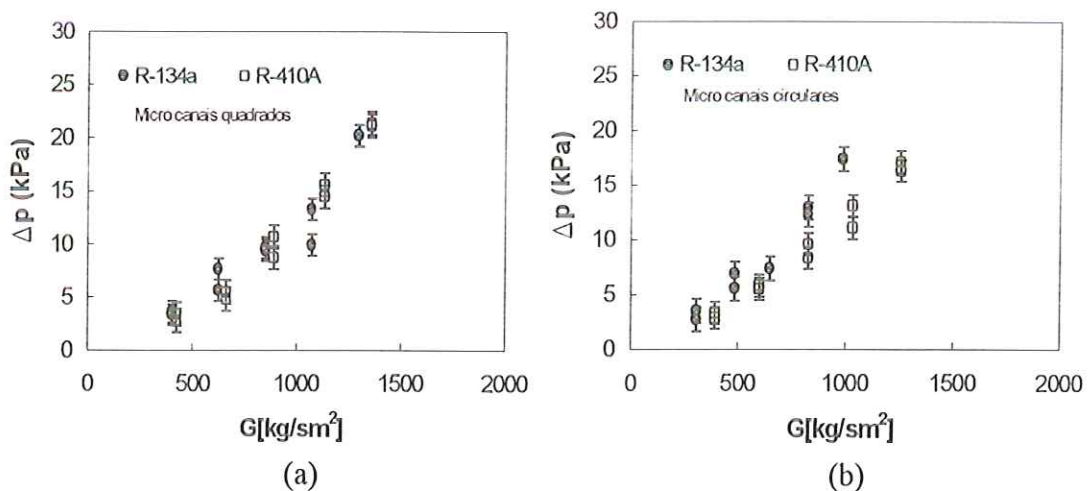


Figura 4.1 Perda de carga no micro canal vs. velocidade mássica $T_{sat}=40\text{ }^{\circ}\text{C}$, $\Delta T_{sr}=10\text{ }^{\circ}\text{C}$: (a) micro canais quadrados, (b) micro canais circulares

Os resultados de perda de carga dos ensaios foram confrontados com os equivalentes obtidos a partir de correlações clássicas para o coeficientes de atrito, desenvolvidas para tubos de dimensões convencionais. Por sua simplicidade, foram consideradas as correlações de Blasius, Eq.(2.4), e de Churchill (1977), Eq.(2.7).

A Fig. 4.2(a) apresenta os resultados da perda de carga para o R-410A, considerando as duas geometrias ensaiadas, e a correspondente a partir da correlação de Blasius. Pode-se observar que, em geral, a perda de carga experimental apresentou valores superiores aos obtidos a partir do coeficiente de atrito de Blasius, tanto em canais quadrados quanto circulares, apresentando desvios, em média, 14% e 36% superiores. Este comportamento pode ser justificado por que a correlação Blasius despreza o efeito da rugosidade relativa (ϵ/D). Em canais com diâmetros pequenos, a rugosidade relativa pode assumir valores elevados, os quais, segundo grande parte dos estudos em micro canais, são responsáveis pela ocorrência prematura do regime turbulento. A Fig. 4.2(b) mostra a perda de carga resultante da correlação de Churchill e Blasius, aplicada aos micro canais ensaiados em termos daquela obtida experimentalmente. Para efeitos de avaliação da Eq.(2.7), a rugosidade da superfície dos micro canais, ϵ , foi admitida igual a 0,005mm (proporcionada pelo fabricante). Para R-410A verifica-se um desvio de 8% em canais quadrados e de 27% para canais circulares. Ou seja, a correlação de Churchill apresentou melhores resultados que a de Blasius.

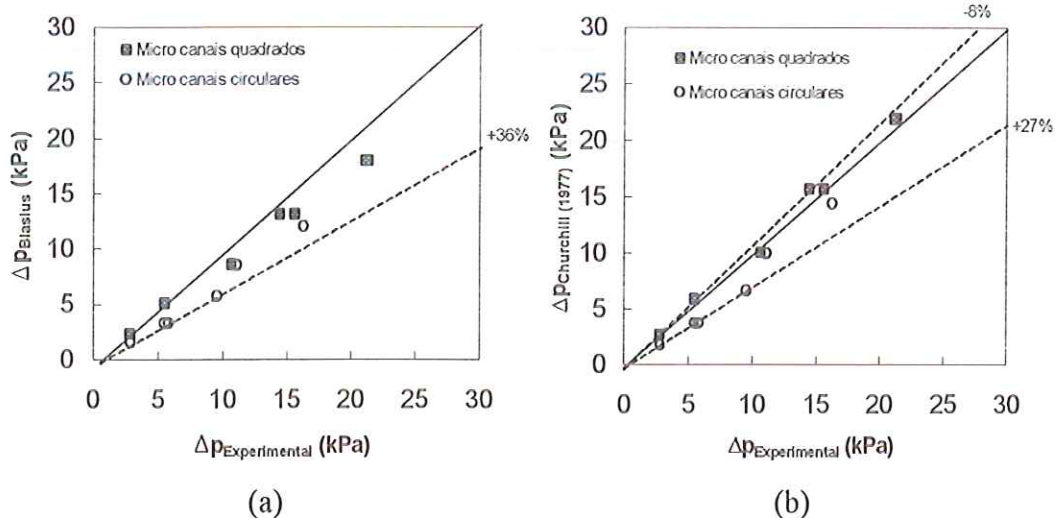


Figura 4.2. Perda de carga no escoamento monofásico do refrigerante R-410A, $T_{\text{sat}}=40\text{ }^{\circ}\text{C}$, $\Delta T_{\text{sr}}=10\text{ }^{\circ}\text{C}$

A Fig.4.3(a) mostra os valores de perda de carga obtidos nos ensaios com R-134a, verificando-se comportamentos similares aos apresentados pelo R-410A, ou seja, valores sempre superiores aos obtidos a partir das correlações de Blasius e Churchill. No entanto, os resultados com R-134a apresentaram menores desvios em relação aos obtidos a partir dos modelos. Assim, na Fig.4.3(b) verifica-se que os resultados obtidos a partir da correlação de Blasius resultaram 15% e 25% inferiores aos obtidos experimentalmente em canais quadrados e circulares. Por outro lado, os resultados a partir da correlação de Churchill apresentaram desvios entre 8% e 17%, para canais quadrados e circulares, com relação aos resultados experimentais.

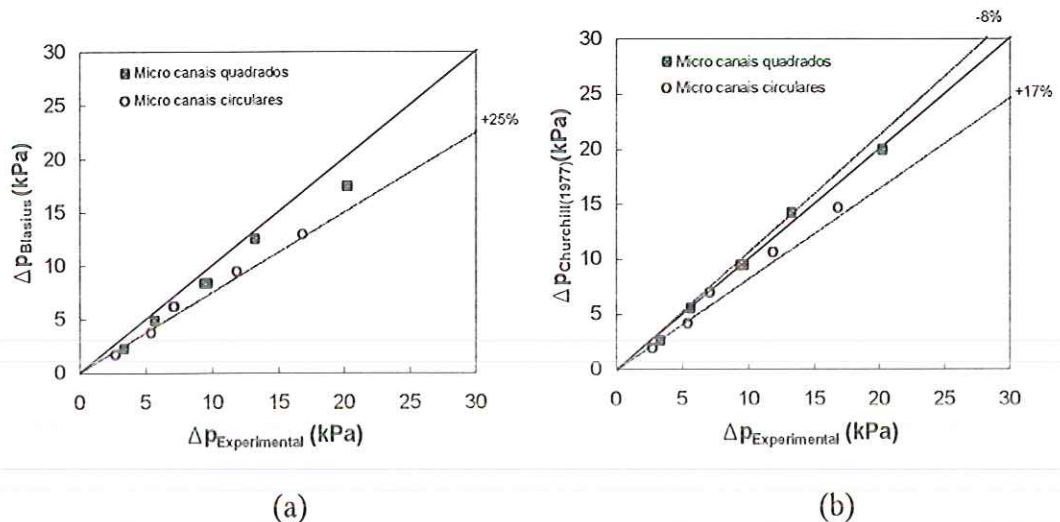


Figura 4.3. Perda de carga no escoamento monofásico do refrigerante R-134a, $T_{\text{sat}}=40\text{ }^{\circ}\text{C}$, $\Delta T_{\text{sr}}=10\text{ }^{\circ}\text{C}$

Outro aspecto importante a notar nos resultados experimentais é que a perda de carga em canais quadrados, em média, é 5% superior ao equivalente em canais circulares. Resultado que é consistente com a correlação de Churchill, onde, esta diferença é de aproximadamente 10%.

Com os resultados apresentados acima é possível concluir que as correlações de Blasius e Churchill, válidas para dutos convencionais, proporcionam perdas de carga inferiores às apresentadas em micro canais. Em todo caso, a correlação que apresentou menor desvio é a de Churchill aplicada a micro canais quadrados.

4.2.2 Coeficiente de transferência de calor

Como foi explicado na seção 3.9.2, o coeficiente de transferência de calor foi obtido aplicando o método gráfico de Wilson. A resistência térmica no lado da água, $1/(hA)_{\text{água}}$, para uma dada vazão, pode ser determinada mediante uma redução progressiva da resistência térmica no lado do refrigerante, por aumentos sucessivos da vazão. Extrapolando os resultados experimentais até uma resistência nula do lado de refrigerante pode-se obter a resistência térmica do lado da água. No presente estudo, a vazão da água foi mantida constante e igual a 30,3 kg/h, para a qual resultou uma resistência térmica, $1/(hA)_{\text{água}} = 10,164 \pm 0,152 \text{ } ^\circ\text{C/kW}$. A vazão de refrigerante que atravessa todos os canais da lâmina de ensaio variou entre 23,4 kg/h e 79,2 kg/h, ao passo que sua temperatura de saturação foi mantida a 40 °C e um subresfriamento de 10 °C. Nessas condições, a velocidade mássica resultante em cada micro canal variou entre 423 e 1360 kg/sm² para canais quadrados, e de 391 a 1255 kg/sm² para canais circulares. Todas as condições de ensaio apresentaram números de Reynolds que definem o regime turbulento.

Assim, no caso do coeficiente de transferência de calor, os valores obtidos para o refrigerante R-410A são aproximadamente o dobro daqueles do R-134a como se observa na Fig. 4.4(a), para canais quadrados, e na Fig.4.4(b), para canais circulares.

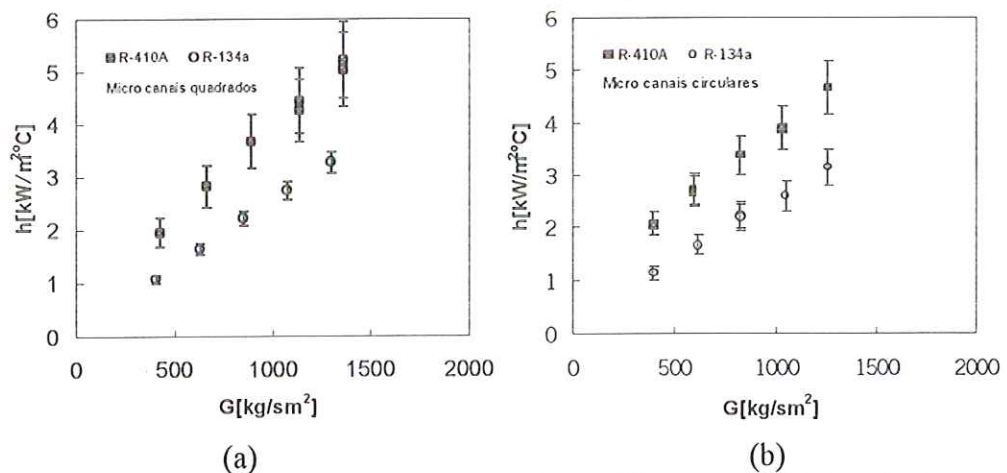


Figura 4.4 Coeficiente de transferência de calor médio vs. velocidade mássica

Esse comportamento pode ser justificado de forma análoga à perda de carga. Assim, considerando uma correlação do tipo Dittus e Boelter, para dadas velocidade mássica e geometria, a relação entre os coeficientes de transferência de calor pode ser escrita como:

$$\frac{(h)_{134a}}{(h)_{410A}} = \left[\frac{(k)_{134a}}{(k)_{410A}} \right] \left[\frac{(\mu)_{410A}}{(\mu)_{134a}} \right]^{0,8} \left[\frac{(Pr)_{134a}}{(Pr)_{410A}} \right]^{0,4} \quad (4.3)$$

da qual resulta um valor da ordem de 0,5, para as condições dos ensaios, confirmando os resultados da Fig. 4.4.

Para efeitos de comparação, o coeficiente de transferência de calor obtido experimentalmente foi confrontado com os equivalentes obtidos a partir das correlações de Dittus e Boelter e Gnielinski (1976). A Fig.4.5(a) mostra que o coeficiente de transferência de calor experimental para R-410A, em média, é 7,5% e 13,2% superior ao obtido a partir da correlação Dittus e Boelter, para canais quadrados e circulares. Os resultados ilustrados na Fig.4.5(b) indicam que a correlação de Gnielinski (1976) apresenta menores desvios aos apresentados pela relação de Dittus e Boelter. A equação de Gnielinski apresenta uma dispersão média de 3,5% para canais quadrados e 8,4% para canais circulares.

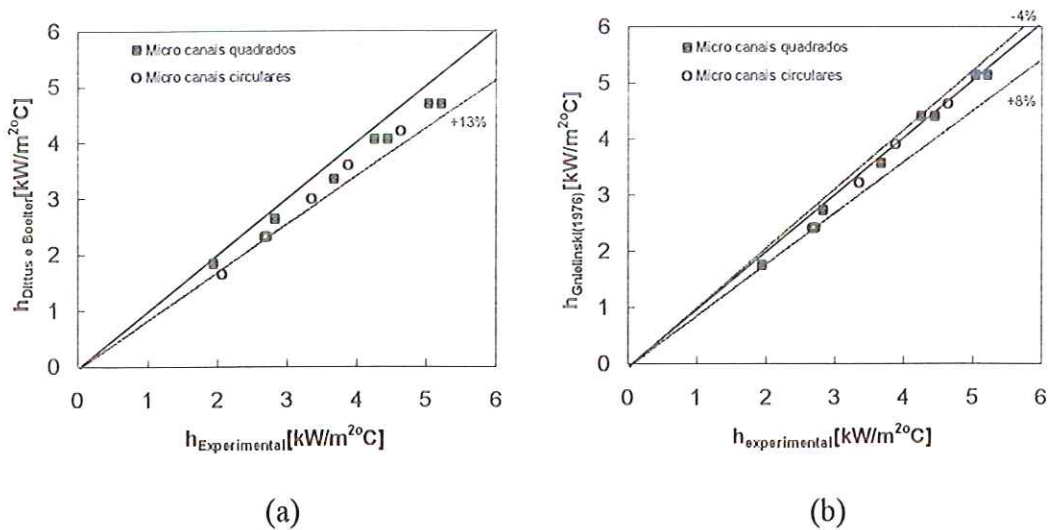


Figura 4.5. Coeficiente de transferência de calor para escoamento monofásico do refrigerante R-410A, $T_{sat}=40\text{ }^{\circ}\text{C}$, $\Delta T_{sr}=10\text{ }^{\circ}\text{C}$

As Figs.4.6(a) e (b) mostra os resultados para o refrigerante R-134a, verificando-se comportamento similar ao do R-410A, ou seja, valores sempre superiores aos obtidos a partir das correlações de Dittus e Boelter e Gnielinski. No entanto, os resultados com R-134a apresentaram desvios um tanto superiores aos do R-410A. A correlação de Dittus e Boelter apresenta desvios de até 15% e a de Gnielinski de 14% com relação aos resultados experimentais. É importante ressaltar que, em geral, os resultados experimentais resultaram ligeiramente superiores aos obtidos a partir das correlações válidas para tubos convencionais.

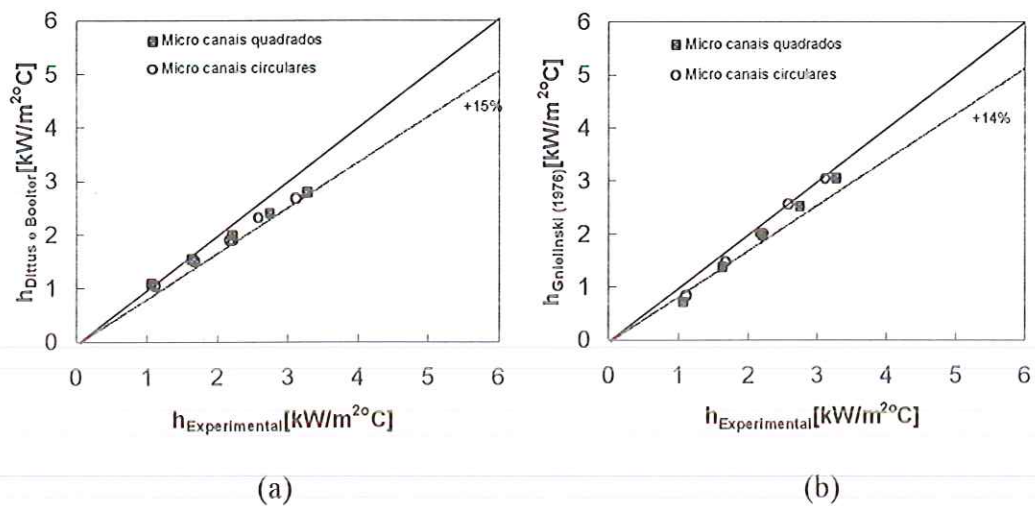


Figura 4.6. Coeficiente de transferência de calor para escoamento monofásico do refrigerante R-134a, $T_{\text{sat}}=40\text{ }^{\circ}\text{C}$, $\Delta T_{\text{sr}}=10\text{ }^{\circ}\text{C}$

Com relação ao efeito da geometria, para uma mesma velocidade mássica, os resultados experimentais para as lâminas com micro canais quadrados e circulares apresentam coeficientes de transferência de calor comparáveis, como se observa nas Figs. 4.5 e 4.6. Tais resultados permitem concluir que a correlação de Gnielinski é adequada para geometrias semelhantes às consideradas no presente estudo com um desvio máximo de 13%.

4.3 Condensação

4.3.1 Padrões de escoamento

Como apresentado na seção 2.2, no processo de condensação, a identificação dos padrões de escoamento é fundamental no estudo da queda de pressão e da transferência de calor. Uma vez que, o equipamento experimental não permitiu identificar os padrões de escoamento associados a cada ensaio, foi necessário tomar como referência alguns mapas da literatura. Assim, foram utilizados os mapas de Damianides (1987) e Triplett et al. (1999), obtidos para ar-água, e de Yang e Shieh (2001) obtido para refrigerante R-134a. Todos eles utilizam como coordenadas as velocidades superficiais da fase líquida, J_l , e da fase vapor, J_v . As Figs.4.7 e 4.8 ilustram as distintas condições de ensaio do presente estudo nos mapas de Damianides e Triplett et al., verificando-se a presença majoritária dos padrões pistonado e pistonado-anular. Nota-se uma tendência ao regime estritamente anular na medida em que se incrementa a velocidade mássica e o título do vapor.

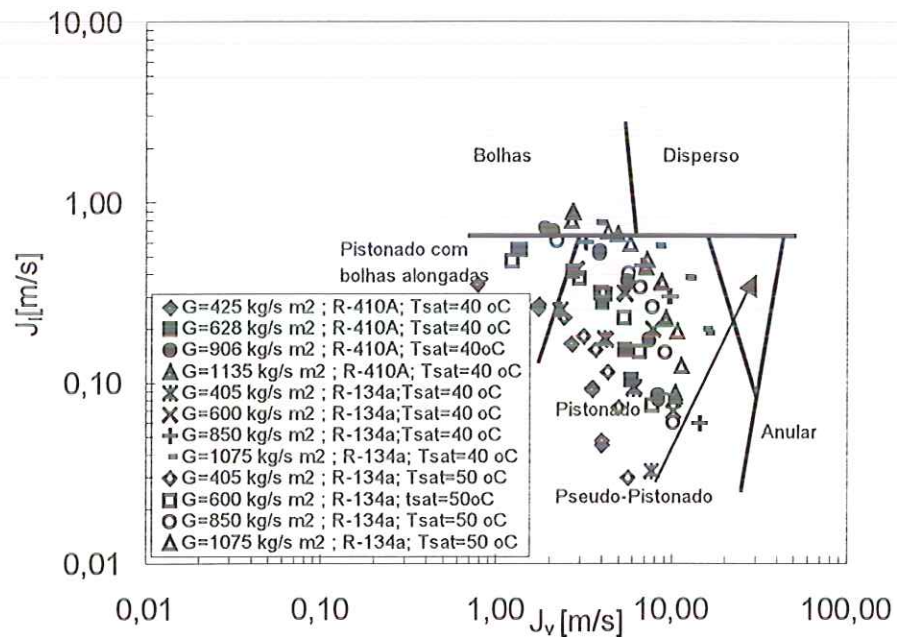


Figura 4.7 Padrões de escoamento dos ensaios segundo Damianides (1987)

Segundo o mapa de Damianides, verifica-se a ocorrência do padrão pistonado com bolhas alongadas para velocidades e títulos reduzidos. Posteriormente na medida em que a quantidade de vapor aumenta, é atingido o padrão pistonado. Por outro lado, alguns ensaios com velocidades elevadas e baixos títulos apresentam o padrão bolhas, resultado da reduzida presença de vapor, que, para vazões elevadas da fase líquida resulta num arrasto de bolhas de vapor sem causar a sua coalescência. Por outro lado, no mapa de Triplett et al. parece acontecer o domínio do padrão pistonado-anular, que, segundo os referidos autores, apresenta natureza intermitente anular. Segundo a Fig. 4.8 dois padrões ocorrem para as condições operacionais do presente estudo: o pistonado, a velocidades reduzidas e baixos títulos, e o pistonado-anular, que ocorre quando se aumenta o título e a velocidade do vapor. É importante ressaltar que, de acordo com os mapas de Damianides e Triplett et al. nos ensaios não se atinge o padrão estritamente anular.

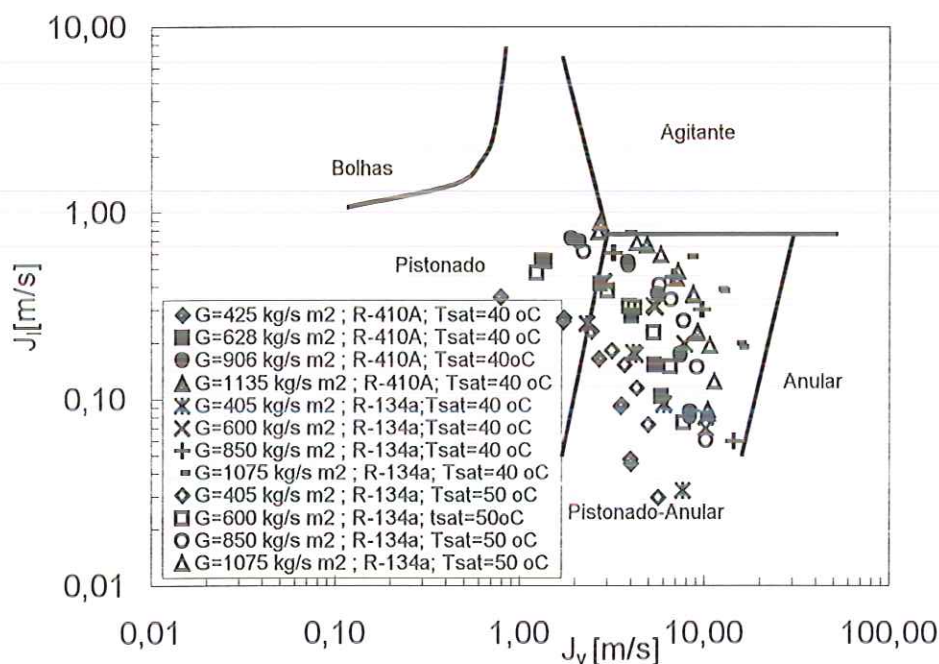


Figura 4.8 Padrões de escoamento dos ensaios segundo Triplett et al.(1999)

Entretanto, segundo o mapa de Yang e Shieh (2001) para refrigerante R-134a em canais de 2mm, as condições parecem corresponder, principalmente, ao padrão estritamente anular. Segundo estes pesquisadores, as diferenças com os mapas de

Damianides e Tripplet et al. estão relacionadas com as forças de tensão superficial, que cobram importância em tubos de diâmetros pequenos, atuando no sentido de minimizar a área da interface. Segundo Yang e Shieh a tensão superficial atua no sentido de manter o “slug” de líquido esquematizado na Fig. 4.9. Assim, a transição pistonado-anular se apresentará a velocidades superficiais da fase vapor maiores quando a interface apresenta tensões superficiais elevadas, como é o caso de ar-água.

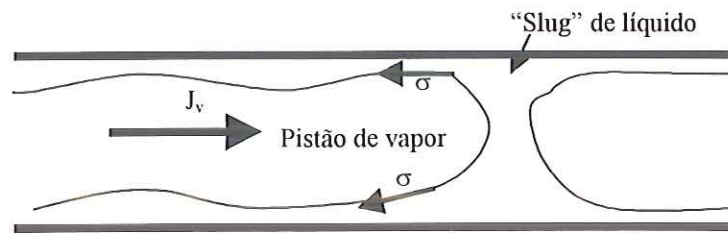


Figura 4.9 Efeitos de tensão superficial na transição pistonado-anular

Sendo a tensão superficial da água quase dez vezes maior à do R-134a, a transição pistonado-anular para ar-água se apresentará a velocidades da fase vapor muito superiores que para o R-134a. Continuando essa análise, o refrigerante R-410A deveria atingir o padrão anular antes que o R-134a por apresentar uma tensão superficial inferior. No entanto, por apresentar o R-410A densidades da fase vapor superiores ao R-134a, este atingirá velocidades superficiais na fase vapor inferiores, assim, a transição pistonado-anular acontecerá antes para o R134a que para o R-410A. A combinação desses dois efeitos é ilustrada na Fig.4.10, onde algumas condições de ensaio com R-410A mostram a presença do padrão pistonado. Da análise de padrões de escoamento segundo o mapa de Yang e Shieh, pode-se afirmar que o padrão anular predomina em todas as condições de ensaio. Esta conclusão é fisicamente consistente, uma vez que, durante o processo de condensação de refrigerantes, embora este atravesse por vários padrões de escoamento na medida em que o título do vapor diminui, a região do padrão anular representará a região central que domine este processo. Esta possibilidade aumenta quando se trabalha com tubos de diâmetros pequenos, considerados no presente estudo, onde, a tensão superficial atua como mecanismo importante de molhagem da parede (Apêndice II).

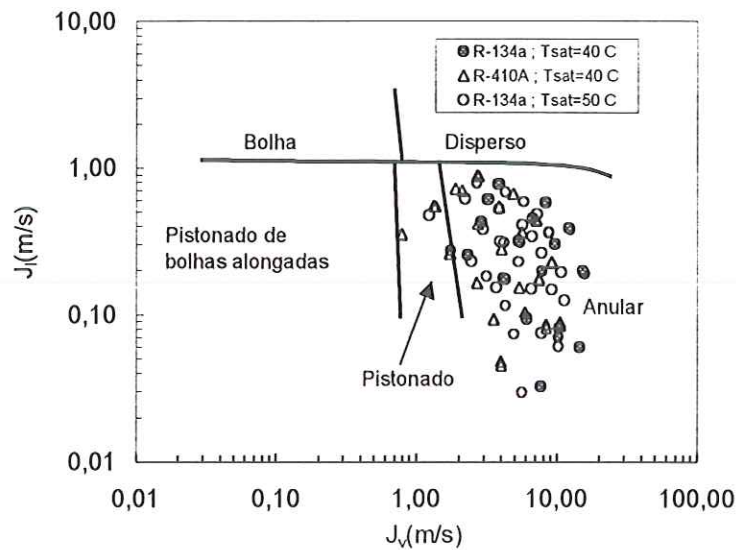


Figura 4.10 Padrões de escoamento segundo Yang e Shieh (2001)

Com as considerações acima, a análise dos resultados de perda de carga por atrito e o coeficiente de transferência de calor levaram em conta a ocorrência do padrão anular. Fisicamente este padrão estará caracterizado pela presença de um filme de líquido na parede do tubo que se desloca principalmente pela quantidade de movimento transferida pelo vapor que escoar no centro do tubo. Ao mesmo tempo deve-se considerar que grande parte das instabilidades da interface líquido-vapor são provocadas pelas forças de arrasto do vapor e possíveis efeitos de tensão superficial, que resultam mais significativas que as forças de gravidade em canais de diâmetros pequenos.

4.3.2 Queda de pressão por atrito

A queda de pressão total medida na seção de ensaios, Δp_{total} , envolve efeitos de entrada e saída (associada a mudanças de geometria), efeitos de aceleração (por variação da densidade da mistura bifásica) e efeitos resultantes do atrito (nas paredes do tubo). Assim, para obter a perda de carga associada estritamente ao atrito, Δp_{atrito} , foram subtraídos os outros efeitos dos resultados experimentais, como explicado na seção 3.9. A Tabela 4.3 mostra que o valor relativo dos outros efeitos com relação à perda de carga total é pequeno, como regra geral, inferiores a 6%. Ou seja, o erro

associado a esses efeitos dificilmente comprometeria os resultados de perda de carga por atrito.

Tabela 4.3 Efeitos combinados de entrada, saída e aceleração

100 x ($\Delta p_{\text{total}} - \Delta p_{\text{atrito}}$)/ Δp_{total} [%]				
G [kg/sm ²]	Micro canais quadrados		G [kg/sm ²]	Micro canais circulares
	R-134a	R-410A		R-134a
423	2,6 – 4,1	1,9 – 4,7	410	3,6 – 6,3
660	2,4 – 3,4	2,5 – 3,6	620	3,4 – 5,6
891	2,3 – 5,1	2,3 – 3,9	830	3,4 – 4,9
1135	2,6 – 5,4	2,5 – 3,7	1050	2,9 – 4,9

Os ensaios consideraram velocidades mássicas variando entre 410 a 1135 kg/sm², título médio da seção de testes entre 0,15 a 0,9 e fluxo de calor de, aproximadamente, 5 kW/m². Em cada um dos ensaios a condensação foi parcial, da ordem de 15 a 25% do título de entrada na seção de ensaios. Esta porcentagem dependia das condições de entrada e saída da água na seção de testes de forma que, o fluxo de calor seja aproximadamente constante e igual a 5 kW/m². Os resultados experimentais obtidos representam, assim, valores correspondentes ao título médio entre a entrada e saída da seção de ensaios. A seguir é apresentada a análise dos resultados de perda de carga resultante do atrito mediante um estudo paramétrico das principais variáveis de interesse, como: velocidade mássica, título do vapor, refrigerante, temperatura de saturação, concentração de óleo e parâmetro de Martinelli.

4.3.2.1 Efeito da velocidade mássica e o título

A Fig.4.11 apresenta os resultados da perda de carga por atrito com relação à variação do título e da velocidade mássica. Tanto para R-410A quanto para R-134a verifica-se um acréscimo da queda de pressão com o incremento do título e da velocidades mássica. Este comportamento é típico em escoamento bifásico com natureza anular, padrão que ocorre na maioria dos ensaios, como sugerido

anteriormente. O incremento da queda de pressão com o título explica-se pela maior presença de vapor o que determina maior área na interface que implica maior arrasto. Acréscimos na queda de pressão devido ao incremento da velocidade mássica relacionam-se estritamente ao incremento da velocidade em ambas fases e, portanto, do gradiente de velocidades na parede e na interface. Na Fig.4.11(a), se observa que o R-410A apresenta gradientes similares para velocidades mássicas de 425 e 670 kg/s m^2 em toda a faixa de títulos. Entretanto, para velocidades de 905 e 1135 kg/s m^2 , os acréscimos aumentam ligeiramente para títulos superiores a 0,5, mostrando uma intensificação dos efeitos de arrasto. Por outro lado, a Fig.4.11(b) mostra que o R-134a apresenta gradientes na perda de carga em toda a faixa de velocidades de forma similar aos resultados do R-410A em velocidades mássicas elevadas. Este comportamento para R-134a é resultado de dois efeitos que incrementam os efeitos de arrasto na parede e na interface em toda a faixa de velocidades: a viscosidade superior do R-134a com relação ao R-410A e a densidade do vapor do R-134a inferior ao R-410A.

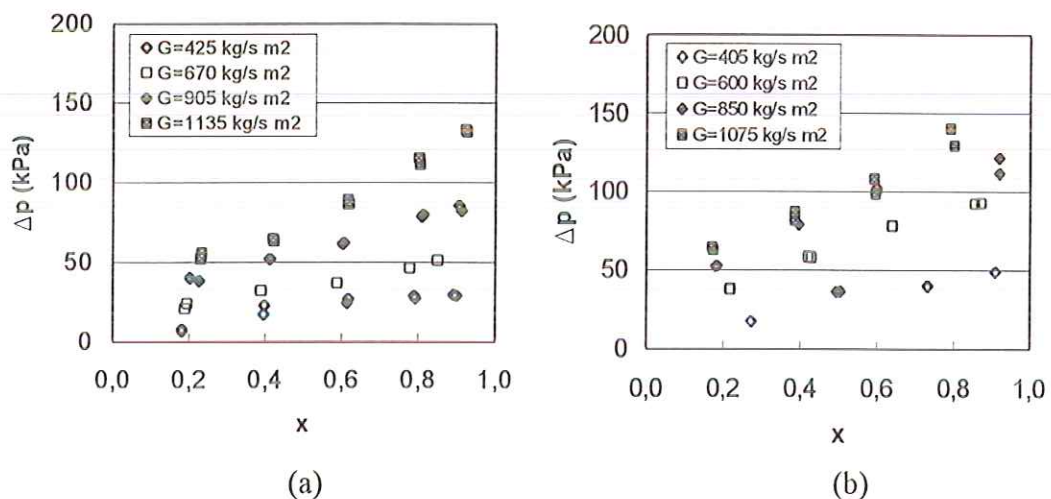


Figura 4.11 Efeito da velocidade mássica e do título na perda de carga por atrito para micro canais quadrados e $T_{\text{sat}}=40$ °C: a) R-410A e b) R-134a

4.3.2.2 Efeito do tipo de refrigerante

Para efeito de comparação do desempenho dos dois refrigerantes ensaiados, a Fig. 4.12 confronta os resultados para condições similares de velocidade mássica e temperatura de saturação. Assim, é importante destacar maiores perdas de carga no

caso do R-134a, da ordem de 20% para baixas velocidades e de 12% para a máxima velocidade de ensaio. Este comportamento era de esperar, uma vez que a viscosidade de R-134a líquido é superior ao R-410A, o que determina, o aumento do arrasto nas paredes. Por outro lado, a maior densidade do vapor de R-410A implica em velocidades menores à do R-134a, reduzindo assim, o arrasto na interface e em consequência a perda de carga. A Fig.4.12(a) mostra que a combinação desses dois efeitos são mais pronunciados para velocidades entre 405 a 670 kg/sm². No entanto, para velocidades maiores, a Fig.4.12(b) mostra que estas diferenças se reduzem. Este comportamento pode ser resultado de que o incremento dos esforços de arrasto no R-410A a velocidades elevadas é significativo reduzindo as diferenças com relação ao R-134a.

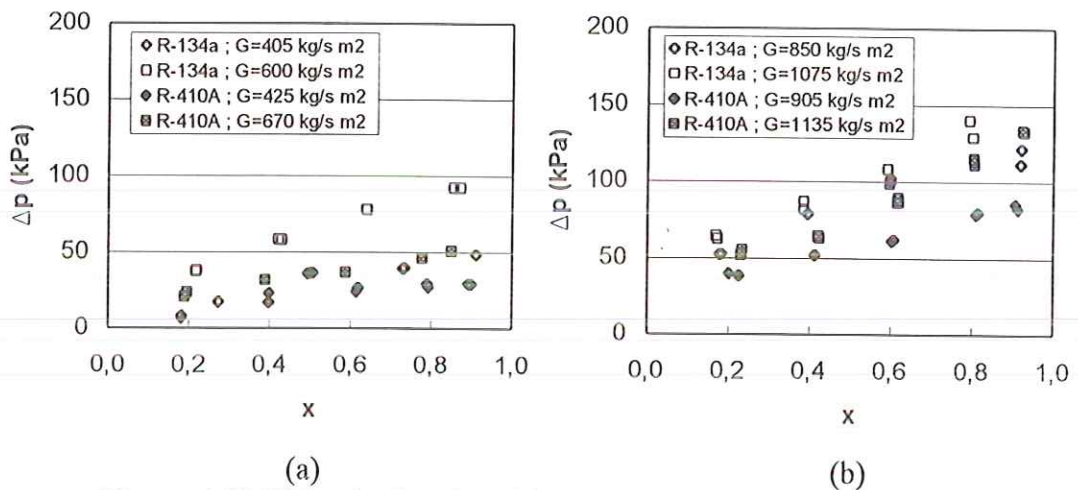


Figura 4.12 Efeito do tipo de refrigerante na perda de carga, $T_{sat}=40\text{ }^{\circ}\text{C}$

4.3.2.3 Efeito da temperatura de saturação

Para estudar o efeito da temperatura de saturação foram planejados ensaios com R-134a e R-410A para condições de velocidades mássicas determinadas e variando a temperatura de saturação de 40 a 50 °C. No entanto, em virtude das pressões elevadas do R-410A, durante os ensaios à temperatura de saturação de 50 °C ($P_{sat}=3061\text{ kPa}$, 75% da pressão de ruptura da lâmina de ensaio) a lâmina de alumínio com micro canais circulares não resistiu e rompeu. Assim, não foi possível obter dados para temperaturas de saturação diferentes e lâminas com a mesma geometria de micro canais. No entanto, foi possível realizar ensaios com o R-134a

para 40 e 50 °C, com lâminas de micro canais quadrados e circulares. Esses resultados são apresentados na Fig.4.13. Verifica-se que, para a temperatura de saturação mais elevada, a queda de pressão diminui consideravelmente, em virtude do aumento da densidade do vapor. Para o R-134a, o aumento da densidade do vapor é de 32% entre as temperaturas de 40 e 50 °C. O incremento da densidade do vapor diminui a velocidade do vapor e, por conseguinte, o arrasto na interface e a queda de pressão por atrito. Na Fig.4.13 verificam-se decréscimos na queda de pressão, em média, de 30 e 35% para velocidades mássicas de 405 e 600 kg/sm². Um aspecto interessante é que este decréscimo é comparável ao acréscimo de 32% que sofre a densidade do vapor. Por outro lado, para menores temperaturas de saturação, a diminuição da densidade do vapor determina uma elevação da sua velocidade e facilitará a presença de maior arrasto. Este comportamento é mostrado na Fig.4.13, para $G=600 \text{ kg/sm}^2$ e $T_{\text{sat}}=40 \text{ °C}$, através de um gradiente maior na perda de carga na medida em que aumenta o título do vapor.

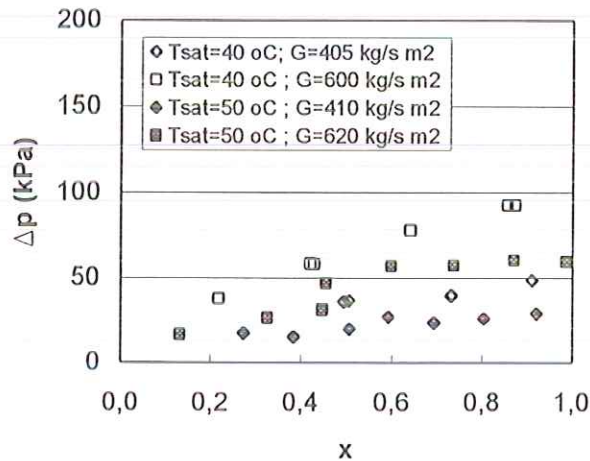


Figura 4.13 Efeito da temperatura de saturação na perda de carga por atrito para R-134a.

4.3.2.4 Efeito do óleo de lubrificação

Para avaliar o efeito da concentração de óleo, foram ensaiadas misturas refrigerante-óleo com concentrações de 2,5 e 4,5% de óleo em massa. Os ensaios para R-134a e R-410A foram realizados na lâmina com micro canais quadrados e

utilizando óleo sintético de polyol-ester ISO VG-22, cujas propriedades mais relevantes foram apresentadas na Tabela 4.4.

É de esperar que a presença de óleo afete diretamente as propriedades de transporte do refrigerante puro, como sugere Baustian et al.(1986). Entre as propriedades afetadas encontram-se a viscosidade do líquido, a tensão superficial, a pressão de saturação e a condutividade térmica. Outro aspecto importante é a miscibilidade do óleo com o refrigerante. No presente estudo, o óleo utilizado é admitido como solúvel nos refrigerantes HFCs.

Com a presença de óleo, a tensão superficial do refrigerante líquido sofre um pequeno incremento devido à maior tensão superficial do óleo. No entanto, este efeito pode não resultar significativo pela pequena quantidade de óleo de lubrificação nos sistemas frigoríficos, inferiores a 4,5% no presente estudo. Em todo caso um incremento na tensão superficial pode retardar a transição ao padrão anular e incrementar o mecanismo de molhagem na parede. Por outro lado, o óleo aumenta a viscosidade da mistura refrigerante-óleo por sua viscosidade muito elevada, embora a presença de óleo seja muito pequena. O incremento da viscosidade aumentará o arrasto do líquido na parede do tubo. A pressão de saturação sofre uma pequena redução com a presença de óleo que, em geral, é pouco significativa para concentrações de óleo inferiores a 10%. Finalmente, a elevada condutividade térmica do óleo pode incrementar a condutividade da mistura refrigerante líquido-óleo, facilitando, assim, o mecanismo de transferência de calor através do filme de líquido na parede do tubo.

Não existem pesquisas prévias relativas ao efeito do óleo na condensação de refrigerantes no interior de micro canais. Um dos principais estudos do efeito do óleo na condensação em dutos convencionais foi de Tichy et al.(1986). Estes pesquisadores prevêm acréscimos pequenos na queda de pressão, da ordem de 2 a 6%, pela presença de 2 e 5% de óleo. No entanto, para evaporação, considerando as mesmas concentrações, verificaram acréscimos da ordem de 63 e 86%. Esta diferença está ligada intimamente às diferenças nos padrões de escoamento. Na evaporação existe a presença majoritária do padrão anular, ao contrario da condensação onde podem se apresentar os padrões estratificado, pistonado e anular. Na evaporação, a queda de pressão aumenta substancialmente com a presença de

óleo, principalmente, pela formação de um filme de líquido rico em óleo e de elevada viscosidade, que incrementa o arrasto na parede. Este comportamento, com menor intensidade, pode ser observado na Fig.4.14 para velocidades mássicas de 850 e 1075 kg/sm^2 . Esta figura mostra que para $G=850 \text{ kg}/\text{sm}^2$ a queda de pressão para misturas com óleo aumenta para títulos superiores a 0,5, não apresentando diferenças significativas para títulos inferiores. A mistura refrigerante-óleo apresenta acréscimos, em média, de 5% e 15% para 2,5% e 4,5% de concentração de óleo em massa. Pode se notar, também, que o acréscimo na queda de pressão aumenta na medida em que o título cresce, resultado do incremento do arrasto com o aumento da quantidade de vapor. Os resultados para $G=1075 \text{ kg}/\text{sm}^2$ mostram de forma mais clara que a perda de carga aumenta consideravelmente para as concentrações de óleo consideradas. No entanto, estes acréscimos, para ambas concentrações, apresentaram valores comparáveis.

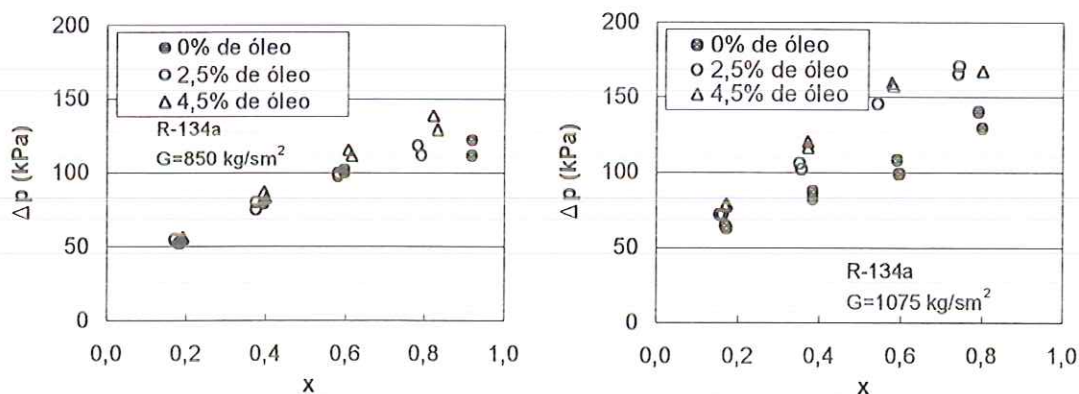


Figura 4.14 Efeito da concentração de óleo na queda de pressão por atrito para vazões elevadas e $T_{\text{sat}} = 40^\circ\text{C}$.

Os resultados da Fig.4.15 mostram os resultados de perda de carga da mistura refrigerante-óleo para $G=430 \text{ kg}/\text{sm}^2$. Estes apresentam um comportamento até certo ponto não esperado, uma vez que, a perda de carga de misturas refrigerante-óleo apresentam valores comparáveis aos equivalentes para refrigerante puro. Este comportamento sugere que a velocidades reduzidas os efeitos do óleo na viscosidade não afetam de maneira notória na perda de carga. Considerando o padrão anular e conhecendo que a velocidades mássicas reduzidas as espessuras do filme resultam

maiores, pode ser que, existe a presença de uma espessura do filme de líquido de forma que reduza a concentração do óleo no filme e prejudique a sua manifestação, principalmente, através da sua viscosidade.

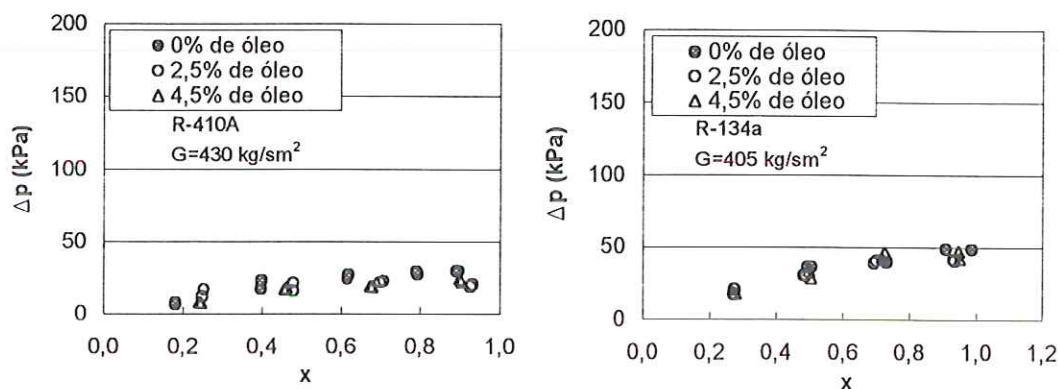


Figura 4.15 Efeito da concentração de óleo na queda de pressão por atrito para vazões inferiores e $T_{\text{sat}} = 40^\circ\text{C}$.

4.3.2.5 Comparação dos resultados com correlações aplicáveis a micro canais

Os valores obtidos para a queda de pressão nos distintos ensaios foram comparados com os resultados obtidos a partir das correlações de Yang e Webb(1996) e Souza e Pimenta(1995). A primeira foi considerada por ser obtida a partir de resultados experimentais em lâminas com micro canais de características similares. A segunda por ser aplicada por Vardhan e Dunn (1996) num estudo de condensação completa em lâminas com micro canais. A correlação de Wambsgans et al (1992) não foi considerada por ser válida somente para $Re_{l0} < 2200$, ao passo que todos os ensaios do presente estudo apresentaram valores de Re_{l0} superiores. A Fig. 4.16 ilustra as diferenças da queda de pressão por atrito experimental com os equivalentes obtidos a partir dos modelos considerados. A correlação de Yang e Webb apresenta desvios entre +35% a -31% com um desvio médio de 21%. Por outro lado, o modelo de Souza e Pimenta apresenta, em geral, valores inferiores aos experimentais. Este modelo apresenta desvios de até 42% e um desvio médio de 24%. Analisando esta correlação, Eq.(2.53), ela depende de X_{tt} , do título e do parâmetro Γ . Este último depende das propriedades do refrigerante e foi

correlacionado para ensaios de evaporação adotando valores entre 4,2 a 5,8. Nos ensaios de condensação do presente estudo, o parâmetro Γ oscila entre 2,4 a 3,5. Segundo a correlação de Souza e Pimenta, o multiplicador bifásico é diretamente proporcional a Γ , assim, valores inferiores de Γ resultaram em perdas de carga inferiores. No capítulo de correlação dos resultados são discutidos com maior detalhe as diferenças dos resultados experimentais com estas correlações.

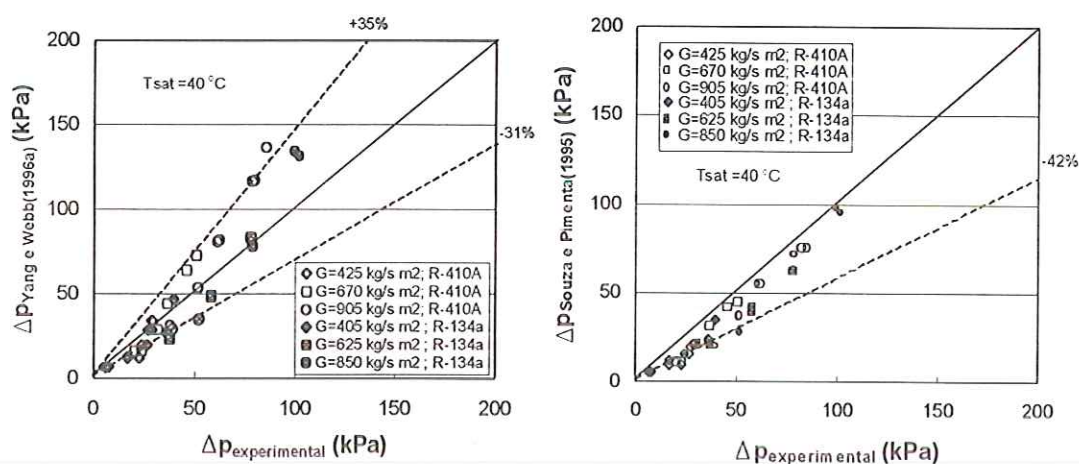


Figura 4.16 Confrontação dos resultados experimentais com os obtidos a partir de modelos.

Considerando a abordagem de Lockhart e Martinelli avaliaram-se os multiplicadores bifásicos, ϕ^2_1 , representativos dos resultados experimentais para R-410A e R-134a, apresentados nas Figs. 4.17 (a) e (b) em termos do parâmetro de Martinelli, X_{tt} . Pode-se observar que, em ambos casos, os multiplicadores bifásicos independem da velocidade mássica. Outro aspecto a ressaltar na figura, representada em escala logarítmica, é que os resultados definem quase uma reta. Pelo comportamento dos dados nas Fig.4.17 (a) e (b), a relação entre ϕ^2_1 e X_{tt} resultará numa função potencial simples, como será explicado no Cap.5.

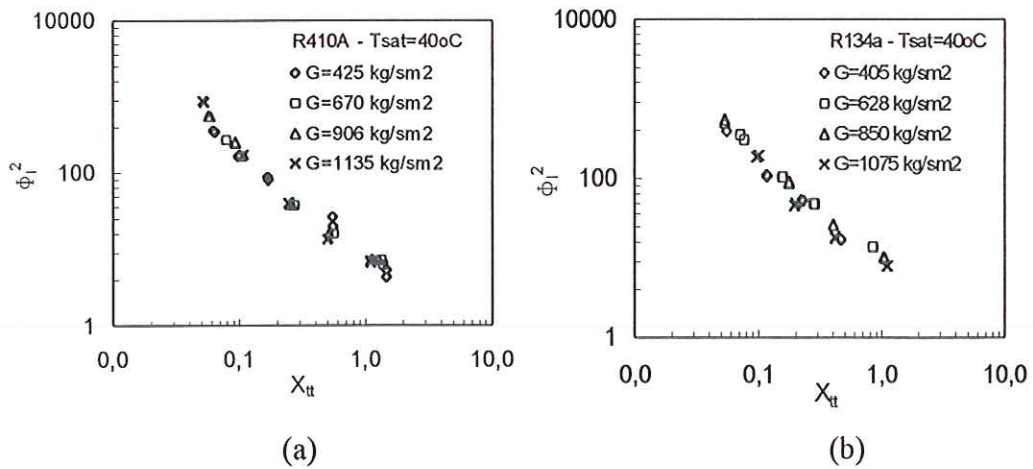


Figura 4.17 Multiplicador bifásico ϕ_1^2 vs. parâmetro de Martinelli X_{tt} : a) R-410A e b)R-134a.

4.3.3 Coeficiente de transferência de calor

4.3.3.1 Efeito da velocidade mássica e o título

Os ensaios para refrigerante puro envolvendo o R-134a e o R-410A consideraram condições similares àquelas da análise da queda de pressão. Foram consideradas velocidades mássicas de 405, 600, 850 e 1075 kg/sm^2 para R-134a e de 425, 628, 906 e 1135 kg/sm^2 para o R-410A. As Figs.4.18 (a) e (b) apresentam o coeficiente de transferência de calor médio para ambos refrigerantes referida à área interna da lâmina. Nas figuras, o título variou entre 0,15 e 0,9 e representa o valor médio entre os títulos de entrada e saída da seção de ensaios. Os resultados experimentais apresentam uma clara tendência a aumentar com a velocidade mássica e o título. Na maioria dos casos, esse acréscimo apresenta um comportamento quase linear, típico do padrão de escoamento com natureza anular. No padrão anular o mecanismo principal de transferência de calor é de condução através do filme de líquido formado ao redor da parede do tubo. Na medida em que a velocidade mássica aumenta a espessura do filme de líquido resulta mais fina. Por outro lado, incrementar o título implica maior presença de vapor, ou seja, maior área da interface líquido-vapor e menor espessura do filme de líquido. A menores espessuras do filme de líquido se incrementa a transferência de calor através do filme de líquido, comportamento apresentado na Fig.4.18(a) e (b).

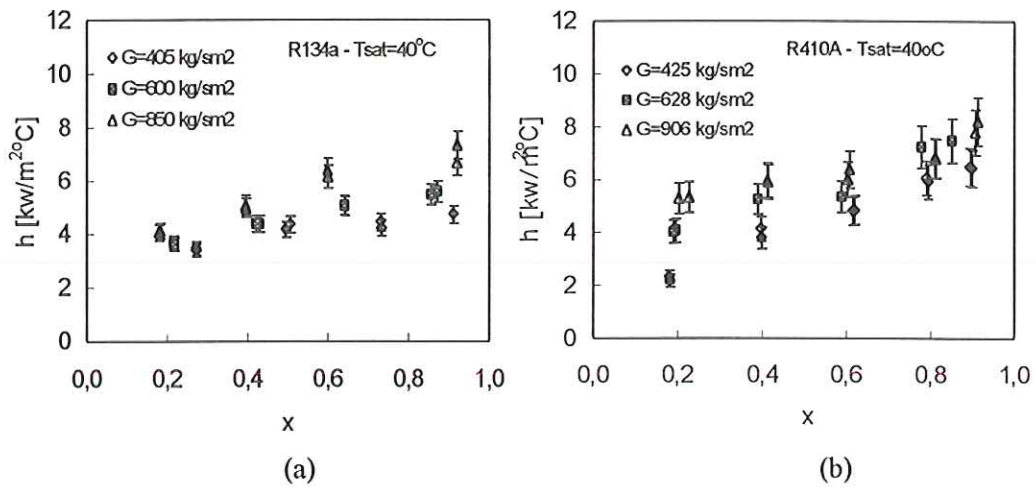


Figura 4.18 Efeito da velocidade mássica e o título no coeficiente de transferência de calor: a) para R-134a e b) para R-410A

A Fig.4.18(a) mostra que os resultados de R134a, para distintas velocidades mássicas, apresentam um comportamento similar com relação ao título. A Fig.4.18(b) ilustra este tipo de comportamento nos resultados de R-410A para $G=425$ e 628 kg/sm². Entretanto, os resultados para 906 kg/sm² mostram certa mudança de comportamento para títulos superiores a $0,5$, no sentido de diminuir o gradiente no coeficiente de transferência de calor com o aumento do título de vapor. Este fenômeno pode estar relacionado a elevada pressão de saturação do R-410A que produz certa instabilidade no controle do TEE que define as condições de entrada do refrigerante, comportamento verificado para velocidades elevadas, acima de 906 kg/sm², e sempre a títulos elevados. Estas instabilidades poderiam provocar a presença de vapor superaquecido na entrada da seção de ensaios e provável secagem das paredes dos micro canais numa seção próxima à entrada do fluido refrigerante, fenômeno que degradaria o coeficiente de transferência de calor. Sendo que, a condensação do refrigerante era parcial, da ordem de 15 a 25%, o título na entrada da seção de ensaios era próximo a 1 para um título médio de $0,8$.

4.3.2.2 Efeito do tipo de refrigerante

As Figs.4.19 (a) e (b) apresentam uma comparação dos resultados para R-134a e R-410A. Na Fig.4.19 (a) pode-se observar que o coeficiente de transferência

de calor do R-410A resulta superior ao equivalente do R-134a, resultando este comportamento mais evidente para títulos maiores a 0,4. Os resultados para títulos menores também confirmam a superioridade do R-410A, tendendo aos resultados para líquido subresfriado da seção 4.3.1 Segundo Fig.4.19 (b), para velocidades mássicas elevadas, a tendência de superioridade do R-410A se confirma para títulos inferiores a 0,5, para títulos maiores essa superioridade torna-se não muito evidente. Este comportamento pode ser resultado das dificuldades anotadas, no anterior parágrafo, na realização dos ensaios para o R-410A. Outro fator que facilita a maior capacidade de transferência de calor do R-410A, é sua elevada condutividade na fase líquida com relação ao R-134a. Este parâmetro diminuirá a resistência térmica e incrementará a transferência de calor, que acontece predominantemente através do filme de líquido pelo mecanismo de condução. Com tudo isso, é possível afirmar que o R-410A apresenta, em geral, coeficientes de transferência de calor superiores ao R-134a.

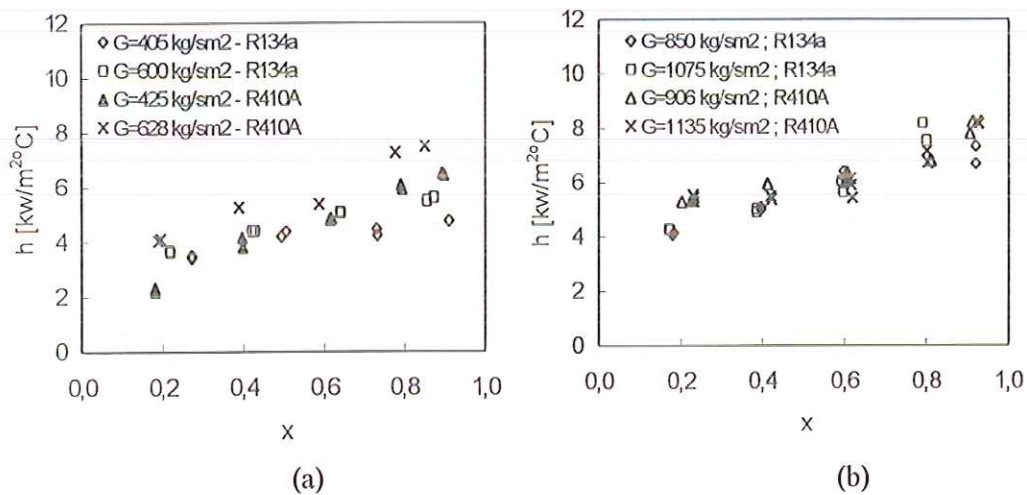


Figura 4.19 Comparação de resultados do coeficiente de transferência de calor do R-134a e R-410A: a) velocidades inferiores e b) velocidades superiores.

4.3.2.3 Efeito da temperatura de saturação

Para avaliar o efeito da temperatura de saturação no coeficiente de transferência de calor foram realizados ensaios para condições similares às da análise da queda de pressão. Os resultados da Fig.4.20 consideram R-134a e temperaturas de

saturação de 40 e 50 °C. Verifica-se que o coeficiente de transferência de calor diminui com a temperatura de saturação. Este comportamento pode ser justificado pelo incremento da pressão de saturação e, por tanto, da densidade do vapor do refrigerante. Um acréscimo na densidade do vapor faz que o vapor atinja menores velocidades reduzindo o arrasto na interface e assim, o mecanismo convectivo de transferência de calor. Além do que, a menores velocidades da fase vapor, no padrão anular, a espessura do filme de líquido formada na superfície do canal será maior, aumentando a resistência térmica do filme e afetando negativamente a transferência de calor. Os resultados para 50 °C resultam em média 9% inferiores aos de 40 °C.

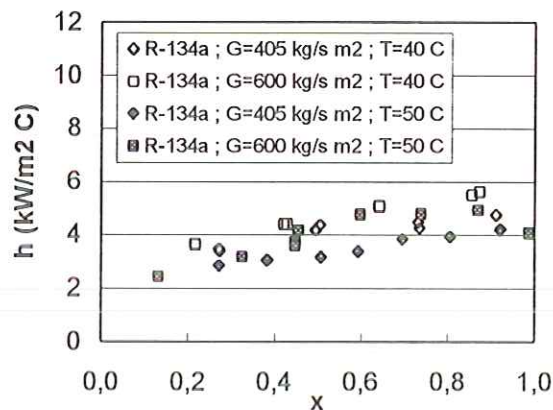


Figura 4.20 Efeito da temperatura de saturação no coeficiente de transferência de calor.

4.3.2.4 Efeito do óleo de lubrificação

Como já foi mencionado na seção anterior, a presença de óleo incrementa a tensão superficial, a viscosidade e a condutividade térmica da fase líquida do refrigerante. Os resultados apresentados na Fig.4.21, relativos ao R-410A, verificam o efeito negativo do óleo no coeficiente de transferência de calor. Porém, o comportamento do coeficiente de transferência de calor com relação à velocidade mássica e o título, para misturas refrigerante-óleo, é semelhante ao dos resultados para refrigerante puro. Considerando a presença do padrão anular, o efeito do óleo estará principalmente no filme de líquido formado na parede. Acredita-se que o óleo, miscível no refrigerante, forma uma camada fina de mistura refrigerante-óleo na parede do canal. Por outro lado, esta película que resulta rica em óleo pode

apresentar uma difusividade térmica maior graças ao aumento da condutividade térmica promovida pelo óleo, afetando positivamente à transferência de calor. Por outro lado, o aumento na viscosidade degrada a transferência de calor uma vez que facilita a presença de películas de líquido de maior espessura. Ou seja, os resultados mostram que os efeitos da viscosidade são mais significativos no coeficiente de transferência de calor. O efeito da concentração de óleo na transferência de calor é mais evidente na Fig.4.21 (b), onde se observam maiores reduções para 4,5% de óleo com relação aos resultados obtidos para 2,5% de óleo. Este comportamento não é tão evidente para $G=425 \text{ kg/sm}^2$.

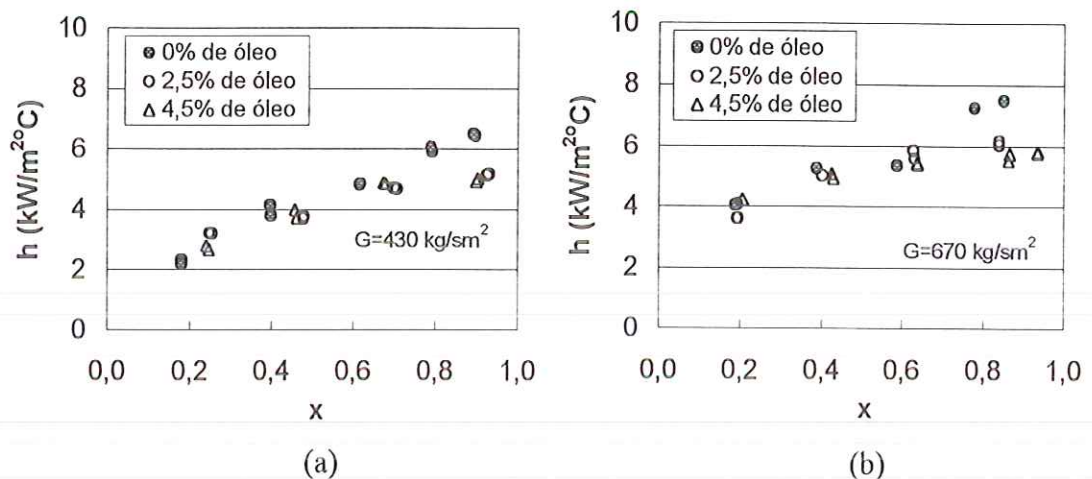


Figura 4.21 Efeito do óleo no coeficiente de transferência de calor para R-410A

Os resultados para R-134a, da Fig.4.22, não mostram claramente o efeito negativo do óleo no coeficiente de transferência de calor, apresentando valores quase comparáveis para 2,5% e 4,5% de óleo. Este comportamento sugere que o efeito do óleo através da viscosidade e da condutividade térmica são comparáveis para o refrigerante R-134a.

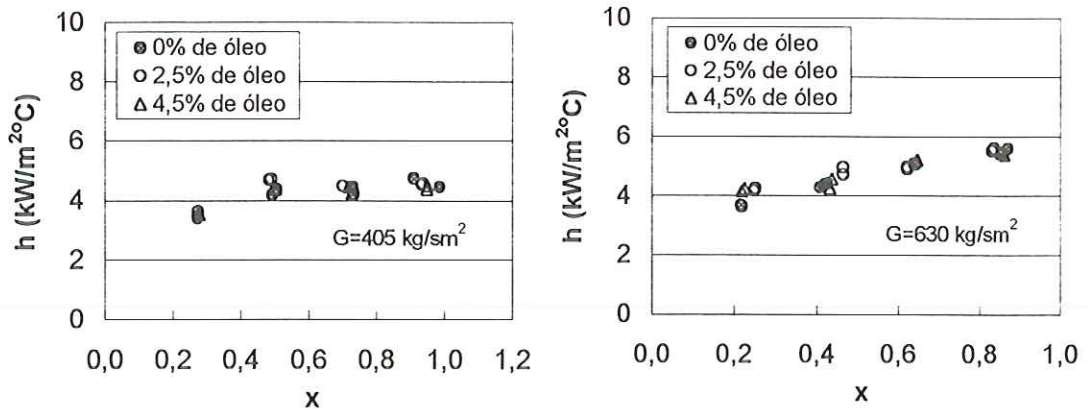


Figura 4.22 Efeito do óleo no coeficiente de transferência de calor para R-134a

Em todos os casos para títulos inferiores a 0,5 os valores do coeficiente de transferência de calor de misturas refrigerante-óleo são comparáveis aos do refrigerante puro. Este comportamento pode ser resultado de que, a títulos reduzidos, a presença de maior quantidade de líquido permite incrementar a espessura do filme de líquido diminuindo a concentração de óleo no filme, atenuando, assim, o efeito do óleo.

4.3.2.4 Comparação dos resultados com correlações válidas para micro canais

Inicialmente, os resultados experimentais para transferência de calor serão comparados com os estudos de Heun (1995) e Yang e Webb (1996a), válidos para micro canais, e, posteriormente, com as correlações de Cavallini e Zecchin (1974) e Shah (1979), utilizadas em dutos convencionais. A Fig.4.23(a) mostra que os resultados de Yang e Webb são compatíveis com os obtidos no presente estudo, apresentando desvios médios da ordem de 7%, para velocidades inferiores a 905 kg/sm², e de 25%, para velocidades superiores. Por outro lado, A Fig.4.23(b) mostra que a correlação de Heun (1995) apresenta, em geral, coeficientes de transferência de calor superiores aos obtidos nos ensaios, com desvios de 18% para velocidades inferiores a 905 kg/sm², e de até 51% para velocidades maiores. É importante notar que os resultados experimentais de Heun resultaram, aproximadamente, 25% superiores aos obtidos no presente estudo e 20% com relação à correlação de Yang e Webb, justificando os desvios apresentados na Fig.4.23.

É importante lembrar que a correlação de Yang e Webb assume o padrão de escoamento anular de acordo com o modelo de Akers et al.(1959), explicado no capítulos 2. Onde, o mecanismo principal de transferência de calor é convectivo, comportamento que reflete os resultados experimentais. No capítulo 5, os resultados do presente estudo são correlacionados adotando esta metodologia empírica.

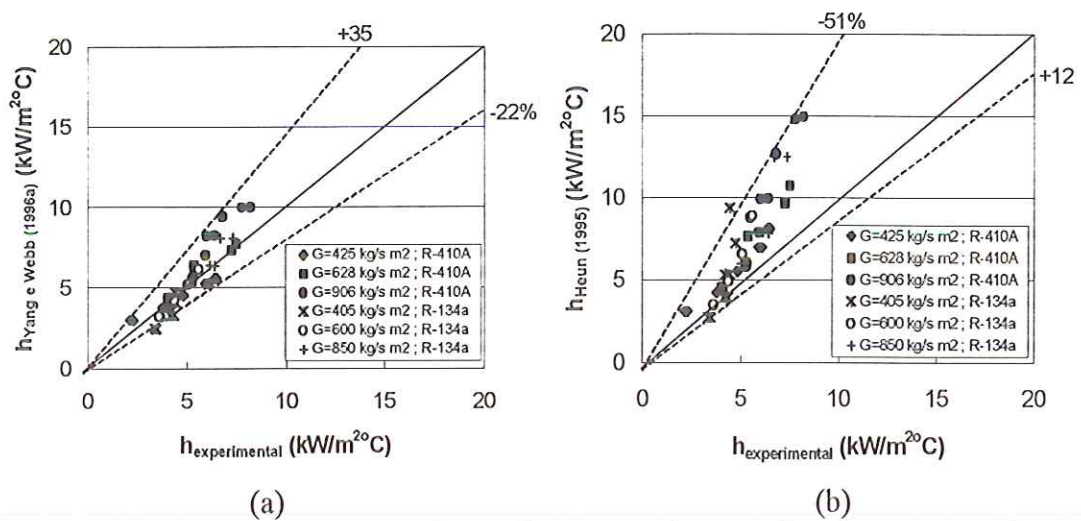


Figura 4.23 Os resultados experimentais vs. correlações adotadas em pesquisas de condensação no interior de lâminas com micro canais.

Os resultados experimentais foram comparados com as correlações de Shah (1979) e Cavallini e Zecchin (1974) obtidas para condensação em tubos convencionais. A Fig. 4.24 mostra que as correlações de Shah e Cavallini e Zecchin apresentam valores sensivelmente superiores aos obtidos através dos ensaios. Este comportamento também apresentaram os resultados de Yang e Webb com relação a estas correlações. Assim pode-se afirmar que as correlações de Shah e Cavallini e Zecchin superestimam os efeitos convectivos quando aplicadas a tubos com diâmetros reduzidos. Em tubos com diâmetros da ordem de 1mm, as espessuras do filme de líquido formado na superfície do tubo podem resultar significativas com relação ao diâmetro, ao passo que em tubos convencionais podem ser desprezíveis. Além disso, em diâmetros pequenos, as forças de tensão superficial assumem importância e segundo Yang e Shieh (2001) atuam no sentido de minimizar a área da interface. Sendo assim, estes efeitos poderiam afetar negativamente a transferência de calor. No capítulo 5 são discutidos em detalhe estes efeitos.

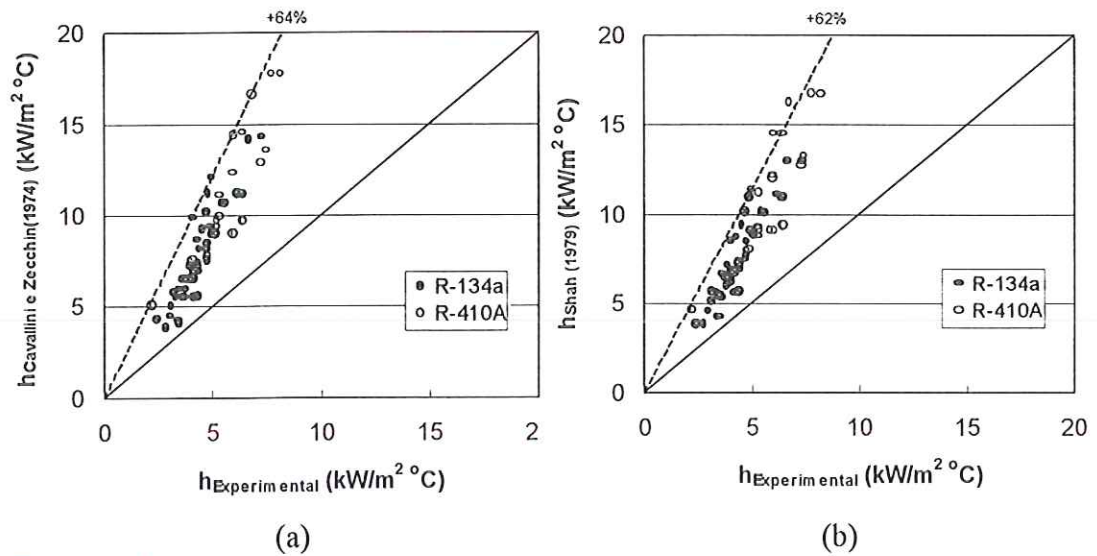


Figura 4.24 Os resultados experimentais vs. as correlações adotadas em pesquisas de condensação no interior de canais convencionais.

As características dos resultados experimentais mostraram claramente que o mecanismo principal de transferência de calor deve ser convectivo, associado ao padrão estritamente anular. Esse comportamento pode ser identificado através da Fig. 4.25 (a), que ilustra o comportamento da relação entre o coeficiente de transferência de calor bifásico e seu equivalente monofásico, h/h_i , em termos do parâmetro de Martinelli, X_{tt} . A mesma figura, em escala logarítmica, é apresentada na Fig. 4.25 (b). Os resultados apresentam um comportamento muito interessante, ficando a maioria dos pontos em torno a uma reta. Este comportamento constitui um sinal de que, na maioria dos ensaios o mecanismo de transferência de calor é convectivo e, efetivamente, representa um padrão com natureza anular. Estes resultados sugerem que a relação h/h_i depende exclusivamente do parâmetro de Martinelli.

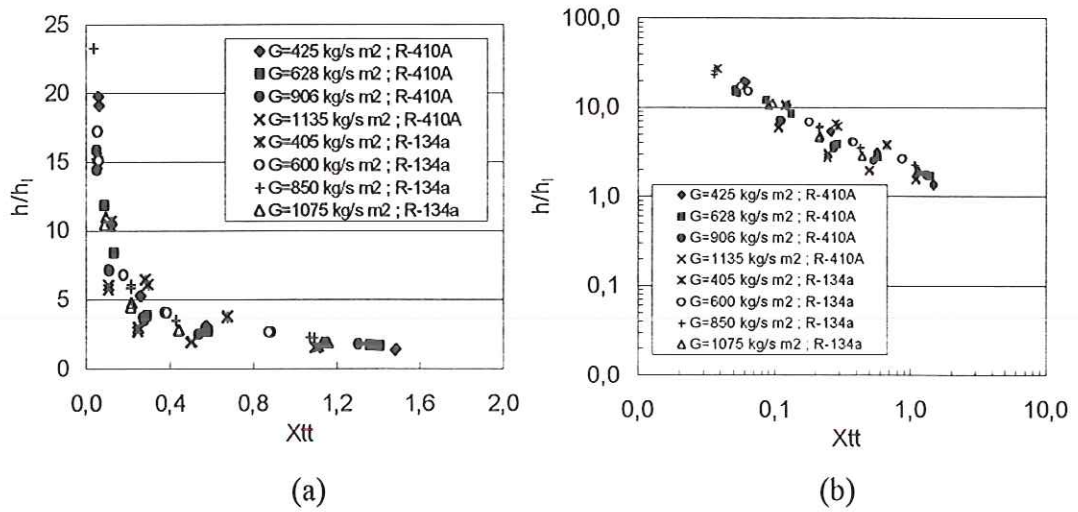


Figura 4.25 Relação h/h_1 experimental em termos do parâmetro de Martinelli, X_{tt} : a) escala real e b) escala logarítmica.

Assim, a Fig.4.25 (b) sugere uma relação funcional do tipo:

$$\frac{h}{h_1} = f(X_{tt}) = 1 + C_1 \cdot X_{tt}^{-C_2} \quad (4.4)$$

podendo ser ajustada pelos resultados experimentais. É interessante notar que, para títulos iguais a zero, a relação entre o coeficiente de transferência de calor deve ser igual a um.

No capítulo seguinte os resultados experimentais são correlacionados a partir de abordagens empíricas e semi-empíricas.

CAPÍTULO 5

CORRELAÇÃO DE RESULTADOS EXPERIMENTAIS

5.1 Introdução

Como foi observado na pesquisa bibliográfica, Heun (1995) correlacionou resultados do coeficiente de transferência de calor para o R-134a, adequando a correlação empírica de Dobson (1994) para padrões de escoamento ondulado e anular. Por sua parte, Yang e Webb (1996) correlacionaram os resultados de perda de carga e transferência de calor para R-12 utilizando o modelo convectivo de Akers et al. (1959). O ponto de partida para a modelagem da transferência de calor e perda de carga em processos de condensação é a definição do tipo de padrão de escoamento. Conhecida a topologia do escoamento das fases líquida e vapor é possível identificar os principais mecanismos de transferência de calor e quantidade de movimento.

Como foi mostrado no capítulo anterior, segundo os mapas de escoamento de Damianides (1987) e Tripplet et al. (1999), obtidos para ar-água em canais de 1mm de diâmetro, a maioria das condições de ensaio do presente estudo mostram a presença do padrão intermitente pistonado-anular. Entretanto, segundo o mapa de Yang e Shieh (2001), para o refrigerante R-134a em canais de 2mm, as condições parecem corresponder, principalmente, ao padrão estritamente anular. Segundo estes pesquisadores, as diferenças com os mapas de Damianides e Tripplet et al. estão associadas aos efeitos das forças de tensão superficial, que assumem importância em tubos de diâmetros pequenos, e atuam no sentido de minimizar a área da interface. Da análise de padrões de escoamento do mapa de Yang e Shieh, pode-se afirmar que o padrão anular predomina em todas as condições de ensaio. Esta conclusão é

consistente, uma vez que, no processo de condensação, à medida em que o título do vapor diminui forma-se um filme de líquido na superfície do tubo formando o padrão anular. Esta possibilidade aumenta quando se trabalha a velocidades elevadas e tubos de diâmetros pequenos, onde a tensão superficial atua como mecanismo importante no recobrimento da parede pelo líquido.

Processo de condensação com padrão anular

Na condensação, na medida em que o refrigerante condensa e o título diminui, existe a presença suficiente de líquido para molhar a parede. Em tubos convencionais, o padrão de escoamento anular apresenta-se a velocidades da fase vapor elevadas e as forças de inércia são dominantes com relação aos efeitos gravitacionais, o que permite que o líquido condensado na base do tubo seja redistribuído nas paredes formando uma película de líquido. A espessura do filme de líquido é relativamente uniforme quando a velocidade do vapor é elevada e resulta numa energia cinética muito superior à necessária para redistribuir o líquido ao redor das paredes do canal. Com a diminuição do título, a velocidade superficial do vapor diminui e a quantidade de líquido aumenta. Assim, a energia cinética do vapor diminui e aumenta a energia necessária para redistribuir o líquido nas paredes. Como consequência desse fenômeno, o filme de líquido resultará não uniforme durante o processo de condensação, ou seja, apresentará variações na sua espessura. Em geral, o filme de líquido será mais fino na parte superior do canal e mais espesso na parte inferior. Segundo Hurlburt e Newell (1999), em misturas zeotrópicas de refrigerantes, variações na espessura do filme de líquido pode causar gradientes de temperatura ao longo do perímetro do tubo. Este efeito, segundo estes pesquisadores, não é significativo para refrigerantes puros ou misturas azeotrópicas. A espessura do filme resulta muito pequena com relação ao diâmetro de tubos convencionais, assim, os esforços de arrasto na parede originados por um filme de líquido não uniforme poderiam ser adequadamente representados por esforços de arrasto devido a uma espessura média do filme ao longo do perímetro do tubo.

Em canais de diâmetros pequenos, além das forças de inércia e de gravidade, assumem importância as forças de tensão superficial. No apêndice II mostra-se que em tubos horizontais as forças de tensão superficial podem resultar num importante

mecanismo de recobrimento da parede pelo líquido para números de Bond pequenos. No caso do presente trabalho o número de Bond assume valores pequenos inferiores a 3,5. Assim, pode-se afirmar que, para condensação em micro canais, quase sempre existirá a presença de um filme de líquido ao redor da parede do canal. Nesse caso a tensão superficial pode afetar na estabilidade da interface líquido-vapor através da força normal resultante. Segundo Damianides (1987) forma-se instabilidades em forma ondas ao redor do perímetro do tubo, formando anéis de líquido que se deslocam ao longo do tubo sem bloquear o escoamento. Desde que não se apresentam diferenças de pressão notórias na interface, elas viajam através do vapor que escoam no centro do tubo. Segundo Damianides, este fenômeno pode acontecer quando as forças de tensão superficial são superiores às forças de inércia. Este pesquisador denominou estes anéis de líquido como ondas circulares (“roll waves”). Este fenômeno acontece pelo efeito das forças resultantes da tensão superficial normais à interface líquido-vapor, explicados no apêndice II. Yang e Shieh (2001) explicam este efeito afirmando que as forças de tensão superficial agem no sentido de minimizar a área da interface. Assim, a tensão superficial pode afetar negativamente na área de transferência de calor. A Fig.5.1 ilustra os possíveis efeitos de tensão superficial. A Fig.5.1(a) mostra que na direção do escoamento a tensão superficial pode atuar no sentido de atenuar as ondas na interface, assim, diminuiria a possibilidade de arrasto de gotas de líquido da interface ao centro do tubo.

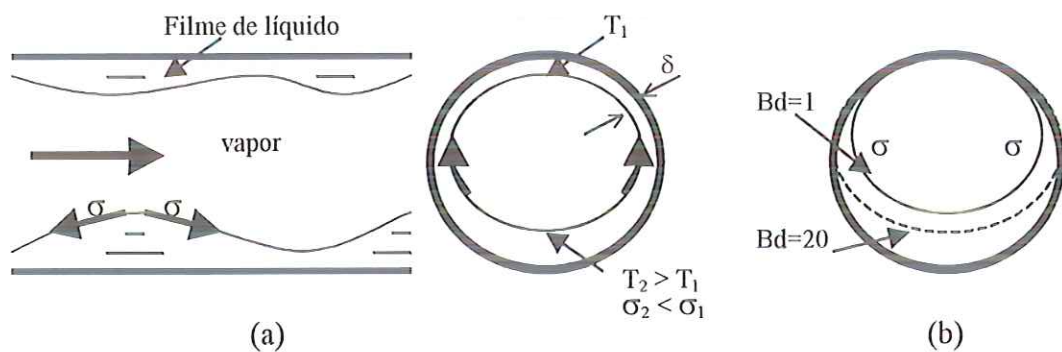


Figura 5.1 Esquema dos efeitos de tensão superficial na condensação: a) estabilidade na interface e efeitos de termocapilaridade, b) mecanismo de recobrimento da parede pelo líquido por efeito de menisco

Outro fenômeno que pode influenciar a espessura do filme de líquido é a termocapilaridade, pela presença de gradientes de temperatura no filme de líquido ao

longo do perímetro do tubo. Como sugerido no Apêndice II, a tensão superficial diminui com o aumento da temperatura, assim, poderia provocar o movimento do filme de líquido de uma região a tensão superficial inferior para uma com tensão superficial superior. Este efeito no filme de líquido produz variações na espessura do filme de líquido ao longo do perímetro do tubo. Sendo a espessura do filme de líquido significativa com relação a diâmetros pequenos, da ordem de 1mm, é possível que estas variações na espessura do filme afetem os mecanismos de transferência de calor e quantidade de movimento.

Com base nas considerações anteriores, e considerando a presença do padrão anular, foram desenvolvidas correlações para avaliar a queda de pressão por atrito e o coeficiente de transferência de calor. Conhecida a natureza dos resultados experimentais, analisados no capítulo 4, serão propostas duas abordagens para correlacionar os resultados. Uma, estritamente empírica, utilizando o modelo de Lockhart e Martinelli, baseado no conceito dos multiplicadores bifásicos. A outra assume o padrão anular para desenvolver um modelo semi-empírico. Os resultados obtidos a partir das correlações são comparados a resultados experimentais e a estudos disponíveis na literatura relacionados a lâminas de micro canais.

5.2 Modelos estritamente empíricos

5.2.1 Correlações propostas em função do Parâmetro de Martinelli X_{tt}

Queda da pressão por atrito

Este tipo de abordagem é desenvolvido a partir do comportamento apresentado pelos resultados experimentais de queda de pressão por atrito e do coeficiente de transferência de calor com relação ao parâmetro de Martinelli. Os resultados de perda de carga devido ao atrito, da Fig.5.2, em escala logarítmica, relacionados através do multiplicador bifásico, ϕ_1^2 , e o parâmetro de Martinelli, X_{tt} , seguem um comportamento interessante caracterizado por uma reta. Embora o coeficiente angular sofra uma pequena mudança para valores de X_{tt} superiores a, aproximadamente, 0,6, os resultados são adequadamente correlacionados por uma única reta, como se ilustra na Fig.5.2.

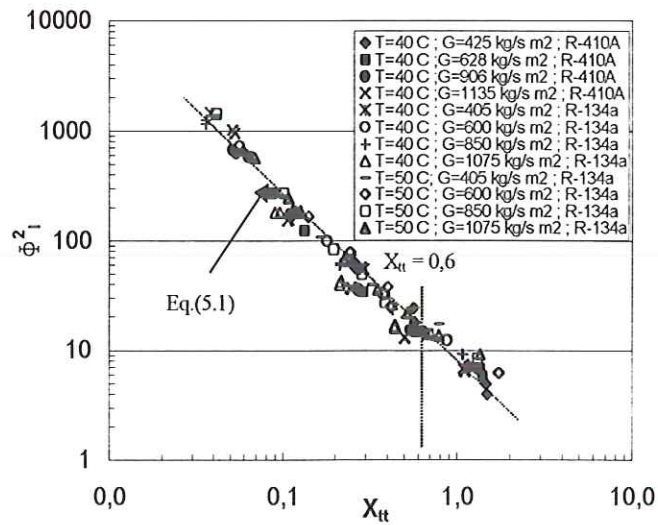


Figura 5.2 Multiplicador bifásico ϕ_1^2 vs. parâmetro de Martinelli X_{tt}

Assim, os resultados experimentais podem ser ajustados por uma curva do tipo:

$$\phi_1^2 = 1 + C_1 \left(\frac{1}{X_{tt}} \right)^{c_2} \quad (5.1)$$

C_1 e C_2 assumindo, respectivamente, os valores de 6,9215 e 1,5516 para um coeficiente de correlação de 0,98. Na Eq. (5.1), o multiplicador bifásico tende a 1 para títulos reduzidos (tendendo a zero), como seria de esperar. A Fig. 5.3 ilustra o comportamento da Eq.(5.1) com relação aos resultados experimentais, verificando-se desvios entre -23% e +28%, para um desvio médio de 14%.

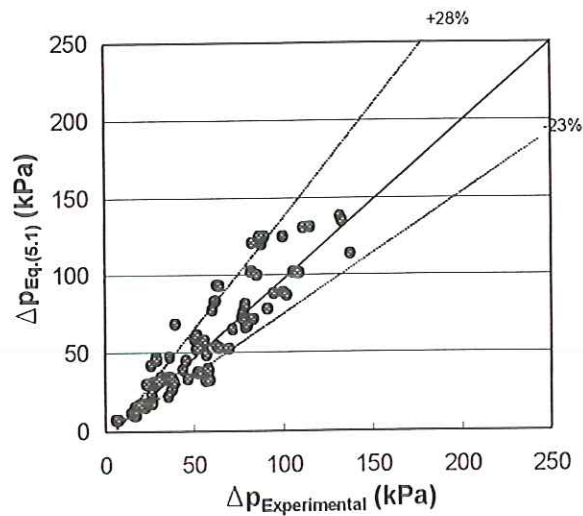


Figura 5.3 Comparação da queda de pressão por atrito experimental e a obtida a partir da Eq.(5.1)

As Figs.5.4 (a) e (b) mostram que os resultados a partir da Eq.(5.1) são consistentes com os modelos de Yang e Webb(1996b), obtido para micro canais, e Souza e Pimenta (1995), obtido para tubos de diâmetros convencionais e utilizado por Vardhan e Dunn (1997) na avaliação de perda de carga em lâminas com micro canais. Estas correlações apresentam desvios médios da ordem de 26% e 30%, respectivamente.

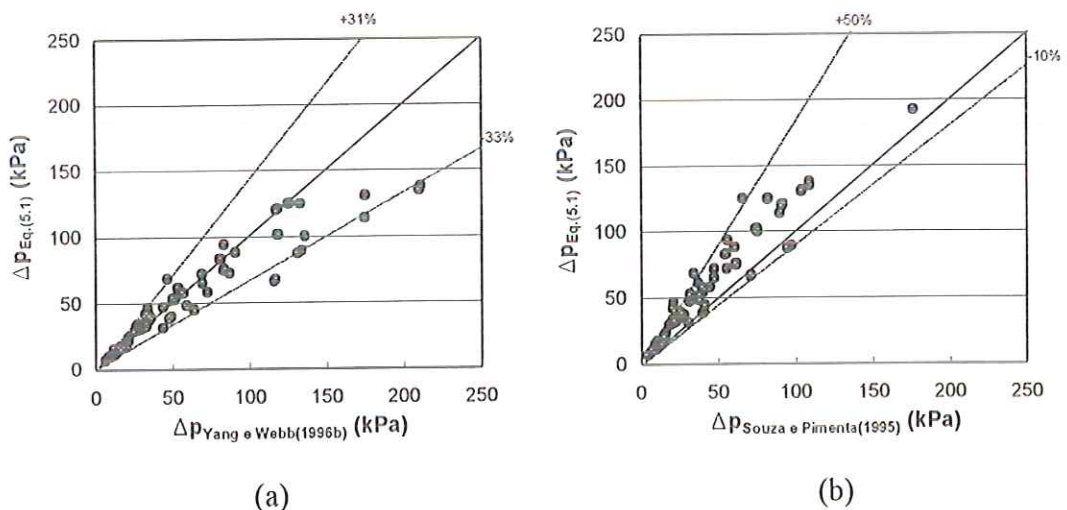


Figura 5.4 Comparação da queda de pressão por atrito obtida a partir da Eq.(5.1) e outras correlações.

As diferenças apresentadas pela correlação de Yang e Webb podem ser justificadas pelo comportamento do gradiente de pressão experimental com relação

ao número de Reynolds equivalente, ilustrado na Fig.5.5(a). Estes pesquisadores avaliaram a perda de carga a partir de uma correlação obtida para a relação entre o coeficiente de atrito equivalente ao escoamento bifásico e o correspondente à fase líquida, ou seja, $(C_f)_{eq} / (C_f)_l$. Yang e Webb correlacionaram o gradiente de pressão como função exclusiva do número de Reynolds equivalente. Entretanto, a Fig.5.5(a) mostra um significativo efeito do tipo de refrigerante. Yang e Webb não consideraram tal efeito por terem trabalhado somente com R-12 a uma única temperatura de saturação. A Fig.5.5(b) mostra que a relação $(C_f)_{eq} / (C_f)_l$ apresenta certa dispersão, o que acaba por influir nos resultados proporcionados pela correlação.

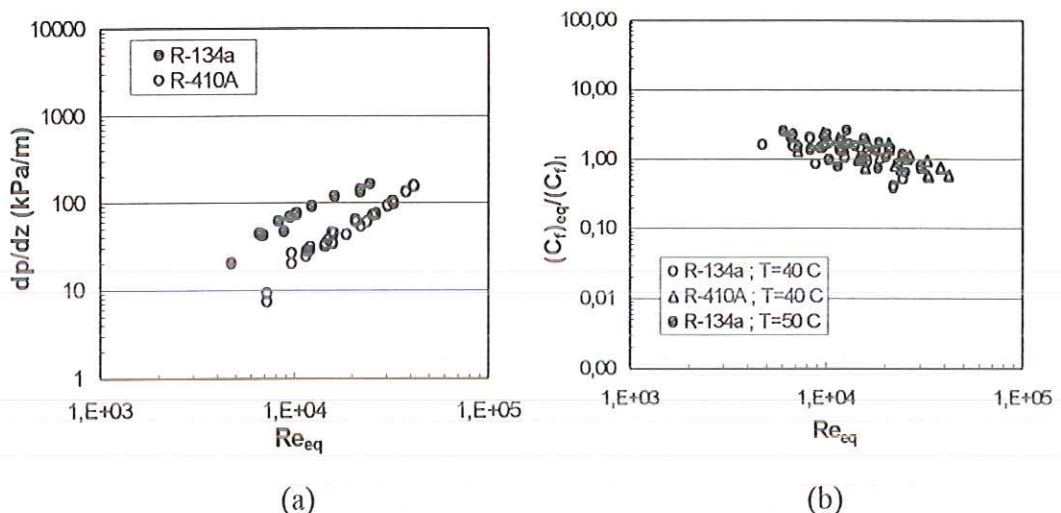


Figura 5.5 O número de Reynolds equivalente vs.: (a) gradiente de pressão, (b) relação $(C_f)_{eq} / (C_f)_l$ definida por Yang e Webb(1996b)

Com relação à correlação de Souza e Pimenta é importante notar que, na maioria dos casos, apresenta valores inferiores aos obtidos a partir da Eq. (5.1). Este comportamento pode ser justificado pelo efeito do diâmetro do canal, pois nesse caso foram utilizados tubos com diâmetro entre 7,75 a 10,92 mm. Este aspecto influencia o padrão de escoamento, tendo sido, efetivamente identificados distintos padrões de escoamento (estratificado, ondulado, pistonado, ondulado-anular, anular e névoa), ao passo que nos micro canais se dá o predomínio dos padrões intermitente e anular. Por outro lado, segundo Eq.(2.53), a correlação de Souza e Pimenta depende, além do X_{tt} e o título, do parâmetro Γ que é função exclusiva das propriedades do fluido. Estes pesquisadores correlacionaram os resultados para valores de Γ entre 4,2 a 5,8. No

entanto, o presente estudo envolve valores, aproximadamente, 50% inferiores, sendo de 2,4 para o R-410A e 3,5 para o R-134a. Esta variação está relacionada à temperatura de saturação, uma vez que aqueles pesquisadores trabalharam com temperaturas entre -20 e 15 °C, aplicáveis a processos de evaporação, ao passo que o presente trabalho considera temperaturas entre 40 e 50 °C, comuns aos processos de condensação. Segundo a correlação de Souza e Pimenta, Eq. (2.53), valores inferiores de Γ resultam em valores inferiores de ϕ_{lo}^2 afetando diretamente a queda de pressão.

Coefficiente de transferência de calor

De forma similar à queda de pressão, os resultados experimentais de transferência de calor, representados na Fig.5.6, foram correlacionados em termos de h/h_l vs. X_{tt} (relação entre o coeficiente de transferência de calor bifásico e o equivalente da fase líquida vs. parâmetro de Martinelli), em escala logarítmica. Como pode ser observado, a relação também apresenta um comportamento aproximadamente linear.

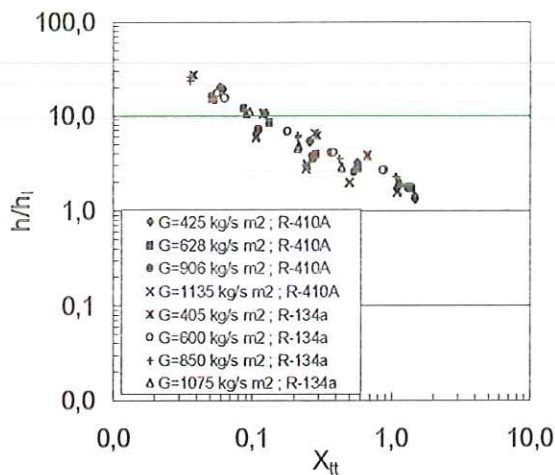


Figura 5.6 Esquema em escala logarítmica da relação h/h_l vs. parâmetro de Martinelli X_{tt}

Este tipo de resultados é freqüente quando se trabalha com velocidades mássicas elevadas em que predomina o padrão anular. No entanto, é possível perceber um certo efeito da velocidade mássica e do tipo de refrigerante, que, em virtude de serem reduzidos, são desprezados. Por outro lado, é importante ressaltar o

fato do coeficiente de transferência de calor adimensional, h/h_i , tende a 1 para valores de X_{tt} elevados, o que seria de esperar, como ocorreu no caso da perda de carga. Com base na Fig.5.6, é possível propor uma relação funcional entre h e X_{tt} da seguinte forma:

$$h = h_i \left[1 + C_1 \left(\frac{1}{X_{tt}} \right)^{C_2} \right] \quad (5.2)$$

onde, valores de $C_1=0,9281$ e $C_2=0,9726$ correlacionam os resultados experimentais com um coeficiente de correlação de 97%. Os resultados proporcionados pela Eq.(5.2) apresentaram uma dispersão entre +20% e -22% com relação aos experimentais, como pode ser observado na Fig.5.7.

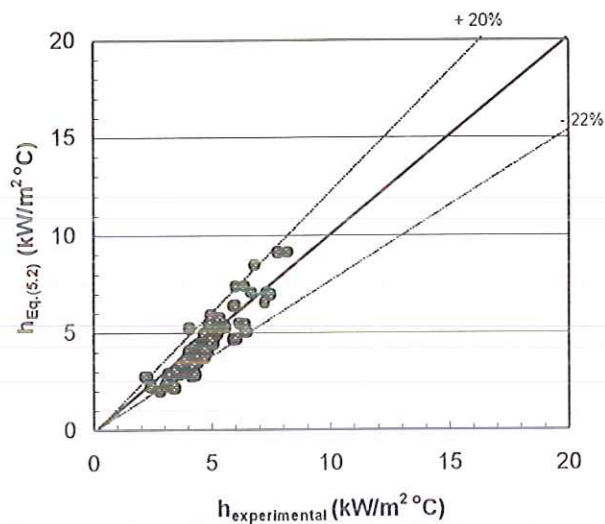


Figura 5.7 Comparação dos resultados experimentais e os obtidos a partir da Eq.(5.2)

Segundo a Fig.5.8 (a) e (b) os resultados obtidos a partir da Eq. (5.2) são consistentes com aqueles resultantes de outros modelos. Assim, os resultados da Eq.(5.2) apresentam um desvio médio de 26% em relação àqueles do modelo de Heun (1995) e de 10% com os daqueles de Yang e Webb (1996a). É importante notar que ambas correlações proporcionam coeficientes de transferência de calor superiores tanto em relação aos experimentais como àqueles obtidos a partir da Eq.(5.2).

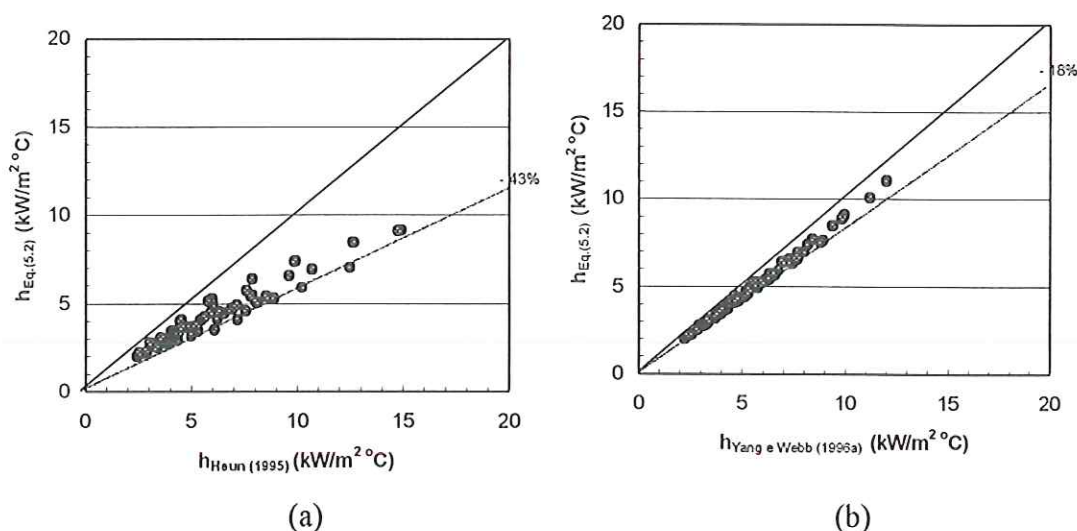


Figura 5.8 Comparação dos resultados obtidos a partir da Eq.(5.2) e algumas correlações: a) Heun (1995) , b) Yang e Webb (1996a)

Segundo a Fig. 5.8(a), em toda a faixa de velocidades ensaiadas a correlação de Heun (1995) apresenta desvios de até 43%. É importante notar que Heun (1995) considerou velocidades mássicas entre 300 e 700 kg/sm^2 , com desvios entre -36% e +25% com relação a seus resultados experimentais. Para estas condições, a correlação de Heun apresenta um desvio máximo de +35% e um desvio médio da ordem de 20% com relação aos resultados obtidos a partir da Eq.(5.2). Por outro lado, o comportamento da correlação de Yang e Webb é interessante por apresentar menores desvios com relação à Eq.(5.2), como se observa na Fig.5.8(b). Este comportamento pode ser justificado analisando do modelo de Akers et al. utilizado por Yang e Webb, Eq. (2.93), onde, o fator de intensificação da transferência de calor originado pelo escoamento bifásico resulta numa função do título e das propriedades do fluido. Este fator fisicamente pode ser representado através de uma função do parâmetro de Martinelli, similar à Eq. (5.2). Estes pesquisadores não exploraram a possibilidade de correlacionar os resultados em termos do parâmetro de Martinelli.

A metodologia proposta nesta seção para correlacionar os resultados de perda de carga e do coeficiente de transferência de calor não foi explorada em anteriores estudos envolvendo lâminas com micro canais. A consistência dos resultados com relação aos obtidos por Yang e Webb (1996a) sugerem a solidez desta abordagem pela sua simplicidade, embora apresente maior dispersão com relação aos resultados de Heun (1995).

5.2.2 Modelo baseado no conceito de velocidade mássica equivalente

Esta metodologia foi desenvolvida por Akers et al.(1959) e utilizada em estudos relativos a micro canais, Yang e Webb (1996) e Yang e Lin (1999). A análise assume que a resistência à transferência de calor é provocada principalmente pelo filme de líquido, cuja espessura é determinada pelos esforços de arrasto na interface líquido-vapor. Akers et al. propuseram um modelo segundo o qual o vapor do centro do tubo é substituído por um equivalente líquido de forma a produzir o mesmo arrasto na interface, Fig.5.9.

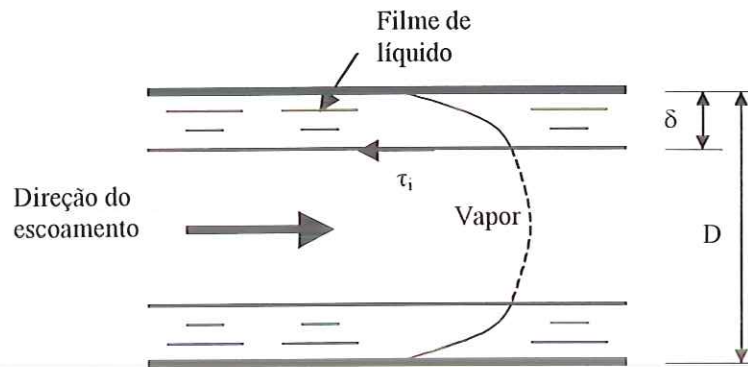


Figura 5.9 Esquema do escoamento de líquido equivalente no padrão anular

Assim, o escoamento pode ser representado por uma corrente de líquido com uma velocidade mássica equivalente, G_{eq} , igual à soma da correspondente ao condensado, G_l , e da equivalente ao vapor, G_{vl} , resultando:

$$G_{eq} = G_l + G_{vl} \quad (5.3)$$

A velocidade mássica G_{vl} é avaliada assumindo uma espessura reduzida do filme de líquido é, isto é $\delta \ll D$. Ou seja, admite-se que a seção transversal por onde escoo o vapor é aproximadamente igual à própria seção transversal do tubo. O esforço de arrasto que produz o vapor sobre o filme de líquido resulta,

$$\tau_i = \frac{C_{fv} G_v^2}{2\rho_v} = \frac{C_{fl} G_{vl}^2}{2\rho_l} \quad (5.4)$$

da Eq.(5.4) obtém-se a velocidade mássica equivalente de líquido,

$$G_{vl} = G_v \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{1/2} \left(\frac{C_{fv}}{C_{fl}} \right)^{1/2} \quad (5.5)$$

Para escoamento turbulento plenamente desenvolvido no líquido e no vapor a relação $(C_f)_v/(C_f)_l$ é considerada igual a um, de forma que a Eq. (5.3) resulta:

$$G_{eq} = G_l + G_v \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{1/2} \quad (5.6)$$

ou

$$G_{eq} = G \left[(1-x) + x \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{1/2} \right] \quad (5.7)$$

Esta velocidade equivalente permite introduzir um número de Reynolds equivalente do escoamento bifásico, Re_{eq} , definido em termos de G_{eq} ,

$$Re_{eq} = \frac{G_{eq} D}{\mu_l} \quad (5.8)$$

Queda de pressão por atrito

Utilizando o conceito de velocidade mássica equivalente de Akers et al.(1959) é possível definir um coeficiente de atrito equivalente, $(C_f)_{eq}$, definido como,

$$C_{f_{eq}} = \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta p}{L} \right) \left(\frac{\rho_l D_h}{G_{eq}^2} \right) \quad (5.9)$$

Assim, conhecidos os valores para o gradiente de pressão, densidade do líquido e velocidade mássica equivalente, a Eq.(5.9) permite determinar $(C_f)_{eq}$. A Fig.5.10 ilustra o comportamento deste coeficiente obtido a partir dos resultados experimentais em termos do número de Reynolds equivalente, verificando-se uma excelente correlação. A curva da Fig.5.10 se caracteriza por uma dispersão da ordem de 15%.

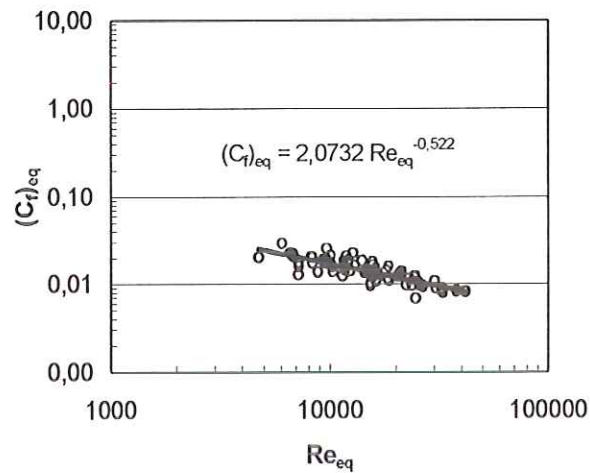


Figura 5.10 Comportamento do coeficiente de atrito equivalente vs. número de Reynolds equivalente definido por Akers et al.(1959).

A expressão resultante da correlação da Fig.5.10, para um coeficiente de correlação de 0,81, é a seguinte:

$$C_{f_{eq}} = \frac{2,0732}{Re_{eq}^{0,522}} \quad (5.10)$$

Conhecido o coeficiente de atrito equivalente, a perda de carga é avaliada a partir da Eq.(5.9). Os resultados da Eq.(5.9) são comparados com os resultados experimentais na Fig.5.11, apresentando desvios variando entre +25% e -26% e um desvio médio de 11%. Considerando que os níveis de incerteza dos resultados de perda de carga experimentais são inferiores a 19% pode-se afirmar que a Eq.(5.9) correlaciona adequadamente os resultados.

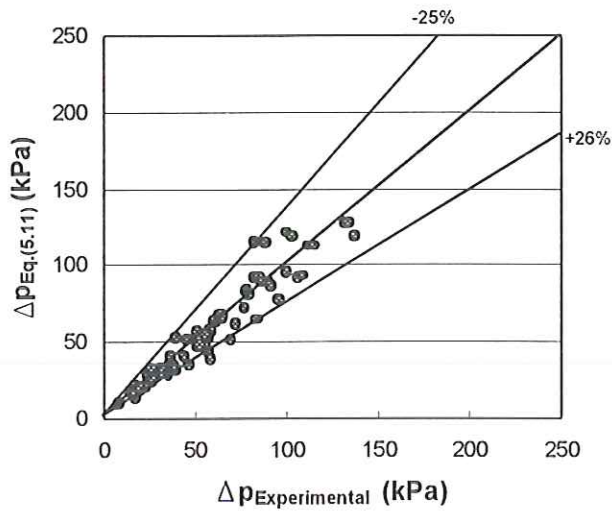


Figura 5.11 Queda de pressão segundo Eq.(5.9) e os resultados experimentais.

Coefficiente de transferência de calor

O coeficiente de transferência de calor é obtido a partir do número de Nusselt correspondente ao equivalente líquido. Este parâmetro pode ser avaliado utilizando a relação de Dittus e Boelter (1930), considerando o número de Reynolds equivalente do escoamento, segundo a seguinte equação:

$$Nu = \frac{hD}{k_l} = 0,023 Pr_l^{1/3} Re_{eq}^{0,8} \quad (5.11)$$

Substituindo a Eq.(5.7) na Eq.(5.11) obtém-se,

$$\frac{h}{h_{lo}} = \left[(1-x) + x \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{1/2} \right]^{0,8} \quad (5.12)$$

onde, h_{lo} é o coeficiente de transferência de calor assumindo que a mistura bifásica escoar como líquido, de forma que, $h_{lo} = 0,023(k_l/D)Pr_l^{1/3}Re_{lo}^{0,8}$.

A Fig.5.12 compara os resultados obtidos a partir da Eq.(5.12) e os resultados experimentais, observando-se uma certa consistência qualitativa e quantitativa. Este modelo apresenta desvios entre +24% e -29% com um desvio médio de 14%. Sendo

o nível médio de incerteza propagada no coeficiente de transferência de calor inferior a 13%, pode-se afirmar que a Eq. (5.12) apresenta resultados aceitáveis.

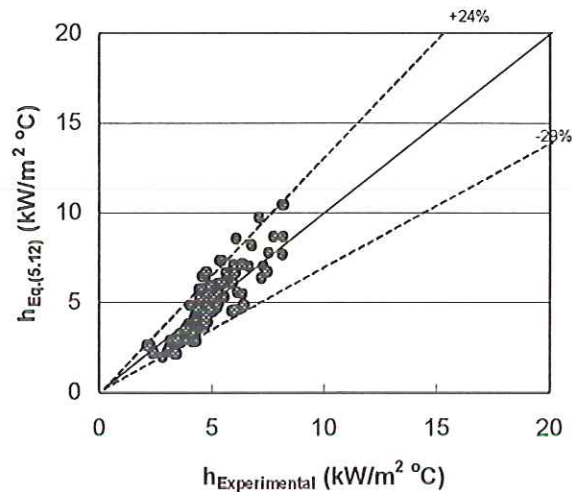


Figura 5.12 Comparação dos resultados experimentais e os obtidos a partir da Eq.(5.12)

5.3 Modelo associado ao padrão anular

Como foi mencionado na introdução do presente capítulo, na medida em que o refrigerante condensa e o título diminui, existe a presença suficiente de líquido para molhar a parede, possibilitando a formação do padrão anular. Nesse sentido, o modelo proposto visa reproduzir o mecanismo físico responsável pelas transferências de calor e quantidade de movimento, assumindo as seguintes hipóteses: i) o filme de líquido formado junto à parede é de espessura uniforme; ii) o líquido pode assumir velocidades suficientemente elevadas, para atingir o regime turbulento; iii) o movimento do filme é resultado da transferência de quantidade de movimento do vapor que escoar no centro do canal; iv) os esforços de arrasto na parede são admitidos, aproximadamente, iguais aos da interface líquido-vapor admitindo que, as variações de pressão e título na direção do escoamento são desprezíveis e a espessura do filme de líquido é muito pequena; v) a velocidade da interface é avaliada estendendo a região externa do filme de líquido à superfície da interface, assumindo que não existe discontinuidade e as características turbulentas se mantêm na interface. A Fig.5.13 apresenta uma representação esquemática do modelo de padrão anular.

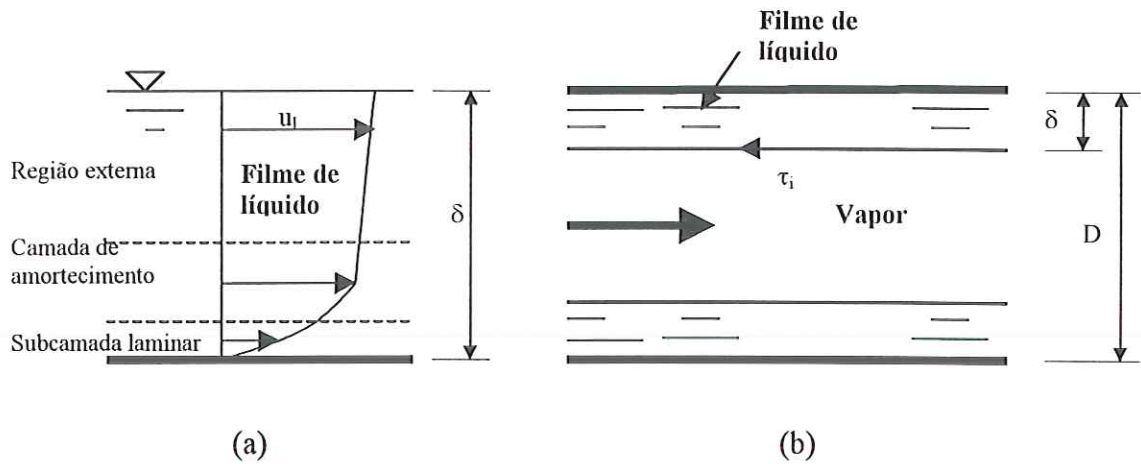


Figura 5.13 Esquema do modelo anular com filme uniforme: a) a distribuição de velocidades no filme de líquido, b) distribuição da fase líquida e vapor.

A Fig.5.13(a) esquematiza as regiões possíveis no filme de líquido que seguem a distribuição de velocidades da lei da parede, segundo o modelo de von Karman.

$$\text{Subcamada laminar} \quad u^+ = y^+ \quad y^+ < 5 \quad (5.13)$$

$$\text{Região de amortecimento} \quad u^+ = 5 \ln(y^+) - 3,05 \quad 5 < y^+ < 30 \quad (5.14)$$

$$\text{Região externa} \quad u^+ = 2,5 \ln(y^+) + 5,5 \quad 30 < y^+ < \delta^+ \quad (5.15)$$

onde, $y^+ = u^* y / \nu$ e $u^+ = u / u^*$ são parâmetros adimensionais e $u^* = (\tau_p / \rho)^{0,5}$ a velocidade de cisalhamento. Admitindo a hipótese de que não existe discontinuidade na interface líquido-vapor e as características turbulentas não são amortecidos na interface, segundo Hurlburt e Newell (1999), a velocidade na interface, u_i , pode ser considerada como limite da região externa do filme de líquido. Assim, a velocidade da interface é obtida a partir da Eq.(5.15), segundo,

$$\frac{u_i}{u_i^*} = A \ln(\delta^+) + B \quad (5.16)$$

onde $A=2,5$ e $B=5,5$. Conhecida a distribuição de velocidades no filme de líquido, é possível avaliar a velocidade média do filme de líquido através da sua definição:

$$u_{m_l} = \frac{1}{\delta} \int_0^{\delta} u dy \quad (5.17)$$

Resolvendo a integral definida na Eq.(5.17), utilizando a distribuição de velocidades no filme de líquido definido pelas Eqs. (5.13), (5.14) e (5.15), obtém-se a seguinte relação :

$$\frac{u_{m_l}}{u_l^*} = A \ln(\delta^+) + B - A - \frac{64}{\delta^+} \quad (5.18)$$

A Eq.(5.18) é utilizada para $\delta^+ > 30$, condição apresentada em quase todas as condições de ensaio do presente trabalho. Para situações de $\delta^+ < 30$ deve-se considerar a distribuição de velocidades universal. Assim, para $\delta^+ < 5$ o escoamento de líquido é modelado considerando a subcamada laminar. Esta condição pode ser alcançada em títulos muito elevados, não tendo sido atingida nos ensaios do presente estudo, como pode ser verificado na Fig.5.15(b).

A transferência da quantidade de movimento do vapor ao filme de líquido é significativa e resulta em elevados esforços de cisalhamento. Hurlburt e Newell sugerem avaliar estes esforços através de uma forma modificada da correlação empírica de Asali et al.(1985). Esta correlação permite avaliar os esforços de cisalhamento na interface a partir da relação empírica τ_i/τ_v (esforços de arrasto na interface e os equivalentes à fase vapor num tubo de superfície lisa) de forma que,

$$\frac{\tau_i}{\tau_v} - 1 \propto (m^+, Re_v) \quad (5.19)$$

onde, m^+ e Re_v são dados por,

$$m^+ = \left(\frac{\mu_l}{\mu_v} \right) \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,5} \delta^+ \quad \text{e} \quad Re_v = \frac{\rho_v (u_{m_v} - u_i) (D/2 - \delta)}{\mu_v}$$

assim, a forma da relação proposta por Asali et al. resulta,

$$\frac{\tau_i}{\tau_v} - 1 = 0,45 \text{Re}_v^{-n} (m^+ - 4) \quad (5.20)$$

τ_v é obtida a partir de u_v^* através da Eq.(5.21). A equação original de Asali et al. foi obtida para escoamento vertical de ar-água visando avaliar a queda de pressão no padrão anular. Estes pesquisadores baseiam-se no trabalho de Henstock e Hanratty (1976), onde, verificaram que, para velocidades elevadas da fase vapor, os esforços de arrasto na parede são aproximadamente iguais aos da interface. É importante notar que os esforços de arrasto na interface e na parede resultaram iguais só se o gradiente de velocidades é linear, o que não ocorre se é adotada a distribuição de velocidades universal no filme de líquido. Segundo Travis et al. (1973), aplicando um balanço de quantidade de movimento num elemento do filme de líquido, na direção do escoamento e envolvendo a interface, pode-se obter que, $\tau_p = F_o \delta + \tau_i$, onde, F_o envolve as forças de pressão e de mudança de densidade no filme de líquido. Para variações muito pequenas da pressão e do título na direção do escoamento é aceitável que $\tau_p \cong \tau_i$. Além do que, considera-se que a espessura do filme de líquido é muito fina.

Asali et al. determinaram que, para escoamento anular, sem arrasto de gotas de líquido da interface, a relação $\tau_i/\tau_{\text{liso}}$ depende exclusivamente de m^+ . Entretanto, para considerar o arrasto de gotas de líquido da interface para o centro do tubo (“entrainment”), provocado pelo vapor, incorporaram o termo Re_v^{-n} na Eq.(5.20). Eles correlacionaram o expoente n igual a $-0,2$. Estudando condensação de refrigerantes, Hurlburt e Newell (1999) utilizaram a relação de Asali et al. modificando o expoente de Re_v para $-0,3$. Estes pesquisadores não discutem a presença do termo que envolve Re_v na Eq.(5.20). No presente estudo, o valor de $n=0,35$ foi a que apresentou menores desvios com relação aos resultados experimentais de queda de pressão e transferência de calor.

A velocidade média do vapor que escoar no centro do tubo é avaliada a partir de uma relação similar à Eq.(5.17), integrando o perfil de velocidades universal, mas desconsiderando os efeitos das regiões da subcamada laminar e de amortecimento. Como resultado obtém-se uma relação equivalente ao escoamento turbulento em tubos lisos dada por,

$$\frac{u_{m_v} - u_i}{u_v^*} = A \ln\left[\frac{(D/2 - \delta)}{v_v}\right] + B - \frac{3}{2}A \quad (5.21)$$

onde, $u_v^* = (\tau_v / \rho_v)^{0,5}$. A solução do sistema de equações algébricas [(5.16), (5.18), (5.20) e (5.21)] permite obter a espessura do filme de líquido, arrasto na interface, a velocidade do líquido na interface e as velocidades médias do filme de líquido e do vapor.

A Fig.5.14 ilustra o comportamento e os valores obtidos para a espessura do filme de líquido e a fração de vazio para distintas condições de ensaio. A Fig.5.14(a) mostra que a espessura do filme de líquido atinge seu valor máximo para títulos do vapor e velocidades mássicas reduzidas. Na medida em que o título aumenta, a espessura do filme diminui, o que é fisicamente consistente. Outro aspecto interessante ilustrado na figura é que o R-410A apresenta espessuras de filme superiores ao R-134a em toda a faixa de velocidades mássicas consideradas no presente estudo. Este comportamento é conseqüência da densidade elevada da fase vapor do R-410A, o que proporciona uma velocidade superficial inferior, reduzindo o arrasto na interface e aumentando a espessura do filme de líquido. Analisando a espessura do filme de líquido para R-410A pode ser observado que oscila, aproximadamente, entre 0,2 a 0,015 mm, o que representa 16,6% a 1,2% do diâmetro hidráulico dos micro canais estudados ($D_h=1,214\text{mm}$). Estes resultados confirmam que em micro canais deve-se adotar com ressalvas a hipóteses segundo a que a espessura do filme de líquido é sensivelmente inferior ao diâmetro do tubo ($\delta \ll D$). A Fig.5.14(b) identifica as regiões apresentadas pelo filme de líquido para as distintas condições de ensaio do presente estudo. Assim, observa-se que em todos os ensaios se atingem espessura de filme superior àquela da subcamada laminar. Alguns ensaios para títulos elevados atingem a região de amortecimento, ao passo que a grande maioria atingem a região externa.

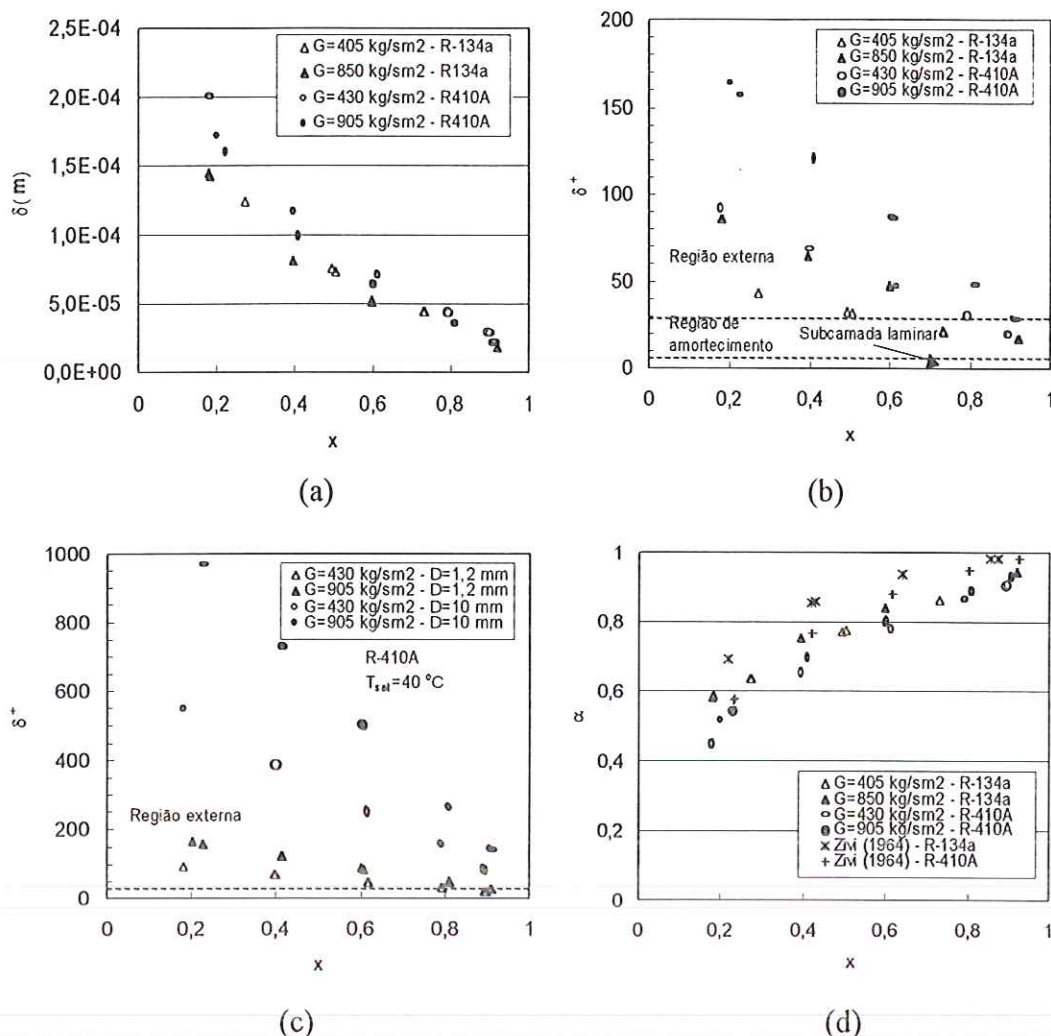


Figura 5.14 Resultados do modelo anular uniforme: a) espessura do filme de líquido, b) regiões apresentadas no filme de líquido; c) comparação das regiões em tubos de diâmetros convencionais e reduzidos; d) fração de vazio

Com o objetivo de comparar os resultados para distintos diâmetros do tubo, a Fig.5.14(c) ilustra resultados para tubos de 10 e 1,2 mm de diâmetro. Esta figura mostra que em tubos de diâmetros convencionais, δ^+ adota valores superiores aos obtidos em micro canais, comportamento que se justificaria pela presença de espessuras do filme maiores em dutos grandes. A Fig.5.14(d) mostra o comportamento da fração de vazio, para os dois tipos de refrigerantes ensaiados. A fração de vazio foi obtida a partir da relação $\alpha=(1-2\delta/D)^2$. Um aspecto interessante a notar é a variação da fração de vazio com a velocidade mássica. Estudos anteriores de Rohsenow et al.(1965) e Traviss et al. (1973) utilizaram a correlação de Zivi (1964), Eq.(2.64), que depende exclusivamente do título, para posteriormente avaliar os esforços de cisalhamento na parede. Segundo Hurlburt e Newell o efeito da

velocidade mássica na fração de vazio pode ser importante para algumas condições de operação do refrigerante.

Como foi mencionado anteriormente, Asali et al. incorporaram à Eq.(5.20) o termo que envolve Re_v para levar em consideração o efeito das gotas de líquido arrastadas da interface no centro do tubo. Em micro canais, as forças de tensão superficial assumem importância e atuam no sentido de evitar instabilidades na interface. Assim, é pouco provável que o arrasto de gotas de líquido da interface aconteça em micro canais. Fazendo essa consideração, a Eq.(5.20) foi correlacionada para os resultados experimentais do presente estudo omitindo o termo que envolve Re_v , resultando a seguinte equação:

$$\frac{\tau_i}{\tau_v} - 1 = 0,02(m^+ - 4) \quad (5.22)$$

A Fig.5.15(a) compara os resultados das espessuras do filme de líquido, δ , obtidas a partir da nova relação, Eq.(5.22), e a anterior definida pela Eq.(5.20). Como pode ser observado nesta figura, as diferenças entre as duas espessuras com relação ao título são inferiores a 0,4%. Por sua vez, a Fig.5.15(b) mostra que os valores de δ^+ a partir da nova relação seguem o mesmo comportamento atingindo a região externa da distribuição de velocidades no filme de líquido. Estes resultados sugerem que, a simplificação realizada, a partir da Eq.(5.22), pode ser utilizada na solução do modelo.

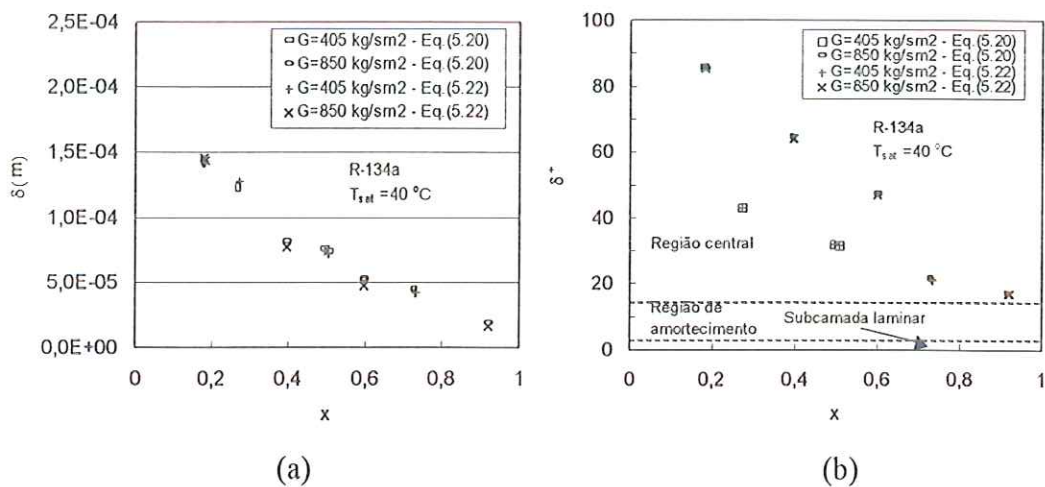


Figura 5.15 Comparação dos resultados obtidos utilizando Eq.(5.20) e (5.22): a) espessura do filme de líquido, b) regiões apresentadas no filme de líquido

Queda de pressão por atrito

A perda de carga por atrito é avaliada diretamente a partir do arrasto na interface segundo a seguinte relação,

$$\Delta p = \frac{2\tau_i L}{(D/2) - \delta} \quad (5.23)$$

A Fig.5.16 apresenta uma comparação dos resultados obtidos a partir do modelo utilizando a Eq.(5.20), para avaliar os esforços de cisalhamento na interface, e os experimentais. Os resultados mostram desvios máximos entre +22% e -43% e um desvio médio absoluto de 24%. Pode-se observar que a maioria dos resultados experimentais resultam superiores aos obtidos a partir do modelo. Este efeito pode estar relacionado com dois aspectos. A primeira relacionada com a diminuição na temperatura de saturação do refrigerante, verificada entre a entrada e saída da seção de ensaios. Esta queda está relacionada à perda de carga, importante, principalmente, a velocidades e títulos elevados. Nos ensaios de R-134a esta queda foi da ordem de 0,7 a 2,6 °C e nos ensaios de R-410A de 0,3 a 2,3 °C. Como exemplo, para o refrigerante R-410A, $x=0,81$, $G=905 \text{ kg/sm}^2$ e $T_{\text{sat}}=40 \text{ °C}$, o modelo apresenta um incremento na queda de pressão de 4,5%, para uma diminuição de 2 °C na temperatura de saturação. Por outro lado, uma diminuição de 2 °C na temperatura de saturação resultará numa redução de, aproximadamente, 5% no valor da densidade da fase vapor em ambos refrigerantes. Ou seja, o incremento apresentado na queda de pressão parece estar relacionado à diminuição da densidade da fase vapor. Este fenômeno, também, foi identificado no capítulo de análise de resultados em relação ao efeito da temperatura de saturação na condensação. Outro aspecto a considerar é o nível de incertezas dos resultados de queda de pressão, inferiores a 19%. Com essas considerações, pode-se afirmar que o modelo proporciona resultados que podem ser considerados adequados.

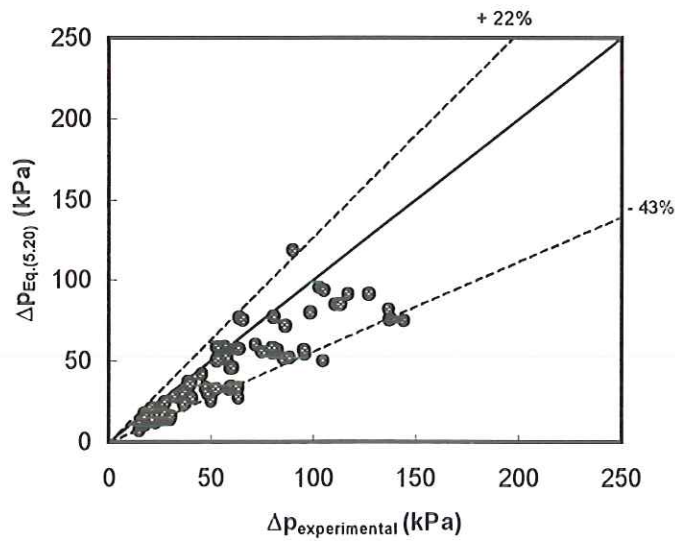


Figura 5.16 Resultados do modelo utilizando a Eq.(5.20) e os experimentais

A Fig. 5.17 apresenta uma comparação dos resultados experimentais e os obtidos a partir modelo, utilizando a Eq.(5.22). Pode-se observar que os desvios são similares aos da Fig.5.16, apresentando, entretanto, uma ligeira redução. Estes resultados justificam-se observando a Fig.5.15(a), onde a espessura do filme de líquido avaliada a partir das Eq.(5.20) e (5.22) quase não apresentam diferenças. No entanto, os resultados obtidos a partir da Eq.(5.22) apresenta espessuras do filme ligeiramente inferiores aos obtidos a partir da Eq.(5.20), resultando, assim, em quedas de pressão superiores. A Fig.5.18 ilustra as diferenças entre a queda de pressão obtida utilizando as Eqs. (5.20) e (5.22), mostrando desvios de até 14% e um desvio médio de 6,9%. Como conclusão sugere-se utilizar este modelo utilizando a Eq.(5.22) para avaliar a queda de pressão por atrito.

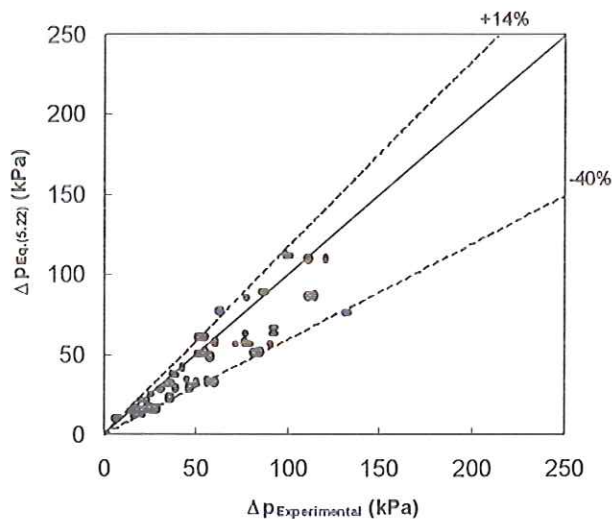


Figura 5.17 Resultados do modelo utilizando a Eq.(5.22) e os experimentais

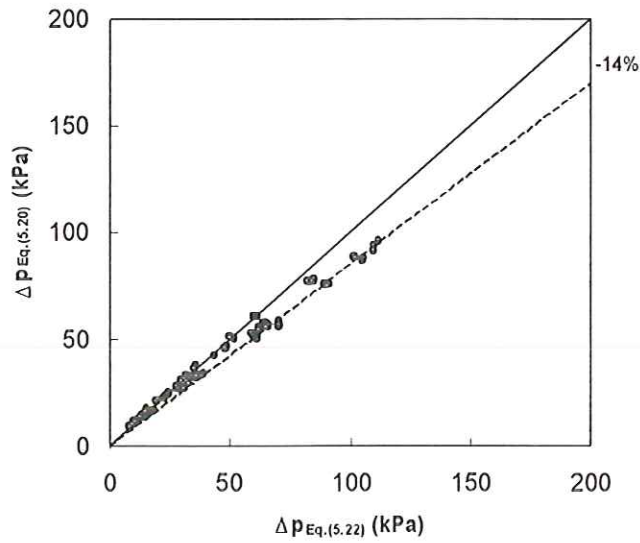


Figura 5.18 Resultados do modelo utilizando a Eq.(5.22) e Eq.(5.20)

Coefficiente de transferência de calor

O coeficiente de transferência de calor é obtido aplicando a analogia de quantidade de movimento e transferência de calor de von Karman no filme de líquido. As relações para os esforços de cisalhamento e o fluxo de calor são dados pelas seguintes equações:

$$\tau = \rho_l (v_l + \varepsilon_m) \frac{du}{dy} \tag{5.24}$$

$$\frac{Q}{A} = \rho_l c_{p_l} (\alpha_l + \varepsilon_h) \frac{dT}{dy} \tag{5.25}$$

onde, ε_h e ε_m são as difusividades turbilhonares de calor e de quantidade de movimento, respectivamente. Considerando o fluxo de calor na parede do tubo $(Q/A)_p$ e admitindo que não existem variações de temperatura na direção do escoamento, da definição do coeficiente de transferência de calor, $h = (Q/A)_p / (T_{sat} - T_p)$, é possível obter a seguinte relação para o coeficiente de transferência de calor a partir da Eq.(5.25):

$$\frac{1}{h} = \frac{T_{sat} - T_p}{(Q/A)_p} = \int_0^{\delta^+} \frac{v_l dy^+}{\rho_l c_{p_l} (\alpha_l + E \varepsilon_m) u^*} \quad (5.26)$$

onde, $(Q/A)_p$ é o fluxo de calor na parede do tubo, T_p é a temperatura da superfície interna do tubo, T_{sat} a temperatura de saturação do fluido e E a relação entre ε_h e ε_m . Para integrar a Eq.(5.26) deve ser avaliado ε_m , a partir da Eq(5.24) ao longo da espessura do filme considerando a distribuição de velocidades universal. Assim, Travis et al.(1973) simplificam as soluções para ε_m segundo as seguintes relações:

$$\varepsilon_m = 0; \text{ considerando que } (\varepsilon_m/v_l) \ll 1 \text{ e } \tau = \tau_p \quad \delta^+ < 5; \quad (5.27)$$

$$\varepsilon_m = v_l \left(\frac{y^+}{5} - 1 \right); \text{ considerando } (\varepsilon_m/v_l) \cong 1 \text{ e } \tau \cong \tau_p \quad 5 < \delta^+ < 30; \quad (5.28)$$

$$\varepsilon_m = \frac{v_l}{2,5} (y^+); \text{ considerando } (\varepsilon_m/v_l) \gg 1 \text{ e } \tau_i \cong \tau_p \quad 30 < \delta^+; \quad (5.29)$$

Integrando a Eq.(5.26), considerando as Eqs.(5.27), (5.28) e (5.29), o coeficiente de transferência de calor resulta:

$$h = \frac{\rho_c c_{p_l} u^*}{(\delta^+) Pr_l}; \quad \delta^+ < 5 \quad (5.30a)$$

$$h = \frac{\rho_c c_{p_l} u^*}{5 Pr_l + \frac{5}{E} \ln \left[1 + E Pr_l \left(\frac{\delta^+}{5} - 1 \right) \right]}; \quad 5 < \delta^+ < 30 \quad (5.30b)$$

$$h = \frac{\rho_c c_{p_l} u^*}{5 Pr_l + \frac{5}{E} \ln(1 + 5E Pr_l) + A \ln(\delta^+ / 30)}; \quad 30 < \delta^+ \quad (5.30c)$$

onde, o valor de E é admitido igual a um. Hipótese similar é adotado em estudos que utilizam esta metodologia para avaliar o coeficiente de transferência de calor. Ou seja, admite-se que as difusividades turbilhonar de calor e quantidade de movimento são iguais. Variando o valor de E entre 1 e 1,4 foram obtidos acréscimos no

coeficiente de transferência de calor de no máximo 10%, Travis et al.(1973) confirma este comportamento.

A precisão das equações anteriores dependeram fundamentalmente das seguintes hipóteses: i) admite-se equilíbrio entre as fases no sentido em que todo o calor removido da parede é utilizado na condensação, ii) a temperatura da parede do tubo e do filme de líquido na interface devem ser uniformes na seção.

A Fig.5.19 ilustra os resultados do coeficiente de transferência de calor obtidos a partir do modelo, utilizando a Eq.(5.20) para avaliar τ_i , e os experimentais. O modelo se caracteriza por valores um tanto superiores aos experimentais. As maiores diferenças ocorrem para velocidades mássicas e títulos elevados, para os quais o coeficiente de transferência de calor é elevado. Estas diferenças podem estar relacionadas, principalmente, às hipóteses de espessura do filme constante na seção, e temperatura constante na parede do canal e no filme de líquido na interface. Analisando a geometria das lâminas com micro canais testadas pode-se observar que a temperatura de parede da parte superior e inferior dos micro canais será inferior ao apresentado na parte central. Este fenômeno é provocado pelo escoamento externo da água que rodeia à lâmina, e pela distribuição dos micro canais na lâmina. Estas diferenças de temperatura ao longo do perímetro do micro canal pode promover efeitos de termocapilaridade que provocariam movimentação na interface, por apresentar regiões de distinta tensão superficial, e assim, afetar a uniformidade na espessura do filme de líquido. Por outro lado, em micro canais as forças de tensão superficial assumem importância, como explicado na introdução, atuando no sentido de reduzir a área da interface e, assim, reduzir a área de transferência de calor. Além do que, esses efeitos de tensão superficial podem resultar importantes em micro canais, coisa que não acontece em tubos convencionais por apresentar espessuras do filme muito finas com relação ao diâmetro. Estes efeitos não são considerados no modelo e podem afetar negativamente à transferência de calor, o que justificaria à superioridade dos resultados obtidas a partir do modelo, Eq.(5.30), com relação aos resultados experimentais.

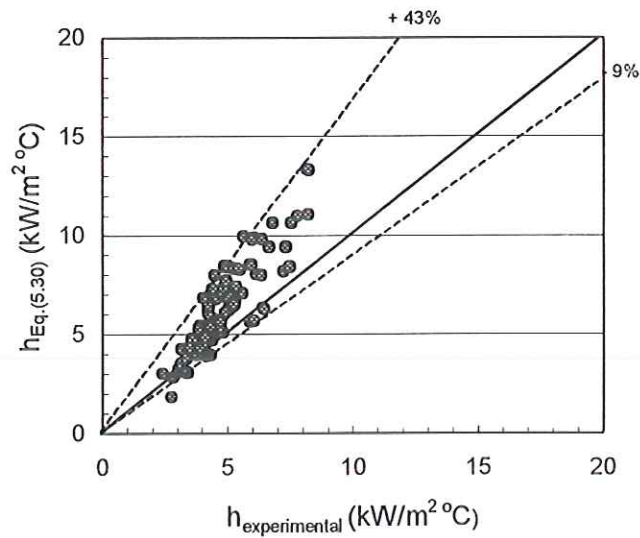


Figura 5.19 Comparação do modelo utilizando a Eq.(5.20) e os resultados experimentais.

De forma similar à queda de pressão, a Fig.5.20 compara os resultados do modelo com os experimentais utilizando a Eq.(5.22) em lugar da Eq.(5.20), apresentando desvios da mesma ordem. Os desvios entre os resultados do modelo utilizando as Eqs.(5.20) e (5.22) são inferiores a 9%, como ilustra a Fig.(5.21).

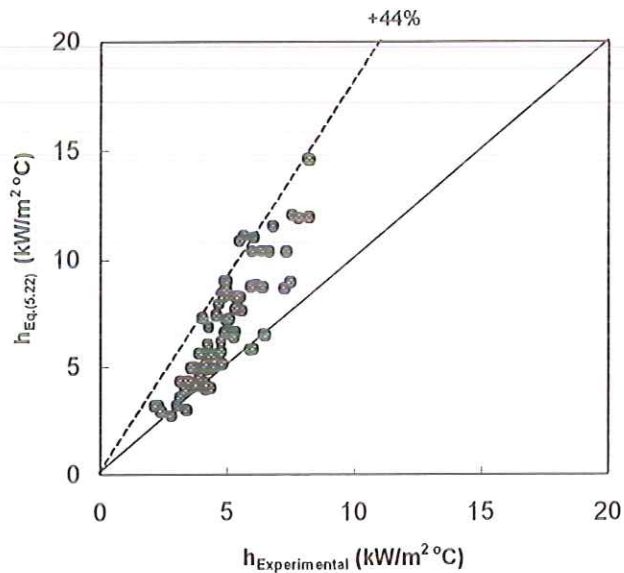


Figura 5.20 Resultados do modelo utilizando Eq.(5.22) e os experimentais.

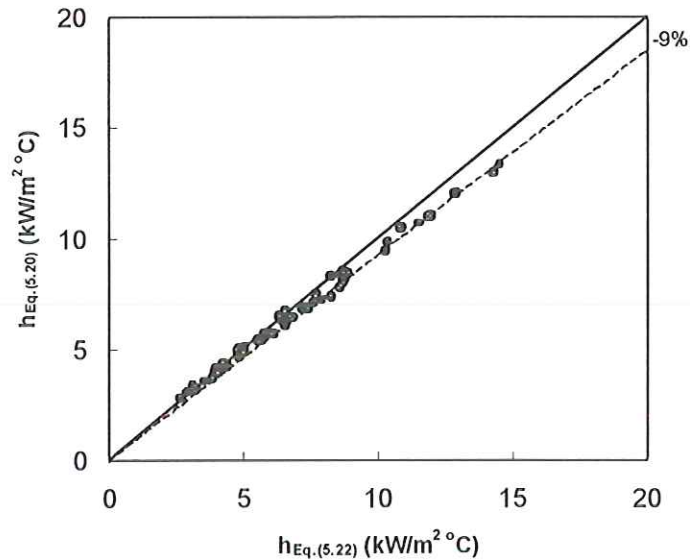


Figura 5.21 Comparação de resultados do modelo utilizando Eq.(5.20) e Eq.(5.22)

5.4 Correlação dos resultados de misturas refrigerante-óleo

Como observado no capítulo 4, para algumas condições de ensaio, os resultados experimentais para misturas refrigerante-óleo apresentaram valores comparáveis aos obtidos para refrigerante puro. Por tanto, nesta seção são correlacionados os resultados que mostraram efeitos notórios da presença de óleo nas misturas. Os resultados disponíveis para misturas refrigerante-óleo compreendem concentrações de óleo em massa de 2,5% e 4,5%. A correlação dos resultados foi baseada em metodologias desenvolvidas através de estudos válidos para dutos convencionais, uma vez que, a literatura não apresenta estudos referidos à condensação de misturas refrigerante-óleo no interior de canais de dimensões reduzidas. Além do que, os resultados no presente trabalho de misturas refrigerante-óleo com relação aos do refrigerante puro foram parecidos aos apresentados em tubos convencionais. A seguir são apresentadas as correlações obtidas para a queda de pressão e transferência de calor.

5.4.1 Queda de pressão

Os resultados de queda de pressão para misturas refrigerante-óleo, analisados no capítulo 4, não apresentaram grandes diferenças relativamente aos experimentais para refrigerante puro para velocidades mássicas inferiores a 600 kg/sm^2 . Entretanto, os resultados para velocidades mássicas superiores apresentaram incrementos entre 5 e 15% na queda de pressão para misturas na faixa de concentrações de 2,5 e 4,5%, em relação aos obtidos para refrigerante puro. Tichy et al.(1985) correlacionaram os resultados de misturas refrigerante-óleo multiplicando a queda de pressão para refrigerante puro, obtida a partir da correlação de Lockhart e Martinelli (1949), por um fator que depende da concentração em massa de óleo, ω . No caso da evaporação eles sugerem uma função polinomial quadrática, posteriormente corrigida por Schlager et al.(1990b) e Souza et al.(1992). Para condensação, Tichy et al. verificaram incrementos na queda de pressão de misturas da ordem de 6% para concentrações de 5% de óleo. Estes pesquisadores propuseram uma fator de correção da queda de pressão para refrigerante puro que depende linearmente da concentração de óleo. A vantagem desta metodologia é que não exige a avaliação das propriedades de transporte da mistura. Assim, os resultados do presente estudo foram correlacionados seguindo a metodologia de Tichy et al., utilizando a correlação empírica obtida no presente estudo, Eq.(5.1). A correlação resultante é definida pela seguinte equação:

$$\Delta p_{mistura} = \Delta p_{puro} (1 + 2,869\omega) \quad (5.31)$$

Os resultados obtidos a partir da Eq.(5.31) são comparados com os experimentais na da Fig.5.22, apresentando desvios entre +19% e -14% e um desvio médio absoluto de 11,5%.

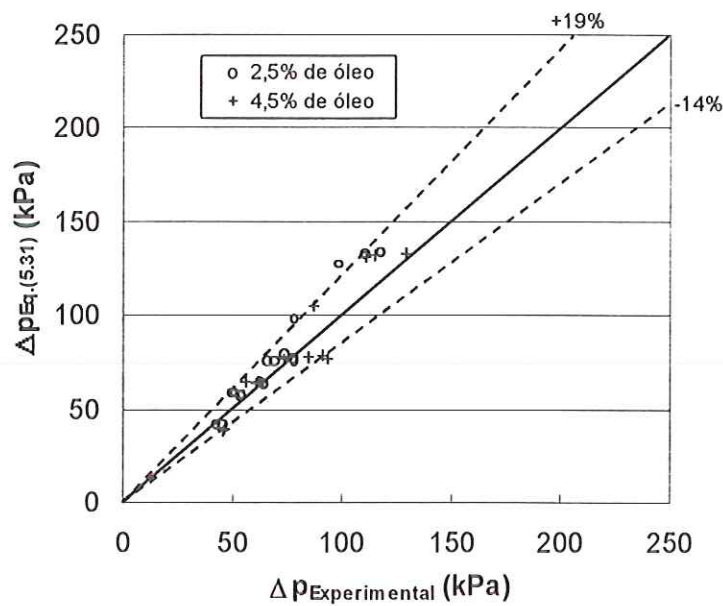


Figura 5.22 Queda de pressão da mistura refrigerante-óleo obtida experimentalmente e avaliada segundo Eq.(5.31)

5.4.2 Coeficiente de Transferência de calor

Os resultados experimentais mostraram um efeito negativo da presença de óleo no coeficiente de transferência de calor. Tichy et al. (1985) incorporaram esse efeito por intermédio de um fator caracterizado por uma função exponencial em termos da concentração de óleo. Posteriormente, Schlager et al.(1990b) verificaram a consistência desta abordagem que não requer a avaliação das propriedades da mistura refrigerante-óleo. Adotando esta metodologia, foram correlacionados os resultados experimentais para misturas refrigerante-óleo do presente estudo. O coeficiente de transferência de calor para refrigerante puro é obtido a partir da correlação definida pela Eq.(5.2). Assim, a correlação resultante é definida pela seguinte equação:

$$h_{mistura} = h_{puro} e^{-2,8\omega} \quad (5.32)$$

A forma da Eq.(5.32) mostra que para concentrações de óleo nulas o coeficiente de transferência de calor da mistura será igual ao do refrigerante puro. Além disso, na medida em que a concentração de óleo aumenta incrementa-se o efeito negativo no coeficiente de transferência de calor. A Fig.5.23 compara os resultados obtidos a partir da Eq.(5.24) e os correspondentes experimentais.

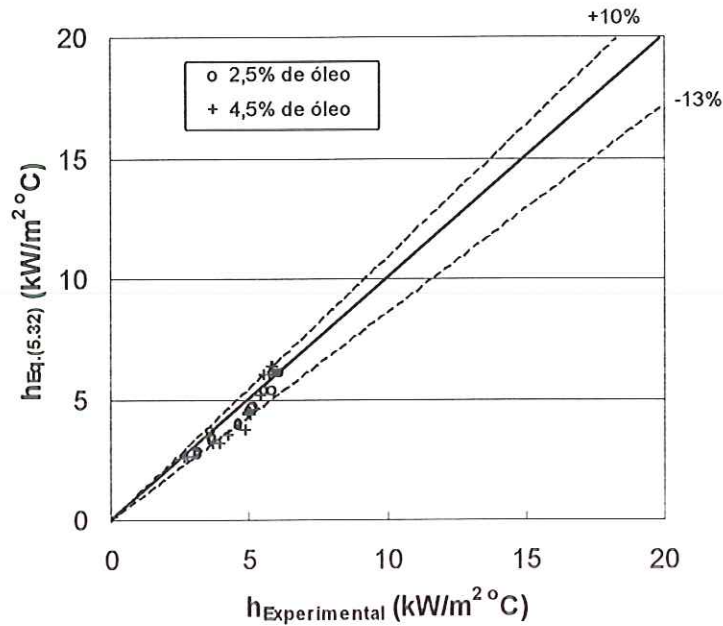


Figura 5.23 Coeficiente de transferência de calor da mistura refrigerante-óleo experimental e avaliada segundo Eq.(5.32)

Os resultados obtidos a partir da Eq.(5.32) apresentam desvios entre +10% e -13%, com um desvio médio absoluto de 8% com relação aos resultados experimentais.

Analisando a Fig.(5.22) e (5.23) é possível concluir que os resultados experimentais para refrigerante puro foram correlacionados a partir de metodologias válidas para tubos convencionais. Os desvios apresentados com relação aos resultados experimentais, inferiores a 11,5%, sugerem a adequação dessas abordagens. Porém, é necessário um número maior de dados, envolvendo distintos refrigerantes e faixas mais amplas de concentrações de óleo.

CAPÍTULO 6

CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES

6.1 Considerações iniciais

Os objetivos do presente projeto foram satisfatoriamente alcançados. Além da pesquisa bibliográfica relativa ao assunto, foi realizado um estudo teórico e experimental da condensação em micro canais. Os ensaios permitiram a obtenção de dados de queda de pressão e coeficiente de transferência de calor para escoamento de líquido subresfriado e condensação dos refrigerantes R-134a e R-410A. Estes ensaios envolveram refrigerantes puros e misturas com óleo de lubrificação. Os resultados foram analisados de forma sistemática, tendo sido estudado o efeito dos seguintes parâmetros: velocidade mássica, título, temperatura de saturação, tipo de refrigerante e concentração de óleo. Com base nos resultados obtidos, foram propostas correlações empíricas e semi-empíricas para avaliar o efeito do atrito na queda de pressão e o coeficiente de transferência de calor. As correlações foram desenvolvidas segundo duas abordagens, a primeira que adota uma relação funcional com o parâmetro de Martinelli e a segunda abordagem que adota o padrão anular. Estas correlações foram comparadas e discutidas com relação aos estudos da literatura. A seguir são apresentadas as principais conclusões relativas à pesquisa desenvolvida e recomendações para futuros trabalhos que versem sobre o mesmo tema.

6.2 Conclusões

As conclusões mais importantes são anotadas separadamente para os resultados de líquido subresfriado e de condensação. Lembrando que os ensaios de líquido subresfriado envolvem o regime turbulento, podem se relacionar as seguintes conclusões:

- Os resultados de perda de carga por atrito para o R-134a e R-410A são compatíveis com a correlação de Blasius.
- Em geral, os resultados experimentais são superiores aos resultados da maioria das correlações conhecidas. A correlação de Churchill (1977a) apresentou um desvio médio de 12%, inferior aos das demais, inclusive à de Blasius, que apresentou um desvio médio de 17%.
- A perda de carga nas lâminas de canais de seção quadrada resultou 5% inferior à de seção circular. Este comportamento foi também previsto pela correlação de Churchill.
- O coeficiente de transferência de calor para o R-410A resultou aproximadamente o dobro daquele do R-134a, comportamento que foi comprovado pela equação de Dittus e Boelter.
- Os resultados de transferência de calor não evidenciaram efeitos da geometria dos canais.
- A maioria dos resultados experimentais resultaram superiores aos obtidos a partir das correlações conhecidas. A correlação de Gnielinski apresentou um desvio médio de 8% e a de Dittus e Boelter um desvio médio de 11%.

Com relação aos resultados de condensação de refrigerantes puros e misturas com óleo de lubrificação podem ser relacionados, de forma sumaria, as seguintes conclusões:

- Foram identificados os padrões de escoamento correspondentes aos ensaios a partir de mapas de escoamento da literatura obtidos para canais da ordem de 1mm. Segundo os mapas de Damianides (1987) e Triplett et al.(1999a), obtidos para ar-água, o padrão pistonado ocorre para velocidades e títulos reduzidos e o pistonado-anular para velocidades e títulos elevados. Este último ocorre na maioria dos ensaios e segundo Triplett et al. apresenta natureza anular. No entanto, em nenhum caso foi atingido o padrão estritamente anular. Por outro lado, segundo o mapa de Yang e Shieh (2001), obtido para refrigerante R-134a, a maioria dos resultados experimentais parecem estar associados ao padrão estritamente anular. As diferenças com relação aos mapas obtidos para ar-água estão relacionadas principalmente à tensão superficial. A água apresenta tensão superficial muito superior à dos refrigerantes, retardando assim, a transição do padrão pistonado-anular. Por sua parte, os refrigerantes, que se caracterizam por tensões superficiais inferiores, requerem velocidades inferiores da fase vapor para a transição pistonado-anular, “facilitando” a presença do padrão estritamente anular.
- Verificou-se também que o R-134a apresenta velocidades superficiais da fase vapor sensivelmente superiores às do R-410A devido, principalmente, à elevada densidade de vapor do R-410A. Isto permite ao R-134a atingir o padrão anular com maior facilidade.
- Os resultados de perda de carga por atrito apresentam a tendência de aumentar com a velocidade mássica e o título. Em geral, o R-134a apresenta perdas de carga superiores ao R-410A, sendo as mesmas da ordem de 12 a 20 %. Esse comportamento está associado à viscosidade elevada do R-134a, que incrementa as forças de arrasto, e à elevada densidade do vapor do R-410^A, que afeta negativamente às forças de arrasto.
- O incremento da temperatura de saturação afeta negativamente a perda de carga, em virtude do aumento da densidade do vapor. A porcentagem de decréscimo na perda de carga resultou comparável à porcentagem de incremento da densidade do vapor.

- O efeito da concentração de óleo não foi evidente para velocidades reduzidas, mas para velocidades elevadas, foram identificados acréscimos de 5% e 15% para concentrações de óleo em massa de 2,5% e 4,5%, respectivamente.
- Com relação aos resultados do coeficiente de transferência de calor, estes mostraram tendência a aumentar com a velocidade mássica e o título. Em geral, o coeficiente de transferência de calor associado ao R-410A é superior ao do R134a.
- O coeficiente de transferência de calor diminui com a temperatura de saturação. O incremento da temperatura implica uma elevação da densidade do vapor, do que resulta numa redução de sua velocidade e, conseqüentemente, do arrasto na interface. Além disso, a redução do arrasto na interface permitirá a presença de uma espessura do filme de líquido na parede maior, afetando negativamente o mecanismo de transferência de calor por condução através do filme de líquido.
- O coeficiente de transferência de calor diminui com a concentração de óleo. Este efeito é mais evidente no caso do refrigerante R-410A.
- Os resultados obtidos experimentalmente para refrigerante puro, referidos a perda de carga e transferência de calor, resultaram plenamente consistentes com o estudo prévio realizado por Yang e Webb(1996a). Mas, por outro lado, em termos do coeficiente de transferência de calor, a correlação de Heun (1995) apresentou valores em média 20% superiores. Estas diferenças poderiam estar comprometidas pelas incertezas dos resultados de Heun que chegam até 50%. Isto devido à metodologia adotada na avaliação do coeficiente de transferência de calor do refrigerante que baseia-se na determinação da resistência térmica no lado do ar que, em geral, apresenta incertezas muito elevadas.
- As correlações empíricas propostas para o refrigerante puro apresentaram bons resultados, caracterizando-se por um desvio médio de 13,5%, no caso da queda de pressão, e de 15% no caso do coeficiente de transferência de calor. Estas correlações são consistentes com as propostas nos estudos prévios de Heun (1995) e Yang e Webb (1996b), referidos a transferência de calor, e Souza e Pimenta (1995) e Yang e Webb (199a), para a perda de carga.

- O modelo para padrão anular de Hurlburt e Newell (1999), válido para tubos convencionais, proporcionou coeficientes de transferência de calor superiores aos experimentais. Estas diferenças podem estar relacionadas aos efeitos de tensão superficial, que podem ser importantes em tubos de diâmetros pequenos. A tensão superficial atua como um importante mecanismo de recobrimento da parede pelo líquido e na presença de gradientes de temperatura na interface podem surgir efeitos de termocapilaridade. Forças resultantes da tensão superficial podem atuar na direção normal à interface e no sentido de reduzir a área da interface, como afirma Yang e Shieh (2001), afetando, assim, negativamente à transferência de calor.
- É proposta uma correlação para os esforços de cisalhamento na interface, desconsiderando possíveis efeitos de arrasto de gotas de líquido da interface para o centro do tubo (“entrainment”).
- A correlação dos resultados para misturas refrigerante-óleo foi realizada com base em modelos válidos para dutos convencionais, Tichy et al. (1985) para a queda de pressão e Schlager et al.(1990b) para o coeficiente de transferência de calor. As correlações modificadas, propostas no presente trabalho, apresentaram desvios médios de 11 % no caso da perda de carga e 9% no caso do coeficiente de transferência de calor.

6.3 Recomendações

Este estudo foi realizado com a finalidade de servir de aporte para futuros projetos que envolvam processos de condensação no interior de lâminas com micro canais. A seguir serão listadas algumas sugestões no sentido de direcionar futuros estudos sobre o tema:

- O equipamento experimental, de forma geral, apresenta boa funcionalidade. As faixas alcançadas de fluxo de calor e velocidade mássica são perfeitamente compatíveis com os sistemas de refrigeração que operam com velocidades mássicas elevadas, como na indústria automotiva. Entretanto, é importante a aquisição de

dados para vazões inferiores visando aplicações em outros sistemas de refrigeração. Para isso, é preciso projetar novamente o sistema de bombeamento no lado do refrigerante e da água e o comprimento da seção de testes, de forma a atingir uma faixa adequada de fluxo de calor e uma diferença de temperaturas adequada entre a entrada e saída da água.

- São necessários ensaios adicionais envolvendo misturas de refrigerante-óleo que incluam novos refrigerantes, maior número de concentrações de óleo em massa, uma faixa de velocidades mássicas apropriada, e distintos tipos de óleo.
- Um aspecto determinante no estudo da perda de carga e da transferência de calor na condensação são os padrões de escoamento. Seu estudo requer uma bancada de visualização do escoamento de refrigerantes para distintas vazões de escoamento. Esta bancada permitiria visualizar a distribuição do refrigerante nos micro canais e pode ser utilizada para avaliar a fração de vazio. Outro dos objetivos desta bancada seria um estudo do efeito real da tensão superficial na definição dos padrões de escoamento e nos mecanismos de transferência de calor e quantidade de movimento.
- Desenvolvimento de modelos de condensação no interior de canais de dimensões reduzidas que permitam identificar os principais mecanismos físicos da transferência de calor e quantidade de movimento. Nesse sentido pode resultar importante incluir efeitos de tensão superficial na interface líquido-vapor.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

Trabalhos citados

- ADAMS, T. M. et al.(1997) An experimental investigation of single-phase forced convection in microchannels, *Heat transfer, AIChE Symposium series*, Baltimore, n.314, v.93.
- AKERS, W. W., et al.(1959) Condensation heat transfer within horizontal tubes, *Chemical Engineering Progressive Symposium series*, v.55, n.29, p.171-176.
- ANANIEV, E. P., BOYKO, L.D., KRUSHLIN, G.N., (1961) Heat transfer in presence of steam condensation in horizontal tube, *Proceedings 1st. International heat transfer conference*, part II, pp.290-295.
- ASALI, J.C., HANRATTY, T.J., ANDREUSSI, P. (1985) Interfacial drag and film height for vertical annular flow, *AIChE Journal*, v.31, n.6, p.805-902.
- AZER, N. Z., ABIS, L. V., SOLIMAN, H. M., (1972) Local heat transfer coefficients during annular flow condensation, *ASHRAE anual meeting*, n.2247, Nassau, Bahamas.
- BAKER, O. (1954) Simultaneous flow of oil and gas, *Oil and gas journal*, v.53, p.185-195.
- BARNEA, D. Y., et al. (1983) Flow pattern in horizontal and vertical two phase flow in small diameter pipes, *The canadian journal of chemical engineering* 61, p.617-620.
- BAUSTIAN, J. J., PATE, M. B., BERGLES, A. E., (1986) Properties of oil-refrigerant liquid mixtures with applications to oil concentration measurement: Part 1 – Thermophysical and transport properties, *ASHRAE transactions*, v.92, Part 1, p.55-73.
- BOYKO, L. D., KRUSHLIN, G. N.(1967) Heat transfer and hydraulic resistance during condensation of steam in a horizontal tube and in bundle of tubes, *International journal of heat and mass transfer*, v.10, p.361-373.
- CAVALLINI, A., ZECCHIN, R., (1974) A dimensionless correlation for heat transfer in forced convection condensation, *Proceeding of fifth international heat transfer conference*, v.3, p.309-313.
- CAREY, V. P., (1992) Liquid-vapor phase change phenomena, *Hemisphere*, New York.
- CHATO, T. C. (1962) Laminar condensation inside horizontal tubes, *ASHRAE Journal*, v.4, n.2, p.52-60.

- CHEN, M. M., (1961) An analytical study of laminar film condensation: Part 1, Flat plates, and Part 2, Single and Multiple tubes, *Transactions ASME, Journal of heat transfer*, v.83, n.1, p.48.
- CHISHOLM, D. (1968) The influence of mass velocity on friction pressure gradients during steam-water flow, *Proceedings of the institute of mechanical engineers*, v.182, n.3, p.336-341.
- CHISHOLM, D. (1973) Pressure gradients due to friction during the flow of evaporating two-phase mixtures in smooth tubes and channels, *International journal of heat and mass transfer*, v.16, n.2, p.347-358.
- CHURCHILL, S. W. (1977a) Friction-factor equation spans all fluid-flow regimes, *Chemical engineering*, Nov. 7, p.91-92.
- CHURCHILL, S. W. (1977b) Comprehensive correlation equations for heat, mass, and momentum transfer in fully developed flow in smooth tubes, *Industrial and engineering chemistry, Fundamentals* 16(1), p.109-116.
- COLLIER, J. G., THOME, J. R., (1996) Convective boiling and condensation, 3rd edition, *Oxford*, Great Britain.
- DAMIANIDES, C. A., (1987) Horizontal two-phase flow of air-water mixtures in small diameter tubes and compact heat exchangers, *PhD.Thesis, University of Illinois at Urbana Champaign*.
- DAMIANIDES, C. A., Westwater, J. W., (1988) Two-phase flow patterns in a compact heat exchanger and in small tubes, *Proceedings of the second UK National conference on heat transfer*, Glasgow, Scotland, p.1257-1268.
- DITTUS, S. J., BOELTER, L. M. K., (1930) *University of california publications on engineering*, v.2, p 443.
- DOBSON, M. K. (1994) Heat transfer and flow regimes during condensation in horizontal tubes, *Ph.D. Thesis, University of Illinois at Urbana Champaign*.
- FRIEDEL, L., (1979) Improved friction pressure drop correlations for horizontal and vertical two phase flow, *European two phase group meeting*, Ispra, Italy, paper E2.
- GALBIATI, L., ANDREINI, P., (1992) The transition between stratified and annular regimes for horizontal two-phase flow in small diameter tubes, *International communications in heat and mass transfer*, v.19, p.185-190.
- GNIELINSKI, V., (1976) New equations for heat and mass transfer in turbulent pipe and channel flow, *International chemical engineering*, v.16, n.2, p.359-368.

- GRAHAM, T.P, DUNN, W. Z. (1995) Friction and heat transfer characteristics for single-phase flow in microchannel condenser tubes, *M.Sc. Thesis, University of Illinois at Urbana-Champaign*.
- GUO, Z., ANAND, N. K., (1999) Condensation of R-410A in a rectangular channel, *HVAC&R Research*, v.5, n.2, p.99-123.
- HAALAND, S. E., (1983) Simple and explicit formulas for the friction factor in turbulent pipe flow, *Journal fluids Engineering*, v.105, p.89-90.
- HEUN, M. K., (1995) Performance and optimization of microchannel condensers, *PhD. thesis, University of Illinois at Urbana-Champaign*, Urbana.
- HINDE, D. K., et al. (1992) Condensation o refrigerants 12 and 134a in horizontal tubes with and without oil, *ACRC TR-26, University of Illinois at Urbana-Champaign*, Urbana
- HURLBURT, E. T., NEWELL, T. A., (1999) Characteristics of refrigerant film thickness, pressure drop, and condensation heat transfer in annular flow, *HVAC&R Research*, v.5, n.3, p.229-248.
- INCROPERA, F. P., DE WITT, D. P. (1990) Fundamentals of heat and mass transfer, *Mc.Graw Hill*, 3rd Edition, Singapore.
- JASTER, H., KOSKY, P. G., (1976) Condensation in a mixed flow regime, *International Journal of heat and mass transfer*, v.19, p.95-99.
- JUNG, D. S., RADERMAKER, R. (1991) Prediction of heat transfer coefficient of various refrigerants during evaporation, *ASHRAE Transactions*, v.97, p.3492-3497.
- KAYS, W. M.; LONDON, A. (1995) Compact heat exchangers. Pato Alto, California, *The National Press*, 156p.
- LOCKHART, R. W., MARTINELLI, R. C. (1949) Proposed correlation of data for isothermal two-phase, Two component flow in pipes, *Chemical engineering progress*, v.45, n.1, p.39-48.
- MANDHANE, J. M., et al. (1974) A flow pattern map for gas liquid-flow in horizontal pipes, *International journal of multiphase flow*, v.1, p.537-553.
- MAMANI, W. G. (1997) Simulação de sistemas frigoríficos automotivos, Tese de Mestrado, *EESC-Universidade de São Paulo*.
- MAMANI, W. G., JABARDO (1999) Modeling and experimental performance evaluation for parallel flow microchannel condensers, *Proceedings of international conference of refrigeration*, Sidney, Australia.

- MEHENDALE, S. S., JACOBI, A. M., SHAH, R. K., (1999) Meso and micro scales: Frontiers of compact heat exchangers, *Chapter of heat and mass transfer book series*; Applied optical measurements by M. Lehner and D. Mewes, Springer-Verlag, New York.
- MEYER, J. J., (1996) Investigation of the condensing and expansion behaviors of alternative refrigerants, Doctoral thesis, *University of Illinois at Urbana-Champaign*, Urbana.
- MOFFAT, R. J., (1988) Describing the uncertainties in experimental results, *Experimental thermal and fluid science*, v.1, p.3-17.
- MOODY, L. F. (1944) Friction factors for pipe flow, *Transactions of the american society of mechanical engineers*, v.66, p.671-684.
- OBOT, N. T., (1988) Determination of incompressible flow friction in smooth circular and noncircular passages: A generalized approach including validation of the nearly century old hydraulic diameter concept, *Journal of fluids engineering*, v.110, p.431-440.
- PANEK, J. S., (1992) Evaporation heat transfer and pressure drop in ozone-safe refrigerants and refrigerant-oil mixtures, M.Sc. Thesis, Department of Mechanical and Industrial Engineering, *University of Illinois at Urbana-Champaign*, Urbana.
- PENG, X. F., PETERSON, G. P., (1996a) Convective heat transfer and flow friction for water flow in microchannel structures, *Int. Journal of heat and mass transfer*, v.39, n.12, p.2599-2608.
- PENG, X. F., PETERSON, G. P., (1996b) Forced convection heat transfer of single-phase binary mixtures through microchannels, *Experimental Thermal and Fluid Science*, v.12, p.98-104.
- PENG, X. F., et Al., (1994a) Frictional flow characteristics of water flowing through rectangular microchannels, *Experimental heat transfer*, v.7, p.249-264.
- PENG, X. F., et Al., (1994b) Heat transfer characteristics of water flowing through microchannels, *Experimental heat transfer*, v.7, p.265-283.
- PETUKHOV, B. S., et Al. (1970) Heat transfer and friction in turbulent pipe flow with variable physical properties, *Advances in heat transfer*, Irvine, v.6, p.503-564.
- PFAHLER, J., et Al., (1991) Gas and liquid flow in small channels, Micromechanical sensors, actuators and systems, *Transactions of the ASME*, V.32, p.49-60.

- ROSSON, H. F., MYERS, J. A., (1965) Point values of condensing film coefficients inside a horizontal pipe, *Chemical engineering progress symposium series*, v.61, p.190-199.
- SHAH, M. M. (1979) A general correlation for heat transfer during film condensation in tubes, *International Journal of heat and mass transfer*, v.22, n.4, p.547-556.
- SHAH, R. K., BHATTI, M. S. (1987) Turbulent and transition flow convective heat transfer in ducts, Cap.4, Handbook of single-phase convective heat transfer (Eds. Kakac, S., et al.) *John Wiley & Sons*, New York.
- SCHLAGER, L. M., PATE, M. B., BERGLES, A. E., (1990) Performance predictions of refrigerant-oil mixtures in smooth and internally finned tubes – Part 1: Literature review, *ASHRAE transactions*, v.96, part 1, p.161-169.
- SCHLAGER, L. M., PATE, M. B., BERGLES, A. E., (1990) Performance predictions of refrigerant-oil mixtures in smooth and internally finned tubes – Part 1: Design equations, *ASHRAE transactions*, v.96, part 1, p.161-169.
- SOLIMAN, M., et al. (1968) A general heat transfer correlation for annular flow condensation, *ASME Journal of heat transfer*, v.90, v.267-276.
- SOLIMAN, H. M., Azer, N. Z. (1971) Flow patterns during condensation inside a horizontal tube, *ASHRAE Transactions*, v.77, p.210-224.
- SOUZA, A. M., et al. (1992) Pressure drop during two-phase flow of refrigerants in horizontal smooth tubes, *ACRC TR-25, University of Illinois at Urbana-Champaign*.
- SOUZA, A. M., PIMENTA, M. M., (1995) Prediction of pressure drop during horizontal two-phase flow of pure and mixed refrigerants, *ASME Symposium on Cavitation and Multiphase Flow*, v.210, p.167-171.
- SUO, M., GRIFFITH, P., (1964) Two phase flow in capillary tubes, *Transactions of the ASME*, September, p.576-581.
- TAITEL, Y., DUKLER, A. E. (1976) A model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas-liquid flow, *American institute of chemical engineering journal*, v.22, n.1, p.47-55.
- TICHY, J. A., et al. (1986) An experimental investigation of pressure drop in forced-convection condensation and evaporation of oil refrigerant mixtures, *ASHRAE transactions*, v.92, part 2, p.461-472.
- TICHY, J. A., MACKEN, N. A., DUVAL, W. M. B., (1985) An experimental investigation of heat transfer in forced convection condensation of oil-refrigerant mixtures, *ASHRAE transactions*, v.91, part 1, p.297-308.

- TRAVISS, D. P., et al. (1973) Forced-convection condensation inside tubes, *ASHRAE Transaction*, v.79, pt.1, p.157-165.
- TRIPLETT, K. A., et al. (1999) Gas-liquid two-phase flow in microchannels. Part I: two-phase flow patterns, *Int. Journal Multiphase Flow*, v.25, p.377-394.
- TRIPLETT, K. A., et al. (1999) Gas-liquid two-phase flow in microchannels. Part II: void fraction and pressure drop, *Int. Journal Multiphase Flow*, v.25, p.395-410.
- TUCKERMAN, D. B., PEASE, F. W., (1981) High-Performance heat sinking for VLSI, *IEEE Electron device letters*, v.2, n.5, p.126-129.
- VARDHAN, A., DUNN, W. E., (1997) Heat transfer and pressure drop characteristics of R-22, R-134a, and R-407C in microchannel tubes, ACRC TR-133, *University of Illinois at Urbana-Champaign*, Urbana.
- VIJ, A. K., DUNN, W. E., (1998) Modeling of two phase flows in horizontal tubes, ACRC TR-98, *University of Illinois at Urbana-Champaign*, Urbana.
- WAMBSGANSS, M. W., et Al., (1991) Two-phase flow patterns and transitions in a small, horizontal, rectangular channel, *Int. Journal of multiphase flow*, v.17, n.3, p.327-342.
- WAMBSGANSS, M. W., et Al., (1992) Frictional pressure gradients in two phase flow in a small horizontal rectangular channel, *Exp. Thermal fluid science*, v.5, p.40-56.
- WANG, B. X., PENG, X. F., (1994) Experimental investigation on liquid forced-convection heat transfer through microchannels, *Int. Journal of heat and mass transfer*, v.37, sup.1, p.73-82.
- WHALLEY, P. B. (1987) Two phase flow and heat transfer, *Oxford science publication*, New York.
- WHITE, F. M. (1986) Fluids mechanics, Second Edition, *McGraw-Hill*, New York, p.314.
- WHITE, F. M. (1991) Viscous fluid flow, Second Edition, *McGraw-Hill*, New York, p.614.
- WONG, T.N., YAU, Y.K., (1997) Flow patterns in two phase air-water flow, *Int. Comm. Heat mass transfer*, v.24, n.1, p.111-118.
- WU, P., LITTLE, W. A. (1983) Measurement of friction factors for the flow of gases in very fine channels used for microminiature Joule-Thomson refrigerators, *Cryogenics*, v.23, pp.273-277.

- WU, P., LITTLE, W. A. (1984) Measurement of the heat transfer characteristics of gas flow in fine channel heat exchangers used for microminiature refrigerators, *Cryogenics*, v.38, pp.415-420.
- YANG, C. Y. (1994) A theoretical and experimental study of condensation in flat extruded micro-fin tubes, *PhD. Thesis, The pennsylvania state university*.
- YANG, C. Y., SHIEH, C. C., (2001) Flow pattern of air-water and two phase R-134a in small circular tubes, *Int. Journal multiphase flow*, v.27, p.1163-1177.
- YAN, Y.Y., LIN, T.F., (1999) Condensation heat transfer and pressure drop of refrigerant R-134a in a small pipe, *Int. Journal of heat and mass transfer*, v.42, pp. 697-708.
- YANG, C. Y.; WEBB, R. L. , (1996a) Condensation of R-12 in small hydraulic diameter extruded aluminum tubes with and without micro-fins, *Int. Journal of heat and mass transfer*, v.39, n.4, pp. 791-800.
- YANG, C. Y.; WEBB, R. L. , (1996b) Friction pressure drop of R-12 in small hydraulic diameter extruded aluminum tubes with and without micro-fins, *Int. Journal of heat and mass transfer*, v.39, n.4, pp. 801-809.
- ZIETLOW, D. C., PEDERSEN, C. O., (1995) Heat transfer and flow characteristics of condensing refrigerants in small-channel crossflow heat exchangers, *ACRC TR-73, University of Illinois at Urbana-Champaign*, Urbana.
- ZIVI, S. M., (1964) Estimation of steady state steam void-fraction by means of principle of minimum entropy production, *Transactions ASME*, series C, v.86, p.237-252.

Trabalhos não citados

- ALI, M.I., et al.(1993) Adiabatic two-phase flow in narrow channels between two flat plates, *Canadian journal of chemical engineering*, v.71, n.10.
- ALIGOODARZ, M. R., KENNING, D. B. R. (1995) Flow boiling in a narrow channel, *Proceedings of international conference on convective flow boiling*, Banff, Alberta, Canada.
- ALTMAN, M., et al. (1959) Local heat transfer and pressure drop for R-22 condensing in horizontal tubes, *ASME AICHE*, Storrs,Conn., August.
- ASHRAE HANDBOOK, (1993) Fundamentals, Atlanta, *ASHRAE*, SI.ed., cap.16, p.16.1-7.86.

- AWF, R.A., et al. (1995) Modelling of an air conditioning evaporator with calculation of refrigerant pressure gradient, *III Congresso do CIAR*, 1995.
- AWF, R.A., (1995) Modelado de condensadores, evaporadores y del ciclo global en sistemas de aire acondicionado de automoción, Tesis de Doctorado, *ETSII, Universidad de Valladolid*.
- BARAJAS, A. M., PANTON, R. L. (1998) The effects of contact angle on two phase flow in capillary tubes, *International journal of Multiphase flow*, v.19, n.2, p.337-346.
- BERGELIN, O. P., et al. (1949) Co-Current gas-liquid flow. II Flow in vertical tubes, *Heat transfer and fluid mechanics institute, ASME*.
- BOWERS, M.B., MUDAWAR, I. (1994) High flux boiling in low flow rate, low pressure drop mini-channel and micro-channel heat sinks, *Journal of heat and mass transfer*, v.37, n.2, p.321-332.
- BOWERS, M.B., MUDAWAR, I. (1994a) Two phase electronic cooling using mini-channel and micro-channel heat sinks - Part 1. Design criteria and heat diffusion constraints, *ASME Journal of electronic packaging*, n.116, p. 290-297.
- BOWERS, M.B., MUDAWAR, I. (1994b) Two phase electronic cooling using mini-channel and micro-channel heat sinks - Part 2. Flow rate and pressure drop constraints, *ASME Journal of electronic packaging*, n.116, p. 298-305.
- BRAUNER, N., MARON, D. M., (1992) Identification of range of "small diameters" conduits, regarding two-phase flow pattern transitions, *International communications in heat and mass transfer*, v.19, p.29-39.
- BREBER, G. et al. (1980), Prediction of horizontal tubeside condensation of pure components using flow regime criteria, *ASME Journal of heat transfer*, v.102, p.471-476.
- CARPENTER, F. G., COLBURN, A. P., (1951) The effect of vapor velocity on condensation inside tubes, *Proceedings of the general discussion of heat transfer, The institute of mechanical engineers and the ASME*, p.20-26.
- CELATA, et al., (1993) Burnout in highly subcooled water flow boiling in small diameter tubes, *Journal of heat and mass transfer*, v.36, n.5, p.1269-1285.
- CELATA, et al., (1994) Assessment of correlations and models for the prediction of CHF in water subcooled flow boiling, *Journal of heat and mass transfer*, v.37, n.2, p.237-255.
- CHADDOCK, J.B., BUZZARD, G. (1986) Film coefficients for in-tube evaporation of ammonia and R-502 with and without small percentages of mineral oil, *ASHRAE Transactions*, RP-224, n.2953, p.22-40.

- CHADDOCK, J.B., NOERAGER, J. A. (1966) Evaporation of R-12 in horizontal tube with constant wall heat flux, *ASHRAE Transactions*, v.72, Part 1, p.90-103.
- CHEN, R. Y. (1973) Flow in the entrance region at low reynolds number, *Journal of fluids engineering*, v.95, p.153-158.
- CHEN, J. C. (1966) Correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow, *I&EC Process design and development*, p.322-329.
- CHEN, S. L., et al. (1987) General film condensation correlations, *Experimental heat transfer*, v.1, p.93-107.
- CHISHOLM, D. (1967) A theoretical basis for the Lockhart-Martinelli correlation for two-phase flow, *International Journal of heat and mass transfer*, v.10, p.1767-1778.
- CHISHOLM, D. (1983) Two-phase flow in pipelines and heat exchangers, *George godwin*, London.
- COX, T. L., et. Al. (1989) Small diameter in line tube and fin aluminum heat exchanger for automotive air condition systems, *International congress and exposition of SAE*, Detroit.
- ELECTRO AUTO, (1994) Documentación de equipos de aire acondicionado, *SEAT-IBIZA*, Madrid.
- FLIK et al., (1992) Heat transfer regimes in microstructures, *Transactions of the ASME*, Agosto, v.114, p.666-674.
- FUJITA, Y., et Al., (1988) Nucleate boiling heat transfer and critical heat flux in narrow space between rectangular surfaces, *Journal of heat and mass transfer*, v.31, n.2, p.229-239.
- FUKANO, T., KARIYASAKI, A., (1993) Characteristics of gas-liquid two-phase flow in a capillary, *Nuclear Engineering Design*, v.141, p.59-68.
- GARIMELLA, S. V., SCHLITZ, D. J., (1995) Heat transfer enhancement in narrow channels using two and three-dimensional mixing devices, *Transactions of the ASME*, Agosto, v.117, p.590-596.
- GERHART, P. M., et al. (1995) Fundamentos de mecánica de fluidos, *Addison-Wesley Iberoamericana*, Wilmington.
- GUNGOR, K. E., WINTERTON, R. H.S. (1986) A general correlation for flow boiling in tubes and annuli, *International journal of heat and mass transfer*, v.9, p.351-358.

- IANELLA, M. R., (1998) Análise teórico-experimental de um sistema de ar condicionado automotivo, *Dissertação de Mestrado, Universidade de São Paulo*, São Carlos-SP.
- JABARDO, J. M. S. (1995) Transferência de calor em escoamentos bifásicos, Notas de Aula, *Universidade de São Paulo*.
- JACOB, M. (1949) Heat transfer, *John Wiley*, Ney York, v.1, p.670.
- JONES, O. C. (1976) An improvement in the calculation of turbulent friction in rectangular ducts, *ASME Journal of fluids engineering*, v.98, p.173-181.
- KANDLIKAR, S. G. (1990) A general correlation for saturated two-phase flow boiling heat transfer inside horizontal and vertical tubes, *Journal of heat transfer Transactions of the ASME*, v.112, p.219-228.
- KASZA, K. E., DIDASCALOU, T., WAMBSGANSS, M. W., (1998) Microscale flow visualization of nucleate boiling in small channels: mechanisms influencing heat transfer, *Argone National Laboratory*, (personal communication with Wambsganss, M. W.)
- KAVEHPOUR, H. P., FAGHRI, M., (1997) Effects of compressibility and rarefaction on gaseous flows in microchannels, *Numerical heat transfer, Part. A.*, v.32, p.677-696.
- KAYS, W. M., CRAWFORD, M. E. (1993) Convective heat and mass transfer, 3ra. Edição, *Mc.Graw Hill*, Inc., Singapore.
- KHRUSTALEV, D., FAGHRI, A., (1995) Boiling heat transfer in the miniature axially-grooved rectangular channel with discrete heat sources, *National heat transfer conference*, v.3, p.165-174.
- KOSKY, P. G. (1971) Thin liquid films under simultaneous shear and gravity forces, *International journal of heat and mass transfer*, v.14, p.1220-1224.
- LAZAREK, G. M., BLACK, S. H., (1982) Evaporative heat transfer, pressure drop and critical heat flux in a small vertical tube with R-113, *Int. Journal of heat and mass transfer*, v.25, n.7, p.945-960.
- LIU, Z., WINTERTON, H. S. (1991) A general correlation for saturated and subcooled flow boiling in tubes and annuli, based on a nucleate pool boiling equation, *Journal of heat and mass transfer*, v.34, n.11, p.2759-2766.
- MADDOX, D. E., MUDAWAR, I., (1989) Single and two-phase convective heat transfer from smooth and enhanced microelectronic heat sources in a rectangular channel, *Journal of Heat Transfer - Transactions of the ASME*, v.111, n.11, p.1045-1052.

- McADAMS, W. H. (1954) Heat transmission, 3rd edition, *McGraw-Hill*, New York.
- MIKIC, B. B., et al. (1994) Turbulent transition and maintenance of turbulence: implication to heat transfer augmentation, *International journal of heat and mass transfer*, v.37, suppl.1, p.425-431.
- MILLER, R. W., HAN, L. S. (1971) Pressure losses for laminar flow in the entrance region of ducts of rectangular and equilateral triangular cross sections, *Journal of Appl. Mechanical*, v.38, p.1083-1087.
- MOHIUDDIN MALA, G., et. Al. (1997) Heat transfer and fluid flow in microchannels, *International Journal of Heat Transfer*, v.40, n.13, p. 3079-3088.
- MOHIUDDIN MALA, Gh., LI, D., (1997). Flow characteristics of water through a microchannel between two parallel plates with electrokinetic effects, *Int. Journal heat and fluid flow*, v.18, p.489-496.
- MUDAWAR, Y., BOWERS, M. B., (1995) Parametric study of ultra-high CHF in highly subcooled water flow inside small diameter tubes, *Proceedings of international conference on convective flow boiling*, Banff, Canada.
- MURATA, K., HASHIZUME, K. (1993) Forced convection boiling of nonazeotropic refrigerant mixtures inside tubes, *Journal of heat transfer*, v.115, p.680-688.
- NORRIS, R. H. (1970) Some simple approximate heat transfer correlation for turbulent flow in ducts with rough surfaces, *Augmentation of convective heat and mass transfer*, *ASME*, New York.
- OLSSON, C. O. (1994) Pressure drop characteristics of small-sized tubes, Paper number 94-WA/HT-1, *Winter annual meeting of the american society of mechanical engineers*.
- PENG, X. F., et Al., (1995) Experimental investigation of heat transfer in flat plates with rectangular microchannels, *Int. Journal of heat and mass transfer*, v.38, n.1, p.127-137.
- PENG, X. F., et Al., (1996) Flow boiling of binary mixtures in microchanneled plates, *Int. Journal of heat and mass transfer*, v.39, n.6, p.1257-1264.
- PENG, X. F., PETERSON, G. P., (1995) The effect of thermofluid and geometrical parameters on convection of liquids through rectangular microchannels, *Int. Journal of heat and mass transfer*, v.38, n.4, p.755-758.

- TUCKERMAN, D. B., PEASE, F. W., (1982) Optimized convective cooling using micromachined structures, *Journal of Electrochemical Society*, v.129, n.3, p.98C
- WATTELET, J. P. et al. (1992) Evaporative characteristics of R-12, R-134a and mixture at low mass fluxes, *ASHRAE Transactions Symposia*, n.94-2-1, p.603-615.
- WEISBERG, A., et Al. (1992) Analysis of microchannels for integrated cooling, *Int. Journal of heat and mass transfer*, v.35, n.10, p.2465-2474.
- XIA, Ch., et Al., (1992) Mechanism of boiling heat transfer in narrow chaannels, *Two-phase flow and heat transfer ASME*, v.197, p.111-119.

APÊNDICE I

ANÁLISE DE INCERTEZAS

A propagação das incertezas de medida nos parâmetros calculados foram avaliadas pelo método da soma quadrática dos efeitos de cada uma das variáveis medidas segundo o método descrito pela NIST segundo Taylor e Kuyatt (1994). Este procedimento incorpora o programa “Engineering Equation Solver”, utilizado no programa computacional de redução dos dados. Assim, a incerteza total propagada, δR , no parâmetro de interesse, R , é definida como:

$$\delta R = \left[\sum_{i=1}^N \left(\frac{\partial R}{\partial X_i} \delta X_i \right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{A.1})$$

onde, δR é a incerteza propagada, δR_i é a incerteza no resultado devida à variável X_i , δX_i , incerteza na variável X_i e $\partial R/\partial X_i$ a variação do parâmetro R com relação a X_i , também conhecido como coeficiente de sensibilidade. Este método considera que as incertezas propagadas calculadas envolvem um intervalo de confiança similar às das variáveis independentes, em geral, de 95%. Para possibilitar o cálculo computacional utiliza-se a seguinte aproximação:

$$\frac{\partial R}{\partial X_i} \delta X_i \cong \Delta R_i = R_{i+} - R_0 \quad (\text{A.2})$$

onde, R_0 é o valor da incerteza no ponto no qual a incerteza é calculada,

$$R_0 = R(X_1, X_2, X_3, \dots, X_N) \quad (A.3)$$

R_{i+} é o valor de R para uma variável X_i acrescida de um pequeno valor ΔX_i ,

$$R_{i+} = R(X_1, X_2, X_3, \dots, X_i + \Delta X_i, \dots, X_N) \quad (A.4)$$

A Tabela A.1 apresenta um resumo das incertezas consideradas em todos os parâmetros medidos. Por sua vez, as Tabelas A.2 (a) e (b) representam um resumo de todas as incertezas propagadas nos parâmetros mais importantes do presente trabalho considerando os resultados para refrigerante puro de líquido subresfriado e de condensação. Os parâmetros considerados são os seguintes: velocidade mássica, título médio na seção de testes, coeficiente de transferência de calor e perda de carga por atrito.

Tabela A.1 Incerteza dos parâmetros medidos

	Temperatura	Pressão	Vazão	Potência
Incerteza	$\pm 0,2$ °C	$\pm 0,86$ kPa	$\pm 0,15\%$	$\pm 0,25\%$

Tabela A.2(a) Propagação das incertezas nos ensaios de líquido subresfriado

Tipo de refrigerante		ΔG	Δh	$\Delta(\Delta p)$
R-134a	Mínima	0,4%	4,5%	6,9%
	Máxima	0,8%	7,14%	21,5%
R-410A	Mínima	0,4%	2,5%	7,5%
	Máxima	0,7%	11,1%	20,8%

Tabela A.2(b) Propagação das incertezas nos ensaios de condensação

Tipo de refrigerante		ΔG	Δx	Δh	$\Delta(\Delta p)$
R-134a	Mínima	0,5%	1,3%	6,9%	2,3%
	Máxima	0,8%	2,8%	12,2%	7,5%
R-410A	Mínima	0,4%	1,1%	7,5%	2,5%
	Máxima	0,7%	2,4%	12,3%	19,2%

APÊNDICE II

TENSÃO SUPERFICIAL

Na interface entre um líquido e um gás (ou entre dois líquidos imiscíveis) existe a presença de forças de tensão superficial. Estas forças fazem com que a superfície do líquido se comporte como uma membrana esticada sobre uma massa fluida. Apesar desta membrana não existir, esta analogia conceitual nos permite explicar muitos fenômenos observados experimentalmente. Por exemplo uma agulha de aço flutua na água se ela é colocada delicadamente na superfície do fluido (porque a tensão desenvolvida na membrana hipotética suporta a agulha). Pequenas gotas de mercúrio são formadas quando o fluido é vertido numa superfície lisa (porque as forças coesivas na superfície tendem a segurar todas as moléculas juntas numa forma compacta). Este tipo de fenômenos superficiais são provocados pelo desbalanceamento das forças coesivas que atuam nas moléculas de líquido que estão próximas à superfície do fluido. As moléculas que estão no interior da massa de fluido estão envolvidas por outras moléculas que se atraem mutuamente e igualmente. Entretanto, as moléculas na região próxima a superfície estão sujeitas a forças líquidas que apontam para o interior. A consequência física aparente deste desbalanceamento é a criação da membrana hipotética. O fato de que o líquido, sem ser submetido à forças externas, tenda a uma forma esférica pode ser atribuído à propriedade da superfície de ter uma área mínima para um dado volume. A intensidade da atração molecular por unidade de comprimento ao longo de qualquer linha da superfície é denominada de tensão superficial (designada por σ). A tensão

superficial é propriedade do líquido e depende da temperatura bem como do outro fluido que está em contato com o líquido. No presente estudo são considerados os fluidos refrigerantes R-134a e R-410A, a Fig. A2.1 ilustra o comportamento da tensão superficial dos dois fluido e compara com o equivalente da água.

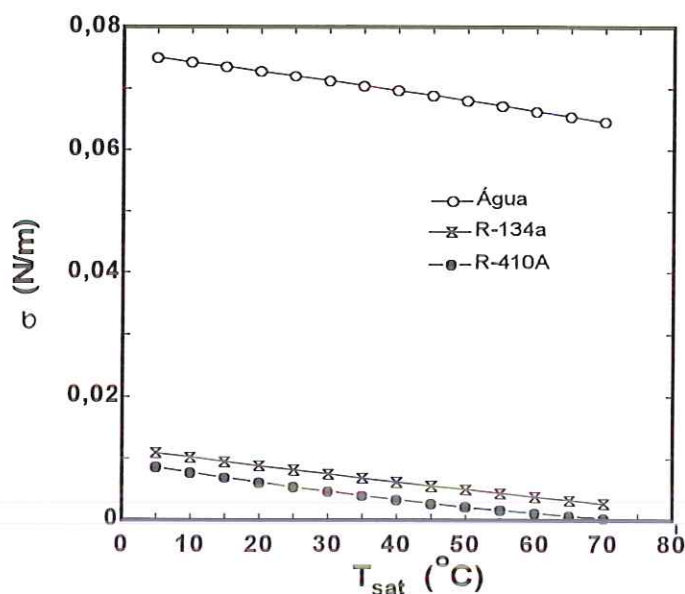


Figura A2.1. Variação da tensão superficial com a temperatura do fluido

Relação entre a tensão superficial e a diferença de pressão a través da superfície

Se consideramos um elemento retangular da superfície do líquido, ilustrada na Fig.A2.1 e apresenta uma mesma tensão superficial em todas as partes da membrana hipotética, é possível obter uma relação entre a tensão superficial e a força resultante, perpendicular à superfície. Sendo r_1 e r_2 os rádios de curvatura para as duas direções, σ a tensão superficial, ds_1 e ds_2 os comprimentos nas duas direções, as forças que atuam nos lados do elemento resultam σds_1 e σds_2 . A força resultante perpendicular às direções ds_2 e ds_1 resultaram:

$$\sigma ds_2 d\alpha_1 = \sigma ds_2 \frac{ds_1}{r_1} \tag{A2.1}$$

$$\sigma ds_1 d\alpha_2 = \sigma ds_1 \frac{ds_2}{r_2} \quad (\text{A2.2})$$

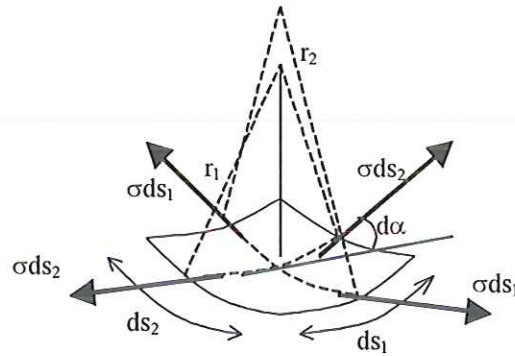


Figura A2.2. Tensão superficial num elemento retangular da superfície de líquido

Para a condição de equilíbrio, a soma das duas forças devem ser balanceadas pela força devida à diferença de pressão na superfície de área $ds_1 ds_2$, ou seja:

$$\Delta p = \sigma \left(\frac{1}{r_2} + \frac{1}{r_1} \right) \quad (\text{A2.3})$$

A pressão será sempre positiva no lado côncavo da superfície. É importante notar que a expressão $(1/r_2 + 1/r_1)$ é invariante com relação à rotação das coordenadas, pelo que a Eq.A2.3 é independente da direção na qual o elemento foi escolhido. A Eq.A2.3 mostra que a diferença de pressão nos dois lados da superfície é diretamente proporcional à tensão superficial e inversamente proporcional aos raios de curvatura.

Efeito capilar

É conhecido que num tubo capilar a interface líquido-vapor forma um menisco que apresenta uma curvatura. Este tipo de efeito é também apresentado em tubos pequenos horizontais, esquematizado na Fig.A2.3. Vij e Dunn (1996) estudaram a curvatura do menisco num tubo horizontal com seção transversal circular

para condições de equilíbrio estático entre as forças de tensão superficial e de gravidade. Esta análise é considerada estática por não considerar forças viscosas e de inércia.

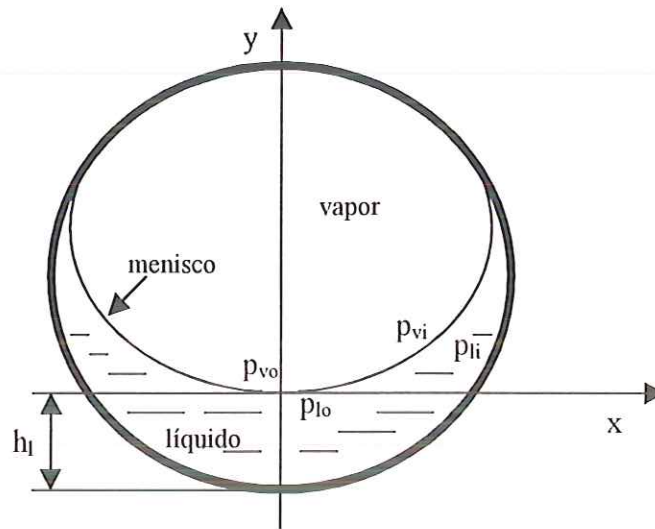


Figura A2.2 Efeito de menisco em tubos horizontais para equilíbrio estático

Para equilíbrio estático e assumindo densidade das fases constantes, a variação da pressão na interface, no lado do líquido, resulta, $p_{lo} - p_{li} = \rho_l g y$, e no lado do vapor, $p_{vo} - p_{vi} = \rho_v g y$, por tanto, subtraindo ambas equações resulta:

$$(p_{vi} - p_{li}) - (p_{vo} - p_{lo}) = (\rho_l - \rho_v) g y = \frac{\sigma}{|R|} - \frac{\sigma}{|R_o|} \quad (A2.4)$$

A Eq.(A2.4) considera que a pressão da interface no lado do vapor é sempre maior à pressão no lado do líquido, resultando numa superfície de líquido côncava. A forma diferencial da equação no sistema de coordenadas escolhido pode ser escrita da forma seguinte:

$$\pm \sigma \frac{d^2 y / dx^2}{\left[1 + \left(\frac{dy}{dx}\right)^2\right]^{3/2}} = (\rho_l - \rho_v)gy + \frac{\sigma}{|R_o|} \quad (\text{A2.5})$$

adotando a dimensão característica D e fazendo que $\tilde{y} = y/D$, $\tilde{x} = x/D$ e $\tilde{R}_o = R_o/D$, a Eq.(A2.5) é adimensionalizada como segue,

$$\pm \sigma \frac{d^2 \tilde{y} / d\tilde{x}^2}{\left[1 + \left(\frac{d\tilde{y}}{d\tilde{x}}\right)^2\right]^{3/2}} = Bd\tilde{y} + \frac{1}{|\tilde{R}_o|} \quad (\text{A2.6})$$

Vij e Dunn simplificaram a Eq.(A2.6) na relação seguinte:

$$\frac{d\tilde{x}}{d\tilde{s}} = \frac{1}{\sqrt{Bd/2}} \frac{1 - \tilde{s}^2}{\sqrt{(2 - \tilde{s}^2)(A_o + \tilde{s}^2)}} \quad (\text{A2.7})$$

fazendo,

$$\tilde{s}^2 = \frac{Bd\tilde{y}^2}{2} + \frac{\tilde{y}}{|\tilde{R}_o|}$$

$$A_o = \frac{1}{2Bd\tilde{R}_o^2}$$

A Eq.(A2.7) pode ser integrada diretamente através das tabelas de Gradshteyn e Ryzhik (1965) para obter a relação final seguinte:

$$\tilde{x} = \frac{(1 + A_o)}{\sqrt{2 + A_o}} F(\beta, \zeta) - \sqrt{2 + A_o} E(\beta, \zeta) + \tilde{s} \sqrt{\frac{2 - \tilde{s}^2}{A_o + \tilde{s}^2}}, \quad \sqrt{2} \geq \tilde{s} \geq 0 \quad (\text{A2.8})$$

onde, $F(\beta, \zeta)$ e $E(\beta, \zeta)$ são integrais elípticas de primeira e segunda classe, respectivamente, e

$$\beta = \sin^{-1} \left(\frac{\tilde{s}}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{A_o + 2}{A_o + \tilde{s}^2}} \right)$$

e

$$\zeta = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{A_o + 2}}$$

A Eq.(A2.8) define completamente a forma do menisco em termos do número de Bond e o radio de curvatura na base do menisco. Assim, para um dado número de Bond, se a altura do líquido (hl/D) e o radio de curvatura na base do menisco R_o são especificados apropriadamente, é possível avaliar a fração de vazio e o ângulo de contato. Para uma fração de vazio de 0,68 e um ângulo de contato de 14° a Fig.A2.3 ilustra o comportamento do menisco através da solução dada pela Eq.A2.8.

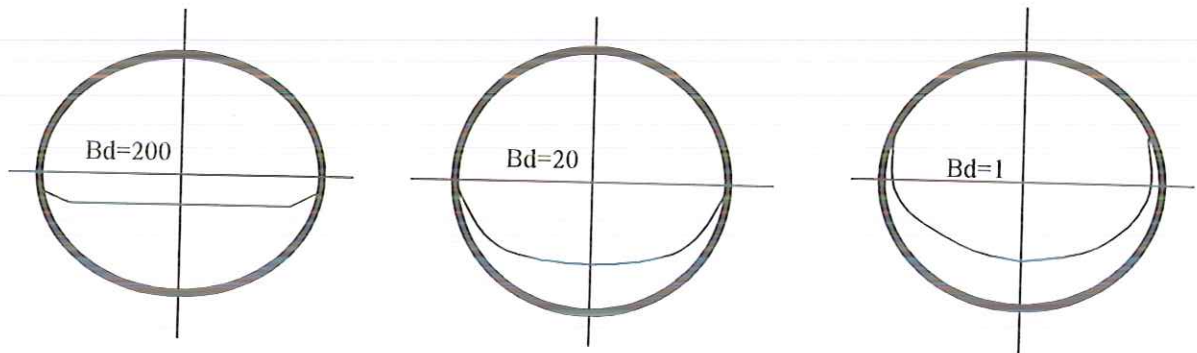


Figura A2.3 Comportamento do menisco para diferentes números de Bond

A Fig.A2.3 mostra que para números de Bond elevados, da ordem de 200, a interface é quase plana com exceção das extremidades. Na medida em que o número de Bond diminui a curvatura da interface e a superfície de contato entre a parede e o líquido aumentam significativamente. Este comportamento sugere que a tensão superficial pode resultar num significativo mecanismo de molhagem da parede

quando o número de Bond é pequeno. Um número de Bond pequeno pode resultar com a presença de: tubos de diâmetros pequenos, pequenas diferenças entre as densidades do líquido e vapor, valores de tensão superficial elevados e gravidade baixa (situação dos campos microgravitacionais). Por tratar o presente trabalho a condensação em micro canais, da ordem de 1mm, a Fig.A2.4 ilustra o comportamento do número de Bond dos fluidos refrigerantes R-134a e R-410A, para distintas temperaturas de saturação. Ao mesmo tempo, compara-se com o equivalente da água.

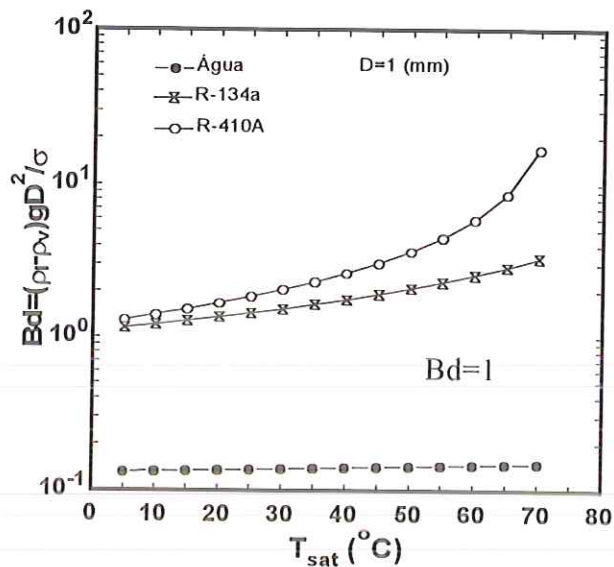


Figura A2.4 Comportamento do número de Bond com a temperatura de saturação

A FigA2.4 mostra que a água apresenta números de Bond muito pequenos e inferiores a 1, justamente pelos valores elevados de sua tensão superficial em relação aos fluidos refrigerantes, Fig.A2.1. Por sua vez, os refrigerantes mostram valores do número de Bond inferiores a 4 para temperaturas de saturação comuns na condensação (40-60 °C). O R-410A apresenta números de Bond superiores ao R-134a pelas tensões superficiais muito pequenas, mesmo apresentando valores $(\rho_l - \rho_v)$ inferiores ao R-134a devido às elevadas densidades do vapor do R-410A. A tensão superficial do R-410A diminui drasticamente para temperaturas superiores a 50 °C por estar próximo à temperatura crítica de 72 °C.

APÊNDICE III

RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Tabela A3.1 Resultados de condensação para refrigerante puro

Ensaio	G [kg/sm ²]	x	T _{sat} [°C]	J _l [m/s]	J _v [m/s]	h [kW/m ² °C]	Δp [kPa]
R-134a D _h =1,21mm	403,37395	0,27299	37,56099	0,2533	2,34066	3,39557	17,24718
	401,34153	0,27245	37,59076	0,25224	2,32231	3,46803	17,06585
	403,37395	0,49487	38,33030	0,17648	4,15134	4,17173	35,95120
	404,39015	0,50600	38,25693	0,17298	4,26427	4,35651	36,29226
	405,40636	0,73108	38,50540	0,09449	6,13318	4,44202	39,44401
	401,34153	0,73333	38,54765	0,09277	6,08301	4,22406	39,66216
	418,41381	0,91111	39,33614	0,03233	7,70512	4,74021	48,57330
R-134a D _h =1,21mm	628,01667	0,21663	37,83243	0,42535	2,86960	3,66537	37,54701
	626,93949	0,21868	37,76891	0,42341	2,89709	3,62579	37,91886
	626,93949	0,42902	39,07117	0,31089	5,47732	4,39506	58,05932
	626,93949	0,42038	39,14643	0,31568	5,35556	4,38720	58,26380
	626,93949	0,64115	40,55370	0,19645	7,84971	5,06131	77,69115
	626,93949	0,63998	40,70470	0,19721	7,80210	5,08265	78,05303
	629,98811	0,85549	41,54246	0,07979	10,23594	5,48616	92,37137
621,85845	0,87233	41,81743	0,06966	10,22342	5,60226	92,60890	
R-134a D _h =1,21mm	850,50503	0,17934	38,03487	0,6039	3,19887	4,06192	52,15109
	850,50503	0,18324	38,16928	0,60132	3,25594	4,11997	52,37843
	850,50503	0,39584	39,81794	0,44748	6,71251	4,98974	78,71530
	851,52124	0,39527	39,58847	0,44806	6,75442	5,08701	78,76410
	858,63468	0,59922	41,28030	0,30131	9,8441	6,15254	99,64704
	855,58606	0,59860	41,85307	0,30135	9,64259	6,39026	102,12235
	851,52124	0,92061	42,50140	0,05947	14,49315	6,67441	111,24846
	854,56986	0,92089	42,75925	0,05953	14,44477	7,32908	121,45952

Ensaio	G [kg/sm ²]	x	T _{sat} [°C]	J _l [m/s]	J _v [m/s]	h [kW/m ² °C]	Δp [kPa]
R-134a D _h =1,21mm	1077,1192	0,17394	38,21155	0,77034	3,90939	4,26448	62,62196
	1075,0868	0,17018	38,36040	0,7728	3,80154	4,27313	64,30269
	1075,0868	0,38548	39,37589	0,5744	8,36688	4,90387	81,96973
	1074,0706	0,38550	39,73249	0,5746	8,27541	5,02251	87,07469
	1075,0868	0,59640	40,58398	0,37894	12,51057	5,65016	98,70331
	1075,1478	0,59207	41,12334	0,38379	12,23322	6,06489	108,01374
	1074,0706	0,80072	41,50261	0,18827	15,89984	7,54373	129,03643
	1075,1478	0,79189	42,26609	0,19739	15,40739	8,19135	140,13923
R-410A D _h =1,21mm	423,69809	0,18068	38,09681	0,35058	0,78659	2,31624	6,35830
	423,69809	0,18128	38,03973	0,3502	0,79055	2,18251	7,86191
	424,71429	0,39700	38,23968	0,25886	1,72519	4,13113	17,03344
	424,77527	0,39827	38,16684	0,25824	1,73468	3,78258	22,63808
	423,69809	0,61519	37,95539	0,16451	2,68952	4,81196	24,05610
	423,69809	0,61860	37,95649	0,16306	2,70435	4,84386	26,68583
	436,90878	0,79337	38,22985	0,09125	3,54761	5,92155	27,09468
	439,9574	0,79079	38,30722	0,09307	3,55257	6,06806	28,90712
	439,9574	0,89875	38,56179	0,04511	4,00718	6,43479	29,03715
439,9574	0,89322	38,56661	0,04758	3,98198	6,49010	29,31286	
R-410A D _h =1,21mm	670,63639	0,18871	37,47178	0,5474	1,32473	4,03348	20,70799
	671,6526	0,19509	37,53648	0,54413	1,36892	4,08518	23,70707
	670,63639	0,18871	37,47178	0,5474	1,32473	4,03348	20,70799
	671,87616	0,38891	37,52947	0,41323	2,73045	5,24913	31,82368
	668,60397	0,58831	38,11153	0,278	4,03993	5,35437	36,62076
	676,73363	0,77786	38,31824	0,15202	5,37339	7,24622	45,93587
	682,56666	0,85107	38,54479	0,10294	5,89007	7,48375	50,86354
	891,15331	0,22663	37,59190	0,69389	2,10654	5,33063	38,05510
R-410A D _h =1,21mm	898,26676	0,20231	37,54607	0,72123	1,89805	5,28989	39,47696
	906,39641	0,41292	37,92440	0,53683	3,86534	5,92612	51,72966
	908,42883	0,41211	37,96417	0,5389	3,86189	5,96000	51,92420
	906,39641	0,60241	38,16732	0,36409	5,59875	6,00499	61,28365
	907,41262	0,60691	38,21444	0,36047	5,639	6,38300	62,21120
	905,05502	0,80976	38,54298	0,17435	7,43127	6,80918	78,57558
	905,38021	0,81281	38,51450	0,17159	7,46827	6,79682	79,77169
	903,34779	0,91218	38,40273	0,08027	8,39026	8,20940	82,16492
	904,364	0,90700	38,33665	0,08506	8,36849	7,79477	85,37538
	1133,0106	0,23325	37,59583	0,87468	2,75617	5,27768	55,41208
R-410A D _h =1,21mm	1135,043	0,23033	37,80442	0,88069	2,70971	5,52851	51,73669
	1135,043	0,23276	37,79084	0,87784	2,73932	5,43217	52,47935
	1135,043	0,42299	38,10715	0,66145	4,93166	5,36830	63,06362
	1135,043	0,42021	38,16550	0,66487	4,89078	5,48503	64,38698
	1135,043	0,61556	38,59253	0,442	7,07414	6,11433	86,40261
	1135,043	0,61692	38,53706	0,44028	7,10151	5,88800	89,30731
	1135,043	0,61976	38,71869	0,4375	7,0958	5,42399	86,72594
	1132,909	0,80485	38,71088	0,22411	9,19974	6,72747	111,36267
	1135,043	0,80260	38,64445	0,22702	9,20949	7,14128	115,44479
	1135,043	0,92756	39,09611	0,08354	10,50142	8,16533	132,12007
	1135,043	0,92404	39,08131	0,0876	10,46611	8,23775	133,25967

Ensaio	G [kg/sm ²]	x	T _{sat} [°C]	J _l [m/s]	J _v [m/s]	h [kW/m ² °C]	Δp [kPa]
R-134a D _h =1,49mm	411,56317	0,27178	48,51726	0,26998	1,74934	2,84062	17,51132
	412,50294	0,38391	48,85065	0,22925	2,454	3,03872	15,06933
	405,92455	0,50700	49,23827	0,18081	3,15519	3,16029	19,66478
	412,50294	0,59220	49,63736	0,15224	3,70416	3,37415	26,93323
	411,56317	0,69374	49,82793	0,11417	4,30667	3,82544	23,76168
	411,56317	0,80432	49,95544	0,07298	4,97562	3,92229	25,88812
	410,6234	0,92037	50,20228	0,02966	5,64202	4,19759	28,87279
R-134a D _h =1,49mm	603,27607	0,13249	49,93053	0,4723	1,236	2,42988	16,58684
	617,37260	0,32446	50,30194	0,3785	2,982	3,17554	26,41672
	617,37260	0,44672	51,71158	0,3119	3,950	3,71875	31,76261
	616,43283	0,44660	51,83085	0,3116	3,930	3,60665	30,82182
	620,19191	0,45429	50,29323	0,3071	4,196	4,17833	46,92730
	618,31237	0,59753	51,29721	0,2268	5,352	4,76172	57,02994
	619,25214	0,73689	51,53277	0,1487	6,567	4,77747	57,50378
	625,83052	0,86982	51,92250	0,07446	7,751	4,91450	60,45815
607,03514	0,98703	52,04185	0,007212	8,410	4,06607	59,53462	
R-134a D _h =1,49mm	824,12181	0,17190	49,36194	0,6144	2,225	3,48094	35,63238
	830,70019	0,30822	49,65584	0,5201	3,880	3,92965	44,12670
	832,57973	0,46488	50,55916	0,4048	5,722	4,28997	55,56039
	834,45927	0,55576	51,81472	0,3386	6,623	4,59491	72,21519
	837,27857	0,66014	52,44085	0,2606	7,759	4,69052	76,84714
	835,39904	0,80868	52,55122	0,1471	9,198	4,88049	91,35738
	832,57973	0,92204	52,26711	0,05994	10,250	4,96626	99,85810
R-134a D _h =1,49mm	1044,0278	0,16977	49,68438	0,7846	2,684	3,86985	59,00606
	1046,8471	0,27975	50,75491	0,6856	4,306	4,26079	69,64372
	1049,6664	0,38831	50,87781	0,5867	5,811	4,41446	83,42894
	1046,8471	0,50244	51,21468	0,4787	7,228	4,51041	94,93867
	1049,6664	0,62654	51,34915	0,3621	8,76	4,45169	105,92740
	1047,7869	0,63132	51,41685	0,357	8,795	4,87124	108,75787
	1049,6664	0,80311	51,95004	0,1923	10,75	5,01566	130,99666
	1047,7869	0,87407	52,11985	0,1235	11,31	5,07964	137,78080

Tabela A3.2 Resultados de condensação para misturas refrigerante-óleo

Ensaio	G [kg/sm ²]	x	T _{sat} [°C]	J _l [m/s]	J _v [m/s]	h [kW/m ² °C]	Δp [kPa]
R-134a D _h =1,21mm 2,5% óleo	403,37395	0,27506	38,57388	0,25260	2,35800	3,61486	20,07713
	401,34153	0,27405	38,63579	0,25170	2,33300	3,60668	20,85419
	403,37395	0,48972	38,88917	0,17830	4,11300	4,69284	29,78174
	403,37395	0,48359	38,93021	0,18050	4,04500	4,68161	30,29502
	404,39015	0,69395	38,97048	0,10740	5,73100	5,10525	38,92266
	403,37395	0,70114	39,15416	0,10470	5,74600	4,48249	40,16629
	395,24429	0,93768	39,99397	0,02146	7,35300	4,54390	40,30509
	398,29291	0,93345	40,12117	0,02311	7,35000	4,53197	41,26668
R-134a D _h =1,21mm 4,5% óleo	401,34153	0,27749	38,26611	0,25020	2,38700	3,57000	17,51854
	404,39015	0,27424	38,36980	0,25330	2,37000	3,56727	17,97541
	400,32533	0,50460	38,28917	0,17170	4,20600	4,38235	28,61661
	401,34153	0,49874	38,52314	0,17440	4,14000	4,35844	33,33450
	400,32533	0,72668	39,61016	0,09521	5,83400	4,21480	45,93268
	401,34153	0,71852	39,59281	0,09830	5,78600	4,44028	42,50217
	401,34153	0,95032	40,38138	0,01740	7,48400	4,49244	42,16050
	402,35774	0,94934	40,51186	0,01780	7,46800	4,36949	47,07573
R-134a D _h =1,21mm 2,5% óleo	627,95569	0,25111	38,69020	0,40640	3,34000	4,23171	43,15068
	631,00432	0,24912	38,79089	0,40960	3,32000	4,16628	45,76420
	625,92328	0,46519	39,17192	0,29080	5,91300	4,94519	64,36583
	631,00432	0,46484	39,29199	0,29350	5,93600	4,71377	64,27159
	639,43883	0,66918	40,15197	0,18440	8,45100	6,06544	74,58047
	624,90707	0,41573	38,85404	0,31680	5,32300	4,31462	50,67799
	628,97190	0,40837	38,96479	0,32300	5,24600	4,27536	52,13827
	628,97190	0,62286	39,94077	0,20670	7,78400	4,90169	66,26856
	629,98811	0,62353	40,12799	0,20680	7,76400	4,96908	69,66101
	630,33362	0,83187	40,98575	0,09269	10,12000	5,49857	78,10998
626,93949	0,83676	41,26105	0,08960	10,04000	5,59679	79,06573	
R-134a D _h =1,21mm 4,5% óleo	625,92328	0,22582	38,20159	0,41800	3,03500	4,24480	45,99098
	628,97190	0,21909	38,22409	0,42370	2,95700	4,15337	45,87076
	626,93949	0,43733	38,74225	0,30600	5,63600	4,56529	60,34256
	635,06914	0,43210	38,82683	0,31290	5,62700	4,23803	61,58350
	627,95569	0,64569	40,23494	0,19410	7,99000	5,20407	84,57439
	622,87466	0,65405	40,46297	0,18810	7,97600	5,19239	73,47113
	635,49595	0,85306	41,60650	0,08186	10,28000	5,45654	91,00480
	633,03673	0,86199	41,97809	0,07670	10,24000	5,38081	93,64793
R-134a D _h =1,21mm 2,5% óleo	851,52124	0,17318	38,22231	0,60960	3,07600	4,20826	54,91607
	854,56986	0,17009	38,32480	0,61430	3,02300	4,15516	54,39119
	851,52124	0,37598	39,86645	0,46280	6,37500	4,95444	74,72511
	851,52124	0,37585	40,06203	0,46320	6,33700	5,14766	79,40619
	853,71624	0,58169	41,20868	0,31260	9,52100	5,94245	97,44936
	852,53744	0,58256	41,53141	0,31190	9,43600	6,02236	99,03886
	853,55365	0,79343	41,69857	0,15520	12,45000	6,48668	111,29061
	857,61848	0,78356	41,95925	0,16360	12,27000	7,14928	118,10783

Ensaio	G [kg/sm ²]	x	T _{sat} [°C]	J _l [m/s]	J _v [m/s]	h [kW/m ² °C]	Δp [kPa]
R-134a D _h =1,21mm 4,5% óleo	849,48882	0,19213	38,79380	0,59330	3,44600	4,34829	56,15155
	854,56986	0,18980	38,90880	0,59880	3,41400	4,42279	55,55241
	850,50503	0,40062	39,74852	0,44380	6,80700	5,52796	83,11868
	852,53744	0,39517	39,88827	0,44920	6,70400	5,73922	86,79864
	846,44020	0,61620	40,96933	0,28520	9,78800	6,48058	111,12793
	852,53744	0,60804	41,17391	0,29360	9,67200	6,64862	114,96462
	851,52124	0,83316	41,21219	0,12530	12,86000	6,95005	129,02744
	855,58606	0,82271	42,01131	0,13420	12,48000	6,92632	138,44398
R-134a D _h =1,21mm 2,5% óleo	1079,41582	0,15662	38,46730	0,78890	3,50200	4,50604	71,58995
	1076,10298	0,16270	38,55704	0,78110	3,61800	4,51046	71,61542
	1079,15160	0,35635	40,51487	0,60640	7,51800	6,54027	101,78106
	1083,70421	0,35143	40,66874	0,61400	7,41300	6,74402	105,83246
	1076,10298	0,54306	41,05363	0,43510	10,35000	8,38687	145,26585
	1080,83851	0,74061	41,73165	0,24970	13,52000	8,04648	165,19635
	1081,18402	0,74272	42,01705	0,24810	13,46000	8,12771	170,68707
R-134a D _h =1,21mm 4,5% óleo	1078,35896	0,17167	38,58127	0,77440	3,82300	5,09453	78,59685
	1076,10298	0,16902	38,48766	0,77500	3,76600	4,99849	77,56494
	1078,13540	0,37093	40,23388	0,59370	7,66100	6,48916	116,26911
	1076,10298	0,37183	40,55032	0,59250	7,59800	6,08661	120,24316
	1081,18402	0,58162	41,10175	0,40040	11,12000	7,38113	157,17964
	1080,16781	0,57736	41,37306	0,40450	10,94000	7,95213	159,25103
R-410A D _h =1,21mm 2,5% óleo	1080,04587	0,80097	42,23654	0,19110	14,82000	7,91110	166,94333
	403,37395	0,24836	37,84281	0,30572	1,03718	3,20441	11,46781
	402,35774	0,25305	37,80626	0,30298	1,05522	3,19854	16,12022
	403,37395	0,47971	38,18251	0,21206	1,98320	3,76757	20,94139
	401,34153	0,47756	38,10813	0,21177	1,96870	3,69529	15,47619
	402,35774	0,70756	38,39330	0,11904	2,89960	4,66219	22,14510
	402,35774	0,69936	38,42051	0,12240	2,86368	4,70128	21,30527
	403,37395	0,92643	38,66348	0,03007	3,77572	5,13764	28,36565
R-410A D _h =1,21mm 4,5% óleo	403,37395	0,93165	38,80604	0,02796	3,78093	5,17616	29,92070
	402,35774	0,24685	37,37815	0,30470	1,04300	2,66011	7,54569
	403,37395	0,24028	37,36249	0,30810	1,01800	2,77353	7,62903
	403,37395	0,46227	38,32188	0,21930	1,90300	3,71078	17,88378
	402,35774	0,45675	38,32357	0,22100	1,87600	3,96695	16,79119
	403,37395	0,67349	38,12880	0,13300	2,78900	4,86671	18,76615
	402,35774	0,67883	38,13281	0,13050	2,80300	4,85372	18,65884
	403,37395	0,89968	38,40189	0,04094	3,69500	4,91686	29,01464
R-410A D _h =1,21mm 2,5% óleo	403,37395	0,90352	38,43864	0,03938	3,70700	5,02177	29,01767
	626,93949	0,19303	38,32214	0,50860	1,27200	3,61257	19,92290
	626,93949	0,19484	38,41673	0,50770	1,28100	3,62033	22,79093
	626,93949	0,40279	38,93924	0,38010	2,53100	5,02125	28,84265
	626,93949	0,63072	39,14361	0,23530	3,93900	5,59861	37,90659
	626,93949	0,62770	39,16699	0,23730	3,91700	5,85217	38,24829
	626,93949	0,84070	40,94292	0,10270	4,97600	6,03725	47,52378
626,93949	0,84036	41,11569	0,10300	4,94800	6,16086	46,01082	

Ensaio	G [kg/sm ²]	x	T _{sat} [°C]	J _l [m/s]	J _v [m/s]	h [kW/m ² °C]	Δp [kPa]
R-410A D _n =1,21mm 4,5% óleo	627,95569	0,20619	37,43644	0,50140	1,35700	4,22335	21,49272
	627,95569	0,20557	37,43804	0,50180	1,35300	4,23306	22,02411
	625,92328	0,42511	37,54287	0,36220	2,77900	5,06944	26,97834
	624,90707	0,42823	37,16539	0,35880	2,82700	4,93078	27,03441
	626,93949	0,63781	38,32054	0,22960	4,08100	5,44531	34,11787
	626,93949	0,63731	38,36268	0,23000	4,07300	5,39775	35,62435
	626,93949	0,86539	38,87202	0,08563	5,44800	5,74267	40,49971
	626,93949	0,86342	38,93337	0,08691	5,42600	5,52470	41,13842
	626,93949	0,93660	39,34495	0,04045	5,81400	5,81957	46,87230
	626,93949	0,93513	39,45797	0,04141	5,78500	5,77309	48,95773

Tabela A3.3. Resultados de refrigerante líquido subresfriado, $\Delta T_{sr}=10$ [°C]

Ensaio	m [kg/s]	G [kg/sm ²]	Re	T _{sat} [°C]	Q _{st} [kW]	h [kW/m ² °C]	Δp [kPa]
R-134a D _h =1,21mm	0,00654	403,374	1970	37,68519	0,17963	1,07101	3,64067
	0,00654	403,374	1969	37,77739	0,18282	1,07037	3,35111
	0,01016	626,9395	3071	37,24563	0,26784	1,63825	5,66344
	0,01016	626,9395	3069	37,11273	0,26827	1,63099	7,66296
	0,01379	850,505	4190	36,95201	0,33795	2,21716	9,68642
	0,01379	850,505	4188	37,12399	0,33788	2,21652	9,41072
	0,01741	1074,071	5321	37,32531	0,38778	2,74986	9,90412
	0,01741	1074,071	5320	37,23519	0,38727	2,74445	13,26879
	0,02105	1298,652	6476	36,8021	0,42647	3,27872	20,20007
0,02104	1297,636	6467	36,88439	0,42763	3,27470	20,25031	
R-134a D _h =1,49mm	0,00687	391,828	2540	49,64975	0,33053	1,11755	2,74294
	0,00687	391,828	2537	49,35094	0,33291	1,11851	3,48760
	0,01082	617,3726	4055	48,72879	0,47259	1,70543	6,79964
	0,01082	617,3726	4059	48,63961	0,46903	1,68031	5,44130
	0,01445	824,1218	5502	48,04991	0,57765	2,22896	7,11772
	0,01445	824,1218	5505	48,21953	0,57255	2,18232	7,13143
	0,0184	1049,666	7127	47,66913	0,64917	2,60267	12,57901
	0,0184	1049,666	7127	47,92206	0,64733	2,58920	11,89644
	0,02203	1256,416	8630	47,42221	0,71417	3,12319	16,84875
0,02203	1256,416	8630	47,42221	0,71417	3,12319	16,84875	
R-410A D _h =1,21mm	0,006869	423,7	4345	37,9400	0,24580	1,96900	3,40500
	0,006869	423,7	4344	37,8700	0,24580	1,94900	2,80500
	0,01074	662,5	6870	37,2600	0,34220	2,82900	5,51300
	0,01071	660,5	6847	37,1900	0,34270	2,83400	4,79800
	0,01445	891,2	9337	36,8200	0,40950	3,67800	10,65000
	0,01445	891,2	9331	36,7800	0,40890	3,63500	8,69600
	0,0184	1135	11982	36,9600	0,44720	4,26200	14,45000
	0,0184	1135	11977	36,8500	0,45260	4,45000	15,60000
	0,02203	1359	14454	36,3300	0,48330	5,22300	21,34000
0,02203	1359	14448	36,2500	0,47630	5,04500	21,13000	
R-410A D _h =1,49mm	0,00687	391,828	4745	36,74741	0,17647	2,07008	2,87199
	0,00687	391,828	4745	36,77049	0,17633	2,10115	3,34082
	0,01049	598,5772	7390	36,34245	0,27821	2,72116	5,83316
	0,01049	598,5772	7400	36,34761	0,28532	2,68498	5,54344
	0,01445	824,1218	10307	35,72092	0,37047	3,36287	9,59965
	0,01445	824,1218	10315	35,73682	0,37317	3,32322	8,36538
	0,01807	1030,871	13036	35,63688	0,43424	3,88682	11,1103
	0,01807	1030,871	13039	35,33514	0,43593	3,90115	13,1373
	0,02201	1255,476	16024	35,42197	0,48204	4,63576	17,14629
0,02203	1256,416	16036	35,30976	0,48213	4,64606	16,32423	