



UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA

Pós-Graduação em Engenharia Mecânica

**ANÁLISE DO ESCOAMENTO BIFÁSICO EM
TUBOS CAPILARES NÃO-ADIABÁTICOS
USANDO O MODELO DE DOIS FLUIDOS**

Marcos Rogério Barbazelli

Ilha Solteira - SP

1210001271





UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA
FACULDADE DE ENGENHARIA DE ILHA SOLTEIRA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA

Marcos Rogério Barbazelli

ESTA DISSERTAÇÃO FOI JULGADA ADEQUADA PARA OBTENÇÃO DO
TÍTULO DE

ANÁLISE DO ESCOAMENTO BIFÁSICO EM TUBOS CAPILARES NÃO-ADIABÁTICOS USANDO O MODELO DE DOIS FLUIDOS



Prof. Dr. André Luiz Seixlack - Coordenador

Marcos Rogério Barbazelli

COMISSÃO EXAMINADORA:

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

Orientador: Prof. Dr. André Luiz Seixlack

Ilha Solteira, Fevereiro de 2000

sup - 169540
sup - 54191

BCpIS - FEIS - UNESP



62\1.56 Barbazelli, Marcos Rogério

B232a / Análise do escoamento bifásico em tubos capilares não-adiabáticos usando o modelo de dois fluidos / Marcos Rogério Barbazelli. -- Ilha Solteira, 2000
xviii, 129p. : il. ; 31cm

Dissertação(mestrado)-Universidade Estadual Paulista, Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira, 2000

Orientador: Prof. Dr. André Luiz Seixlack

Bibliografia: p.102-110

1.Refrigeração-Tubos capilares 2.Escoamento bifásico

"Análise do Escoamento Bifásico em Tubos Capilares Não-Adiabáticos Usando o Modelo de Dois Fluidos"

Marcos Rogério Barbazelli

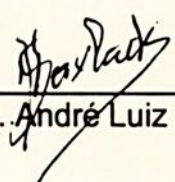
ESTA DISSERTAÇÃO FOI JULGADA ADEQUADA PARA OBTENÇÃO DO
TÍTULO DE

MESTRE EM ENGENHARIA MECÂNICA

NA ÁREA DE CONCENTRAÇÃO EM CIÊNCIAS TÉRMICAS E APROVADA EM
SUA FORMA FINAL PELO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM
ENGENHARIA MECÂNICA

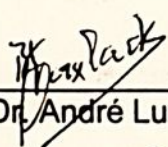
1210001271

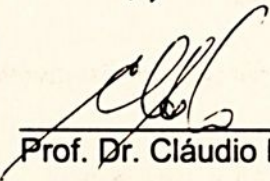


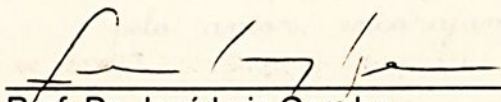

Prof. Dr. André Luiz Seixlack - Coordenador

COMISSÃO EXAMINADORA:

Data: 07/12/2002 - NRD 31	
UNESP - "CAMPUS DE ILHA SOLTEIRA"	
SERVIÇO TÉCNICO DE BIBLIOTECA E DOCUMENTAÇÃO	
DATA DE CHEGADA:	DATA DE TOMBO
06.05.02	30.05.02
REGISTRADO POR	TÍTULO
Orlze	Te. 1271
AQUISIÇÃO	CLASSIFICAÇÃO
Associação Antônio	B232a
12/10/00	


Prof. Dr. André Luiz Seixlack - Orientador


Prof. Dr. Cláudio Melo


Prof. Dr. José Luiz Gasche

30502004
ENG. TÉRMICA

Ilha Solteira – SP, fevereiro de 2000

AGRADECIMENTOS

Ao professor André Luiz Seixlack pela competência na orientação deste trabalho e sobretudo pela atenção e paciência que sempre me dispensou, não medindo esforços e recebendo-me com disposição sempre que precisei independente do dia ou do horário.

A Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (Fapesp), pelo apoio e financiamento da pesquisa.

Aos professores João Batista Aparecido e Emanuel Rocha Woiski que colaboraram com sua experiência em alguns dos momentos mais difíceis deste trabalho.

Aos colegas Edmilson, Tito, Cláudio e Silmara pelo companheirismo e convivência sempre agradável.

Aos demais colegas do programa de pós-graduação em Engenharia Mecânica do Câmpus de Ilha Solteira que sempre demonstraram *A minha esposa Solange*
pelo amor, encorajamento e paciência
que teve durante a realização deste trabalho.

E, em especial, a meus pais e minhas irmãs pelo constante incentivo e encorajamento que contribuíram muito para o final deste trabalho.

AGRADECIMENTOS

LISTA DE FIGURAS, XI

LISTA DE TABELAS, XV

Ao professor André Luiz Seixlack pela competência na orientação deste trabalho e sobretudo pela atenção e paciência que sempre me dispensou, não medindo esforços e recebendo-me com disposição sempre que precisei independente do dia ou do horário.

ABSTRACT, XXI

À Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (Fapesp), pelo apoio e financiamento da pesquisa.

1.1 TUBOS CAPILARES, 1

1.2 FLUIDOS REFRIGERANTES E A CAMADA DE OZÔNIO, 5

Aos professores João Batista Aparecido e Emanuel Rocha Woiski que colaboraram com sua experiência em alguns dos momentos mais difíceis deste trabalho.

CAPÍTULO 2 GENERALIDADES DO ESCOAMENTO BIFÁSICO, 21

Aos colegas Edmilson, Tito, Cláudio e Silmara pelo companheirismo e convivência sempre agradável.

2.3 MÉTODOS DE ANÁLISE, 30

2.4 MODELO HOMOGÊNEO, 33

Aos demais colegas do programa de pós-graduação em Engenharia Mecânica do Câmpus de Ilha Solteira que sempre demonstraram disposição em fornecer sua ajuda quando necessário.

2.5 MODELO DE DOIS FLUIDOS, 43

E, em especial, a meus pais e minhas irmãs pelo constante incentivo e encorajamento que contribuíram muito para o final deste trabalho.

SUMÁRIO

LISTA DE FIGURAS,	XI
-------------------	----

LISTA DE TABELAS,	XV
-------------------	----

LISTA DE SÍMBOLOS,	XVI
--------------------	-----

RESUMO,	XIX
---------	-----

ABSTRACT,	XXI
-----------	-----

CAPÍTULO 1 INTRODUÇÃO, 1

1.1	TUBOS CAPILARES,	1
1.2	FLUIDOS REFRIGERANTES E A CAMADA DE OZÔNIO,	5
1.3	REVISÃO DA LITERATURA,	7
1.4	OBJETIVOS DA DISSERTAÇÃO,	19

CAPÍTULO 2 GENERALIDADES DO ESCOAMENTO BIFÁSICO, 21

2.1	PARÂMETROS BÁSICOS,	21
2.2	REGIMES DO ESCOAMENTO BIFÁSICO,	24
2.3	MÉTODOS DE ANÁLISE,	30
2.4	MODELO HOMOGÊNEO,	33
2.4.1	EQUAÇÕES GOVERNANTES PARA A FASE LÍQUIDA,	34
2.4.2	EQUAÇÕES GOVERNANTES PARA O ESCOAMENTO BIFÁSICO,	39
2.5	MODELO DE DOIS FLUIDOS,	43

CAPÍTULO 3 FORMULAÇÃO DO PROBLEMA, 48

3.1	INTRODUÇÃO,	48
-----	-------------	----



3.2	EQUAÇÕES GOVERNANTES,	49
3.2.1	REGIÃO DE ESCOAMENTO DE LÍQUIDO SUB-RESFRIADO,	49
3.2.2	REGIÃO DE ESCOAMENTO BIFÁSICO,	49
3.3	CONDIÇÕES INICIAIS E PARÂMETROS DO PROBLEMA,	52
3.4	RELAÇÕES CONSTITUTIVAS,	55
3.4.1	REGIÃO LÍQUIDA,	55
3.4.2	REGIÃO BIFÁSICA,	59
3.5	METODOLOGIA DE SOLUÇÃO,	68

CAPITULO 4 RESULTADOS E DISCUSSÃO, 72

4.1	RESULTADOS EXPERIMENTAIS,	72
4.2	INFLUÊNCIA DO NÃO-EQUILÍBRIO TÉRMICO ENTRE AS FASES,	74
4.3	COMPARAÇÕES COM DADOS EXPERIMENTAIS,	78
4.4	INFLUÊNCIA DE PARÂMETROS DO PROBLEMA,	88
4.4.1	INFLUÊNCIA DA CONVECÇÃO NATURAL,	88
4.4.2	INFLUÊNCIA DO GRAU DE SUB-RESFRIAMENTO,	90
4.4.3	INFLUÊNCIA DA TEMPERATURA DE ENTRADA NA LINHA DE SUCÇÃO,	92
4.4.4	INFLUÊNCIA DA POSIÇÃO DO TROCAIDOR DE CALOR,	93
4.5	POTENCIALIDADES DO MODELO,	94

CAPITULO 5 CONCLUSÕES, 99

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS, 102

APÊNDICE A - PROPRIEDADES TERMODINÂMICAS E TERMOFÍSICAS DO REFRIGERANTE HFC-134a E DO AR, 111

APÊNDICE B - ANÁLISE DA METODOLOGIA DE SOLUÇÃO, 116



LISTA DE FIGURAS

- Figura 1.1** Esquema de um sistema de refrigeração por compressão de vapor. 2
- Figura 1.2** Representação esquemática dos estados termodinâmicos ao longo de um sistema de refrigeração. 3
- Figura 1.3** Escoamento bloqueado ao longo de um tubo capilar. 4
- Figura 1.4** Esquema de um sistema de refrigeração com trocador de calor tubo capilar-linha de sucção. 5
- Figura 1.5** Distribuições de pressão ao longo de um tubo capilar adiabático (Bolstad e Jordan, 1948). 8
- Figura 2.1** Modelo idealizado para escoamento bifásico líquido-vapor em um tubo inclinado. 22
- Figura 2.2** Representações esquemáticas de regimes observados em escoamento horizontal líquido-gás. 25
- Figura 2.3** Representações esquemáticas de regimes observados em escoamento ascendente líquido-gás. 26
- Figura 2.4** Mapa de regimes de escoamentos horizontais líquido-gás (Taitel e Dukler, 1976). 27
- Figura 2.5** Mapa de regimes de escoamentos líquido-gás verticais (Hewitt e Roberts, 1969). 28
- Figura 2.6** Representação esquemática da sequência de regimes do escoamento ao longo de dutos horizontais durante os processos de: (a) vaporização; (b) condensação. 29
- Figura 2.7** Esquemas de trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção: (a) concêntrico e (b) lateral. 31

- Figura 2.8** Volume de controle para o balanço de energia na região do trocador de calor. 35
- Figura 2.9** Volume de controle para o balanço de energia da fase líquida nas regiões de entrada e saída do capilar. 37
- Figura 2.10** Volume de controle para balanço de energia na linha de sucção. 39
- Figura 2.11** Volume de controle para o balanço de forças na região bifásica do tubo capilar. 40
- Figura 2.12** Volume de controle para o balanço de energia do escoamento bifásico no tubo capilar - região do trocador de calor. 42
- Figura 3.1** Diagrama esquemático pressão-entalpia para a representação dos estados termodinâmicos do fluido refrigerante ao longo do trocador de calor tubo capilar-linha de sucção. 52
- Figura 3.2** Esquema da conexão de entrada do tubo capilar. 53
- Figura 4.1** Distribuições de: (a) pressão e (b) temperatura ao longo do capilar: $L=3,963$ m; $L_{lc}=0,998$ m; $L_e=0,604$ m; $d_{int}=0,83$ mm; $d_{ext}=2,06$ mm; $D_s=7,86$ mm; $\Delta T_{sub}=5,19$ °C; $T_{sin}=-11$ °C; $p_e=1400$ kPa; trocador concêntrico (Zangari e Melo, 1998). 76
- Figura 4.2** Distribuições de: (a) pressão e (b) temperatura ao longo do tubo capilar B com trocador de calor lateral 06, $\Delta T_{sub}=7,82$ °C; $T_{sin}=6$ °C; $p_e=901$ kPa; trocador lateral (Melo *et al.*, 1998). 77
- Figura 4.3** Distribuições de: (a) pressão e (b) temperatura ao longo do tubo capilar: $L=5,500$ m; $L_{lc}=1,700$ m; $L_e=3,400$ m; $d_{int}=0,66$ mm; $d_{ext}=2,00$ mm; $D_s=5,60$ mm; $\Delta T_{sub}=3,70$ °C; $T_{sin}=-8,9$ °C; $T_e=43,3$ °C; trocador concêntrico (Dirik *et al.*, 1994). 78
- Figura 4.4** Distribuições de: (a) pressão e (b) temperatura ao longo do tubo capilar: $L=2,057$ m; $L_{lc}=1,003$ m; $L_e=0,521$ m; $d_{int}=0,787$ mm; $d_{ext}=2,06$ mm; $D_s=6,314$ mm; $\Delta T_{sub}=1,25$ °C; $T_{sin}=-4,7$ °C; $p_e=1150$ kPa; trocador concêntrico (Peixoto, 1994). 79
- Figura 4.5** Comparação com os dados experimentais de Dirik *et al.* (1994). 81

- Figura 4.6** Comparação com os dados experimentais de Peixoto (1994): $L=2,057$ m; $L_{tc}=1,003$ m; $L_e=0,521$ m; $d_{int}=0,787$ mm; $d_{ext}=2,06$ mm; $D_s=6,314$ mm; $T_{sin}=-4,7$ °C; $p_e=1150$ kPa; trocador concêntrico. 82
- Figura 4.7** Comparação com os dados experimentais de Melo *et al.* (1998): tubo capilar A - trocador de calor 01. 83
- Figura 4.8** Comparação com os dados experimentais de Melo *et al.* (1998): tubo capilar A - trocador de calor 03. 84
- Figura 4.9** Comparação com os dados experimentais de Melo *et al.* (1998): tubo capilar B - trocador de calor 06. 84
- Figura 4.10** Comparação com os dados experimentais de Melo *et al.* (1998): tubo capilar B - trocador de calor 04. 85
- Figura 4.11** Comparação entre os perfis de temperatura medido (Peixoto, 1994) e calculados (trocador de calor lateral, $L=2,057$ m; $L_e=0,533$ m; $L_{tc}=1,536$ m; $d_{int}=0,787$ mm; $d_{ext}=2,06$ mm; $D_s=6,314$ mm). 85
- Figura 4.12** Comparação entre os perfis de temperatura medido (Peixoto, 1994) e calculados (trocador de calor concêntrico, $L=2,057$ m; $L_e=0,533$ m; $L_{tc}=1,536$ m; $d_{int}=0,787$ mm; $d_{ext}=2,06$ mm; $D_s=6,314$ mm). 86
- Figura 4.13** Comparação entre os perfis de temperatura medido (Zangari e Melo, 1998) e calculados (trocador de calor concêntrico, $L=3,00$ m; $L_e=0,60$ m; $L_{tc}=2,20$ m; $d_{int}=0,61$ mm; $d_{ext}=2,10$ mm; $D_s=7,86$ mm; $p_e=1.400$ kPa; $\Delta T_{sub}=10,1$ °C). 87
- Figura 4.14** Comparação entre os perfis de temperatura medido por Melo *et al.* (1998) e calculados: tubo capilar B - trocador de calor 06. 87
- Figura 4.15** Influência da convecção natural sobre a vazão em massa ($L=3,0$ m; $L_e=1,6$ m; $L_{tc}=1,0$ m; $d_{int}=0,77$ mm; $d_{ext}=2,0$ mm; $D_s=5,6$ mm). 89
- Figura 4.16** Influência da convecção natural sobre os perfis de fração em massa ($L=3,0$ m; $L_e=1,6$ m; $L_{tc}=1,0$ m; $d_{int}=0,77$ mm; $d_{ext}=2,0$ mm; $D_s=5,6$ mm). 89
- Figura 4.17** Influência do grau de sub-resfriamento ($L=3,0$ m; $L_e=1,6$ m; $L_{tc}=1,0$ m; $d_{int}=0,77$ mm; $d_{ext}=2,0$ mm; $D_s=5,6$ mm; com convecção natural). 90
- Figura 4.18** Influência do grau de sub-resfriamento ($L=3,0$ m; $L_e=1,6$ m; $L_{tc}=1,0$ m;



$d_{int}=0,77$ mm; $d_{ext}=2,0$ mm; $D_s=5,6$ mm; sem convecção natural). 91

Figura 4.19 Influência do grau de sub-resfriamento ($L=2,06$ m; $L_e=0,53$ m; $L_{tc}=1,0$ m; $d_{int}=0,813$ mm; $d_{ext}=2,06$ mm; $D_s=6,31$ mm; sem convecção natural). 92

Figura 4.20 Influência da temperatura do fluido refrigerante na entrada da linha de sucção ($L=3,0$ m; $L_e=1,6$ m; $L_{tc}=1,0$ m; $d_{int}=0,77$ mm; $d_{ext}=2,0$ mm; $D_s=5,6$ mm; sem convecção natural). 93

Figura 4.21 Influência da posição do trocador de calor ao longo do tubo capilar ($L=2,06$ m; $L_{tc}=1,0$ m; $d_{int}=0,813$ mm; $d_{ext}=2,06$ mm; $D_s=6,31$ mm; sem convecção natural). 94

Figura 4.22 Distribuições de: (a) fração em massa, (b) fração de vazio, (c) pressão e (d) velocidades de cada fase - $L=2,06$ m; $L_e=0,53$ m; $L_{tc}=1,0$ m; $d_{int}=0,813$ mm; $d_{ext}=2,06$ mm; $D_s=6,31$ mm. 95

Figura 4.23 Distribuições de: (a) fração em massa, (b) fração de vazio, (c) pressão e (d) velocidades de cada fase - $L=2,057$ m; $L_e=0,533$ m; $L_{tc}=1,003$ m; $d_{int}=0,787$ mm; $d_{ext}=2,06$ mm; $D_s=6,314$ mm. 96

Figura 4.24 Distribuições de velocidade de cada fase - detalhe da Fig. 4.22(d) ($L=2,06$ m; $L_e=0,53$ m; $L_{tc}=1,0$ m; $d_{int}=0,813$ mm; $d_{ext}=2,06$ mm; $D_s=6,31$ mm). 97

Figura 4.25 Distribuições de velocidade de cada fase - detalhe da Fig. 4.23(d) ($L=2,057$ m; $L_e=0,533$ m; $L_{tc}=1,003$ m; $d_{int}=0,787$ mm; $d_{ext}=2,06$ mm; $D_s=6,314$ mm). 98

Figura B.1 Comparação entre os perfis de temperatura calculados usando-se o método de Newton-Raphson. 121

Figura B.2 Comparação entre os perfis de temperatura calculados usando-se o método de estimativa de parâmetros de Levenberg-Marquardt. 122

Figura B.3 Comparação entre os tempos de processamento por faixa de vazão em massa calculada pelos casos NR-RK 5ª e LM-RK 5ª. 124

Figura B.4 Perfil de título ao longo do tubo capilar (Peixoto, 1994). 125

Figura B.5 Teste de confiabilidade do caso NR-RK 5ª. 127

Figura B.6 Teste de confiabilidade do caso LM-RK 5ª. 127

LISTA DE TABELAS

- Tabela 4.1** Características geométricas dos trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção laterais (Melo *et al.*, 1998). 74
- Tabela B.1** Comparação entre as vazões em massa calculadas por seis combinações entre os métodos de estimativa de parâmetros e os métodos de resolução de equações diferenciais com os resultados experimentais de Melo *et al.* (1998). 123
- Tabela B.2** Comparação entre as vazões em massa calculadas pelos casos NR-RK5^a e LM-RK5^a com os resultados experimentais de Peixoto (1994). 124
- Tabela B.3** Influência da vazão em massa estimada inicialmente: caso C15H1022 (Tubo capilar A, trocador de calor 01) (Melo *et al.*, 1998). 126
- Tabela B.4** Comparação entre os métodos de integração numérica no modelo de dois fluidos. 129

LISTA DE SÍMBOLOS

A	área da seção transversal do tubo, m^2
a_i	área interfacial por unidade de volume, $1/m$
B_d	volume da partícula em dispersão, m^3
C_{fi}	coeficiente de atrito interfacial
C_{mv}	coeficiente de massa virtual
c_p	calor específico a pressão constante, $J/kg\ K$
D_{co}	diâmetro interno da conexão de entrada do tubo capilar
D_s	diâmetro do linha de sucção, m
d_b	diâmetro médio da partícula em dispersão, m
d_0	diâmetro médio inicial de bolhas, m
d_{int}	diâmetro interno do tubo capilar, m
d_{ext}	diâmetro externo do tubo capilar, m
$F_{l,i}$	força interfacial por unidade de volume atuando sobre a fase líquida, N/m^3
$F_{v,i}$	força interfacial por unidade de volume atuando sobre a fase de vapor, N/m^3
F_{wl}	força por unidade de volume devido ao atrito entre a parede do tubo e a fase de líquido, N/m^3
F_{wv}	força por unidade de volume devido ao atrito entre a parede do tubo e a fase de vapor, N/m^3
f_L	fator de atrito de Darcy
f_B	fator de atrito na região de escoamento bifásico
G	fluxo de massa, $kg/m^2\ s$
g	aceleração da gravidade local, m/s^2
Gr	número de Grashof
h	entalpia por unidade de massa, J/kg
h_{vi}	entalpia da fase de vapor na interface, J/kg
$\bar{h}$	coeficiente de transferência de calor, $W/m^2\ K$
$\bar{h}_a$	coeficiente de transferência de calor entre o tubo capilar (ou a linha de sucção) e o meio ambiente, $W/m^2\ K$

j	fluxo superficial, m/s
K	fator de perda de carga na entrada do tubo capilar
L	comprimento do tubo capilar, m
L_e	região de entrada, m
L_{tc}	região do trocador de calor, m
L_s	região de saída, m
$\dot{m}$	vazão em massa total de refrigerante, kg/h
N	densidade de núcleos de vapor, $1/m^3$
Nu	número de Nusselt
p	pressão, N/m^2
Pr	número de Prandtl
q	taxa de transferência de calor, W
R_a	número de Rayleigh
Re	número de Reynolds
S_o	deslizamento inicial entre as fases
T	temperatura, K
T_m	temperatura média, K
UA	produto entre o coeficiente global de transferência de calor e a área de troca, $W^\circ C$
UA'	produto entre o coeficiente global de transferência de calor e a área de troca por unidade de comprimento, $W^\circ C/m$
V	velocidade, m/s
v	volume específico, m^3/kg
x	título da mistura líquido-vapor
x^*	fração em massa
z	coordenada ao longo do tubo, m

SÍMBOLOS GREGOS

α	fração de vazio
β	coeficiente de expansão térmica, $1/K$
ΔT_{sub}	grau de sub-resfriamento, $^\circ C$
λ_1, λ_2	coeficientes de relaxação

ε/D	rugosidade relativa
ρ	massa específica, kg/m ³
Γ	taxa de transferência de massa interfacial por unidade de volume, kg/m ³ s
κ	condutividade térmica, W/m K
τ_o	tensão de cisalhamento na parede do capilar, Pa
μ	viscosidade absoluta, m ² /s
μ_{ar}	viscosidade absoluta do ar, m ² /s

SUBSCRITOS

a	meio ambiente
c	tubo capilar
ca	tubo capilar-ambiente
calc	refere-se a valor calculado
cs	tubo capilar-linha de sucção
ent	entrada
i	interfacial
L	líquido
LV	diferença entre o valor da propriedade no estado de vapor e no estado de líquido saturado
m	mistura
p	parede do tubo capilar
s	linha de sucção
sat	região de saturação
sa	linha de sucção-ambiente
s,o	saída da linha de sucção
s,in	entrada da linha de sucção
V	vapor

SOBRESCRITOS

• refere-se a valores estimados ou calculados na iteração anterior

RESUMO

BARBAZELLI, M. R., 2000, "Análise do Escoamento Bifásico em Tubos Capilares Não-Adiabáticos Usando o Modelo de Dois Fluidos", Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) – Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira, Universidade Estadual Paulista "Júlio de Mesquita Filho", Ilha Solteira, SP, Brasil, 129p.

Neste trabalho apresenta-se um modelo numérico para a simulação do escoamento no interior de tubos capilares, os quais são largamente usados como dispositivos de expansão em sistemas de refrigeração e condicionamento de ar de pequeno porte. Os tubos capilares aqui analisados formam, em parte de suas extensões, um trocador de calor em contracorrente com a linha de sucção do compressor, conhecido como trocador de calor tubo capilar-linha de sucção. O escoamento ao longo do tubo capilar é assumido unidimensional, em condições de regime permanente e é dividido em uma região líquida e uma região bifásica. O tubo capilar é considerado reto, horizontal, com diâmetro constante e o fenômeno de metaestabilidade do escoamento é desconsiderado. O modelo de dois fluidos é usado para a análise da região bifásica, com o objetivo de representar melhor o escoamento. Um primeiro modelo, denominado Modelo 1, é desenvolvido considerando-se o não-equilíbrio hidrodinâmico e o não-equilíbrio térmico entre as fases de líquido e de vapor e, um segundo modelo, denominado Modelo 2, considera apenas o não-equilíbrio hidrodinâmico entre as fases. Em razão das pequenas diferenças observadas, tanto entre as temperaturas de cada fase, quanto nas vazões em massa calculas por ambos os modelos, o Modelo 2 é adotado neste trabalho para a obtenção dos resultados finais. Tal modelo permite o cálculo da vazão em massa, a partir das geometrias do tubo capilar e da linha de sucção e das condições de operação. Realizaram-se comparações com dados experimentais obtidos em diferentes condições de operação, com diferentes geometrias e com o refrigerante HFC-134a. Os dados experimentais utilizados foram ou obtidos na literatura ou fornecidos pelo Núcleo de Pesquisa em Refrigeração, Ventilação e Condicionamento de Ar do Departamento de Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Santa Catarina. Observou-se um desvio absoluto entre as vazões em massa calculadas e medidas de 3,6 %. Os resultados calculados foram também comparados com aqueles obtidos pelo modelo homogêneo. Verificou-se ainda a influência de alguns parâmetros importantes sobre o escoamento e são apresentados resultados adicionais referentes à fração de vazio, fração em massa e velocidades de cada fase. Alguns métodos de solução das equações governantes do problema e métodos de estimativa da vazão em massa e da temperatura do fluido refrigerante na saída da linha de sucção, são também apresentados.

ABSTRACT

BARBAZELLI, M. R., 2000, "Analysis of Two Phase Flow Through Non-Adiabatic Capillary Tubes Using a Two-Fluid Model", Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) – Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira, Universidade Estadual Paulista "Júlio de Mesquita Filho", Ilha Solteira, SP, Brasil, 129p.

This work presents a numerical model to simulate refrigerant flow through capillary tube suction line heat exchangers. The capillary tubes are commonly used as expansion devices in small refrigeration and air conditioning systems. The steady-state one-dimensional flow along the straight, horizontal, constant inner diameter capillary tube is divided itself in such a way that, neglecting metastable phenomena, there is a single-phase followed by a two-phase flow. The well-know two-fluid model is employed for the two-phase flow region. Two versions of this model are considered in this work. In the first, namely Model 1, the hydrodynamic and the thermal non-equilibrium between the liquid and vapor phases are taken into account, whereas for the second, namely Model 2, only the hydrodynamic non-equilibrium between the phases is considered. Model 2 was taken as the reference model for the present work for obtaining the final results. This was partly due to the small temperature difference between two phases and partly due to the small difference in mass flow rate prediction given by the two models. The refrigerant mass rate is predicted by the model as a function of the heat exchanger geometry and operating conditions. Comparisons with experimental date for HFC-134a are performed and discussed. The experimental data were either taken from the literature or supplied by the Center for Refrigeration, Ventilation and Air Conditioning Research, NRVA, of the Department of Mechanical Engineering of the Federal University of Santa Catarina. A maximum mass flow rate deviation of 3,6 % between model prediction and experimental date was observed. Comparisons are also made with an homogeneous model. A sensitivity analysis involving relevant parameters such as quality, void fraction and phase velocities is also explored. Some solution methods for the governing equations as well as estimating methods for the mass flow rate and suction line fluid temperature are also presented.



1 INTRODUÇÃO

Devido à sua grande influência sobre o desempenho de equipamentos de refrigeração de pequeno porte, tais como: refrigeradores, “freezers” e condicionadores de ar, os tubos capilares têm sido fonte de várias pesquisas, que tem proporcionado grandes melhorias no entendimento do escoamento no seu interior. As investigações realizadas, contando com técnicas experimentais e simulações numéricas cada vez mais avançadas, se refletem diretamente no aperfeiçoamento do projeto e dimensionamento desses tubos.

Embora o tubo capilar seja fisicamente simples, o escoamento do fluido refrigerante no seu interior é bastante complexo, o que motiva a busca de novas modelagens para tal escoamento, visando sempre adequar, cada vez mais com maior precisão, a análise teórica à situação real existente.

Neste capítulo, apresentam-se algumas generalidades sobre os tubos capilares, destacando-se as suas principais características, vantagens e desvantagens. O problema da destruição da camada de ozônio da estratosfera pelos fluidos refrigerantes CFC's é abordado brevemente. Em seguida, apresentam-se uma revisão da literatura sobre o assunto e os objetivos da dissertação.

1.1 TUBOS CAPILARES

Os tubos capilares são tubos, normalmente de cobre, de pequeno diâmetro e comprimento relativamente grande. Tais tubos são obtidos por trefilação e possuem comprimentos entre 1,0 e 6,0 m e diâmetros variando entre 0,5 e 2,0 mm, o que torna a nomenclatura “tubo capilar” inapropriada uma vez que tais diâmetros são muito grandes para produzirem uma ação capilar.

O tubo capilar é empregado como dispositivo de expansão em sistemas de refrigeração

por compressão mecânica de vapor, os quais são constituídos por mais três componentes básicos: o condensador, o compressor e o evaporador (vide Fig. 1.1).

Durante o ciclo de refrigeração, o refrigerante é mantido em baixa pressão no evaporador e em alta pressão no condensador, devido à ação contínua do compressor e do dispositivo de expansão. O tubo capilar atua como elemento redutor de pressão e regulador da vazão em massa de refrigerante.

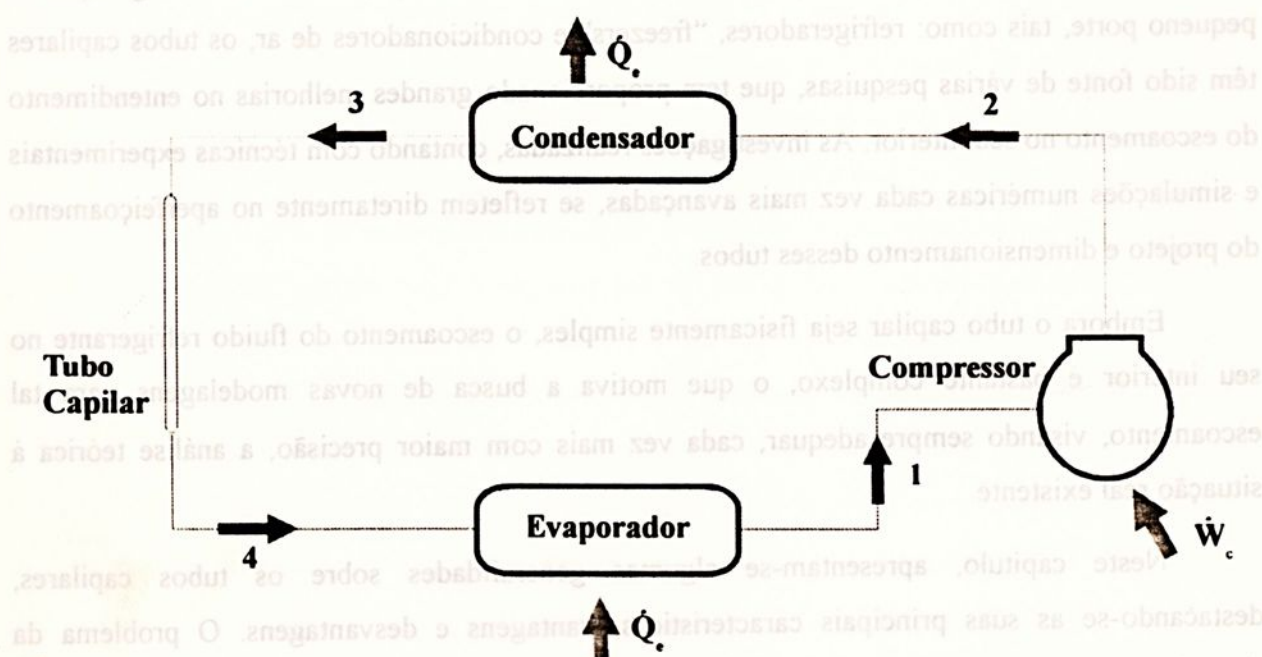


Figura 1.1 Esquema de um sistema de refrigeração por compressão de vapor.

Os tubos capilares apresentam as seguintes vantagens: custo reduzido, possibilidade de operação em ciclo reverso, ausência de partes móveis e possibilidade de equalização das pressões do sistema durante os ciclos de parada, permitindo o uso de compressores com menor torque de partida. Como desvantagem, pode-se citar a dificuldade de atender condições de carga térmica distintas, o que leva a uma redução de eficiência operacional caso ocorram variações de carga térmica ou de temperatura de condensação em relação às condições de projeto.

Outras desvantagens são: possibilidade de obstrução e exigência de uma carga de refrigerante dentro de limites estreitos. Essa última condição justifica o seu uso em unidades herméticas nas quais a possibilidade de vazamento é mínima.

O fluido refrigerante passa por vários estados termodinâmicos ao longo de um sistema de

refrigeração. Tais estados são mostrados esquematicamente na Fig. 1.2. Vapor, no estado superaquecido (1), ou saturado (1'), na pressão de evaporação, é comprimido até a pressão de condensação (2) quando vapor em alta temperatura e pressão, entra no condensador. O refrigerante no estado líquido sub-resfriado (3), ou de líquido saturado (3'), deixa o condensador quando então a pressão é reduzida ao longo do dispositivo de expansão. Nesse processo de expansão, o fluido refrigerante é parcialmente vaporizado e a mistura líquido-vapor resultante no ponto (4) entra no evaporador, onde absorve calor do fluido ou meio a ser refrigerado, retornando assim ao ponto (1) ou (1').

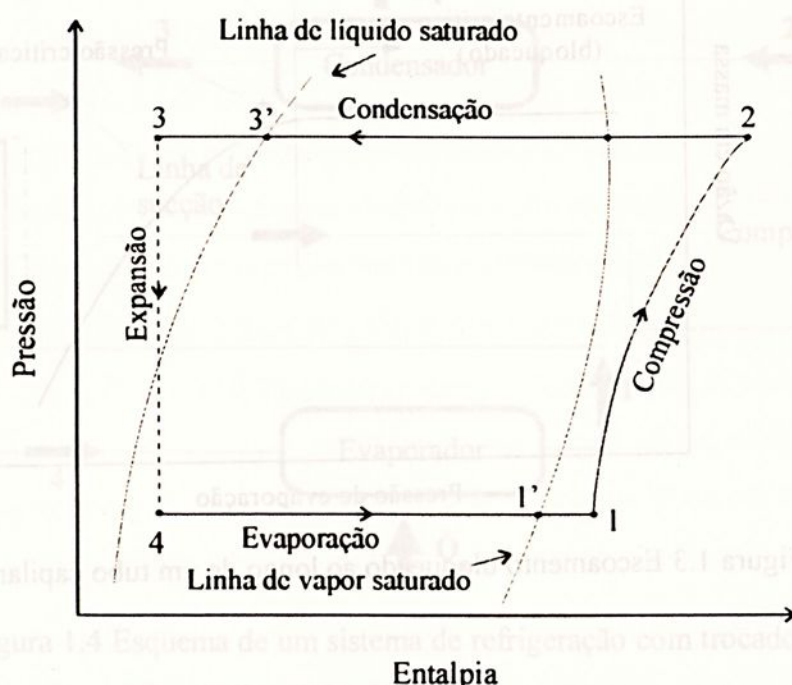


Figura 1.2 Representação esquemática dos estados termodinâmicos ao longo de um sistema de refrigeração.

No interior de um tubo capilar identificam-se duas regiões: uma de escoamento monofásico e outra de escoamento bifásico líquido-vapor. O escoamento é turbulento (números de Reynolds entre de 4×10^3 a 20×10^3) e compressível, sendo que a condição crítica ou de bloqueio pode ser atingida.

Caso a condição de escoamento crítico seja alcançada, quaisquer reduções subsequentes na pressão de evaporação não exercem influência sobre a vazão em massa de refrigerante e o

escoamento ao longo do tubo não pode mais ser acelerado (vide Fig. 1.3). Somente acima da pressão crítica, uma redução de pressão no evaporador implicará em um aumento da vazão em massa. O valor da pressão correspondente à condição de bloqueio deve ser calculado adequadamente para a determinação correta da vazão em massa de fluido refrigerante ao longo do tubo capilar.

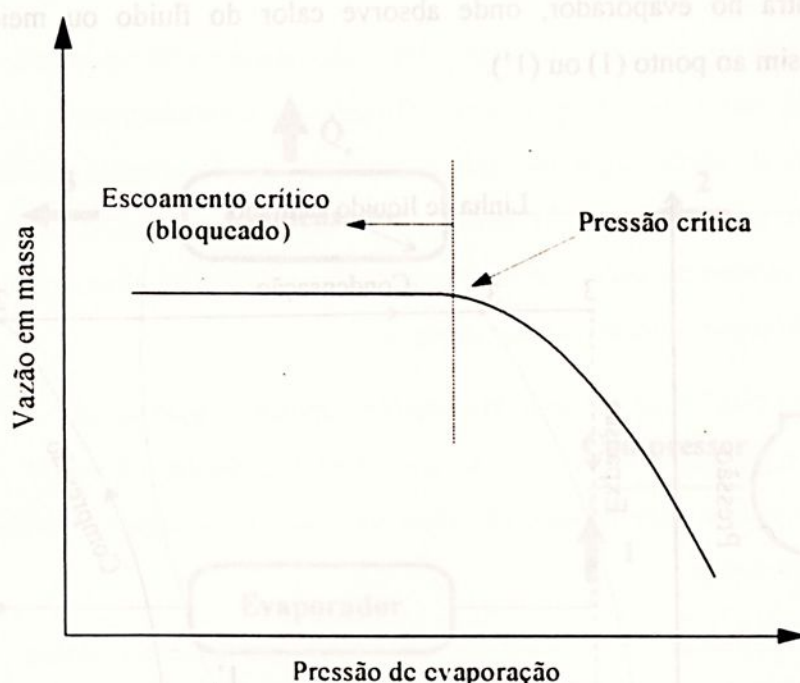


Figura 1.3 Escoamento bloqueado ao longo de um tubo capilar.

Uma complexidade adicional no estudo do escoamento de tubos capilares relaciona-se ao fenômeno de metaestabilidade. Estudos experimentais mostram que um atraso na vaporização do fluido refrigerante ocorre em alguns casos, ou seja, a pressão de saturação é atingida mas o fluido permanece na fase líquida até que as condições de desequilíbrio termodinâmico tornem-se críticas, quando vibrações, presença de partículas dispersas no escoamento ou então a rugosidade superficial da parede do tubo fornecem condições para a nucleação das bolhas. O atraso na vaporização influencia o desempenho do tubo capilar porque aumenta a extensão da região líquida, aumentando a vazão em massa.

O escoamento no interior dos tubos capilares pode ainda ser adiabático ou não-adiabático, dependendo da configuração do sistema de refrigeração. No primeiro caso, desconsidera-se a troca de calor com o meio ambiente e assume-se que o tubo capilar está isolado termicamente.

No segundo caso, uma parte do comprimento do tubo capilar é colocado em contato com a linha de sucção, formando um trocador de calor em contracorrente, denominado *trocador de calor tubo capilar-linha de sucção* (vide Fig. 1.4). Essa alternativa proporciona um aumento da capacidade de refrigeração devido à diminuição do título da mistura líquido-vapor do refrigerante na entrada do evaporador. Isto ocorre em função do resfriamento do refrigerante no interior do tubo capilar, provocado pela transferência de calor para o vapor superaquecido à baixa temperatura escoando ao longo da linha de sucção.

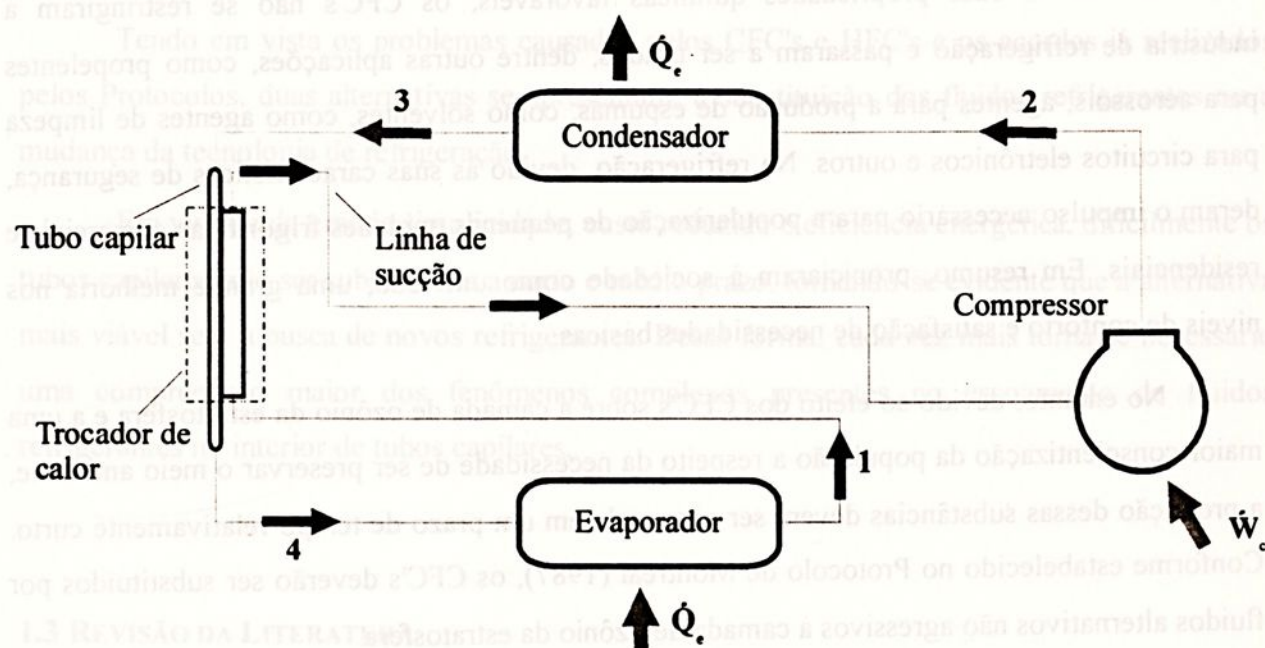


Figura 1.4 Esquema de um sistema de refrigeração com trocador de calor tubo capilar-linha de sucção.

1.2 FLUIDOS REFRIGERANTES E A CAMADA DE OZÔNIO

Um fluido refrigerante deve possuir algumas características específicas, tais como: (i) não ser inflamável nem tóxico quando em estado puro ou misturado com o ar; (ii) não reagir com os óleos lubrificantes utilizados nos compressores e (iii) não contaminar gêneros alimentícios, caso ocorra algum vazamento.

Os clorofluorcarbonos, também chamados de CFC's, em alusão à sua constituição química (cloro, flúor, carbono), possuem propriedades excepcionais para uso em sistemas de

refrigeração. São quimicamente muitos estáveis e não reagem com a maioria dos materiais, incluindo os óleos lubrificantes. Além disso, não são inflamáveis nem explosivos, apresentam uma toxicidade muito baixa e possuem características térmicas e termodinâmicas muito boas.

Os CFC's constituem um grupo particular dos hidrocarbonetos halogenados derivados, principalmente, do metano (CH_4) e do etano (C_2H_6), pela substituição de um ou mais átomos de hidrogênio (H) da sua molécula, por átomos dos elementos químicos conhecidos por halogêneos, como o flúor (F), o cloro (Cl) e o bromo (Br).

Devido às suas propriedades químicas favoráveis, os CFC's não se restringiram à indústria de refrigeração e passaram a ser usados, dentre outras aplicações, como propelentes para aerossóis, agentes para a produção de espumas, como solventes, como agentes de limpeza para circuitos eletrônicos e outros. Na refrigeração, devido às suas características de segurança, deram o impulso necessário para a popularização de pequenas unidades frigoríficas comerciais e residenciais. Em resumo, propiciaram à sociedade como um todo, uma grande melhoria nos níveis de conforto e satisfação de necessidades básicas.

No entanto, devido ao efeito dos CFC's sobre a camada de ozônio da estratosfera e a uma maior conscientização da população a respeito da necessidade de ser preservar o meio ambiente, a produção dessas substâncias deverá ser encerrada em um prazo de tempo relativamente curto. Conforme estabelecido no Protocolo de Montreal (1987), os CFC's deverão ser substituídos por fluidos alternativos não agressivos à camada de ozônio da estratosfera.

A partir do trabalho de Molina e Rowland (1974), que propuseram um modelo teórico estabelecendo uma ligação entre os CFC's liberados na atmosfera e a redução da camada de ozônio, este problema tem merecido atenção especial nos estudos científicos atmosféricos realizados nos últimos vinte e quatro anos e, nesse período, uma série de evidências dessa relação têm se acumulado.

A camada de ozônio que envolve a atmosfera terrestre filtra os raios solares, diminuindo ou quase eliminando raios com frequências de luz que são prejudiciais à vida terrestre. A destruição da camada de ozônio é um fenômeno natural. Diariamente em torno de 300 milhões de toneladas de ozônio são criadas e destruídas. O ozônio provém principalmente dos oceanos, porém é produzido também em diversos fenômenos ocorridos na superfície terrestre, tais como raios, combustão e outros. O grande problema detectado é a redução da camada de ozônio, que vem ocorrendo principalmente pela desestabilização entre produção e destruição do ozônio, devido principalmente à emissão de CFC's na atmosfera.

Em 1987 foi assinado, por vários países, o Protocolo de Montreal (substancialmente revisto em 1990 e 1992) que estabelece a redução progressiva, até a eliminação total, da produção e uso de substâncias que afetam a camada de ozônio, entre elas os CFC's e os HFC's. Mais tarde, muitos outros países aderiram ao Protocolo, inclusive o Brasil. Os CFC's, com produção proibida desde 1996 nos países desenvolvidos e com permissão de produção até 2010 em países em desenvolvimento, são os principais responsáveis pela destruição da camada de ozônio. No ano de 1997 foi assinado o Protocolo de Kioto por 160 nações, limitando a emissão de seis gases, entre eles os hidrofluorcarbonos (HFC's).

Tendo em vista os problemas causados pelos CFC's e HFC's e os acordos já realizados pelos Protocolos, duas alternativas se apresentam: a substituição dos fluidos refrigerantes ou a mudança da tecnologia de refrigeração.

Em virtude da grande simplicidade, custo reduzido e eficiência energética, dificilmente os tubos capilares irão ser substituídos a curto e médio prazo, tornando-se evidente que a alternativa mais viável será a busca de novos refrigerantes. Dessa forma, cada vez mais torna-se necessário uma compreensão maior dos fenômenos complexos presentes no escoamento de fluidos refrigerantes no interior de tubos capilares.

1.3 REVISÃO DA LITERATURA

A análise do escoamento em tubos capilares, quer seja de forma experimental ou analítica, tem sido objeto de estudo de vários pesquisadores. Os primeiros artigos sobre a utilização de tubos capilares como dispositivos de expansão em refrigeração foram publicados na década de 40 e limitavam-se a análises qualitativas do seu efeito sobre o sistema de refrigeração. Mais tarde, foram desenvolvidos trabalhos experimentais objetivando uma melhor compreensão do escoamento no interior desses tubos.

Os estudos associados ao escoamento em tubos capilares podem ser divididos em dois grandes grupos: adiabáticos e não-adiabáticos, ou seja, considerando ou não a existência de transferência de calor entre o tubo capilar e a linha de sucção e/ou o meio ambiente. Dentro desses dois grupos existem muitos subgrupos que investigam, por exemplo: o modelo adotado para análise do escoamento bifásico, a análise de escoamento crítico, a inclusão dos efeitos de metaestabilidade do escoamento e a análise de outros parâmetros relacionados com o



escoamento. Neste item, será apresentada uma revisão bibliográfica desse assunto.

Swart (1946) apresentou os primeiros resultados experimentais obtidos com tubos capilares soldados externamente a um trecho da linha de sucção, formando um trocador de calor em contracorrente. No trabalho de Swart (1946), mostram-se algumas distribuições de pressão ao longo do tubo capilar, nas quais se observa um gradiente linear na região líquida e um gradiente exponencial na região bifásica. Contudo, uma vez que as condições experimentais não estão detalhadas, os resultados apresentados têm aplicação limitada na verificação de modelos teóricos.

Um estudo de grande importância sobre o escoamento em tubos capilares foi realizado por Bolstad e Jordan (1948), no qual alguns tubos de vários diâmetros e comprimentos foram testados com o refrigerante CFC-12. O aparato experimental empregado permitia o controle simultâneo da pressão e da temperatura do fluido refrigerante na entrada do tubo capilar e também da pressão de evaporação.

Para obter as distribuições de temperaturas, Bolstad e Jordan (1948) instalaram termopares ao longo da parede externa dos tubos e num dos tubos analisados, com diâmetro de 1,067 mm e comprimento de 5,49 m, foram realizadas medições de pressão. Na Fig. 1.5 mostram-se distribuições típicas de pressão medidas e de pressão de saturação relativa à temperatura medida, ao longo de um capilar adiabático, quando o refrigerante na entrada do tubo encontra-se no estado de líquido sub-resfriado.

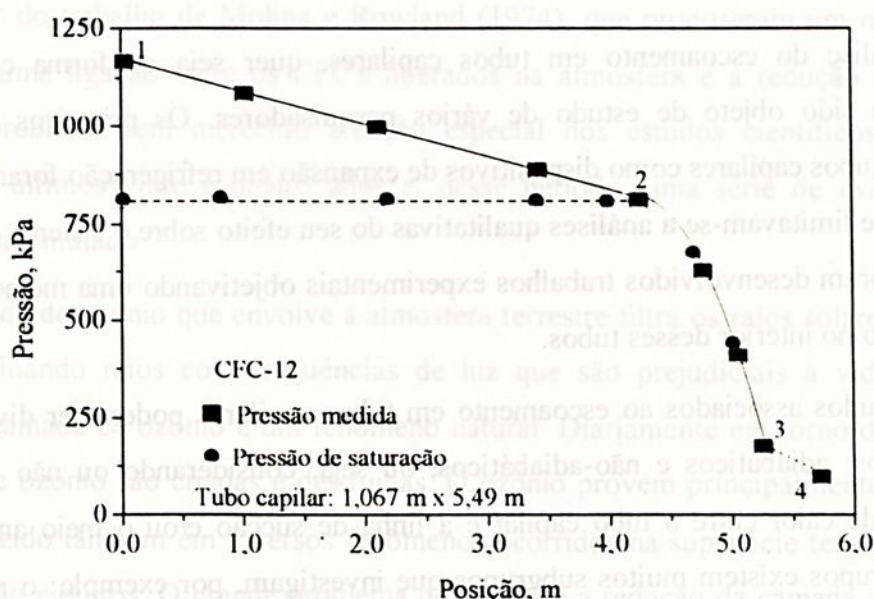


Figura 1.5 Distribuições de pressão ao longo de um tubo capilar adiabático (Bolstad e Jordan, 1948).

Na Fig. 1.5, observa-se que entre os pontos 1 e 2 a queda de pressão é linear e a pressão de saturação relativa à temperatura medida é constante. Nessa região o refrigerante encontra-se no estado de líquido sub-resfriado. No ponto 2, o refrigerante atinge a condição de saturação e, com a continuidade do processo, a queda de pressão aumenta com a proximidade da extremidade do tubo capilar. Na seção 2-3 o escoamento apresenta-se em duas fases: líquida e vapor, e a queda de pressão aumenta com a proximidade do final do tubo, aumentando a quantidade de vapor presente no escoamento.

Bolstad e Jordan (1948) estudaram o efeito da presença de óleo no fluido refrigerante, identificando um aumento da vazão em massa de refrigerante quando misturado ao óleo. Esse aumento foi atribuído à diminuição da pressão de vaporização do fluido refrigerante, provocada pela presença do óleo, o que levaria a um aumento no comprimento da região líquida.

Bolstad e Jordan (1949) realizaram testes com trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção utilizando o mesmo aparato experimental desenvolvido para o estudo de tubos capilares adiabáticos (Bolstad e Jordan, 1948). Os autores não apresentaram informações sobre as características geométricas da linha de sucção e da região de troca de calor, dificultando, assim, a interpretação e análise dos dados publicados.

Mikol e Dudley (1964), realizando um trabalho de visualização, estabeleceram a natureza dos padrões do escoamento bifásico em tubos capilares adiabáticos. Tais padrões foram subdivididos em: escoamento de líquido sub-resfriado, escoamento de líquido metaestável e escoamento bifásico.

Segundo Mikol e Dudley (1964), no início da vaporização ocorre o aparecimento de uma corrente de pequenas bolhas, originando-se na parede do tubo ou muito próximo dela. Tais bolhas crescem e movem-se para o centro à medida que escoam ao longo do tubo, sendo envolvidas pelo líquido. Com o aumento da velocidade do vapor, a transferência de quantidade de movimento entre as duas fases aparentemente aumenta e o escoamento torna-se uma névoa ou spray uniforme de gotas de líquido conduzidas pelo vapor.

As observações feitas por Mikol e Dudley (1964) foram fotografadas e suas principais conclusões são: (1) tubos de cobre trefilados não podem ser considerados lisos na determinação do fator de atrito; (2) o escoamento ao longo de tubos capilares obedece às mesmas equações aplicáveis a tubos de maiores diâmetros; (3) o fator de atrito na fase líquida pode ser obtido através do diagrama de Moody; (4) a metaestabilidade deve ser considerada no projeto de tubos capilares e (5) o escoamento em tubos capilares pode ser descrito como um escoamento estável

de líquido sub-resfriado, seguido de uma região de escoamento de líquido metaestável e de um ponto de vaporização, o qual inicia-se com a nucleação de pequenas bolhas na parede do tubo e posteriormente, dá origem a uma mistura homogênea de vapor e líquido saturado.

Kuijpers e Janssen (1983) desenvolveram um trabalho teórico e experimental para analisar a influência do fenômeno de metaestabilidade no escoamento de refrigerantes em tubos capilares adiabáticos. O modelo apresentado utiliza a correlação de Colebrook para a determinação dos coeficientes de atrito monofásico e bifásico, admitindo um modelo homogêneo para o escoamento bifásico. O número de Reynolds é calculado utilizando-se a viscosidade da mistura determinada através das viscosidades das fases ponderadas pelo título.

No trabalho de Kuijpers e Janssen (1983), a região de metaestabilidade foi simulada com uma modificação na relação entre pressão e temperatura de saturação através de uma equação que relaciona a diferença entre a temperatura teórica de saturação e a temperatura medida do líquido (grau de superaquecimento do líquido) com a fração de vazio do escoamento. Com relação à parte experimental, Kuijpers e Janssen (1983) determinaram o diâmetro do capilar a partir de medições do fluxo de massa de água ou de CFC-11 líquido.

Maczek *et al.* (1983) apresentaram um modelo considerando o fenômeno de metaestabilidade no escoamento ao longo de tubos capilares não-adiabáticos. Na região bifásica, o modelo baseia-se na criação e expansão de bolhas nucleadas no interior do líquido superaquecido, região metaestável, incluindo termos de transferência de massa entre as fases de líquido e vapor na equação da continuidade. Nesse trabalho não foram apresentadas as distribuições de temperatura e pressão ao longo do tubo e os autores mostraram que os resultados obtidos com o modelo, referentes ao comprimento dos tubos capilares, eram mais próximos dos resultados experimentais do que aqueles obtidos com o modelo homogêneo.

O escoamento de CFC-12 em tubos capilares não-adiabáticos foi estudado teoricamente e experimentalmente por Pate (1982) e Pate e Tree (1984a, 1984b). O aparato experimental consistia num tubo capilar soldado externamente a outro tubo de diâmetro maior, formando um trocador de calor lateral em contracorrente.

Pate e Tree (1984b) desenvolveram um modelo para o escoamento ao longo de tubos capilares não-adiabáticos. O modelo usa a hipótese de homogeneidade na região bifásica e o método das diferenças finitas na discretização das equações diferenciais. Com os dados experimentais obtidos os autores analisaram os padrões do escoamento em tubos capilares e correlacionou-se a queda da pressão na região bifásica com a queda de pressão na região de

líquido. Das observações experimentais, não ficou evidenciada a ocorrência do fenômeno da metaestabilidade em tubos capilares não-adiabáticos.

Uma visão do estado da arte no estudo do escoamento de fluidos refrigerantes em tubos capilares é apresentado no trabalho de Shulz (1985), no qual são comentados a maioria dos trabalhos de natureza experimental e teórica até então publicados.

Melo e Negrão (1988) apresentaram um modelo para a determinação do comprimento, ou do fluxo de massa, ao longo de tubos capilares, utilizando um valor médio constante para o fator de atrito na região bifásica. Os autores fizeram comparações dos resultados fornecidos pelo modelo no cálculo da vazão e do comprimento com dados experimentais e com o processo gráfico recomendado pela ASHRAE (1983). Melo e Negrão (1988) obtiveram desvios percentuais menores do que o método ASHRAE (1983) em relação aos dados experimentais.

Kuehl e Goldschmidt (1990) apresentaram um breve resumo dos principais artigos publicados de 1946 a 1987 sobre o escoamento em tubos capilares adiabáticos e não-adiabáticos e apresentaram um trabalho experimental utilizando o fluido refrigerante HCFC-22. Os dados obtidos mostraram a existência de uma região de metaestabilidade no escoamento. Os autores sugeriram que a correlação de Colebrook não seria apropriada para tubos capilares, já que esta se aplica a escoamentos monofásicos em dutos com diâmetros de ordem de magnitude muitas vezes superiores.

Chen *et al.* (1990) analisaram experimentalmente o escoamento metaestável do refrigerante CFC-12 e, utilizando a teoria clássica da nucleação, desenvolveram um método para prever a nucleação heterogênea no escoamento de refrigerantes ao longo de tubos capilares. Com isso, obtiveram uma correlação para determinar a diferença de pressão entre o ponto de saturação teórico e o ponto real de início da vaporização (subpressão de vaporização). O modelo experimental foi validado para uma faixa reduzida de condições de operação obtendo-se um desvio médio entre os valores calculados e medidos de 26 %.

Li *et al.* (1990) introduziram um modelo de não-equilíbrio termodinâmico, que considera a existência de uma velocidade relativa entre as fases líquida e vapor no escoamento bifásico. Esse modelo baseia-se num sistema de cinco equações diferenciais, considerando-se o modelo de deslizamento ("drift flux") para a análise de escoamentos bifásicos, resolvidas através do método de Runge-Kutta. Além dessas equações, o modelo necessita de relações constitutivas para o cálculo: do comprimento da região metaestável, do fator de atrito bifásico, da transferência de massa devido à vaporização e da velocidade de deslizamento entre as fases. As distribuições de



pressões calculadas pelo modelo, apresentaram uma boa concordância com os dados experimentais obtidos.

Lin *et al.* (1991), usando o mesmo conjunto de dados experimentais obtidos por Chen *et al.* (1990), analisaram a queda de pressão devida ao atrito durante a vaporização do CFC-12 ao longo de tubos capilares. Na região líquida, o fator de atrito calculado a partir dos dados experimentais foi 20 % superior àquele calculado pela correlação de Blasius para o escoamento turbulento em tubos lisos. Para incluir os efeitos da rugosidade da parede do tubo, foi usada a equação de Churchill (1977) que reproduz bem o diagrama de Moody para escoamentos em tubos rugosos.

Em comparação com os dados experimentais, os resultados do fator de atrito calculados pela equação de Churchill (1977) apresentaram um desvio padrão de 6,1 % e 4,8 %, respectivamente, para os tubos com diâmetros de 0,66 mm e 1,17 mm. Isso mostrou que, devido aos pequenos diâmetros dos tubos capilares, a rugosidade relativa apresenta um efeito considerável sobre a tensão de cisalhamento na parede. Na região bifásica, Lin *et al.* (1991), modelaram a queda de pressão devida ao atrito usando a definição do multiplicador bifásico $\phi_{L,O}^2$ (Lockart e Martinelli, 1949), avaliando o número de Reynolds com a viscosidade da mistura líquido-vapor calculada tanto pela equação de McAdams *et al.* (1942), quanto pela equação de Cichitti *et al.* (1960). Em ambos os casos, a diferença entre os resultados obtidos com o modelo e os dados experimentais foi de 24 %. Lin *et al.* (1991) atribuíram essa diferença à pequena velocidade relativa entre as fases e modificaram a equação de McAdams *et al.* (1942), introduzindo uma constante obtida a partir dos dados experimentais disponíveis. Com isso, a diferença entre os resultados obtidos com o modelo e os dados experimentais, foi reduzida para 15,3 %.

Melo *et al.* (1992), propuseram um modelo e apresentaram uma análise de sensibilidade, realizando comparações com dados experimentais. Nesse modelo as hipóteses consideradas foram: tubo capilar reto, horizontal e com diâmetro constante; escoamento unidimensional, homogêneo, adiabático e em equilíbrio termodinâmico; refrigerante sem óleo. Das comparações realizadas, em 82,8 % dos casos, a discrepância entre os resultados, em termos de vazão em massa, obtidos com o modelo e os dados experimentais de Bolstad e Jordan (1948) e outros pesquisadores foi de 10 %.

A análise de sensibilidade realizado por Melo *et al.* (1992) foi realizada com relação aos seguintes parâmetros: (1) diâmetro interno do tubo capilar; (2) perda de carga na entrada do tubo;



(3) extensão da região de escoamento metaestável; (4) fator de atrito na região líquida; (5) fator de atrito na região bifásica. Dessa análise concluiu-se que o modelo é significativamente afetado pelas equações constitutivas adotadas e sugerem-se que esforços deveriam ser concentrados na obtenção de informações experimentais seguras, como o controle adequado de todas as variáveis envolvidas.

Dirik e Tanes (1992) realizaram uma análise numérica sobre o escoamento do fluido refrigerante HFC-134a em tubos capilares não-adiabáticos. No modelo, o tubo capilar foi dividido em uma região de líquido e em uma região de escoamento bifásico, considerando-se que a mudança de fase ocorria na porção do capilar considerada adiabática. Isso porque a equação usada na determinação do comprimento da região líquida era válida somente para escoamentos adiabáticos. Efeitos de metaestabilidade também foram incluídos nessa equação usando-se a correlação empírica de Chen *et al.* (1990), obtida para o refrigerante CFC-12.

Posteriormente, Dirik *et al.* (1994) realizaram experimentos com tubos capilares adiabáticos e com trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção, esses últimos com trocador de calor do tipo concêntrico. Não foram medidas as pressões e as temperaturas ao longo do trocador de calor em função das dificuldades envolvidas em tal processo. Os seguintes parâmetros foram medidos: a pressão e a temperatura na entrada e na saída do tubo capilar, as temperaturas na parede do tubo capilar na região adiabática de entrada, a temperatura na entrada e na saída da linha de sucção e a vazão em massa de refrigerante. Dirik *et al.* (1994) utilizaram esses resultados experimentais para a validação do modelo apresentado por Dirik e Tanes (1992).

Peixoto e Bullard (1994) apresentaram um modelo de análise de trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção, usando a hipótese de escoamento bifásico homogêneo. O método de diferenças finitas foi usado para resolver as equações diferenciais governantes: continuidade, quantidade de movimento e energia em conjunto com as equações constitutivas apropriadas. O sistema de equações algébricas resultante foi solucionado pelo método de Newton-Raphson.

Os resultados obtidos por Peixoto e Bullard (1994) foram comparados com os resultados experimentais de Christensen e Jorgensen (1967) e apresentaram uma boa concordância. Entretanto, os autores ressaltaram que esses resultados experimentais foram obtidos com base em um grau de sub-resfriamento na entrada do tubo capilar de 15 °C e, nessa condição, a região de líquido, que é bem prevista pela teoria, é grande.

Uma análise, tanto teórica quanto experimental, do escoamento ao longo de tubos capilares não-adiabáticos foi apresentada por Paiva *et al.* (1994). Trocadores de calor tubo

capilar-linha de sucção lateral e concêntrico foram considerados e a bancada experimental era semelhante àquela usada por Pate (1982). No modelo, as correlações usadas para avaliar o coeficiente de transferência de calor foram a de Dittus-Boelter para o escoamento de líquido e a de Dittus-Boelter modificada (Pate, 1982) para o escoamento bifásico. Não há informações sobre a correlação usada para o cálculo do coeficiente de transferência de calor da linha de sucção e nem sobre a forma de ponderação da viscosidade bifásica.

Melo *et al.* (1994) mostraram que, para a mesma pressão e grau de sub-resfriamento na entrada do tubo capilar, os refrigerantes CFC-12 e HFC-134a geram vazões em massa praticamente iguais e 33 % superiores àqueles gerados pelo refrigerante HC-600a.

Boabaid Neto (1994) apresentou um modelo para simulação do desempenho de tubos capilares adiabáticos, usando a hipótese de escoamento bifásico homogêneo. Nesse modelo, similar ao procedimento de Melo *et al.* (1992), os comprimentos da região líquida e da região bifásica foram obtidos diretamente por integração da equação de conservação da quantidade de movimento em cada uma dessas regiões. Esse procedimento apresentou um tempo computacional relativamente baixo, mas não permitiu registrar passo a passo a evolução do escoamento no interior do tubo.

Escanes *et al.* (1995) desenvolveram um método numérico para a simulação do comportamento térmico e hidrodinâmico de tubos capilares, usando uma técnica numérica implícita passo a passo. Nesse trabalho, o modelo de escoamento homogêneo é assumido e os efeitos da metaestabilidade são desconsiderados. Os cálculos da vazão em massa, tanto no escoamento crítico, como no escoamento não-crítico foram realizados iterativamente por meio do algoritmo de Newton-Raphson. A comparação dos dados obtidos numericamente com os dados experimentais apresentaram boa concordância.

Wong e Ooi (1995) apresentaram comparações entre os resultados obtidos pelos modelos homogêneo e de escoamento separado, juntamente com resultados experimentais de trabalhos prévios. Os resultados mostraram que o modelo de escoamento separado, usando a taxa de deslizamento de Micropolskiy (1970), combinada com a correlação do gradiente de pressão por atrito de Lin *et al.* (1991), forneceu uma melhor predição dos resultados experimentais do que o modelo de escoamento homogêneo. Os autores apresentaram o modelo de escoamento separado como sendo melhor do que o modelo homogêneo e mostraram que o fator de atrito de Moody é aplicável em predições do gradiente de pressão ao longo de tubos capilares.

Bittle *et al.* (1995) realizaram um trabalho experimental comparando os resultados

obtidos com o CFC-12 e o HFC-152a. O HFC-152a possui propriedades similares ao CFC-12, mas nos testes experimentais apresentou uma vazão em massa 20 % menor do que aquela apresentada pelo CFC-12, fato esse que foi atribuído principalmente à maior densidade e à pequena diferença entre as pressões de saturação.

Mezavila (1995) desenvolveu um modelo capaz de prever o desempenho de tubos capilares adiabáticos e não-adiabáticos, utilizando a hipótese de escoamento homogêneo na região bifásica. Além de estimar a vazão em massa para o HFC-134a, o modelo permite a determinação de perfis de pressão, temperatura e título de vapor ao longo do tubo. Conforme apresentado por Mezavila (1995), a consideração da convecção natural entre o trocador de calor tubo capilar-linha de sucção e o meio ambiente mostrou-se bastante significativa sobre o escoamento.

Yilmaz e Unal (1996) propuseram uma expressão analítica para o projeto de tubos capilares aplicável aos seguintes refrigerantes: CFC-12, CFC-113, CFC-114, HFC-134a e HC-600a. Os resultados obtidos quando comparados com dados da literatura (Melo *et al.*, 1994), apresentaram desvios de aproximadamente 10 %, que se devem, possivelmente à simplicidade do modelo proposto.

Bittle e Pate (1996) realizando experiências com HFC-134a, HFC-152a e HCFC-22 verificaram que entre os modelos de Cicchitti *et al.* (1960), o de Dukler *et al.* (1964) e o de McAdams *et al.* (1942), que em geral são adotados na literatura como modelos de viscosidade, o que melhor se aplica é o de McAdams *et al.* (1942).

Seixlack (1996) apresentou um modelo para o escoamento adiabático ao longo de tubos capilares, utilizando pela primeira vez para a região bifásica, o modelo de dois fluidos, envolvendo cinco equações de conservação e considerando o não-equilíbrio térmico e hidrodinâmico entre as fases líquida e de vapor. Comparações com resultados experimentais indicaram que o modelo de dois fluidos forneceu melhores resultados que o modelo homogêneo, comumente adotado, o que foi atribuído à melhor representação do escoamento e à utilização de equações constitutivas mais adequadas.

O método da ASHRAE (1983) para predizer o desempenho de tubos capilares adiabáticos para o CFC-12 é criticado por vários autores, entre eles Melo e Negrão (1988). Bittle *et al.* (1996) testaram o método da ASHRAE (1988) para verificar a confiabilidade de predição do desempenho de tubos capilares não-adiabáticos. Os autores, de modo bem didático, mostraram a forma de se usar o método da ASHRAE (1988) e descreveram o procedimento para predizer o desempenho do trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção. Nesse método, assume-se que o

ponto de vaporização no tubo capilar está fora da região do trocador de calor, ao contrário do que se observou nos resultados experimentais de Pate e Tree (1984a).

Bittle *et al.* (1996) demonstraram que, para todos os casos testados, o ponto de vaporização ocorre efetivamente depois da região do trocador de calor e que o escoamento no tubo capilar é essencialmente de refrigerante líquido. Conforme mostrado por Bittle *et al.* (1996), o que o método da ASHRAE (1988) faz é encontrar um tubo capilar adiabático equivalente para representar o tubo capilar não-adiabático. A precisão do método, conforme verificada por Bittle *et al.* (1996) está entre 5 e 10 %, uma precisão bem acima daquela mencionada por outros autores (Kuehl e Goldschmidt, 1990).

O motivo dessa melhora é atribuído à desconsideração da região de metaestabilidade pelas cartas da ASHRAE para tubos capilares não-adiabáticos, o que está de acordo com Pate e Tree (1984b), que demonstraram experimentalmente não haver evidências do fenômeno de escoamento metaestável no caso de tubos capilares não-adiabáticos.

Os principais fenômenos, variáveis e aspectos que governam o escoamento através de tubos capilares foram identificados por Paiva *et al.* (1997), que também analisaram a metodologia para o desenvolvimento do código computacional, o fator de atrito da região de líquido, o modelo de escoamento bifásico e o atraso da vaporização. Em relação ao código computacional, foram enfatizadas algumas metodologias para aumentar a estabilidade dos cálculos. O artifício de usar equações fictícias para o cálculo das propriedades do refrigerante em condições extremas de temperatura, que podem ser atingidas em iterações intermediárias do processo de cálculo, e a utilização do método das secantes, ao invés do método de Newton-Raphson foram sugeridas. Paiva *et al.* (1997) verificaram a ocorrência de metaestabilidade em escoamentos não-adiabáticos ao contrário das observações de Pate (1982).

Meyer e Dunn (1998) estudaram a ocorrência do fenômeno de metaestabilidade no escoamento ao longo de tubos capilares adiabáticos. Os dados experimentais apresentados por Meyer e Dunn (1998) foram obtidos para diferentes graus de sub-resfriamento, mantendo-se fixas as demais condições de operação e características geométricas do tubo capilar. A variação do grau de sub-resfriamento foi estabelecida de modo que uma curva de vazão em massa por grau de sub-resfriamento pudesse ser obtida com pontos muito próximos entre si, possibilitando-se obter uma maior compreensão do fenômeno da metaestabilidade. Os resultados experimentais mostraram que a região metaestável, em escoamentos ao longo de tubos capilares adiabáticos é um fenômeno mais previsível do que o mencionado por outros pesquisadores. Segundo Meyer e

Dunn (1998), no cálculo do comprimento da região metaestável, deve-se levar em consideração não somente as condições de operação, mas também como tal condição foi atingida.

Zangari e Melo (1998) desenvolveram um trabalho experimental em trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção do tipo concêntrico. Neste trabalho, os testes experimentais foram planejados utilizando-se a técnica estatística de projeto fatorial, que consiste em selecionar os testes de forma que o efeito de vários parâmetros independentes, isolados ou combinados, sobre um ou mais parâmetros dependentes possa ser avaliado. Dessa forma, conseguiu-se reduzir o número de testes e analisar o efeito de todos os parâmetros independentes (pressão na entrada do tubo capilar, diâmetro interno do tubo capilar, grau de sub-resfriamento) sobre os parâmetros dependentes (vazão em massa e temperatura na saída do trocador de calor). Através dos dados experimentais verificou-se que o ponto de vaporização do refrigerante pode ocorrer tanto nas regiões anterior ou posterior ao trocador de calor, como na região do trocador de calor. Além disso, observou-se que a posição do trocador de calor ao longo do tubo capilar tem um efeito marcante sobre os perfis de temperatura resultantes.

Melo *et al.* (1998) apresentaram um trabalho experimental voltado para a análise do escoamento de fluidos refrigerantes através de trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção do tipo lateral. Os experimentos realizados criaram uma base de informações para o estudo do efeito das condições de operação, da geometria e do posicionamento do trocador sobre a vazão em massa.

Zangari *et al.* (1999) apresentam resultados experimentais a respeito do escoamento de HFC-134a em trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção do tipo concêntrico de diversas geometrias e em várias condições de operação. Dentre as variáveis operacionais, destaca-se a pressão de condensação como aquela que apresenta o maior impacto sobre a vazão em massa. O diâmetro interno do tubo capilar foi a variável geométrica de maior influência sobre a vazão em massa. O comprimento e o posicionamento do trocador de calor, embora não tenham efeito significativo sobre a vazão em massa, provocaram alterações significativas no escoamento, com influência marcante no ponto de início de vaporização e na temperatura na saída da linha de sucção.

Nesta revisão de literatura ficou evidenciado que inúmeros estudos sobre tubos capilares têm sido realizados, tanto experimentais quanto computacionais. Entretanto, muitas vezes, os dados experimentais não são apresentados numa forma organizada e completa. Nesse sentido, é importante mencionar a grande contribuição realizada por Scott (1976), que reuniu, organizou e

analisou a maioria dos dados experimentais disponíveis até 1976.

Boabaid Neto (1994) apresentou uma análise dos trabalhos experimentais em tubos capilares, salientando também a falta de informações sobre os dados experimentais disponíveis e as dificuldades envolvidas na realização dos experimentos. Alguns pontos importantes são:

- (i) as incertezas das medições de pressão, temperatura e fluxo de massa não são apresentadas, com exceção dos trabalhos de Lin *et al.* (1991), Wijaya (1991) e Gonçalves (1994);
- (ii) os resultados experimentais mostram que a ocorrência do fenômeno de metaestabilidade em tubos capilares é bastante provável e extremamente randômica, estando o mesmo sujeito a variáveis difíceis de serem controladas nos experimentos, sendo então, complexa a sua predição teórica;
- (iii) estudos de visualização do escoamento em tubos capilares de vidro provavelmente não refletem o escoamento em tubos de cobre, devido à diferença de rugosidade;
- (iv) o diâmetro interno do tubo capilar possui uma influência significativa sobre o escoamento e a imprecisão na avaliação desse parâmetro restringe a utilidade da base de dados obtida. Na maioria dos trabalhos experimentais, não é mencionado o procedimento de medição do diâmetro interno do tubo capilar. Em geral, utiliza-se o diâmetro nominal, com exceção de alguns trabalhos, como por exemplo o de Kuijpers e Janssen (1983) e o de Gonçalves (1994);
- (v) na maioria dos trabalhos, a rugosidade absoluta foi estimada, ou então, o tubo foi considerado liso. Sweedyk (1981), entretanto, mostrou que a rugosidade da parede interna dos tubos capilares pode variar muito, dependendo do processo de fabricação, do fabricante e do lote de fabricação.

As considerações anteriores, evidenciam as dificuldades de utilização dos dados experimentais para a validação de modelos numéricos.

Verificou-se, também, nesta revisão bibliográfica, que a maioria dos modelos computacionais disponíveis na literatura considera o escoamento bifásico como homogêneo. Essa é a abordagem mais simples do problema, na qual o escoamento bifásico é assumido como monofásico, com pseudo-propriedades obtidas pela média ponderada das propriedades das fases individuais.

Em muitos desses modelos os resultados numéricos são comparados com dados

experimentais específicos e não se apresentam os desvios médios ou as faixas de desvios percentuais obtidos nessas comparações. Em alguns trabalhos em que tais desvios são apresentados, observou-se que os resultados calculados pelo modelo homogêneo, quando comparados aos dados experimentais, estão na faixa de $\pm 20 \%$ (Erth, 1970) e $\pm 10 \%$ (Melo *et al.*, 1992).

A limitação do modelo homogêneo foi eliminada por Seixlack (1996), em que o uso do modelo de dois fluidos na região de escoamento bifásico possibilitou considerar o não-equilíbrio hidrodinâmico e o não-equilíbrio térmico entre as fases. Como consequência, esse modelo apresentou uma comparação melhor com os dados experimentais.

Uma vez que em Seixlack (1996) o escoamento foi considerado adiabático, neste trabalho de pesquisa é analisado o comportamento do modelo de dois fluidos na simulação do escoamento não-adiabático ao longo de tubos capilares. Inicialmente, elaborou-se um programa computacional considerando o modelo homogêneo não-adiabático (Mezavila, 1995) e em seguida, o modelo apresentado por Seixlack (1996) foi implementado para a solução do escoamento não-adiabático. Os resultados numéricos são analisados e comparados com os dados experimentais disponíveis na literatura.

1.4 OBJETIVOS DA DISSERTAÇÃO

Este trabalho tem como objetivo a análise do escoamento não-adiabático de fluidos refrigerantes ao longo de tubos capilares usados como dispositivos de expansão em sistemas de refrigeração. Tal escoamento é dividido em uma região onde o fluido refrigerante encontra-se no estado de líquido sub-resfriado e em outra de escoamento bifásico líquido-vapor.

A aplicação do modelo de dois fluidos na região bifásica é investigada considerando, tanto o não-equilíbrio hidrodinâmico, quanto o não-equilíbrio térmico, além da transferência de calor entre o tubo capilar e a linha de sucção e/ou o meio ambiente. Para isso, na região de líquido são resolvidas as equações de conservação da quantidade de movimento e de energia e na região bifásica são resolvidas as equações de conservação da massa da mistura, quantidade de movimento da fase líquida, quantidade de movimento da fase de vapor, energia da mistura e da energia da fase de vapor.

O modelo de dois fluidos permite uma abordagem mais realista do escoamento bifásico no interior de tubos capilares. Entretanto, essa sofisticação implica na utilização de um maior número de equações constitutivas em relação ao modelo homogêneo.

A solução do sistema de equações diferenciais é obtida ao longo do tubo até que a condição de bloqueio seja alcançada, ou até que a pressão de evaporação seja atingida, caso o escoamento não esteja bloqueado. O modelo permite o cálculo da vazão em massa, conhecidas as geometrias do tubo capilar e da região do trocador de calor e, as condições de operação. Do ponto de vista tecnológico, esse é o principal interesse dos fabricantes de sistemas de refrigeração.

O modelo é validado comparando os seus resultados com os dados experimentais disponíveis na literatura e com aqueles obtidos no Núcleo de Pesquisa em Refrigeração, Ventilação e Condicionamento de Ar do Departamento de Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Santa Catarina. As vazões em massa e as distribuições de temperatura, ao longo de dois tubos capilares e seis disposições do trocador de calor, operando com o refrigerante HFC-134a em diferentes condições de operação, são usados nessa comparação.

2 GENERALIDADES DO ESCOAMENTO BIFÁSICO

Em processos convectivos de vaporização e condensação internos, o vapor e o líquido estão em movimento simultâneos dentro de canais e tubos. O escoamento bifásico resultante, geralmente, é fisicamente mais complexo do que o escoamento monofásico. Em adição às usuais forças de inércia, viscosidade e pressão presentes em escoamentos monofásicos, os escoamentos bifásicos são também afetados por forças de tensão interfacial, características de molhamento do líquido sobre a parede do tubo e a transferência de quantidade de movimento entre as fases de líquido e de vapor no escoamento.

Os escoamentos bifásicos estão presentes em inúmeros problemas da engenharia. Algumas aplicações importantes são:

- (i) Sistemas de geração de potência: reatores nucleares, usinas convencionais de geração de potência, usina de energia geotérmica, máquinas de combustão interna, propulsores bifásicos e outros;
- (ii) Sistemas de transferência de calor: trocadores de calor, evaporadores, secadores, refrigeradores e outros;
- (iii) Sistemas de lubrificação, controle ambiental e outros.

Neste capítulo são introduzidos alguns fundamentos da análise dos escoamentos bifásicos. Também são apresentados os métodos de análise dos escoamentos bifásicos e, em particular, são abordados o modelo homogêneo e o modelo de dois fluidos, conforme apresentados, respectivamente, por Mezavila (1995) e por Ishii (1975).

2.1 PARÂMETROS BÁSICOS

Considerando o escoamento bifásico líquido-vapor, mostrado esquematicamente na

Fig. 2.1, a vazão em massa total através do tubo, $\dot{m}$, é igual à soma das vazões em massa do vapor, $\dot{m}_v$, e do líquido, $\dot{m}_l$, ou seja,

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

A fração em massa, x^* , é definida como,

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

O termo $(1 - x^*) = (\dot{m}_l / \dot{m})$, é conhecido como fração de umidade. Salienta-se que nos processos de evaporação e condensação convectivos, em equilíbrio hidrodinâmico e em equilíbrio termodinâmico, as definições de fração em massa e título (razão entre a massa de vapor presente na mistura e a massa total da mistura) são coincidentes.

Na Fig. 2.1, Ω e g são, respectivamente, o ângulo de inclinação do tubo e a aceleração da gravidade local.

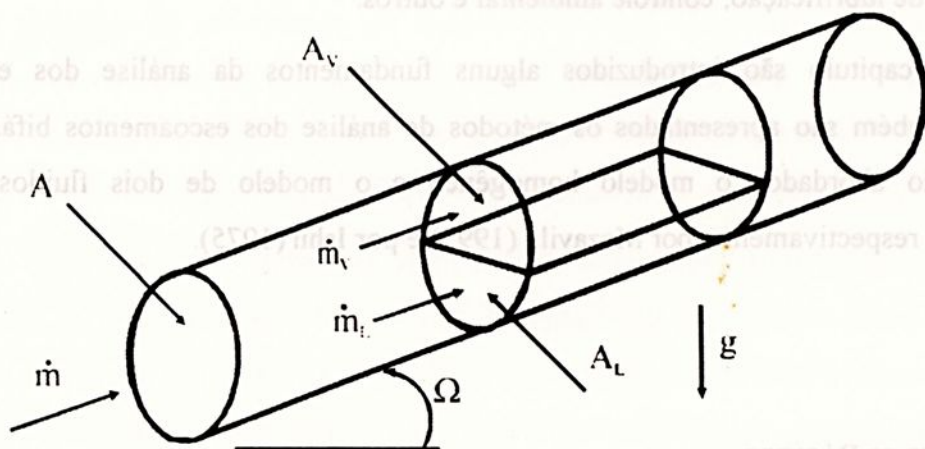


Figura 2.1 Modelo idealizado para escoamento bifásico líquido-vapor em um tubo inclinado.

Para um canal com área de seção transversal A , o fluxo de massa G , é definido como,

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

A fração de vazio, ou fração de vapor, α é definida como a razão entre a área da seção transversal do escoamento ocupada pelo vapor e a área da seção transversal total é dada por,

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

na qual $A = (A_v + A_L)$, A_v é a área de seção transversal ocupada pelo vapor e A_L é a área de seção transversal ocupada pelo líquido. Segue-se da Eq. 2.4 que a fração de líquido é dada por:

$$\alpha_L = 1 - \alpha = \frac{A_L}{A} \quad (2.5)$$

No estudo dos escoamentos bifásicos é útil a definição dos fluxos superficiais de vapor, j_v , e de líquido, j_L , respectivamente, dados por,

$$j_v = \alpha V_v = \frac{Gx^*}{\rho_v} \quad (2.6)$$

$$j_L = (1 - \alpha) V_L = \frac{G(1 - x^*)}{\rho_L} \quad (2.7)$$

nas quais V_v e V_L são, respectivamente, a velocidade da fase de vapor e a velocidade da fase líquida.

Os parâmetros j_v e j_L possuem unidades de velocidade, mas podem também ser interpretados como fluxos em volume de cada fase ao longo de um duto. O valor numérico de cada um deles é igual à velocidade que resultaria, caso o escoamento fosse somente da respectiva fase ao longo do duto.



2.2 REGIMES DO ESCOAMENTO BIFÁSICO

A disposição entre as fases mostrada esquematicamente na Fig. 2.1, é bastante simples. Nos casos reais, entretanto, a morfologia dos escoamentos bifásicos pode ser muito complexa e pode mudar, dependendo das propriedades do fluido e das condições do escoamento.

De forma geral, diferenças nos padrões de escoamento bifásicos podem ser encontradas dependendo da posição do tubo, se vertical ou horizontal. Uma das diferenças principais entre esses dois casos é a freqüente tendência à estratificação que ocorre nos escoamentos horizontais, em função da influência da força gravitacional. O vapor tende a migrar para a parte superior do tubo, enquanto que a maior parcela de líquido escoar na parte inferior. A seguir apresentam-se algumas características gerais para cada uma destas situações.

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

Com o aumento do título no regime em bolhas, a coalescência de pequenas bolhas dá origem a bolhas maiores, semelhantes a tampões, que ocupam a porção superior do tubo. O escoamento resultante é denominado como *escoamento em tampões* ("plug flow").

Em escoamentos com vazões muito reduzidas e títulos razoavelmente altos, observa-se o *regime estratificado* ("stratified flow"). Nesse caso, o líquido escoar pela parte inferior do tubo e o vapor escoar na parte superior, existindo uma interface relativamente uniforme.

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

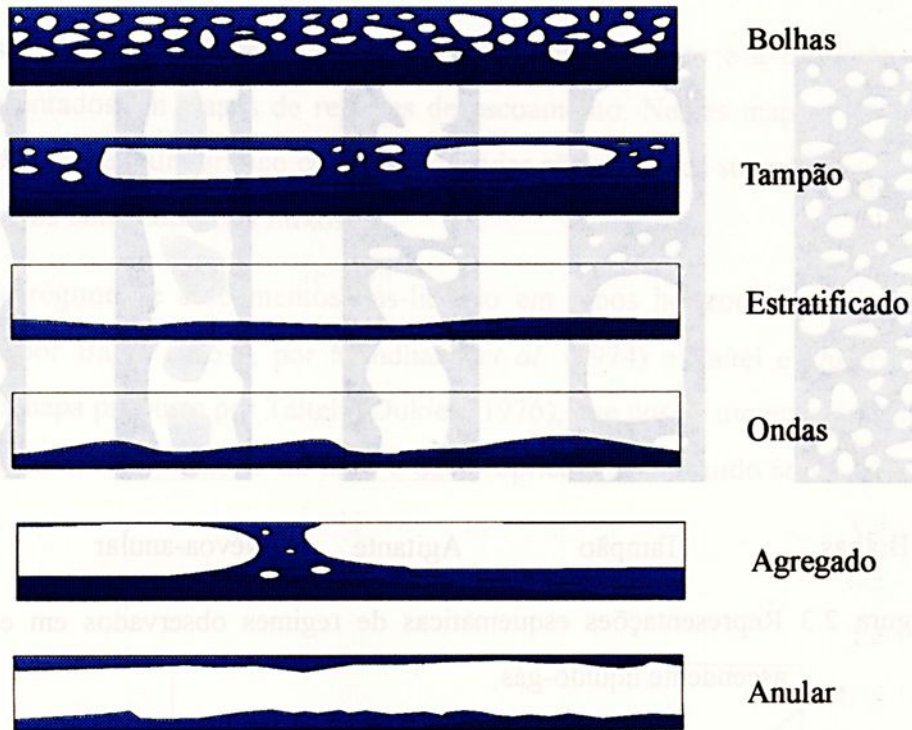


Figura 2.2 Representações esquemáticas de regimes observados em escoamento horizontal líquido-gás.

Em vazões de líquido moderadas, com altas velocidades de vapor e títulos elevados, aparece o *escoamento anular* ("anular flow"). Nesse caso um filme de líquido forma-se nas paredes do tubo e a fase de vapor escoar no interior desse filme. Quando a velocidade do escoamento do vapor é alta, a interface do filme de líquido torna-se instável, ocasionando a formação de ondas na interface. Os efeitos da força de empuxo, tendem a reduzir a espessura do filme de líquido na porção superior do tubo e a aumentá-la na porção inferior, conforme se observa na Fig. 2.2. O forte cisalhamento pode propiciar um arraste significativo de líquido para o núcleo de vapor.

Na Fig. 2.3 estão representados os regimes típicos de escoamentos bifásicos ascendentes em tubos circulares verticais. Nesse caso, os regimes também podem variar desde o escoamento em bolhas, para valores de títulos reduzidos, até o escoamento anular, para níveis de título

elevados. O regime em tampões é observado em escoamentos com títulos ligeiramente superiores aos níveis observados no regime em bolhas.

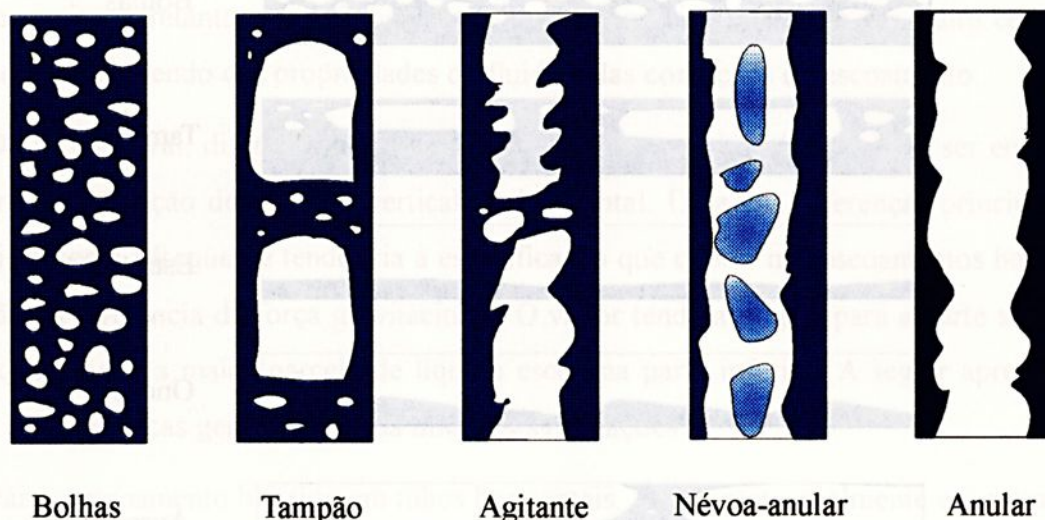


Figura 2.3 Representações esquemáticas de regimes observados em escoamento ascendente líquido-gás.

Para títulos intermediários e baixas vazões, o cisalhamento na interface líquido-vapor pode equilibrar-se com os efeitos combinados do gradiente de pressão e da força gravitacional sobre o filme de líquido. Como resultado, o fluxo de líquido tende a ser instável e oscilatório. O escoamento de vapor no centro do tubo é continuamente para cima e, embora a velocidade média do filme de líquido seja para cima, o líquido experimenta um movimento intermitente para cima e para baixo. O escoamento para estas condições é altamente agitante, originando numa interface altamente irregular (vide Fig. 2.3). Este escoamento oscilatório é conhecido como *escoamento agitante* ("churn flow").

Pode-se ainda observar que, em vazões de líquido e de vapor elevadas e, títulos intermediários, ocorre o *regime névoa-anular* ("wavy-annular flow"), mostrado na Fig. 2.3. Esse regime tem as características do escoamento anular, mas possui uma quantidade considerável de gotas de líquido aglomeradas em longos filamentos irregulares escoando no interior do núcleo de vapor.

No regime anular em escoamentos horizontais (Fig. 2.2) com vazões de vapor suficientemente elevadas, a força gravitacional é pequena em relação aos efeitos de inércia e ao transporte turbulento de quantidade de movimento, originando uma distribuição mais uniforme

de líquido ao longo do perímetro do tubo. Nesse caso, sob condições similares, o escoamento anular resultante difere pouco daquele observado em tubos verticais, mostrado na Fig. 2.3 (Carey, 1992).

Os regimes de escoamentos bifásicos descritos anteriormente e a transição entre eles podem ser representados em mapas de regimes de escoamento. Nesses mapas, os regimes são representados por áreas em um gráfico cujas coordenadas são os fluxos superficiais de cada fase, j_k , ou são parâmetros contendo esses fluxos.

Mapas de regime de escoamentos gás-líquido em tubos horizontais de seção circular foram propostos por Baker (1954), por Mandhane *et al.* (1974) e Taitel e Dukler (1976). A Fig. 2.4 mostra o mapa proposto por Taitel e Dukler (1976), que possui um embasamento teórico e considera a influência do diâmetro do tubo e das propriedades do fluido sobre cada transição entre os regimes.

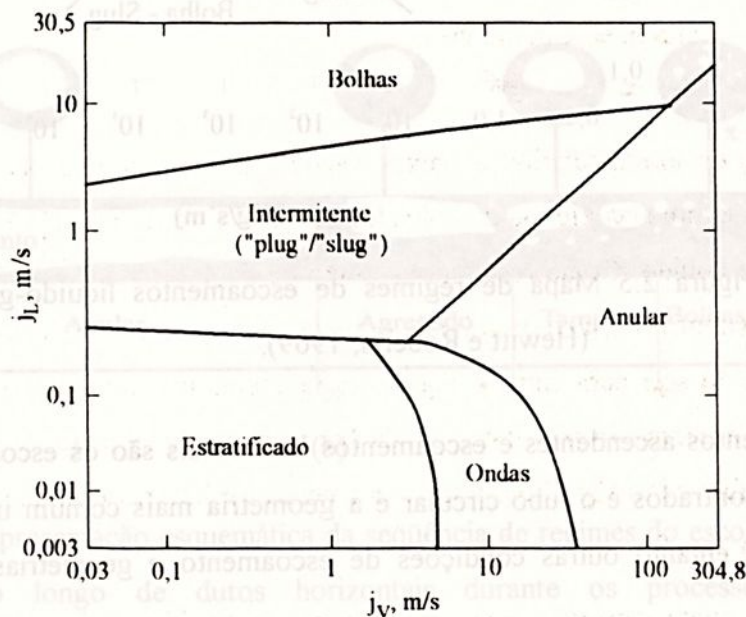


Figura 2.4 Mapa de regimes de escoamentos horizontais líquido-gás (Taitel e Dukler, 1976).

O mapa de regimes de escoamentos verticais, proposto por Hewitt e Roberts (1969), é mostrado na Fig. 2.5. Nesse caso, a coordenada vertical é o fluxo da quantidade de movimento superficial do vapor e a coordenada horizontal é o fluxo da quantidade de movimento superficial do líquido ao longo do tubo. As fronteiras entre os regimes de escoamento foram estabelecidas

por observações experimentais do escoamento bifásico numa série de experimentos em um tubo transparente. Consequentemente, o regime de escoamento para um dado conjunto de condições é estabelecido pela aparência do escoamento e as fronteiras são interpretadas como a transição entre os regimes.

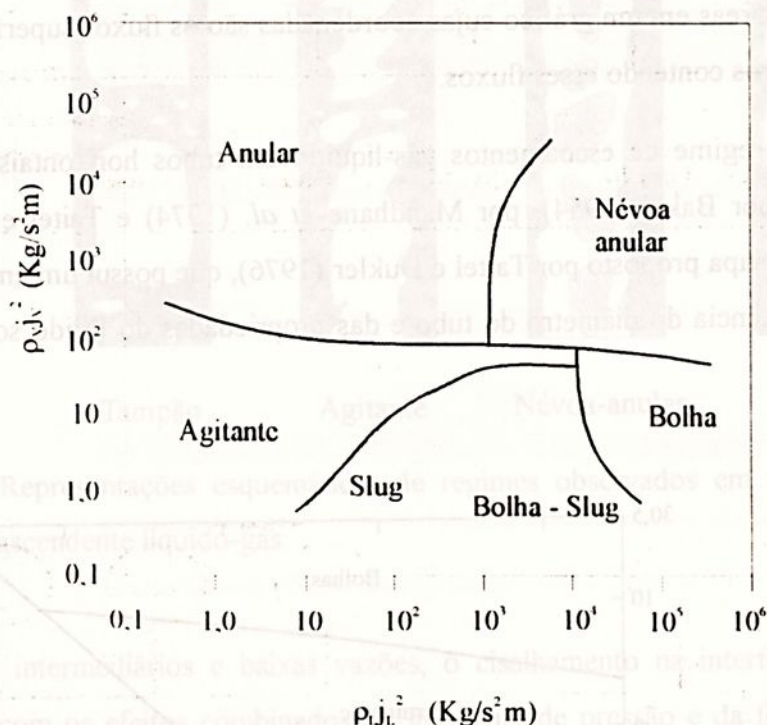


Figura 2.5 Mapa de regimes de escoamentos líquido-gás verticais (Hewitt e Roberts, 1969).

Escoamentos ascendentes e escoamentos horizontais são os escoamentos bifásicos mais comumente encontrados e o tubo circular é a geometria mais comum usada em aplicações de engenharia. No entanto outras condições de escoamento e geometrias estão também sendo estudadas.

Análises de escoamentos gás-líquido em dutos retangulares horizontais e verticais ascendentes mostram que os regimes de escoamento encontrados são similares àqueles em tubos circulares.

Quando uma mudança de fase ocorre em um escoamento bifásico ao longo de um duto, vários regimes de escoamentos são encontradas em diferentes posições ao longo de seu comprimento. A sequência de regimes depende basicamente da vazão, orientação do duto e do sentido do fluxo de calor.

Na Fig. 2.6 é mostrada, esquematicamente, a seqüência de regimes de escoamento ao longo de dutos horizontais durante os processos de: (a) vaporização; (b) condensação.

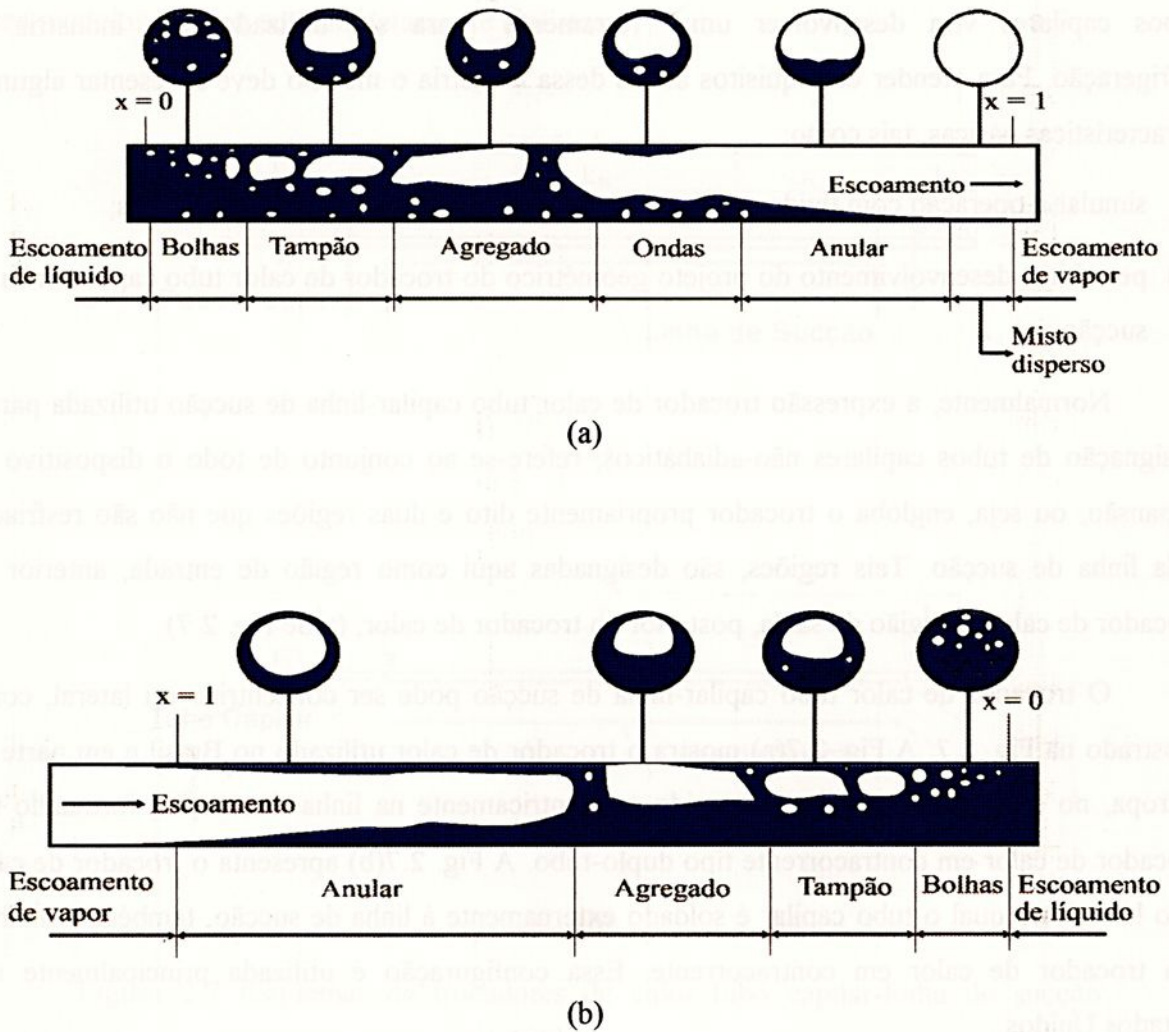


Figura 2.6 Representação esquemática da seqüência de regimes do escoamento ao longo de dutos horizontais durante os processos de: (a) vaporização; (b) condensação.

Na Fig. 2.6 (a) observa-se o aumento da fração de vazio e, conseqüentemente o aumento do fluxo superficial de vapor e a redução do fluxo superficial de líquido. Observa-se, também, que o escoamento muda progressivamente do regime em bolhas para o regime anular. Na Fig. 2.6 (b) mostra-se, esquematicamente, os regimes pelos quais passa o escoamento ao longo de um duto horizontal durante um processo de condensação.

2.3 MÉTODOS DE ANÁLISE

A elaboração de um modelo matemático para a simulação do escoamento ao longo de tubos capilares visa desenvolver uma “ferramenta” para ser utilizada pela indústria de refrigeração. Para atender os requisitos atuais dessa indústria o modelo deve apresentar algumas características básicas, tais como:

- (i) simular a operação com fluidos refrigerante alternativos aos atuais CFC's e HFC's;
- (ii) permitir o desenvolvimento do projeto geométrico do trocador de calor tubo capilar-linha de sucção.

Normalmente, a expressão trocador de calor tubo capilar-linha de sucção utilizada para a designação de tubos capilares não-adiabáticos, refere-se ao conjunto de todo o dispositivo de expansão, ou seja, engloba o trocador propriamente dito e duas regiões que não são resfriadas pela linha de sucção. Tais regiões, são designadas aqui como região de entrada, anterior ao trocador de calor, e região de saída, posterior ao trocador de calor, (vide Fig. 2.7).

O trocador de calor tubo capilar-linha de sucção pode ser concêntrico ou lateral, como mostrado na Fig. 2.7. A Fig. 2.7(a) mostra o trocador de calor utilizado no Brasil e em parte da Europa, no qual o tubo capilar é inserido concentricamente na linha de sucção, formando um trocador de calor em contracorrente tipo duplo-tubo. A Fig. 2.7(b) apresenta o trocador de calor tipo lateral, no qual o tubo capilar é soldado externamente à linha de sucção, também formando um trocador de calor em contracorrente. Essa configuração é utilizada principalmente nos Estados Unidos.

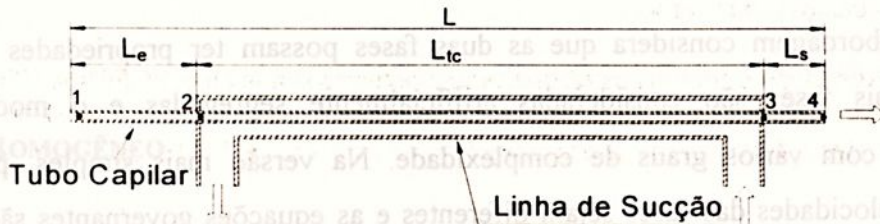
O trocador de calor tubo capilar-linha de sucção, além de melhorar o desempenho do sistema, evita a formação de gelo ao redor da linha de sucção. O trocador de calor é interessante, também, em situações onde o vapor aspirado pelo compressor deva ser superaquecido para garantir que líquido não entre no compressor.

O método de análise dos escoamentos bifásicos é uma extensão do método amplamente usado para escoamentos monofásicos. As equações que governam os princípios básicos de conservação da massa, da quantidade de movimento e da energia são obtidas e solucionadas usando-se hipóteses simplificativas.

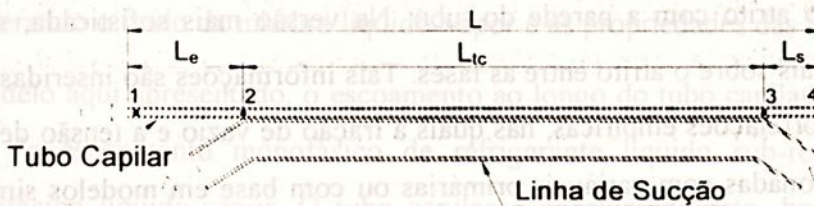
Apesar das dificuldades na formulação matemática, a modelagem dos escoamentos



bifásicos líquido-vapor apresentou um avanço significativo nas últimas décadas (Lahey e Drew, 1990). Os primeiros estudos do escoamento e da transferência de calor em domínios bifásicos foram tratados de forma empírica. Atualmente existe uma tentativa de desenvolvimento de modelos teóricos mecanicistas, mas ainda resta muito a ser feito antes que esses modelos tornem-se completamente realistas.



(a)



(b)

Figura 2.7 Esquemas de trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção:

(a) concêntrico e (b) lateral.

Os principais modelos de análise dos escoamentos bifásicos são:

(i) *Modelo Homogêneo.*

Os engenheiros químicos, nas décadas de 30 e 40, foram os pioneiros no estudo dos escoamentos bifásicos líquido-vapor. Nessa época, o único tratamento teórico existente era o modelo homogêneo, no qual o deslizamento entre as fases é desprezado e o escoamento

bifásico é assumido como escoamento monofásico, com propriedades obtidas por uma média ponderada das propriedades das fases individuais. As equações usadas são as mesmas do escoamento monofásico e as fases são consideradas em equilíbrio, com mesmas pressões, velocidades e temperaturas.

(ii) *Modelo de Escoamento Separado.*

Essa abordagem considera que as duas fases possam ter propriedades e velocidades diferentes. Tais fases são consideradas artificialmente segregadas e o modelo pode ser desenvolvido com vários graus de complexidade. Na versão mais simples, permite-se que somente as velocidades das fases sejam diferentes e as equações governantes são combinadas. Na versão mais sofisticada, dois conjuntos de equações básicas são escritas, um para cada fase.

Em ambos os casos, a área da seção do duto ocupada por cada fase ou, alternativamente, a velocidade de cada fase devem ser fornecidas. Adicionalmente devem ser fornecidas informações sobre o atrito com a parede do tubo. Na versão mais sofisticada, são requeridas informações adicionais sobre o atrito entre as fases. Tais informações são inseridas nas equações básicas através de correlações empíricas, nas quais a fração de vazio e a tensão de cisalhamento na parede são relacionadas com variáveis primárias ou com base em modelos simplificados do escoamento.

O modelo "drift flux" é essencialmente um modelo de escoamento separado, no qual a atenção é voltada para o movimento relativo entre as fases. Tal modelo foi desenvolvido nas décadas de 50 e 60, quando a tecnologia nuclear exigiu o desenvolvimento de modelos mais precisos para os escoamentos bifásicos.

(iii) *Modelo de Dois Fluidos.*

Durante a década de 70, com o significativo crescimento da indústria nuclear, análises mais precisas sobre as condições de segurança dos reatores nucleares tornaram-se uma prioridade. Em consequência, durante essa década, o modelo de dois fluidos, ou modelo de duas fases, começou a ser desenvolvido, inicialmente para uma abordagem unidimensional e posteriormente para uma abordagem tridimensional (Lahey e Drew, 1990). Esse modelo utiliza dois conjuntos de equações de conservação, os quais governam os balanços de massa, de quantidade de movimento e de energia para cada fase.



Usando técnicas apropriadas, obtém-se equações médias no espaço ou no tempo, nas quais aparecem os termos que representam o transporte de massa, de quantidade de movimento e de energia de cada fase através da interface.

O modelo de dois fluidos necessita, também, de informações sobre a seqüência de regimes de escoamento e sobre o atrito e a transferência de calor entre as fases e entre cada fase e a parede do tubo.

2.4 MODELO HOMOGÊNEO

Um modelo clássico para analisar o escoamento de fluidos refrigerantes ao longo de tubos capilares é aquele que considera o escoamento bifásico como homogêneo. Desse modo, na região bifásica, o escoamento é tratado como escoamento monofásico, cujas propriedades são obtidas considerando o título da mistura líquido-vapor e as propriedades das fases individuais.

No modelo aqui apresentado, o escoamento ao longo do tubo capilar é dividido em duas regiões: uma de escoamento monofásico de refrigerante líquido sub-resfriado e outra de escoamento bifásico líquido-vapor. O tubo capilar é considerado reto, horizontal e de seção transversal constante. O escoamento é considerado unidimensional, em regime permanente e em equilíbrio termodinâmico. Além disso, considera-se que o fluido refrigerante seja puro e que o escoamento seja incompressível na região de líquido.

Os tubos capilares não-adiabáticos, geralmente, têm sua extensão dividida em três partes, como mostrado na Fig. 2.7.

- (i) Região de entrada (L_e). Nesta região, o capilar não troca calor com a linha de sucção. A troca de calor, por convecção natural, ocorre com o ar ambiente (q_{ca}). Em alguns modelos, este trecho é considerado adiabático em função da menor taxa de transferência de calor em relação aquela da região do trocador de calor (Peixoto, 1994);
- (ii) Região do trocador de calor (L_{tc}). Constitui-se na porção intermediária do tubo capilar, onde ocorre transferência de calor com a linha de sucção (q_{cs});
- (iii) Região de saída (L_s). Como na região de entrada, não há troca de calor com a linha de sucção, ocorrendo transferência de calor somente com o ar ambiente.

2.4.1 Equações Governantes para a Fase Líquida

i) Conservação da Quantidade de Movimento para o Tubo Capilar

A equação de conservação da quantidade de movimento do escoamento de líquido, desprezando as variações de energia cinética como consequência da incompressibilidade do escoamento, é dada por,

$$\frac{dp}{dz} = - \frac{f_l G^2 v_l}{2 d_{int}} \quad (2.8)$$

na qual z é a distância ao longo do tubo, p é a pressão, G é o fluxo de massa, v_l é o volume específico do líquido, d_{int} é o diâmetro interno do tubo capilar e f_l é o fator de atrito de Darcy, calculado neste trabalho pela equação de Churchill (1977) (Eq. 3.10).

ii) Conservação da Energia para o Tubo Capilar – Região do Trocador de Calor

Considere o volume de controle para um trocador de calor tipo concêntrico, como o indicado na Fig. 2.8.

Realizando o balanço de energia nesse volume de controle, a equação de conservação de energia para o escoamento ao longo do tubo capilar, na região do trocador de calor, é dada por,

$$c_p \frac{dT}{dz} = - \frac{1}{\dot{m}} \frac{dq_{cs}}{dz} \quad (2.9)$$

na qual c_p é o calor específico a pressão constante, T é a temperatura do refrigerante ao longo do

tubo capilar, $\dot{m}$ é a vazão em massa e dq_{cs} é o termo infinitesimal de transferência de calor entre o tubo capilar e a linha de sucção, dado por,

$$\frac{dq_{cs}}{dz} = \bar{h}_c \pi d_{int} (T - T_p) \quad (2.10)$$

na qual T_p é a temperatura da parede do capilar e $\bar{h}_c$ é o coeficiente de transferência de calor por convecção no interior do tubo capilar.

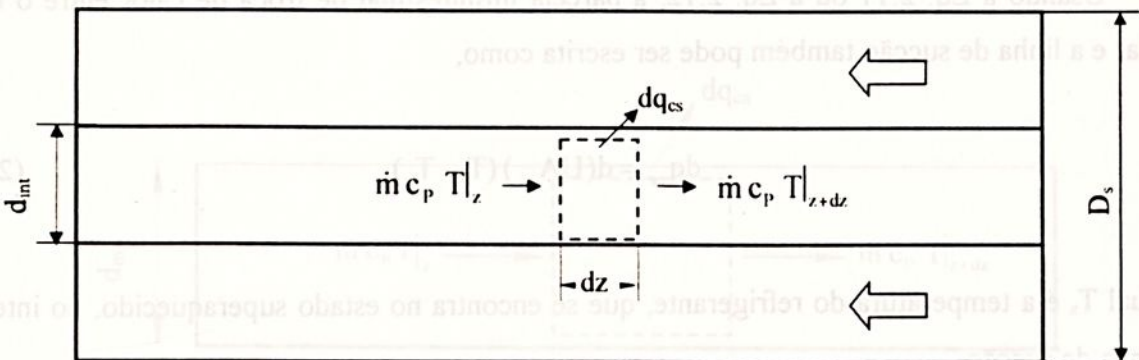


Figura 2.8 Volume de controle para o balanço de energia na região do trocador de calor.

É possível eliminar a temperatura na parede do tubo capilar, expressando a transferência de calor em termos de um coeficiente global.

Para um trocador concêntrico, desprezando-se a resistência térmica da parede do tubo, tal coeficiente é dado por,

$$\frac{d(UA_{cs})}{dz} = \frac{1}{\frac{1}{\bar{h}_c \pi d_{int}} + \frac{1}{\bar{h}_s \pi d_{ext}}} \quad (2.11)$$

Para um trocador lateral, o mesmo coeficiente assume a seguinte forma.

$$\frac{d(UA_{cs})}{dz} = \frac{1}{\frac{1}{\bar{h}_c \pi d_{int}} + \frac{1}{\bar{h}_s \pi D_s}} \quad (2.12)$$

nas quais, $\bar{h}_s$ é o coeficiente de transferência de calor por convecção entre o tubo capilar e a linha de sucção, d_{ext} é o diâmetro externo do tubo capilar e D_s é o diâmetro interno da linha de sucção. Observa-se na Eq. 2.12 que o coeficiente global de transferência de calor entre o capilar e a linha de sucção foi definido considerando-se como área de troca a área interna da linha de sucção. Essa hipótese é válida uma vez que a alta condutividade térmica do cobre faz com que toda a parede da linha de sucção possa ser considerada isotérmica (vide Mezavila, 1995).

Usando a Eq. 2.11 ou a Eq. 2.12, a parcela infinitesimal de troca de calor entre o tubo capilar e a linha de sucção também pode ser escrita como,

$$dq_{cs} = d(UA_{cs})(T - T_s) \quad (2.13)$$

na qual T_s é a temperatura do refrigerante, que se encontra no estado superaquecido, no interior da linha de sucção.

Substituindo a Eq. 2.13 na Eq. 2.9 e utilizando a hipótese de escoamento incompressível, tem-se que ,

$$\frac{dT}{dz} = -\frac{1}{\dot{m} c_p} (UA'_{cs})(T - T_s) \quad (2.14)$$

na qual $(UA'_{cs}) = \frac{d(UA_{cs})}{dz}$.

iii) Conservação da Energia para o Tubo Capilar – Regiões de Entrada e de Saída

Realizando o balanço de energia no volume de controle mostrado na Fig. 2.9, a equação de conservação de energia para a fase líquida, nas regiões de entrada e de saída do capilar, é dada por,

$$c_p \frac{dT}{dz} = - \frac{1}{dq_{ca}} \frac{m}{dz} \quad (2.15)$$

na qual o termo dq_{ca} representa o calor transferido por convecção natural entre o tubo capilar e o meio ambiente, sendo dado por,

$$dq_{ca} = d(UA_{ca})(T - T_a) \quad (2.16)$$

na qual T_a é a temperatura do meio ambiente.

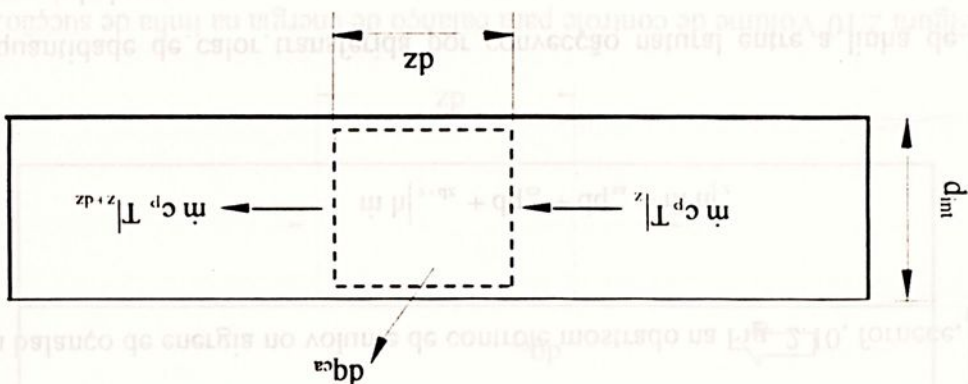


Figura 2.9 Volume de controle para o balanço de energia da fase líquida nas regiões de entrada e saída do tubo capilar.

O coeficiente global de transferência de calor, desprezando a resistência térmica da parede do tubo, neste caso, é definido como,

$$\frac{d(UA_{ca})}{dz} = \frac{\frac{h_c \pi d_{mi}}{1} + \frac{h_a \pi d_{ext}}{1}}{1} \quad (2.17)$$

na qual h_a é o coeficiente de transferência de calor por convecção entre o capilar (ou a linha de sucção) e o meio ambiente.

Substituindo a Eq. 2.17 na Eq. 2.15 e considerando o escoamento incompressível, tem-se que,

$$\frac{dT}{dz} = -\frac{1}{\dot{m} c_p} (UA'_{ca})(T - T_a) \quad (2.18)$$

na qual $(UA'_{ca}) = \frac{d(UA_{ca})}{dz}$.

iv) Conservação da Energia para a Linha de Sucção

Um balanço de energia no volume de controle mostrado na Fig. 2.10, fornece,

$$\dot{m} h|_{z+dz} + dq_{cs} + dq_{sa} = \dot{m} h|_z \quad (2.19)$$

A quantidade de calor transferida por convecção natural entre a linha de sucção e o ambiente, q_{sa} , é dada por,

$$dq_{sa} = U_{sa} (\pi D_s dz) (T_a - T_s) \quad (2.20)$$

na qual o coeficiente global de transferência de calor entre a linha de sucção e o ambiente, U_{sa} , é dado por,

$$U_{sa} = \frac{1}{\frac{1}{\bar{h}_s} + \frac{1}{\bar{h}_a}} \quad (2.21)$$

na qual $\bar{h}_a$ é o coeficiente de transferência de calor por convecção entre a linha de sucção(ou o tubo capilar) e o ambiente.

Substituindo as Eqs. 2.13 e 2.20 na Eq. 2.19 e sabendo-se que $dh=(c_p dT_s)$, tem-se,

$$\frac{dT_s}{dz} = -\frac{1}{\dot{m} c_p} \left[(UA'_{cs})(T - T_s) + U_{sa} \pi D_s (T_a - T_s) \right] \quad (2.22)$$

na qual c_p é o calor específico a pressão constante.

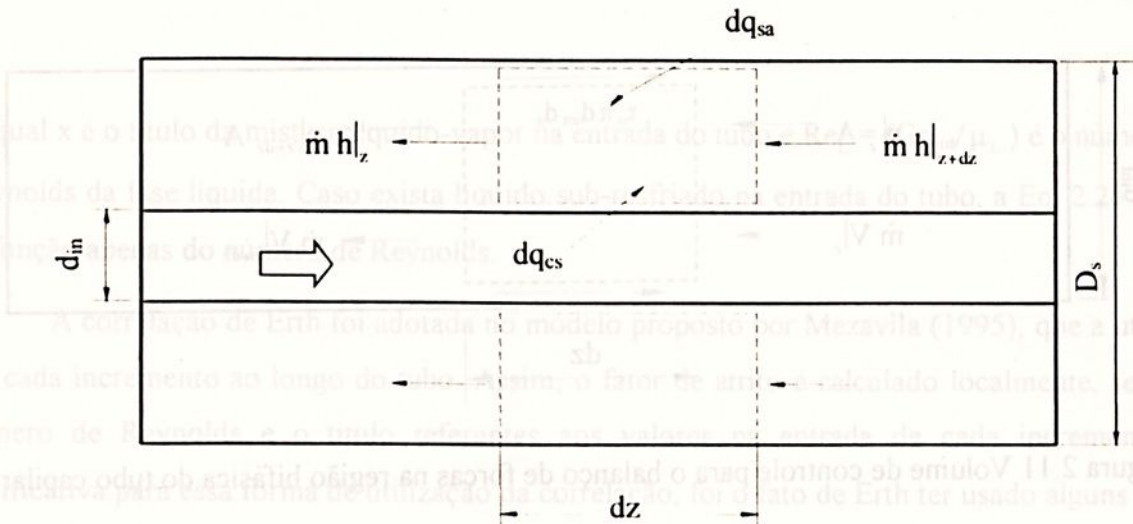


Figura 2.10 Volume de controle para balanço de energia na linha de sucção.

2.4.2 Equações Governantes para o escoamento Bifásico

i) Conservação da Quantidade de Movimento para o Tubo Capilar

Aplicando o princípio de conservação da quantidade de movimento ao volume de controle indicado na Fig. 2.11, obtém-se a equação para o cálculo da pressão na região bifásica, dada por,

$$\frac{dp}{dz} = -\frac{f_B}{2} \frac{G^2 v_m}{d_{int}} - G^2 \frac{dv_m}{dz} \quad (2.23)$$

na qual $v_m = [(1-x)v_L + xv_V]$ é o volume específico da mistura líquido-vapor, x é o título e f_B é o fator de atrito na região bifásica. Substituindo a equação que define o volume específico da mistura na Eq. 2.23, obtém-se,

$$\frac{dp}{dz} = - \frac{\frac{f_B}{2} \frac{G^2 v_m}{d_{int}} - G^2 \frac{dv_m}{dz} + G^2 (v_V - v_L) \frac{dx}{dz}}{1 + G^2 \left[x \frac{dv_V}{dp} + (1-x) \frac{dv_L}{dp} \right]} \quad (2.24)$$

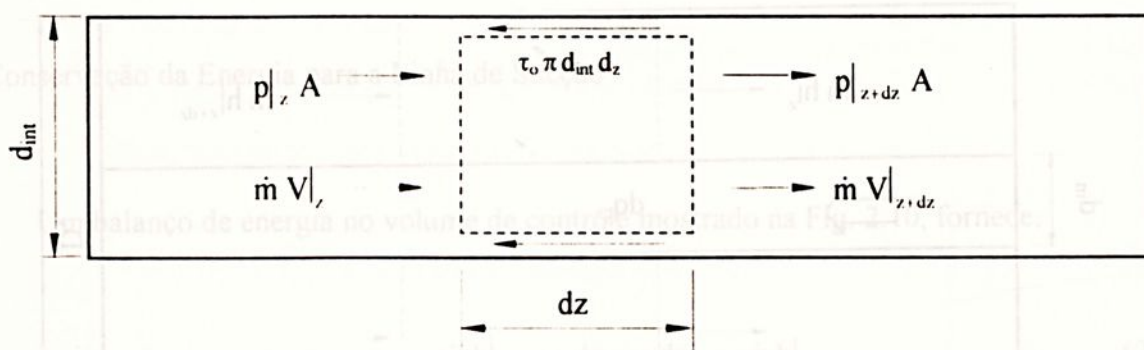


Figura 2.11 Volume de controle para o balanço de forças na região bifásica do tubo capilar.

Observa-se na Eq. 2.23 que o gradiente de pressão ao longo da região bifásica do tubo capilar deve-se a dois termos: o primeiro, que representa os efeitos viscosos, é devido ao atrito com a parede do tubo e o segundo, que representa os efeitos de inércia, é devido à aceleração da mistura bifásica.

O fator de atrito na região bifásica pode ser estimado pelas correlações usadas em escoamentos monofásicos (Carey, 1992). O cálculo do número de Reynolds pode ser realizado usando-se as equações para a viscosidade bifásica disponíveis na literatura. Um outro procedimento consiste no uso de equações obtidas a partir da correlação de dados experimentais.

Boabaid Neto (1994), usando diferentes correlações para o fator de atrito bifásico disponíveis na literatura, comparou os resultados de seu modelo com resultados experimentais e concluiu que a equação proposta por Erth (1970) era a mais adequada para os refrigerantes CFC-12 e HFC-134a.

Erth selecionou 57 conjuntos de dados experimentais obtidos por Bolstad e Jordan (1948)

e 74 conjuntos de dados experimentais obtidos por Ungar *et al.* (1960). Para cada um desses conjuntos, foram traçados os perfis de temperatura e pressão na forma indicada na Fig. 1.5, o que permitiu a determinação gráfica do ponto de início de vaporização. A partir desses dados e usando técnicas de regressão, Erth determinou uma expressão para o fator de atrito médio na região bifásica, dada por

$$f_B = \frac{3,1}{\sqrt{Re_L}} \exp \left[\frac{(1 - x^{0,25})}{2,4} \right] \quad (2.25)$$

na qual x é o título da mistura líquido-vapor na entrada do tubo e $Re_L = (Gd_{int}/\mu_L)$ é o número de Reynolds da fase líquida. Caso exista líquido sub-resfriado na entrada do tubo, a Eq. 2.25 torna-se função apenas do número de Reynolds.

A correlação de Erth foi adotada no modelo proposto por Mezavila (1995), que a utilizou em cada incremento ao longo do tubo. Assim, o fator de atrito é calculado localmente, sendo o número de Reynolds e o título referentes aos valores na entrada de cada incremento. A justificativa para essa forma de utilização da correlação, foi o fato de Erth ter usado alguns dados experimentais onde o título na entrada do tubo capilar eram diferentes de zero.

Entretanto, como observado por Mezavila (1995), esse procedimento, apesar de fornecer resultados razoáveis, não possui uma base científica suficientemente sólida. Dessa forma, estudos adicionais devem ser realizados visando o estabelecimento de equações para o cálculo do fator de atrito local na região bifásica do escoamento em tubos capilares.

ii) Conservação da Energia para o Tubo Capilar – Região do Trocador de Calor

Efetuando-se o balanço de energia no volume de controle mostrado na Fig. 2.12, obtém-se a equação da energia, dada por,

$$\frac{dh_m}{dz} + G^2 v_m \frac{dv_m}{dz} = - \frac{1}{\dot{m}} \frac{dq_{cs}}{dz} \quad (2.26)$$

na qual $h_m = [(1-x)h_L + xh_v]$ é a entalpia da mistura líquido-vapor. Substituindo as equações que definem a entalpia da mistura e o volume específico da mistura na Eq. 2.26, obtém-se,

$$\frac{dx}{dz} = \frac{-\frac{1}{\dot{m}} \frac{dq_{cs}}{dz} - \left\{ x \frac{dh_v}{dp} + (1-x) \frac{dh_L}{dp} + G^2 v_m \left[x \frac{dv_v}{dp} + (1-x) \frac{dv_L}{dp} \right] \right\} \frac{dp}{dz}}{h_{LV} + G^2 v_m v_{LV}} \quad (2.27)$$

na qual o subíndice LV indica a diferença entre o valor da propriedade no estado de vapor saturado e no estado de líquido saturado.

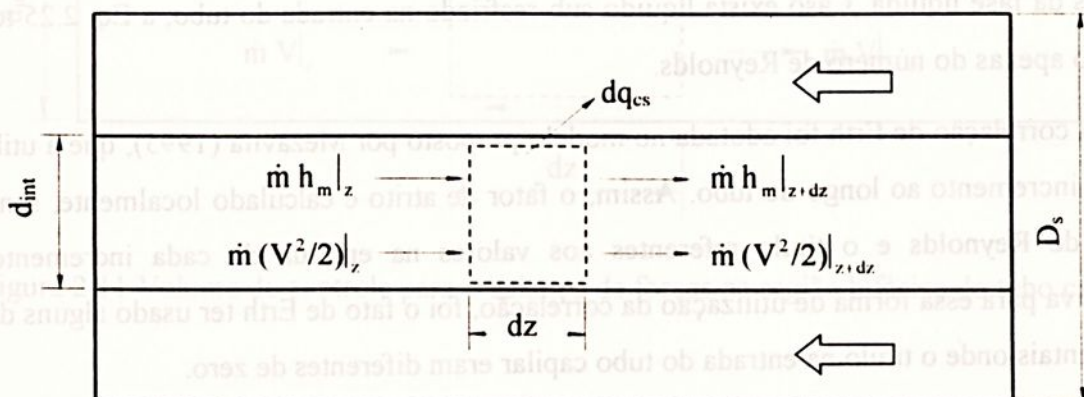


Figura 2.12 Volume de controle para o balanço de energia do escoamento bifásico no tubo capilar - região do trocador de calor.

ii) Conservação da Energia para o Tubo Capilar – Regiões de Entrada e Saída

O desenvolvimento da equação da conservação da energia para o tubo capilar, nas regiões de entrada e saída, segue os mesmos passos apresentados no desenvolvimento da Eq. 2.27. A única diferença refere-se à parcela de transferência de calor, que passa a ser calculada de acordo com a Eq. 2.16.

Dessa forma, nas regiões de entrada e saída do tubo capilar, a equação de conservação de energia assume a seguinte forma,

$$\frac{dx}{dz} = \frac{-\frac{1}{\dot{m}} \frac{dq_{ca}}{dz} - \left\{ x \frac{dh_v}{dp} + (1-x) \frac{dh_L}{dp} + G^2 v_m \left[x \frac{dv_v}{dp} + (1-x) \frac{dv_L}{dp} \right] \right\} \frac{dp}{dz}}{h_{LV} + G^2 v_m v_{LV}} \quad (2.28)$$

Para a linha de sucção, a equação da conservação da energia é idêntica àquela obtida anteriormente para a região líquida (Eq. 2.22). Com isso, a formulação do modelo homogêneo para a simulação do escoamento ao longo de trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção, constitui-se das seguintes equações governantes:

- **Região Líquida:** Eq. 2.8, usada para o cálculo da pressão e Eqs. 2.14, 2.18 e 2.22 usadas, respectivamente, para o cálculo das temperaturas do refrigerante na região do trocador de calor, nas regiões de entrada e saída do tubo capilar e na linha de sucção;
- **Região Bifásica:** Eq. 2.24, usada para o cálculo da pressão e Eqs. 2.27 e 2.28 usadas para o cálculo do título, respectivamente, na região do trocador de calor e nas regiões de entrada e saída do tubo capilar. Na linha de sucção, a temperatura do refrigerante é calculada pela Eq. 2.22.

Para a solução desse sistema de equações, é necessário especificar as correlações para o cálculo dos fatores de atrito: na região líquida (f_L) e na região bifásica (f_B); e para o cálculo dos coeficientes de transferência de calor por convecção: $\bar{h}_c$, $\bar{h}_s$ e $\bar{h}_a$. Tais correlações estão apresentadas e discutidas no Item 3.4.

2.5 MODELO DE DOIS FLUIDOS

O modelo de dois fluidos (Ishii, 1975) é utilizado neste trabalho, o que permite sejam considerados o não-equilíbrio hidrodinâmico e térmico entre as fases. Esse modelo é formulado em termos de dois conjuntos de equações de conservação que governam os balanços de massa, de quantidade de movimento e de energia para cada fase.

Para obter a forma unidimensional do modelo de dois fluidos, integra-se o modelo

tridimensional, apresentado por Ishii (1975), ao longo da seção transversal do tubo, introduzindo-se valores médios adequados para as variáveis (Ishii e Mishima, 1984). Com a realização de médias, a informação sobre a mudança das variáveis na direção normal ao escoamento no interior do tubo é perdida e a transferência de quantidade de movimento e energia entre a parede e o fluido são expressas por correlações empíricas ou por modelos simplificados.

Por simplicidade, as notações de médias no tempo e na área não são aqui usadas, mas deve-se lembrar sempre que as equações apresentadas são equações médias no tempo e no espaço.

As equações de conservação, respectivamente, para as fases líquida e de vapor, segundo o modelo de dois fluidos, são dadas por,

i) Equações da Conservação da Massa

$$\frac{d[(1-\alpha)\rho_L V_L]}{dz} = \Gamma_L \quad (2.29)$$

$$\frac{d(\alpha\rho_V V_V)}{dz} = \Gamma_V \quad (2.30)$$

onde os subíndices L e V indicam, respectivamente, as fases de líquido e de vapor, α é a fração de vazio (razão entre a área da seção transversal do tubo ocupada pelo vapor e a área total da seção transversal), z é a distância ao longo do tubo e, da condição interfacial de transferência de massa (Ishii, 1975), $\Gamma_V = \Gamma_L = \Gamma$ é a taxa de transferência de massa interfacial por unidade de volume.

As vazões em massa de líquido, $\dot{m}_L$, e de vapor, $\dot{m}_V$, são dadas, respectivamente, por,

$$\dot{m}_L = (1-\alpha)\rho_L V_L A = (1-x^*)\dot{m} \quad (2.31)$$

$$\dot{m}_V = \alpha\rho_V V_V A = x^*\dot{m} \quad (2.32)$$

nas quais $\dot{m} = (\dot{m}_L + \dot{m}_V)$ é a vazão em massa total ao longo do tubo e x^* é a fração em massa definida pela Eq. 2.2.

Substituindo a Eq. 2.31 na Eq. 2.29 ou, alternativamente, a Eq. 2.32 na Eq. 2.30, pode-se determinar a taxa de transferência de massa interfacial, Γ ,

$$\Gamma = G \frac{dx^*}{dz} \quad (2.33)$$

ii) Equações da Conservação da Quantidade de Movimento

$$\frac{d[(1-\alpha)\rho_L V_L^2]}{dz} = -(1-\alpha) \frac{dp}{dz} - F_{wl} + F_{Li} + \Gamma_L V_i \quad (2.34)$$

$$\frac{d[\alpha\rho_V V_V^2]}{dz} = -\alpha \frac{dp}{dz} - F_{wv} + F_{Vi} + \Gamma_V V_i \quad (2.35)$$

nas quais F_{wl} e F_{wv} são, respectivamente, as forças por unidade de volume devido ao atrito entre a parede do tubo e as fases de líquido e vapor, V_i é a velocidade interfacial e F_{Li} e F_{Vi} são, respectivamente, as forças interfaciais por unidade de volume atuando sobre a fase líquida e sobre a fase de vapor. Considerando a condição interfacial de transferência de quantidade de movimento e o termo de transferência interfacial de quantidade de movimento (Ishii, 1975), com as devidas simplificações, tem-se que,

$$(\Gamma_V V_i + F_{Vi}) + (\Gamma_L V_i + F_{Li}) = 0 \quad (2.36)$$

Substituindo a condição interfacial de transferência de massa ($\Gamma_V = \Gamma_L = \Gamma$) na Eq. 2.36, obtém-se,

$$F_{Li} = -F_{Vi} = F_{LV} \quad (2.37)$$

ou seja, F_{LV} é a força interfacial por unidade de volume atuando sobre a fase líquida no sentido do escoamento e no sentido oposto sobre a fase de vapor. Tanto F_{wL} e F_{wV} , como F_{LV} devem ser especificadas por relações constitutivas.

Uma vez que as fases possuem velocidades diferentes, a mudança de fase contribuirá com a variação de quantidade de movimento. Expandindo as derivadas do lado esquerdo das Eqs. 2.34 e 2.35 e usando as Eq. 2.29 e 2.30, tem-se, respectivamente, para as fases líquida e de vapor,

$$(1 - \alpha)\rho_L V_L \frac{dV_L}{dz} = -(1 - \alpha) \frac{dp}{dz} - F_{wL} + F_{Li} + \Gamma_L (V_i - V_L) \quad (2.38)$$

$$\alpha\rho_V V_V \frac{dV_V}{dz} = -\alpha \frac{dp}{dz} - F_{wV} + F_{Vi} + \Gamma_V (V_i - V_V) \quad (2.39)$$

onde os termos $\Gamma_L (V_i - V_L)$ e $\Gamma_V (V_i - V_V)$ representam as forças por unidade de volume, responsáveis pela variação de quantidade de movimento devido à mudança de fase. Uma expressão geral para a velocidade interfacial, usando um fator de ponderação, η , foi proposta por Wallis (1969),

$$V_i = \eta V_L + (1 - \eta) V_V \quad (2.40)$$

na qual o coeficiente $\eta = 0,5$ é sugerido por Wallis (1969).

iii) Equações da Conservação da Energia

Considerando as hipóteses simplificativas apresentadas, as equações da conservação da energia para as fases líquida e de vapor assumem, respectivamente, as seguintes formas,

$$\frac{d}{dz} \left[(1-\alpha) \rho_L V_L \left(h_L + \frac{V_L^2}{2} \right) \right] = - \frac{d}{dz} [(1-\alpha)q] - q_i - \Gamma \left(h_{Li} + \frac{V_v V_L}{2} \right) \quad (2.41)$$

$$\frac{d}{dz} \left[\alpha \rho_v V_v \left(h_v + \frac{V_v^2}{2} \right) \right] = - \frac{d}{dz} (\alpha q) + q_i + \Gamma \left(h_{vi} + \frac{V_v V_L}{2} \right) \quad (2.42)$$

nas quais h_L e h_v são, respectivamente, as entalpias das fases líquida e de vapor, h_{Li} e h_{vi} são, respectivamente, as entalpias das fases líquida e de vapor na interface, q é o fluxo de calor total transferido e q_i é o calor transferido na interface entre as fases por unidade de volume.

Observa-se, então, que o modelo de dois fluidos utiliza seis equações de conservação: duas de conservação da massa, duas de quantidade de movimento e duas de conservação de energia. Para a solução desse sistema de equações, é necessário especificar, através de relações constitutivas, os termos que representam os mecanismos de transferência interfacial de massa, de quantidade de movimento e de energia, para cada fase, assim como é feito para o tensor de tensões e para o fluxo de calor. Além disso, para complementar o modelo, são necessárias equações de estado e equações que especificam as transferências fluido-fronteiras, tal como o atrito entre o fluido e a parede do tubo.

O uso de equações de conservação separadas para cada fase, possibilita a descrição dos fenômenos de não-equilíbrio hidrodinâmico e não-equilíbrio térmico entre as fases. Entretanto, o modelo necessita de informações adicionais sobre os regimes de escoamento, a densidade inicial de nucleação, o diâmetro médio de bolhas, o atrito interfacial e a transferência de calor interfacial.

3 FORMULAÇÃO DO PROBLEMA

Neste capítulo, apresenta-se a formulação que descreve o escoamento ao longo de trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção, em conjunto com as hipóteses simplificativas consideradas. Apresentam-se, também, as condições iniciais do problema, as correlações constitutivas e os parâmetros para a complementação da formulação do problema. Além disso é apresentado o critério numérico adotado para a determinação da condição de bloqueio do escoamento.

Para a região de escoamento bifásico, dois modelos são apresentados: um que considera tanto o não-equilíbrio hidrodinâmico, quanto o não-equilíbrio térmico, e outro que considera apenas o não-equilíbrio hidrodinâmico. Esse último é o modelo adotado no presente trabalho, conforme será discutido no Item 4.2.

A metodologia de solução das equações diferenciais é, também, apresentada neste capítulo.

3.1 INTRODUÇÃO

Neste trabalho, considera-se que o tubo capilar, da mesma forma que no modelo homogêneo, seja dividido em três regiões: uma entre os pontos 2 e 3 da Fig. 2.7, que constitui o trocador de calor com a linha de sucção do compressor e outras duas, nas quais existe troca calor apenas com o ambiente: região de entrada, entre os pontos 1 e 2, e região de saída, entre os pontos 3 e 4. Além disso, o escoamento ao longo do tubo capilar é também dividido em duas regiões: aquela em que o refrigerante encontra-se no estado líquido sub-resfriado (região de líquido) e aquela de escoamento bifásico líquido-vapor (região bifásica). Convém observar que a região do trocador de calor também pode trocar calor com o meio ambiente.

As hipóteses simplificativas consideradas neste modelo são:

- i) tubo capilar reto, horizontal e com diâmetro constante;
- ii) escoamento incompressível na região líquida;

- iii) escoamento unidimensional e em regime permanente;
- iv) refrigerante isento de óleo;
- v) vapor, quando presente, está saturado em relação à pressão local;
- vi) o fenômeno de metaestabilidade do escoamento é desconsiderado;
- vii) ambas as fases estão na mesma pressão em qualquer seção transversal ao longo do tubo, ou seja, os efeitos de tensão superficial são desconsiderados.

3.2 EQUAÇÕES GOVERNANTES

3.2.1 Região de Escoamento de Líquido Sub-resfriado

Uma vez que o escoamento nesta região é considerado incompressível, as equações da conservação da quantidade de movimento e da conservação de energia são aquelas já apresentadas no Item 2.4.1, ou seja, a Eq. 2.8, que deve ser solucionada para o cálculo da pressão e as Eqs. 2.14, 2.18 e 2.22 que devem ser solucionadas para o cálculo da temperatura do refrigerante, respectivamente, na região do trocador de calor, nas regiões de entrada e de saída do tubo capilar e, ao longo da linha de sucção.

3.2.2 Região de Escoamento Bifásico

O modelo de dois fluidos pode ser usado na simulação do escoamento ao longo da região bifásica de trocadores de calor tubo capilar–linha de sucção, através da solução do sistema de seis equações diferenciais, apresentadas no Item 2.5. Entretanto, o número de variáveis a serem calculadas pode ser reduzido através da combinação das equações de conservação.

No presente trabalho, o modelo de dois fluidos é usado para a solução do escoamento na região bifásica e, dois casos são analisados e comparados. No primeiro, denominado de Modelo 1, consideram-se o não-equilíbrio hidrodinâmico ($V_L \neq V_V$) e o não-equilíbrio térmico ($T_L \neq T_V$) entre as fases. No segundo, denominado de Modelo 2, considera-se apenas o



não-equilíbrio hidrodinâmico entre as fases.

As equações governantes em cada um desses casos são apresentados a seguir.

• Modelo 1:

Neste caso, propõe-se a solução de cinco equações de conservação na região bifásica, utilizando as equações da conservação da massa e da energia para a mistura líquido-vapor. Tais equações são obtidas a partir da soma das respectivas equações para cada fase.

Dessa forma as equações governantes para a região bifásica são dadas por,

i) Conservação da massa da mistura

$$\frac{d}{dz} [(1 - \alpha)\rho_L V_L + \alpha\rho_V V_V] = 0 \quad (3.1)$$

ii) Conservação da quantidade de movimento para as fases líquida e de vapor

$$(1 - \alpha)\rho_L V_L \frac{dV_L}{dz} = -(1 - \alpha) \frac{dp}{dz} - F_{wL} + F_{L1} - (1 - \eta)(V_V - V_L)\Gamma \quad (3.2)$$

$$\alpha\rho_V V_V \frac{dV_V}{dz} = -\alpha \frac{dp}{dz} - F_{wV} + F_{V1} - \eta(V_V - V_L)\Gamma \quad (3.3)$$

nas quais a velocidade interfacial V_i nas Eqs. 2.38 e 2.39 foi substituída pela Eq. 2.40.

iii) Conservação da energia da mistura

$$\frac{d}{dz} \left[(1 - \alpha)\rho_L V_L \left(h_L + \frac{V_L^2}{2} \right) + \alpha\rho_V V_V \left(h_V + \frac{V_V^2}{2} \right) \right] = - \frac{dq}{dz} \quad (3.4)$$



na qual dq é o fluxo de calor infinitesimal calculado pela Eq. 2.13 ou pela Eq. 2.16, conforme a posição ao longo do tubo capilar.

iv) Conservação de energia da fase de vapor

$$\frac{d}{dz} \left[\alpha \rho_v V_v \left(h_v + \frac{V_v^2}{2} \right) \right] = - \frac{d}{dz} (\alpha q) + q_i + \frac{d[\alpha \rho_v V_v]}{dz} \left(h_{vi} + \frac{V_v V_L}{2} \right) \quad (3.5)$$

na qual Γ foi substituído na Eq. 2.42 pela Eq. 2.30, $h_{vi} = (1-x) h_L + x h_v$ é a entalpia da fase de vapor na interface, $x = \alpha \rho_v / \rho$ é o título da mistura e h_L e h_v são, respectivamente, as entalpias das fases líquida e de vapor, calculadas na temperatura de saturação em relação à pressão local.

Dessa forma, usando o Modelo 1, o escoamento ao longo da região bifásica de tubos capilares não-adiabáticos é governado pelas cinco equações de conservação, ou seja, Eqs. 3.1 a 3.5, que devem ser solucionadas para o cálculo das variáveis α , V_L , V_v , p , e h_L .

Além disso, para a solução desse sistema de equações é necessário especificar as equações constitutivas: (i) para as forças F_{wl} , F_{wv} e F_{LV} ; (ii) para os coeficientes de transferência de calor $\bar{h}_c$, $\bar{h}_s$ e $\bar{h}_i$ e (iii) para a transferência de calor interfacial. Deve-se dispor, ainda, de correlações para cálculo das propriedades termodinâmicas ρ_v , ρ_L , e h_v . Tais correlações foram obtidas através de regressão linear, usando os dados fornecidos por Gallagher *et al.* (1993).

• Modelo 2:

Neste caso, uma vez que apenas o não-equilíbrio hidrodinâmico é considerado, o escoamento bifásico ao longo de tubos capilares não-adiabáticos é governado pelas quatro equações de conservação: Eqs. 3.1 a 3.4, que devem ser solucionadas para o cálculo das variáveis: α , V_L , V_v , e p .

Como o equilíbrio térmico entre as fases é considerado neste modelo, as entalpias das fases líquida e de vapor, h_L e h_v , na eq. 3.4 são calculadas por correlações termodinâmicas.

Observa-se que nos dois casos mencionados, Modelo 1 e Modelo 2, uma equação adicional (Eq. 2.22) deve ser solucionada na região do trocador de calor, para o cálculo da

temperatura do refrigerante na linha de sucção (T_s).

Os resultados obtidos pelos dois modelos anteriores são apresentados e analisados no Item 4.2.

3.3 CONDIÇÕES INICIAIS E PARÂMETROS DO PROBLEMA

Na Fig. 3.1, os pontos 1 a 4 representam as posições ao longo do tubo capilar (vide Fig. 2.7) e em conjunto com os pontos 0 e b representam esquematicamente uma situação típica do escoamento ao longo de um trocador de calor tubo capilar-linha de sucção. As regiões compreendidas entre os pontos 1 e 2 e entre os pontos 3 e 4, correspondem, respectivamente, às regiões de entrada e de saída do tubo capilar, mencionadas no Item 2.3. A redução de entalpia do refrigerante que ocorre nessas regiões é bastante pequena quando comparada com a que ocorre entre os pontos 2 e 3, que é a região do trocador de calor.

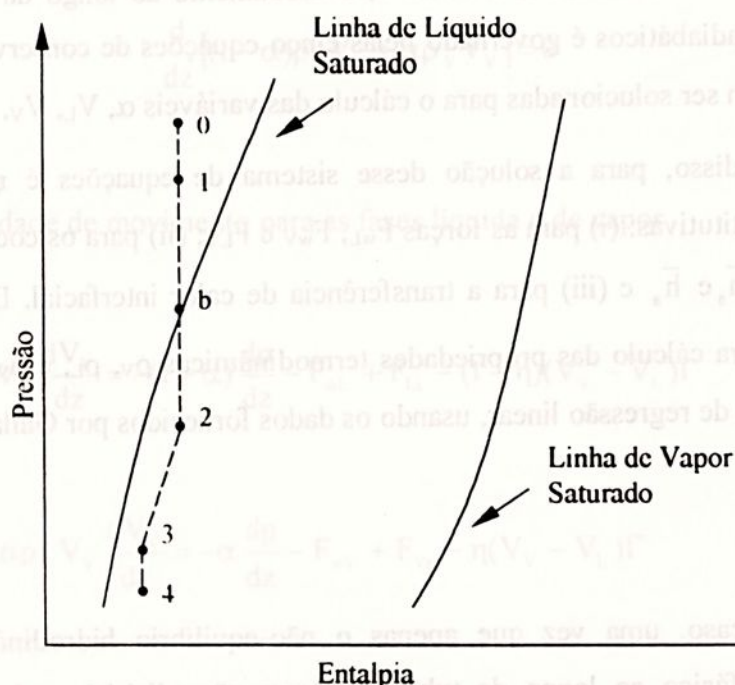


Figura 3.1 Diagrama esquemático pressão-entalpia para a representação dos estados termodinâmicos do fluido refrigerante ao longo do trocador de calor tubo capilar-linha de sucção.

O fato do estado termodinâmico do refrigerante ao longo de um tubo capilar não-adiabático aproximar-se da linha de líquido saturado é um dos motivos que justifica o uso do

trocador de calor, em função do aumento da capacidade de refrigeração.

Observa-se que várias outras situações poderão ocorrer no trajeto entre os pontos 1 a 4, dependendo das condições de operação e das características geométricas do trocador de calor tubo capilar-linha de sucção. Existe a possibilidade, por exemplo, de recondensação total do refrigerante ao longo do trocador de calor, fazendo com que o ponto 3 fique localizado na região de líquido sub-resfriado.

Na entrada do tubo capilar $z = 0$ (ponto 1, mostrado na Fig. 3.1), é comum que o fluido refrigerante esteja no estado de líquido sub-resfriado. A pressão nesse ponto é calculada a partir da pressão medida na conexão de entrada do tubo capilar, p_e , aplicando-se os princípios de conservação da massa e de conservação da energia entre os pontos 0 e 1 e entre o ponto 0 e o ponto da tomada de pressão (p_e), mostrados na Fig. 3.2.

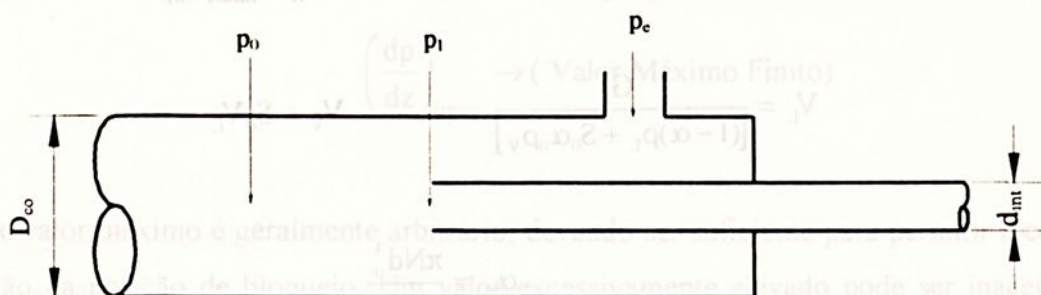


Figura 3.2 Esquema da conexão de entrada do tubo capilar.

Entre o ponto 0 e a tomada de pressão supõe-se que não ocorram perdas de carga localizadas e considera-se nula a velocidade na tomada de pressão. A temperatura do fluido refrigerante na entrada do tubo, T_1 , é determinada em função da temperatura de saturação, relativa à pressão p_e e do grau de sub-resfriamento, ΔT_{sub} .

Dessa forma, as condições iniciais na entrada do tubo capilar são dadas por,

$$z = 0 \rightarrow p_1 = p_e - \frac{G^2(1+K)}{2\rho_L} ; \quad T_1 = T_{\text{sat}}(p_e) - \Delta T_{\text{sub}} \quad (3.6)$$

na qual K é o coeficiente de perda de carga na entrada do tubo capilar. Neste trabalho, o

coeficiente K é adotado igual a 0,5 (Collier, 1972). Melo *et al.* (1998) mostraram que esse coeficiente tem uma pequena influência sobre o escoamento.

Para a solucionar as equações de conservação na região bifásica é necessário que sejam conhecidas as condições de contorno para as variáveis α , V_V , V_L , p e h_L , no caso do Modelo 1 e para as variáveis α , V_V , V_L e p , no caso do Modelo 2. Como o fenômeno de metaestabilidade não está sendo considerado, assume-se que a nucleação inicie no ponto b da Fig. 3.1. Esse ponto é identificado pela comparação entre a temperatura do fluido refrigerante na região líquida e a temperatura de saturação $T_{sat}(p)$, correspondente à pressão. A relação entre pressão e temperatura é apresentada no Apêndice A. Considerando que as bolhas tenham formato esférico, a condição inicial na entrada da região bifásica, é dada por,

$$\begin{aligned} z = z_b \quad \rightarrow \quad p &= p_{sat}(T_b) \quad , \quad h_L = h_{L,sat}(T_b) \\ V_L &= \frac{G}{[(1-\alpha)\rho_L + S_0\alpha_0\rho_V]} \quad , \quad V_V = S_0 V_L \\ \alpha_0 &= \frac{\pi N d_0^3}{6} \end{aligned} \quad (3.7)$$

na qual $S_0 = 1$ é o deslizamento inicial entre as fases, d_0 é o diâmetro inicial de bolhas e N é a densidade de núcleos de vapor no fluido, definida por Ishii e Mishima (1984), como,

$$N = \frac{\alpha_0}{B_d} \quad (3.8)$$

sendo que B_d é o volume da partícula em dispersão. Uma vez que as bolhas formadas são consideradas esféricas: $B_d = \pi d_b^3 / 6$.

O parâmetro N , densidade de núcleos de vapor, é difícil de ser medido e foi considerado constante nos modelos de Richter (1983), Dobran (1987) e Schwellnus (1988). Devido à falta de informações a respeito do valor da densidade inicial de núcleos e do diâmetro inicial de bolhas para os escoamentos de fluidos refrigerantes, os seguintes valores serão assumidos no presente

trabalho (Richter, 1983): $d_0 = 2,5 \times 10^{-5} \text{ m}$ e $N = 10^{11} \text{ núcleos/m}^3$. Conforme apresentado por Seixlack (1996), tais parâmetros têm uma pequena influência sobre os resultados.

Na saída do tubo capilar, ponto 4 da Fig. 3.1, nenhuma das variáveis α , V_v , V_L , p e h_L são conhecidas. A pressão do fluido refrigerante nesse ponto corresponderá à de evaporação caso o escoamento não esteja bloqueado (escoamento crítico). Entretanto, atingida a condição crítica na saída do tubo, o que é comum em tubos capilares usados em sistemas de refrigeração, a pressão nesse local poderá ser superior à pressão de evaporação.

O critério numérico usado para a determinação da posição de bloqueio do escoamento foi apresentado por Fauske (1962) e baseia-se em observações teóricas e experimentais de que, sob condições de escoamento crítico, o gradiente de pressão assume um valor máximo finito para um dado fluxo de massa e para um dado título, ou seja,

$$\left(\frac{dp}{dz} \right)_{\text{crítico}} \rightarrow (\text{Valor Máximo Finito}) \quad (3.9)$$

Esse valor máximo é geralmente arbitrário, devendo ser suficiente para permitir a correta determinação da posição de bloqueio. Um valor excessivamente elevado pode ser inaceitável, uma vez que pode conduzir a uma pressão crítica bastante reduzida e fisicamente irreal. O procedimento a ser adotado neste trabalho estabelece como posição de bloqueio, aquela anterior ao ponto onde se observa a inversão do gradiente de pressão, significando que, entre essas duas posições, (dp/dz) tornou-se máximo.

3.4 Relações Constitutivas

Para a solução do sistema de equações apresentado nos Itens 3.2.1 e 3.2.2, devem ser fornecidas as relações constitutivas que, geralmente, são de base empírica ou são estabelecidas segundo modelos simplificados.

3.4.1 Região Líquida

Na região líquida é necessário especificar as correlações para o fator de atrito (f_l) e para o

cálculo dos coeficientes de transferência de calor: $\bar{h}_c$, $\bar{h}_s$ e $\bar{h}_a$.

i) Fator de Atrito na Região Líquida

Utiliza-se a correlação de Churchill (1977), que abrange todos os regimes de escoamento: laminar, de transição e turbulento, dada por,

$$f = 8 \left[\left(\frac{8}{Re} \right)^{12} + \frac{1}{(A + B)^{3/2}} \right]^{1/2} \quad (3.10)$$

na qual os parâmetros A e B são dados por,

$$A = \left\{ 2457 \ln \left[\frac{1}{\left(\frac{7}{Re} \right)^{0.9} + 0,27 \frac{\epsilon}{D}} \right] \right\}^{16}; \quad B = \left(\frac{37530}{Re} \right)^{16} \quad (3.11)$$

na qual $\frac{\epsilon}{D}$ é a rugosidade relativa.

A correlação de Churchill (1977), comparada às correlações de Blasius e de Colebrook (1938), foi considerada por Melo *et al.* (1995) a mais apropriada para a estimativa do fator de atrito na região de escoamento líquido ao longo de tubos capilares.

ii) Coeficientes de Transferência de Calor na Região Líquida e na Linha de Sucção

Os escoamentos monofásicos envolvendo transferência de calor, têm sido amplamente estudados e uma série de correlações para a estimativa do número de Nusselt encontra-se disponível na literatura.

Uma correlação amplamente usada é a correlação de Sleicher e Rouse (1975), dada por,

$$Nu = 5 + 0,015 Re^a Pr^b \quad (3.12)$$

na qual Re é o número de Reynolds, Pr é o número de Prandtl e os coeficientes a e b são dados por,

$$a = 0,88 - \frac{0,24}{4 + Pr} ; \quad b = 0,333 + 0,5 \exp(-0,6.Pr) \quad (3.13)$$

Uma outra correlação bastante utilizada é a correlação de Gnielinski (1976), dada por.

$$Nu = \frac{\left(\frac{f_L}{8}\right)(Re - 1000) Pr}{1 + 12,7 \left(\frac{f_L}{8}\right)^{0,5} (Pr^{2/3} - 1)} \quad (3.14)$$

na qual f_L é o fator de atrito de Darcy. A Eq. 3.14 é válida para números de Reynolds entre $2,3 \times 10^3$ e 5×10^4 e para números de Prandtl maiores que 0,5.

Na Eq. 3.14, o fator de atrito, f_L , ao longo do tubo capilar é calculado pela equação de Churchill (1977) e ao longo da linha de sucção, cujo diâmetro é consideravelmente maior, através da correlação de Blasius para escoamento turbulento em tubos lisos, válida para $4 \times 10^3 \leq Re \leq 10^5$, dada por,

$$f_L = 0,3164 Re^{-0,25} \quad (3.15)$$

Caso o trocador de calor seja do tipo concêntrico, o número de Reynolds do escoamento na linha de sucção é avaliado com base em um diâmetro laminar equivalente para dutos anulares. D_i , definido por,

$$\frac{D_i}{D_h} = \frac{1 + \chi^2 + (1 - \chi^2) / \ln \chi}{(1 - \chi^2)} \quad (3.16)$$

na qual,

$$\chi = \frac{d_{\text{ext}}}{D_s} \quad ; \quad D_h = D_s - d_{\text{ext}} \quad (3.17)$$

Segundo Kakaç *et al.* (1987) a utilização de D_h , ao invés do diâmetro hidráulico, reduz o espalhamento do resultado da equação, em relação a dados experimentais, de $\pm 20\%$ para $\pm 5\%$; tais correlações, entretanto, devem ser utilizadas com cautela em se tratando de tubos com diâmetro menores do que 2 mm. Isto ocorre, pois os mecanismos de vorticidade turbulenta são minorados com a redução da seção transversal do tubo, resultando em coeficientes de transferência de calor menores, independentes do nível de turbulência do escoamento.

As Eqs. 3.12 e 3.14 foram testadas no modelo e não foram encontradas diferenças significativas entre os resultados obtidos. Dessa forma, a Eq. 3.14 foi adotada para o cálculo dos coeficientes de transferência de calor ao longo do tubo capilar, $(\bar{h}_c)$, e ao longo da linha de sucção $(\bar{h}_s)$.

iii) Coeficiente de Transferência de Calor entre o Capilar (ou a Linha de Sucção) e o Ambiente

Conforme verificado por Mezavila (1995), a transferência de calor por convecção natural entre o capilar (ou a linha de sucção) e o meio ambiente exerce uma influência significativa sobre o escoamento ao longo do trocador de calor tubo capilar-linha de sucção. A correlação a ser usada no presente trabalho para o cálculo do coeficiente h_a foi obtida por Churchill e Chu (1975) e é dada por,

$$Nu = \frac{\bar{h}_a \kappa}{D_s} = \left\{ 0,60 + \frac{0,387 Ra^{1/6}}{\left[1 + \left(\frac{0,559}{Pr} \right)^{9/16} \right]^{8/27}} \right\}^2 \quad (3.18)$$

na qual $Ra = (Gr Pr)$ é o número de Rayleigh, $Gr = [g \beta (T_{\text{sup}} - T_a) / \mu_{ar}]$ é o número de Grashof, T_{sup} é a temperatura da superfície do tubo (tomada como a média aritmética entre a temperatura ambiente e a temperatura do escoamento no interior do tubo), β é o coeficiente de expansão

térmica, κ é a condutividade térmica e μ_{ar} é a viscosidade absoluta do ar. Esses três últimos parâmetros e o número de Prandtl são avaliados na temperatura média (T_m) entre as temperaturas da superfície e a do ambiente. O coeficiente β é definido pelo inverso dessa temperatura média (T_m) avaliada em Kelvin, ou seja: $\beta = 1/T_m$ (K). A Eq. 3.18 é válida para a faixa de números de Rayleigh entre 10^{-5} e 10^{12} .

3.4.2 Região Bifásica

Nesta região, necessitam-se de correlações para:

- i) a força da atrito entre as fases e a parede do tubo;
- ii) a área interfacial;
- iii) a força interfacial;
- iv) os coeficientes de transferência de calor por convecção: $\bar{h}_c$, $\bar{h}_s$ e $\bar{h}_a$;
- v) a transferência de calor interfacial.

Ishii e Mishima (1980), consideraram que a maior “fragilidade” na formulação do modelo de dois fluidos encontra-se no estabelecimento das equações constitutivas para os termos interfaciais. As dificuldades surgem em função do movimento complexo e da geometria das interfaces presentes nos escoamentos bifásicos.

Tais correlações dependem do regime de escoamento e podem ter uma influência significativa nos resultados finais do modelo. No escoamento de uma mistura líquido-vapor ao longo de um tubo, observam-se diferentes regimes de escoamento antes do aparecimento da condição de bloqueio. Tais regimes vão desde o escoamento em bolhas, passando pelos escoamentos agitante e anular até o regime disperso em gotas.

Nos modelos unidimensionais, os termos interfaciais de força e de transferência de calor possuem, usualmente, a forma do produto entre uma área e uma força motriz. As correlações para esses termos devem ser estabelecidas individualmente para cada regime de escoamento, uma vez que não há relações simplificadas que sejam válidas para todos esses regimes.



Uma vez que as relações constitutivas dependem fortemente dos regimes de escoamento, torna-se necessário especificar as condições de transição entre eles. No caso de um fluido refrigerante expandindo-se ao longo de um tubo capilar, o regime de escoamento na região bifásica pode variar desde o escoamento em bolhas com frações de vazio reduzidas, até um escoamento anular misto com frações de vazio elevadas (Mikol e Dudley, 1964). Para valores de fração de vazio intermediários, o regime de escoamento é, geralmente, classificado como agitante em vários modelos: Richter (1983), Dobran (1987), Schwellnus e Shoukri (1991), Dagan *et al.* (1993) e Seixlack (1996). Essa consideração baseia-se na hipótese de que, devido ao nível de velocidades envolvido neste tipo de escoamento (expansão de um fluido ao longo de um tubo), a influência da força gravitacional é menos acentuada, fazendo com que a distribuição das fases torne-se mais simétrica e origine padrões de escoamento similares àqueles observados em escoamentos verticais (vide Fig. 2.3).

Os modelos de Richter (1983), Dobran (1987), Schwellnus e Shoukri (1991) e Dagan *et al.* (1993) também consideram os três regimes de escoamento citados: bolhas, agitante e anular. Al-Sahan (1988), além dos regimes anteriores, considerou a ocorrência dos regimes em gotas e escoamento homogêneo para frações de vazio superiores àquela do escoamento anular. Esses dois regimes foram considerados nos cálculos somente em um pequeno trecho, próximo ao plano de saída do tubo, e não afetaram substancialmente o fluxo de massa e os demais parâmetros do escoamento.

Uma vez que os pontos de transição entre os regimes não são definidos claramente e considerando o trabalho de visualização de Mikol e Dudley (1964), somente os regimes em bolhas, agitante e anular serão considerados no presente modelo.

Conforme abordado no Cap. 2, tradicionalmente, os regimes de escoamento são identificados a partir de mapas de padrões de escoamento baseados nos fluxos superficiais de líquido e de vapor. Para os escoamentos horizontais, um mapa semi-teórico é mostrado na Fig. 2.4. Entretanto, de acordo com Ishii e Mishima (1980), o critério de identificação de regimes de escoamento baseado nos fluxos superficiais pode não ser adequado para o modelo de dois fluidos. Isso se deve ao fato de que tanto a fração de vazio como a área interfacial, que caracterizam os regimes de escoamentos bifásicos, dependem não somente dos fluxos superficiais j_L e j_V , mas também da velocidade relativa entre as fases.

No modelo de dois fluidos a velocidade relativa é um parâmetro desconhecido que deve ser obtido a partir da solução das equações governantes. Consequentemente, um mapa de regime

de escoamento baseado somente nos fluxos j_L e j_V é inadequado para a formulação do modelo de dois fluidos, uma vez que o escoamento pode não ser similar, mesmo se j_L e j_V forem os mesmos.

Com isso, Ishii e Mishima (1980) sugeriram que no modelo de dois fluidos, o mais adequado seria usar um parâmetro tal como a fração de vazio, como critério para o estabelecimento dos regimes de escoamento. Esforços nessa direção foram realizados por Ishii e Mishima (1980), mas se limitaram a sistemas verticais.

Radovich e Moissis (1962) mostraram qualitativamente que a probabilidade de colisão entre bolhas é muito alta em frações de vazio da ordem de $\alpha \cong 0,3$ (α_b) e postularam esse fato como uma causa da transição do regime em bolhas para o regime agregado em sistemas verticais.

Para a transição entre os regimes agitante e anular o valor $\alpha = 0,8$ (α_a) foi sugerido por Richter (1983) e tem sido, desde então, usado em vários outros modelos. Deve-se ressaltar que esse valor somente se justifica em função da boa concordância entre resultados numéricos e os experimentais.

No presente trabalho, dois valores constantes de fração de vazio serão usados para a definição dos pontos de transição entre os regimes. A hipótese de que as transições ocorram em frações de vazio constantes, independentes das velocidades e da pressão, não é muito realista. Entretanto, a única alternativa seria a utilização de mapas de regime de escoamento que, conforme Ishii e Mishima (1980) não é a mais adequada para o modelo de dois fluidos.

Assim, na falta de correlações para o cálculo das transições e de mapas de regimes adequados para o escoamento de fluidos refrigerantes, foram assumidos valores de fração de vazio iguais a 0,3 e 0,8, respectivamente, para as transições entre os regimes bolhas-agitante e agitante-anular.

Considerando, então, esses dois valores de fração de vazio, apresentam-se a seguir as correlações necessárias na região de escoamento bifásico.

i) Atrito Entre Cada Fase e a Parede do Tubo, F_{wL} e F_{wV}

Dentre as formas de modelagem desses termos, encontradas na literatura, as mais usadas são:

- Aquelas que usam correlações empíricas ou relações derivadas de modelos simplificados para um dos multiplicadores bifásicos, conforme definidos por Carey (1992), a partir de parâmetros que quantificam as condições locais do escoamento;
- O modelo simplificado proposto por Solbrig *et al.* (1978), que obtém expressões para a força de atrito entre cada fase e a parede, considerando os diferentes regimes de escoamento.

Segundo Seixlack (1996), esse último modelo representou melhor o escoamento ao longo de tubos capilares adiabáticos. No presente trabalho, essas duas formas de modelagem foram testadas e os resultados obtidos apresentaram a mesma tendência observada no caso adiabático. Dessa forma, o modelo proposto por Solbrig *et al.* (1978) foi, então, adotado.

Segundo Solbrig *et al.* (1978), as equações para F_{wl} e F_{wv} são, respectivamente, dadas por,

- Nos regimes em bolhas e agitantes ($\alpha < 0,8$):

$$F_{wl} = \frac{(1 - \alpha)f_L \rho_L V_L^2}{2d_{int}} \quad ; \quad F_{wv} = \frac{\alpha f_v \rho_v V_v^2}{2d_{int}} \quad (3.19)$$

em que os fatores de atrito f_L e f_v são calculados pela correlação de Churchill (1977), sendo os números de Reynolds para as fases líquidas e vapor, respectivamente, dados por,

$$Re_L = \frac{(1 - \alpha)\rho_L V_L d_{int}}{\mu_L} \quad ; \quad Re_v = \frac{\alpha\rho_v V_v d_{int}}{\mu_v} \quad (3.20)$$

na qual μ_L e μ_v são, respectivamente, a viscosidade absoluta da fase líquida e da fase de vapor.

- No regime anular ($\alpha \geq 0,8$):

$$F_{wl} = \frac{f_B G^2}{2\rho_m d_{int}} \quad ; \quad F_{wv} = 0 \quad (3.21)$$

na qual f_B é o fator de atrito médio na região bifásica, calculado pela Eq. 2.25 (Erth, 1970), e $F_{wv}=0$, pois no regime anular o escoamento da fase líquida é adjacente à parede do tubo.

ii) *Área Interfacial, a_i*

Nos regimes de escoamentos dispersos, a área interfacial por unidade de volume, a_i , é função do tamanho das partículas. Ishii e Mishima (1984) definem essa área, como,

$$a_i = N A_d \quad (3.22)$$

na qual A_d é a área superficial de uma partícula em suspensão (Ishii e Mishima, 1984) e N é a densidade de núcleos de vapor no fluido, dada pela Eq. 3.8.

Para o escoamento em bolhas, considerando bolhas esféricas com diâmetro médio d ($A_d = \pi d^2$) e usando a definição de densidade de núcleos de vapor (vide Eq. 3.8), a área a_i é dada por,

$$a_i = \frac{6\alpha}{d_b} \quad (3.23)$$

No regime anular ideal, considerando o núcleo gasoso sem gotas dispersas, a área interfacial por unidade de volume é função da espessura do filme de líquido e é dada por,

$$a_i = \frac{4\sqrt{\alpha}}{d_{int}} \quad (3.24)$$

Na região de transição entre o escoamento em bolhas ($\alpha = \alpha_b$) e o anular ($\alpha = \alpha_a$), considerado neste trabalho como uma região de regime agitante, a área interfacial é calculada por interpolação linear entre as áreas nos pontos de transição: bolhas-agitante e agitante-anular. Embora não represente necessariamente a realidade física do problema, esse procedimento é

usado em função da carência de correlações adequadas para essa região. Com isso, para o regime de escoamento com frações de vazio compreendidas na faixa entre α_b e α_a , a área interfacial é dada por,

$$a_i = a_{ib} + \left(\frac{a_{ia} - a_{ib}}{\alpha_a - \alpha_b} \right) (\alpha - \alpha_b) \quad (3.25)$$

sendo que a_{ib} é calculada pela Eq. 3.23 com $\alpha = \alpha_b$ e a_{ia} usando a Eq. 3.25 com $\alpha = \alpha_a$.

iii) Força Interfacial, $F_{i,v}$

A força interfacial ocorre devido ao movimento relativo entre as fases e engloba não só a força de atrito interfacial, mas também outros efeitos adicionais bastantes complexos (Ishii e Mishima, 1984). No presente trabalho, a força interfacial é modelada considerando os termos de massa virtual (Ishii e Mishima, 1980) e o termo de atrito (Solbrig *et al.*, 1978), ou seja,

$$F_{i,v} = \alpha \rho_l C_{mv} \left(V_v \frac{dV_v}{dz} - V_l \frac{dV_l}{dz} \right) + a_i \frac{\rho_l C_{fi} |V_v - V_l|}{2} (V_v - V_l) \quad (3.26)$$

na qual $C_{mv} = 0,5[(1+2\alpha)/(1-\alpha)]$ (Zuber, 1964) é o coeficiente de massa virtual, C_{fi} é o coeficiente de atrito interfacial calculado, no regime anular ($\alpha \geq 0,8$), pela correlação de Wallis (1969), dada por,

$$C_{fi} = 0,005[1+75(1-\alpha)] \quad (3.27)$$

Os dados experimentais usados no ajuste dessa equação foram obtidos por diferentes autores e encontram-se na faixa de espessuras do filme de líquido, δ , entre $0 \leq \delta/d_{int} \leq 0,005$. Essa faixa corresponde à faixa de fração de vazio entre $0,81 \leq \alpha \leq 1$.

No regime em bolhas o coeficiente C_{fi} é calculado pela seguinte equação,

$$C_{fi} = \frac{3}{8} \frac{\rho_L d_{int}}{\rho_V d_b} C_D \sqrt{\alpha} \quad (3.28)$$

na qual o coeficiente de arrasto, C_D , é calculado pela correlação de Rowe e Henwood (1961), mostrado a seguir.

$$C_D = \frac{24(1-\alpha)^{-1.7}}{Re} (1 + 0,15 Re^{0,687}); \quad Re \leq 1000 \quad (3.29)$$

$$C_D = 0,44(1-\alpha)^{-1.7}; \quad Re > 1000 \quad (3.30)$$

na qual Re é o número de Reynolds, definido por,

$$Re = \frac{\rho_L d (1-\alpha) (V_V - V_L)}{\mu_L} \quad (3.31)$$

Para o regime agitante, a força interfacial também é calculada pela Eq. 3.26, na qual o coeficiente de atrito e a área interfacial são calculados por interpolação entre os respectivos valores nos pontos de transição: bolhas-agitante e agitante-anular. A interpolação linear (Eq. 3.25) foi usada para a área interfacial, entretanto para o coeficiente de atrito C_{fi} , utilizou-se uma interpolação exponencial, proposta por Schellnus (1988), dada por,

$$C_{fi} = C_1 \exp(C_2 \alpha) \quad (3.32)$$

na qual,

$$C_1 = \exp[\ln(C_{fib}) - C_2 \alpha_b] \quad ; \quad C_2 = \frac{\ln(C_{fib}/C_{fia})}{\alpha_b - \alpha_a} \quad (3.33)$$

nas quais C_{fib} é calculado pela Eq. 3.28, com $\alpha = \alpha_b$ e C_{fia} é calculado pela Eq. 3.27, com $\alpha = \alpha_a$.

A interpolação exponencial permite uma combinação mais suave entre as curvas no limite inferior de interpolação ($\alpha = \alpha_a$).

iv) Coeficientes de Transferência de Calor para o Escoamento Bifásico

Na região bifásica, calculam-se os coeficientes de transferência de calor entre o capilar e a linha de sucção e entre o capilar e o ambiente, usado-se as mesmas correlações dadas, respectivamente, pelas Eqs. 3.14 e 3.18.

Para o interior do tubo capilar, o coeficiente de transferência de calor por convecção é considerado infinito. Essa hipótese, conforme verificado por Mezavila (1995), mostrou-se adequada devido aos altos coeficientes de transferência de calor associados com os processos de mudança de fase.

v) Transferência de Calor Interfacial, q_i

O calor transferido através da interface por unidade de volume, é dado por,

$$q_i = a_i \bar{h}_i (T_L - T_V) + \Gamma (h_V - h_L) \quad (3.34)$$

na qual $\bar{h}_i$ é o coeficiente de transferência de calor interfacial, T_L e T_V são respectivamente, as temperaturas do líquido e do vapor. Observa-se que, no Modelo 1 (vide Item 3.2.2), assume-se que o vapor esteja saturado em relação à pressão local, ou seja, $T_V = T_{sat}(p)$, enquanto que no Modelo 2, é assumido que $T_L = T_V$.

No escoamento em bolhas o coeficiente $\bar{h}_i$ é descrito de maneira análoga àquela para o escoamento sobre uma esfera, sendo dado por, (Whitaker, 1972),

$$Nu = \frac{\bar{h}_i d}{k_L} = 2 + (0,4 Re_b^{1/2}) Pr_L^{0,4} (\mu_L / \mu_{L,sat})^{1/4} \quad (3.35)$$

na qual Pr_L é o número de Prandtl [$Pr_L = (\mu c_p / \kappa)_L$], c_p é o calor específico a pressão constante, κ_L é a condutividade térmica, $\mu_{L,sat}$ é a viscosidade absoluta da fase líquida calculada na temperatura de saturação e Re_b é o número de Reynolds, calculado em função da velocidade relativa entre as fases, dado por,

$$Re_b = \frac{Re}{(1 - \alpha)} = \frac{\rho_L d_b |V_v - V_L|}{\mu_L} \quad (3.36)$$

Para o regime anular, Richter (1983) sugeriu o uso de uma correlação similar àquela de Colburn (1933), obtida da analogia entre transferência de calor e quantidade de movimento, dada por,

$$\bar{h}_i = \frac{C_{fi}}{2} \rho_L c_{p,L} Pr_L^{2/3} (V_v - V_L) \quad (3.37)$$

na qual C_{fi} é o coeficiente de atrito interfacial no regime anular avaliado pela Eq. 3.27.

Na região de escoamento agitante, seguindo o mesmo procedimento adotado para o cálculo da área interfacial e do coeficiente de atrito interfacial, o coeficiente de transferência de calor, $\bar{h}_i$, é obtido por interpolação exponencial dos valores calculados nos dois pontos de transição. Entretanto, observa-se que na região anular, $\bar{h}_i$ é função da velocidade relativa entre as fases (Eq. 3.37). Schwellnus (1988) sugeriu, então, que o coeficiente de transferência de calor fosse dividido pela diferença de velocidade entre as fases, ou seja, $\bar{h}_i^* = \bar{h}_i / (V_v - V_L)$.

O valor de $\bar{h}_i$ na transição entre os regimes em bolhas e agitante, calculado pela Eq. 3.35, também é dividido pela velocidade relativa entre as fases e a interpolação de $\bar{h}_i^*$ é realizada. Esse procedimento, conforme relatado por Schwellnus (1988), eliminou o problema de instabilidade

na solução das equações, pois permite transições mais uniformes entre os valores do coeficiente de transferência de calor nos diferentes regimes de escoamento.

3.5 Metodologia de Solução

O escoamento do refrigerante ao longo de um tubo capilar constitui um problema de valor inicial, uma vez que os parâmetros, tais como a pressão e o grau de sub-resfriamento, são conhecidos na entrada do tubo. Além disso, esse escoamento é fortemente convectivo e portanto as informações são transmitidas em apenas um sentido, o que equivale a dizer que o escoamento é parabólico para efeito de solução.

Neste trabalho, a solução do sistema de equações diferenciais, tanto na região líquida como na região bifásica, é obtida por integração numérica. Para isso, alguns métodos numéricos foram testados e a comparação entre os resultados obtidos é apresentada no Apêndice B.

Os métodos comparados foram: o método de Runge-Kutta de 4ª ordem com passo constante, o método de Runge-Kutta de 5ª ordem com passo adaptativo e o método de Predição e Correção de 5ª ordem. Nesse último, usou-se o método de Adams-Bashforth explícito como preditor e o método de Adams-Mouton implícito como corretor.

No Apêndice B, mostra-se que o método de solução das equações governantes não exerce influência significativa sobre os resultados fornecidos pelo modelo. Isso quer dizer que os resultados calculados, quando os diferentes métodos são empregados, são muito próximos entre si e apresentam uma boa concordância com os resultados experimentais. Dessa forma, como o método de Predição e Correção apresentou os menores tempos de processamento, optou-se pelo seu uso na solução das equações diferenciais do presente modelo.

Salienta-se que esse método utiliza informações de passos anteriores e, por isso, torna-se necessário o uso de um outro método, normalmente o de Runge-Kutta, para gerar os n pontos necessários para inicializar a solução.

É importante mencionar que no método de Predição e Correção, os valores das derivadas das variáveis devem ser conhecidos ou assumidos na entrada do tubo (z_0), sendo que os valores mais recentes são usados no cálculo do incremento seguinte. Entretanto, observa-se que nas

Equações 3.1 a 3.5, as derivadas das variáveis dependentes α , V_L , V_V , p , e h_L serão interdependentes. Para resolver esse problema, tais derivadas são calculadas em cada incremento através da solução de um sistema de equações, em que as incógnitas são as referidas derivadas, usando-se o método de eliminação de Gauss. No ponto inicial, $z = z_0$, a solução desse sistema é obtida a partir dos valores iniciais das variáveis dependentes e em cada incremento ao longo do tubo capilar, a partir dos valores recém calculados dessas variáveis.

O programa computacional calcula a vazão em massa, a partir do comprimento do tubo capilar e as condições de operação. O procedimento de cálculo é iterativo uma vez que as equações de conservação dependem da vazão em massa e, além disso, não se conhece a temperatura do refrigerante na saída da linha de sucção ($T_{s,o}$), tratando-se portanto de um problema inverso. Dessa forma, inicialmente, os valores de $\dot{m}$ e $T_{s,o}$ são arbitrados e o comprimento calculado do tubo capilar (L_{calc}), juntamente com o valor da temperatura calculada do refrigerante na entrada da linha de sucção ($T_{s,in}$), são comparados com os seus respectivos valores medidos. Em seguida os valores de $\dot{m}$ e $T_{s,o}$ são corrigidos usando-se o método de Newton-Raphson, até que a convergência desejada seja obtida. O procedimento de solução é descrito a seguir.

Sejam $\dot{m}^*$ e $T_{s,o}^*$, respectivamente, os valores arbitrados para a vazão em massa e para a temperatura na saída da linha de sucção. Definem-se duas funções, tais que:

$$f_1(\dot{m}, T_{s,o}) = L_{real} - L(\dot{m}, T_{s,o})_{calc} \quad (3.38)$$

$$f_2(\dot{m}, T_{s,o}) = T_{s,in real} - T_{s,in}(\dot{m}, T_{s,o})_{calc} \quad (3.39)$$

Sendo $\dot{m}$ e $T_{s,o}$ os valores corrigidos de vazão em massa e da temperatura de saída da linha de sucção, tem-se que,

$$f_1(\dot{m}, T_{s,o}) = f_1(\dot{m}^*, T_{s,o}^*) + \frac{\partial f_1}{\partial \dot{m}} (\dot{m} - \dot{m}^*) + \frac{\partial f_1}{\partial T_{s,o}} (T_{s,o} - T_{s,o}^*) \quad (3.40)$$

$$f_2(\dot{m}, T_{s,o}) = f_2(\dot{m}^*, T_{s,o}^*) + \frac{\partial f_2}{\partial \dot{m}} (\dot{m} - \dot{m}^*) + \frac{\partial f_2}{\partial T_{s,o}} (T_{s,o} - T_{s,o}^*) \quad (3.41)$$

Se $\dot{m}$ e $T_{s,o}$ forem os valores convergidos, então,

$$f_1(\dot{m}, T_{s,o}) = 0 \quad (3.42)$$

$$f_2(\dot{m}, T_{s,o}) = 0 \quad (3.43)$$

Resolvendo o sistema formado pelas Eqs. 3.40 e 3.41 e considerando as Eqs. 3.42 e 3.43, tem-se que,

$$\dot{m} = \dot{m}^* - \frac{f_1 \frac{\partial f_2}{\partial T_{s,o}} - f_2 \frac{\partial f_1}{\partial T_{s,o}}}{\frac{\partial f_1}{\partial \dot{m}} \frac{\partial f_2}{\partial T_{s,o}} - \frac{\partial f_1}{\partial T_{s,o}} \frac{\partial f_2}{\partial \dot{m}}} \quad (3.44)$$

$$T_{s,o} = T_{s,o}^* + \frac{f_1 \frac{\partial f_2}{\partial \dot{m}} - f_2 \frac{\partial f_1}{\partial \dot{m}}}{\frac{\partial f_1}{\partial \dot{m}} \frac{\partial f_2}{\partial T_{s,o}} - \frac{\partial f_1}{\partial T_{s,o}} \frac{\partial f_2}{\partial \dot{m}}} \quad (3.45)$$

As derivadas que aparecem nas Eqs. (3.44) e (3.45) são calculadas numericamente através de três varreduras ao longo do capilar para cada iteração, da seguinte forma,

$$\frac{\partial f_1}{\partial \dot{m}} = \frac{f_1(\dot{m}^* + \delta_m, T_{s,o}^*) - f_1(\dot{m}^*, T_{s,o}^*)}{\delta_m} \quad (3.46)$$

$$\frac{\partial f_1}{\partial T_{s,o}} = \frac{f_1(\dot{m}^*, T_{s,o}^* + \delta_T) - f_1(\dot{m}^*, T_{s,o}^*)}{\delta_T} \quad (3.47)$$

$$\frac{\partial f_2}{\partial \dot{m}} = \frac{f_2(\dot{m}^* + \delta_m, T_{s,o}^*) - f_2(\dot{m}^*, T_{s,o}^*)}{\delta_m} \quad (3.48)$$

$$\frac{\partial f_2}{\partial T_{s,o}} = \frac{f_2(\dot{m}^*, T_{s,o}^* + \delta_T) - f_2(\dot{m}^*, T_{s,o}^*)}{\delta_T} \quad (3.49)$$

nas quais δ_m e δ_T são os incrementos utilizados para o cálculo das integrais numéricas, respectivamente, para $\dot{m}$ e $T_{s,o}$.

Para possibilitar a convergência do processo, torna-se necessário o uso de coeficientes de relaxação (Mezavila, 1995). Desta forma, são empregados dois coeficientes de relaxação, um para a vazão em massa (λ_1) e outro para a temperatura de saída da linha de sucção (λ_2), da seguinte forma,

$$\dot{m}_n = \lambda_1 \dot{m} + (1 - \lambda_1) \dot{m}^* \quad (3.50)$$

$$T_{s,o,n} = \lambda_2 T_{s,o} + (1 - \lambda_2) T_{s,o}^* \quad (3.51)$$

nas quais o subíndice n refere-se ao valor corrigido pelo coeficiente de relaxação, $\dot{m}$ e $T_{s,o}$ são os valores calculados na presente iteração e, $\dot{m}^*$ e $T_{s,o}^*$ são os valores calculados na iteração anterior.

Os valores de $\dot{m}$ e $T_{s,o}$ são, então, corrigidos usando-se, respectivamente, as Eqs. 3.44 e 3.45, até a convergência do processo. Tal convergência é alcançada quando a diferença entre os comprimentos real e calculado do tubo capilar for menor ou igual a 10^{-3} m e a diferença entre as temperaturas real e calculada do vapor na linha de sucção for menor ou igual a 0,2 °C. Tais tolerâncias, que podem ser alteradas pelo usuário, são as mesmas usadas por Mezavila (1995) e representam as incertezas de medição dessas duas grandezas.

Deve-se ressaltar que o tempo de processamento exigido pelo método de Newton Raphson no cálculo da vazão em massa ao longo da tubo capilar, foi em média de duas horas e, mesmo em alguns casos, não se obteve a convergência do processo (todos os resultados foram obtidos utilizando-se computador com a configuração: Pentium II, 350 MHz e 64 MB RAM). O método de Levenberg-Marquadt, que tem se mostrado bastante eficaz na solução de problemas inversos, foi implementado como tentativa de solução desses problemas, e funcionou muito bem para o modelo homogêneo. Entretanto, esse método não apresentou bons resultados para o modelo de dois fluidos, havendo necessidade de maiores estudos para sua adequação ao presente modelo. O método de Levenberg-Marquadt é apresentado no apêndice B, juntamente com uma análise a respeito dos testes realizados com outros métodos para resolução das equações diferenciais.

4 RESULTADOS E DISCUSSÃO

Os objetivos deste capítulo são a validação do modelo apresentado no Cap. 3, em conjunto com a discussão sobre os resultados obtidos e a apresentação de algumas potencialidades do modelo.

Inicialmente, comenta-se a respeito dos trabalhos experimentais sobre trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção, disponíveis na literatura. A falta de informações completas na maioria desses trabalhos compromete a utilização dos dados apresentados na comparação com os resultados computacionais. Esse problema também é comum no estudo do escoamento ao longo de tubos capilares adiabáticos.

Apresenta-se uma análise da influência do não-equilíbrio térmico entre as fases, comparando-se os resultados obtidos pelos Modelos 1 e 2, apresentados no Cap. 3.

Definido o modelo a ser adotado, seguem-se as comparações entre os resultados calculados e os dados experimentais de diferentes autores. Tais comparações são realizadas em termos de vazões em massa e distribuições de temperatura obtidos para diferentes trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção operando com o refrigerante HFC-134a, em diferentes condições de operação.

Em seguida apresenta-se uma análise da influência de alguns parâmetros sobre o escoamento e, posteriormente, os resultados referentes a fração em massa, fração de vazio e velocidades de cada fase são apresentados e discutidos.

4.1 RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Para validar o modelo desenvolvido utilizou-se comparações com resultados experimentais disponíveis na literatura. A falta de algumas informações sobre as geometrias do tubo capilar e da linha de sucção e sobre as condições de operação, na maioria dos trabalhos disponíveis, reduz grandemente o número dos trabalhos que podem ser utilizados para a

validação de modelos teóricos.

Dentre tais trabalhos, Dirik *et al.* (1994) obtiveram resultados experimentais e numéricos para trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção do tipo concêntrico. Os parâmetros medidos nos testes foram: a pressão e a temperatura na entrada e na saída no tubo capilar e a vazão em massa de fluido refrigerante. As temperaturas foram medidas usando-se sondas RTD com incerteza de medição de $\pm 0,2$ °C, inseridas diretamente no fluido refrigerante, e termopares do tipo T, também com incerteza de medição de $\pm 0,2$ °C. Para as medições de pressão foram utilizados transdutores do tipo "strain gage" com precisão de 0,1 % FS e a vazão em massa do fluido refrigerante foi medida usando-se um fluxímetro do tipo Coriolis com precisão de 0,2 % FS. Dirik *et al.* (1994) testaram duas diferentes geometrias de tubos capilares com uma mesma geometria de linha de sucção, apresentando um conjunto de 12 pontos experimentais para trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção. O fluido refrigerante utilizado foi o HFC-134a e as condições de operação foram: temperaturas de condensação na faixa de 40 a 60 °C e grau de sub-resfriamento na faixa de 4 a 10 °C.

Peixoto (1994) apresenta dados experimentais para trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção dos tipos concêntrico e lateral e, com esses dados, analisa a influência do grau de sub-resfriamento sobre a vazão em massa do fluido refrigerante. Peixoto (1994) usou um fluxímetro do tipo Coriolis com precisão de 0,4 % e, para a medição das pressões manométricas do refrigerante na entrada e na saída do tubo capilar, empregou transdutores de pressão capacitivos, com incerteza de medição de ± 4 kPa. A pressão atmosférica no local dos ensaios foi obtida através de um barômetro de mercúrio e corrigida para compensar os efeitos de temperatura e gravidade do local. A medição das temperaturas ao longo da seção de testes e em outros pontos da unidade experimental foi realizada por termopares do tipo T, de cobre-constantan, com incerteza de medição de $\pm 0,2$ °C. O fluido refrigerante utilizado foi o HFC-134a, com vazão em massa na faixa de 4 a 10 kg/h como condição de operação.

Zangari e Melo (1998) e Melo *et al.* (1998) apresentam um conjunto de dados experimentais para trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção, respectivamente, dos tipos concêntrico e lateral.

Os dados apresentados por Melo *et al.* (1998) e Zangari e Melo (1998) foram obtidos numa bancada experimental originalmente desenvolvida por Gonçalves (1994) e, posteriormente, modificada por Mendonça (1996). Foram realizados experimentos com seis configurações geométricas diferentes, apresentadas na Tab. 4.1, na qual d_{int} e L representam, respectivamente, o



diâmetro interno e o comprimento do tubo capilar; D_s é o diâmetro da linha de sucção; L_{tc} é o comprimento do trocador de calor e L_e é o comprimento de entrada do tubo capilar (vide Fig. 2.7). Pressões de condensação na faixa de 900 a 1600 kPa (9 a 16 bar) e grau de sub-resfriamento na faixa de 4 a 11 °C foram escolhidos como condições de operação, sendo todos os ensaios realizados sob condições de escoamento crítico (bloqueado).

Tabela 4.1 Características geométricas dos trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção laterais (Melo *et al.*, 1998).

TUBO CAPILAR						
	A			B		
d_{int} (mm)	0,83			0,61		
L (m)	4,001			4,000		
Rugosidade (μm)	0,58			2,13		
TROCADOR DE CALOR						
	01	02	03	04	05	06
D_s (mm)	4,80	7,86	7,86	7,86	7,86	7,86
L_{tc} (m)	1,597	2,670	1,605	1,600	1,607	1,599
L_e (m)	0,533	1,067	1,067	1,067	2,316	534

As pressões foram medidas através de transdutores do tipo "strain gage", com incerteza de medição máxima de $\pm 1,5$ kPa ($\pm 0,015$ bar). A vazão em massa foi medida por um fluxímetro do tipo Coriolis, com incerteza de medição máxima de $\pm 0,03$ kg/h. Para a medição das temperaturas foram empregados termopares do tipo T, de cobre-constantan, com 0,13 mm de diâmetro, os quais apresentaram uma incerteza de medição máxima de $\pm 0,2$ °C. Para evitar a transferência de calor entre o ambiente e o dispositivo de expansão, a seção de teste foi isolada.

4.2 INFLUÊNCIA DO NÃO-EQUILÍBRIO TÉRMICO ENTRE AS FASES

Na etapa de definição do modelo, a influência do não-equilíbrio térmico entre as fases de vapor e líquido foi analisada. Apresentam-se, neste item, algumas comparações entre as distribuições de pressão e temperatura do fluido refrigerante ao longo do tubo capilar, obtidas pelo modelo de dois fluidos em duas situações: (a) Modelo 1: considerando o não-equilíbrio

hidrodinâmico e o não-equilíbrio térmico entre as fases, ou seja $V_L \neq V_V$ e $T_L \neq T_V$; (b) Modelo 2: considerando apenas o não-equilíbrio hidrodinâmico entre as fases, ou seja, $T_L = T_V$. Os resultados obtidos pelo modelo homogêneo, são também apresentados.

Nas Figs. 4.1(a) a 4.4(a) são mostradas as distribuições de pressão ao longo de diferentes tubos capilares. Nessas figuras as linhas contínuas e as linhas tracejadas referem-se, respectivamente, ao Modelo 1 ($T_L \neq T_V$) e ao Modelo 2 ($T_L = T_V$). As linhas pontilhadas são relativas ao modelo homogêneo. Nas Figs. 4.1 a 4.4 os índices I, II e III indicam, respectivamente, as regiões de entrada, do trocador de calor e de saída ao longo do tubo capilar.

As Figs. 4.1(b) a 4.4(b) mostram as distribuições de temperatura do fluido refrigerante ao longo dos respectivos tubos capilares das Figs. 4.1(a) a 4.4(a). Nessas figuras a linha contínua e a linha tracejada representam, respectivamente, a temperatura da fase líquida e a temperatura da fase de vapor. A linha traço-ponto-traço representa a distribuição de temperatura do fluido refrigerante obtida pelo Modelo 2 ($T_L = T_V$) e a linha pontilhada representa a temperatura calculada pelo modelo homogêneo.

Na Fig. 4.1(b), observa-se que as distribuições de temperatura obtidas pelo Modelo 1, pelo Modelo 2 e pelo modelo homogêneo são praticamente coincidentes ao longo de todo o capilar. O mesmo acontece com as distribuições de pressão obtidas pelos três modelos, mostradas na Fig. 4.1(a), embora uma pequena discordância entre os perfis seja observada na porção final do tubo capilar. Na Fig. 4.1(b) nota-se a boa concordância entre os perfis de temperatura calculados e os dados experimentais de Zangari e Melo (1998).

Para o caso apresentado na Fig. 4.1 os desvios percentuais obtidos entre as vazões em massa medidas e calculadas pelos modelos: 1, 2 e homogêneo são, respectivamente, 3,2 %, 1,5 % e 0,2 %. Na legenda da Fig. 4.1 o símbolo p_e representa a pressão medida na conexão de entrada do tubo capilar (vide Fig. 3.2), ΔT_{sub} é o grau de sub-resfriamento na entrada do tubo capilar e d_{ext} é o diâmetro externo do tubo capilar.

Na Fig. 4.2 são mostradas as distribuições de pressão e temperatura ao longo do tubo capilar B-trocador de calor lateral 06 (vide Tab. 4.1) (Melo *et al.*, 1998). Observa-se que os perfis calculados apresentam a mesma tendência mostrada nas Figs 4.1(a) e 4.1(b), para o caso de um trocador de calor concêntrico. Observa-se, também, a proximidade entre os valores de vazão em massa calculados pelos Modelos 1 e 2, respectivamente iguais a $\dot{m}=2,13$ kg/h e $\dot{m}=2,11$ kg/h e, além disso, nota-se que a vazão em massa calculada pelo modelo homogêneo, $\dot{m}=2,05$ kg/h, é mais próxima do valor experimental ($\dot{m}=1,73$ kg/h).

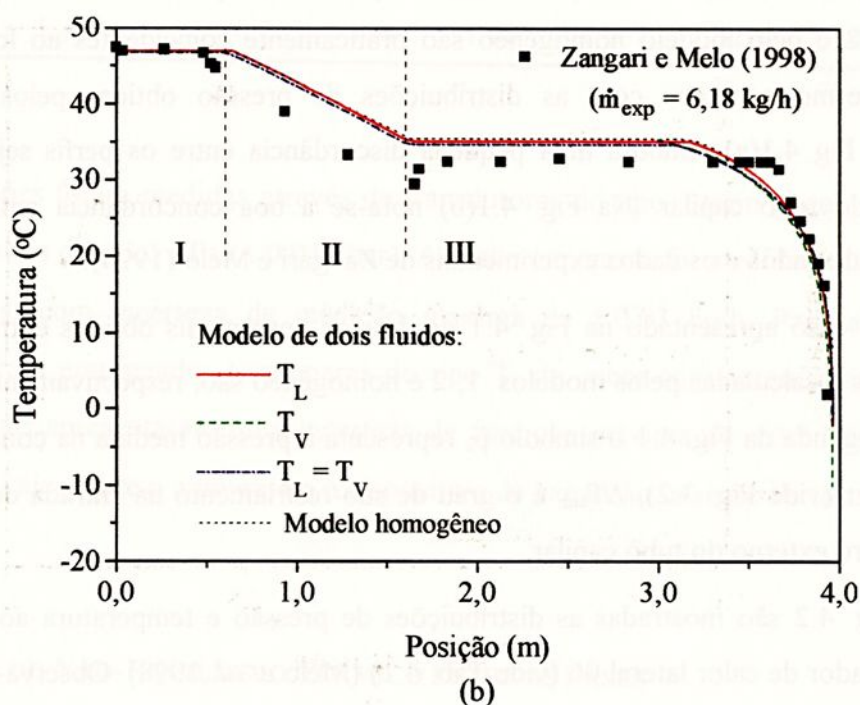
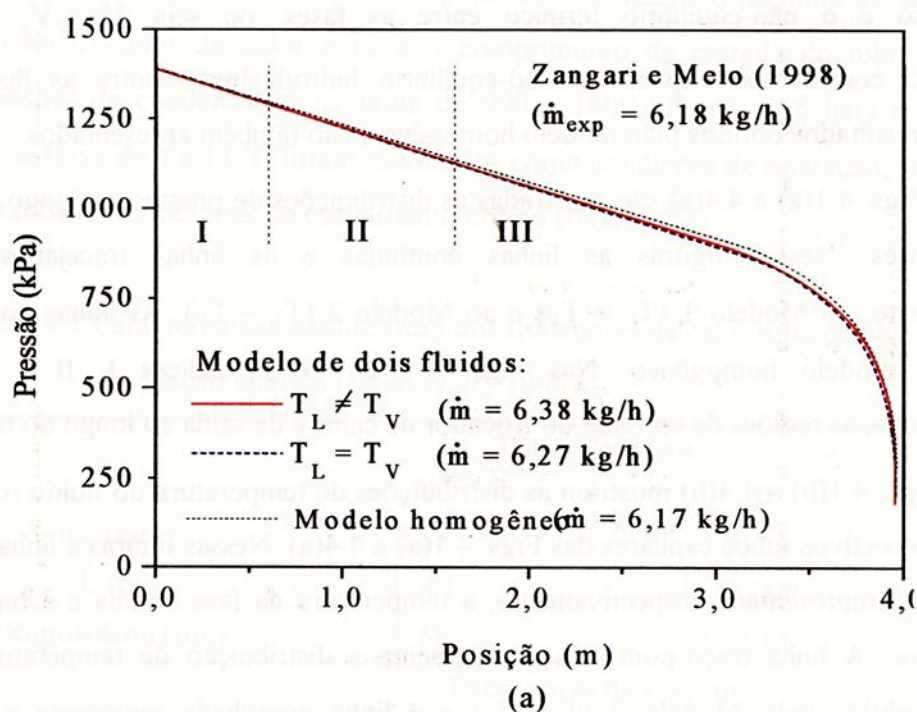


Figura 4.1 Distribuições de: (a) pressão e (b) temperatura ao longo do capilar: $L=3,963 \text{ m}$; $L_{\text{tc}}=0,998 \text{ m}$; $L_{\text{e}}=0,604 \text{ m}$; $d_{\text{int}}=0,83 \text{ mm}$; $d_{\text{ext}}=2,06 \text{ mm}$; $D_{\text{s}}=7,86 \text{ mm}$; $\Delta T_{\text{sub}}=5,19 ^\circ\text{C}$; $T_{\text{s,in}}=-11 ^\circ\text{C}$; $p_{\text{e}}=1400 \text{ kPa}$; trocador concêntrico (Zangari e Melo, 1998).

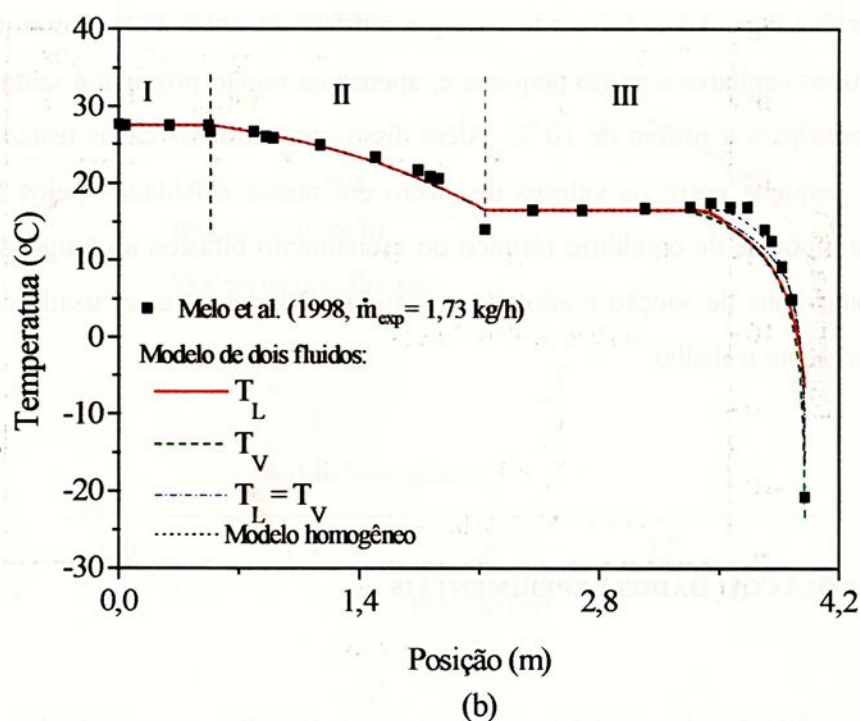
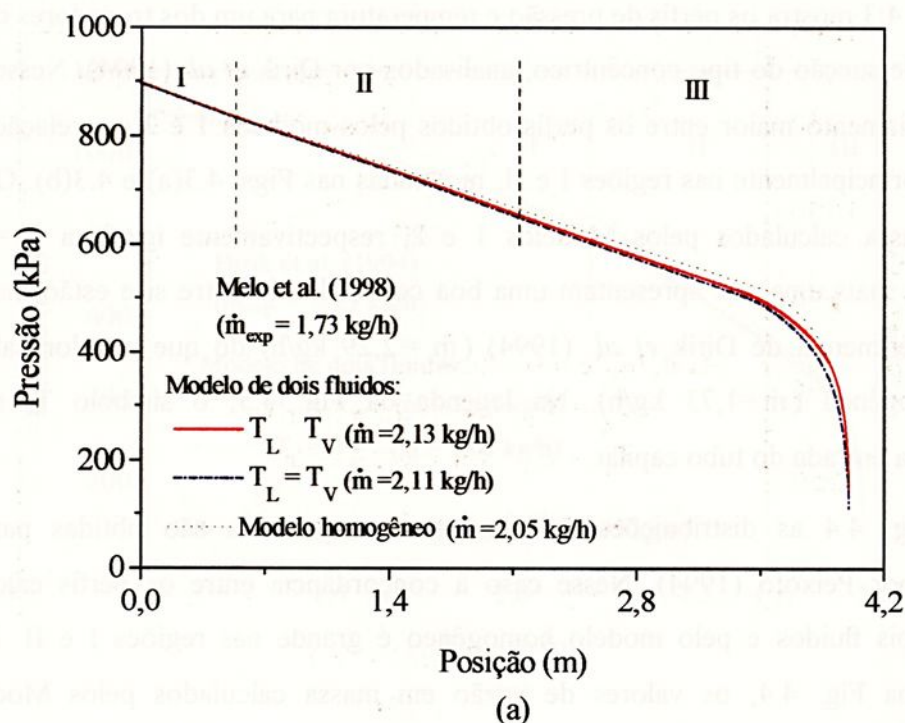


Figura 4.2 Distribuições de: (a) pressão e (b) temperatura ao longo do tubo capilar B-trocador de calor lateral 06, $\Delta T_{\text{sub}} = 7,82^\circ\text{C}$; $T_{\text{s,in}} = 6^\circ\text{C}$; $p_e = 901\text{ kPa}$; trocador lateral (Melo *et al.*, 1998).

A Fig. 4.3 mostra os perfis de pressão e temperatura para um dos trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção do tipo concêntrico, analisados por Dirik *et al.* (1994). Nesse caso, nota-se um distanciamento maior entre os perfis obtidos pelos modelos 1 e 2 em relação ao modelo homogêneo, principalmente nas regiões I e II, mostradas nas Figs. 4.3(a) e 4.3(b). Os valores de vazão em massa calculados pelos Modelos 1 e 2, respectivamente iguais a $\dot{m}=2,04$ kg/h e $\dot{m}=2,00$ kg/h, mais uma vez apresentam uma boa concordância entre si e estão mais próximos do valor experimental de Dirik *et al.* (1994) ($\dot{m}=2,29$ kg/h) do que o valor calculado pelo modelo homogêneo ($\dot{m}=1,73$ kg/h). Na legenda da Fig. 4.3, o símbolo T_e representa a temperatura na entrada do tubo capilar.

Na Fig. 4.4 as distribuições de pressão e temperatura são obtidas para um caso apresentado por Peixoto (1994). Nesse caso a concordância entre os perfis calculados pelo modelo de dois fluidos e pelo modelo homogêneo é grande nas regiões I e II. Para o caso apresentado na Fig. 4.4, os valores de vazão em massa calculados pelos Modelos 1 e 2 apresentam desvios percentuais em relação ao valor medido, respectivamente, de 13,7% e 16%, e para o modelo homogêneo, de 20,9 %.

A partir das Figs. 4.1 a 4.4 verifica-se que a diferença entre as temperaturas de cada fase ao longo dos tubos capilares é muito pequena e, apenas na região próxima à saída dos tubos, essa diferença aumenta para a ordem de 10 °C. Além disso, em todos os casos testados, observou-se uma diferença pequena entre os valores de vazão em massa calculados pelos Modelos 1 e 2. Dessa forma, a hipótese de equilíbrio térmico no escoamento bifásico ao longo de trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção é adotada passando o Modelo 2 a ser usado como modelo de referência no presente trabalho.

4.3 COMPARAÇÕES COM DADOS EXPERIMENTAIS

Para a validação do modelo proposto neste trabalho, os resultados calculados são comparados com dados experimentais disponíveis na literatura, mencionados no Item 4.1.

Na Fig. 4.5 mostram-se as comparações entre os resultados de vazão em massa calculados pelo modelo de dois fluidos e os dados experimentais obtidos por Dirik *et al.* (1994).

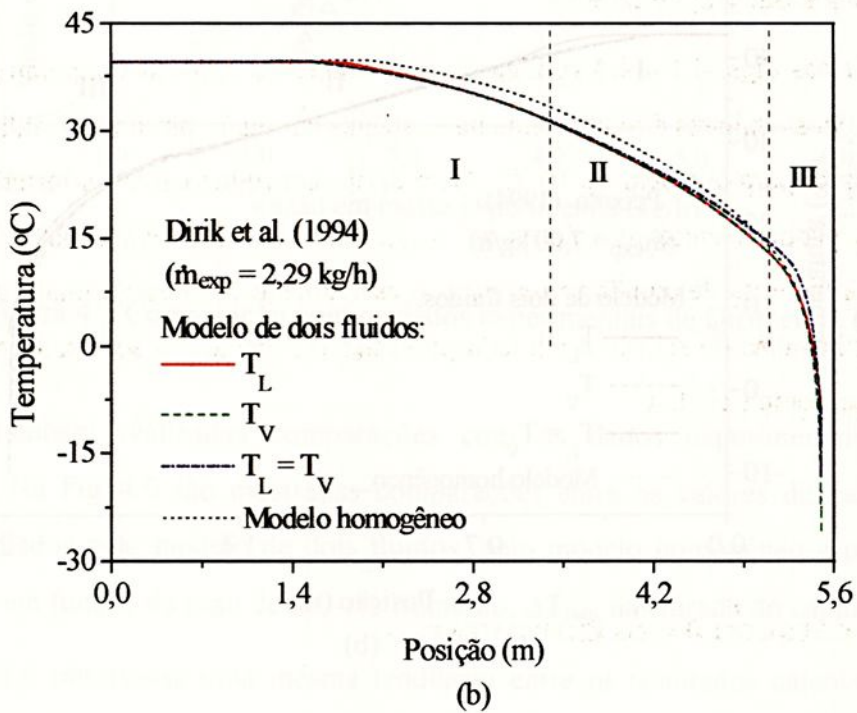
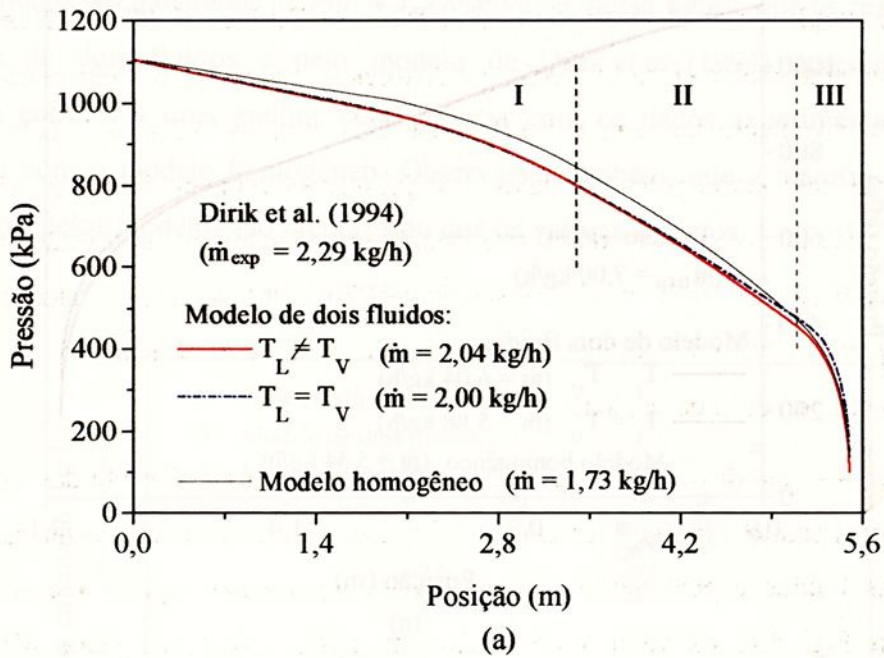


Figura 4.3 Distribuições de: (a) pressão e (b) temperatura ao longo do tubo capilar: $L=5,500 \text{ m}$; $L_{tc}=1,700 \text{ m}$; $L_e=3,400 \text{ m}$; $d_{int}=0,66 \text{ mm}$; $d_{ext}=2,00 \text{ mm}$; $D_s=5,60 \text{ mm}$; $\Delta T_{sub}=3,70 \text{ °C}$; $T_{s,in}=-8,9 \text{ °C}$; $T_e=43,3 \text{ °C}$; trocador concêntrico (Dirik *et al.*, 1994).

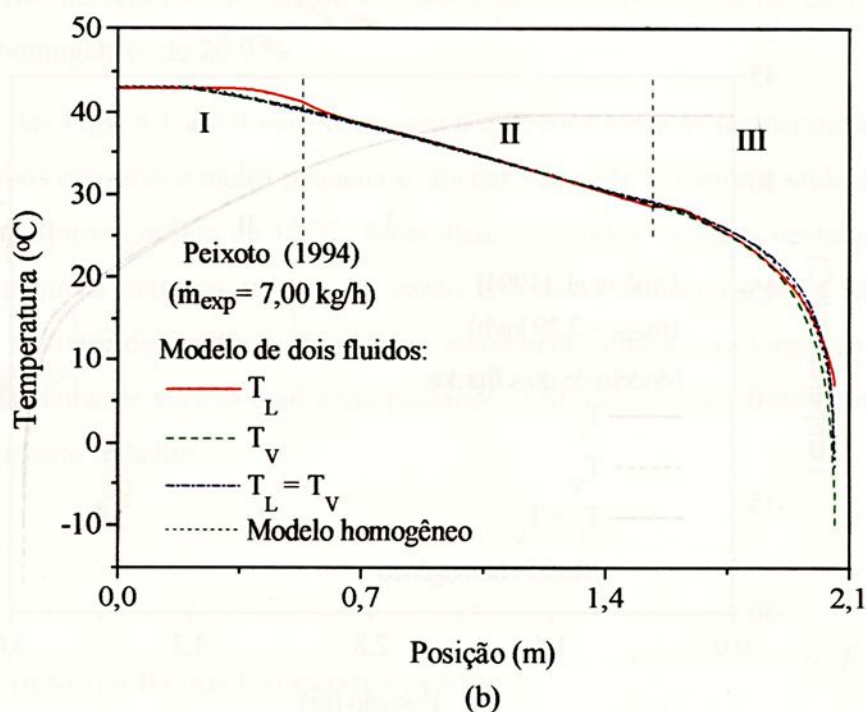
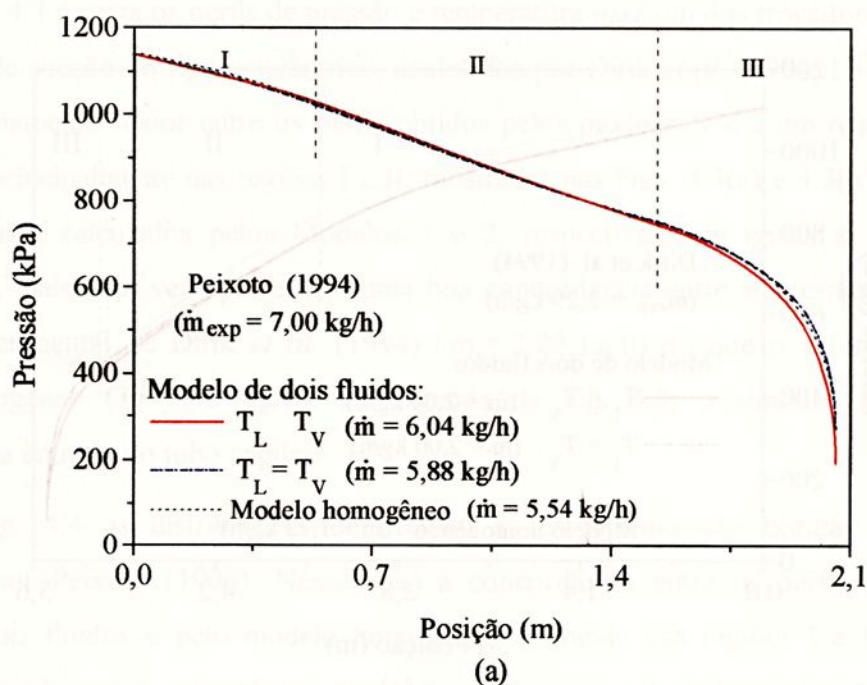


Figura 4.4 Distribuições de: (a) pressão e (b) temperatura ao longo do tubo capilar:

$L=2,057 \text{ m}$; $L_{\text{tc}}=1,003 \text{ m}$; $L_e=0,521 \text{ m}$; $d_{\text{int}}=0,787 \text{ mm}$; $d_{\text{ext}}=2,06 \text{ mm}$;
 $D_s=6,314 \text{ mm}$; $\Delta T_{\text{sub}}=1,25 \text{ }^\circ\text{C}$; $T_{\text{s,in}}=-4,7 \text{ }^\circ\text{C}$; $p_e=1150 \text{ kPa}$; trocador
 concêntrico (Peixoto, 1994).

Os resultados calculados pelo modelo homogêneo e pelo modelo apresentado por Dirik *et al.* (1994) também são mostrados na Fig. 4.5. Observa-se, nessa figura, que os resultados obtidos pelo modelo de dois fluidos e pelo modelo de Dirik *et al.* (1994) apresentam uma boa concordância entre si e uma melhor concordância com os dados experimentais, em relação àquela obtida com o modelo homogêneo. Observa-se, também, que a maioria das vazões em massa previstas pelos modelos são menores do que os valores medidos.

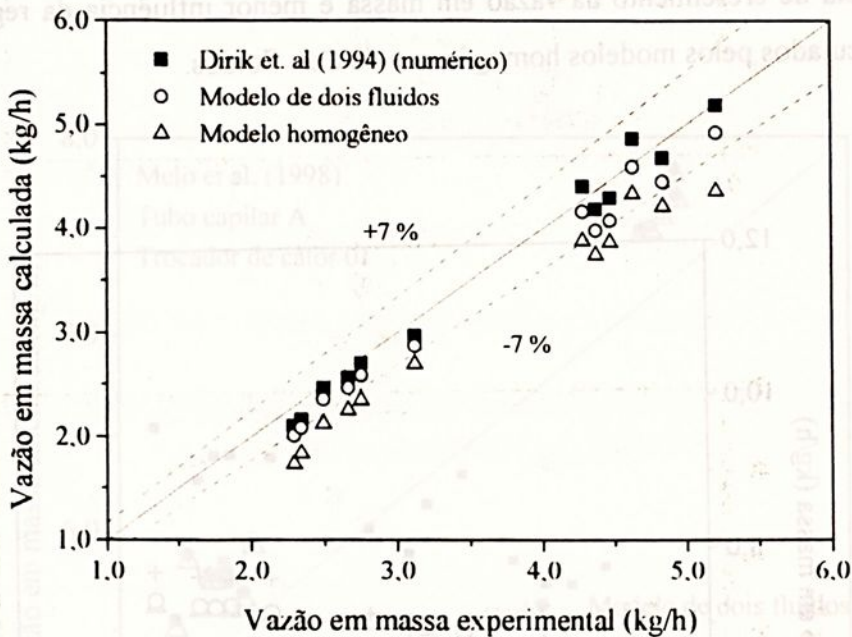


Figura 4.5 Comparação com os dados experimentais de Dirik *et al.* (1994).

Foram também realizadas comparações com os dados experimentais obtidos por Peixoto (1994). Na Fig. 4.6 são mostradas comparações entre os valores de vazão em massa medidos e calculados pelo modelo de dois fluidos, pelo modelo homogêneo e pelo modelo de Peixoto (1994), em função do grau de sub-resfriamento, ΔT_{sub} , na entrada do capilar.

Na Fig. 4.6 observa-se uma mesma tendência entre os resultados calculados pelos três modelos. A vazão em massa aumenta a uma taxa constante até um determinado grau de sub-resfriamento, quando, então, há uma redução na inclinação da curva e, a partir desse ponto, praticamente não se verifica diferenças entre os resultados calculados pelo modelo de dois fluidos e pelo modelo homogêneo.

Como mostrado por Mezavila (1995), mesmo com graus de sub-resfriamento da ordem

de 1 °C, situação em que a região bifásica é predominante, o título diminui ao longo do trocador de calor e ocorre recondensação. À medida em que o grau de sub-resfriamento aumenta, o ponto de vaporização do refrigerante move-se cada vez mais para dentro do capilar, fazendo com que o título atinja valores cada vez menores e a região de recondensação total torne-se cada vez maior. Para o caso apresentado na Fig. 4.6, a partir de $\Delta T_{\text{sub}}=5$ °C, não ocorre mais escoamento bifásico na região do trocador de calor e a vaporização do refrigerante ocorre somente na região de saída. Dessa forma, a extensão da região líquida passa a apresentar pouca variação, o que se reflete em uma menor taxa de crescimento da vazão em massa e menor influência da região bifásica nos resultados calculados pelos modelos homogêneo e de dois fluidos.

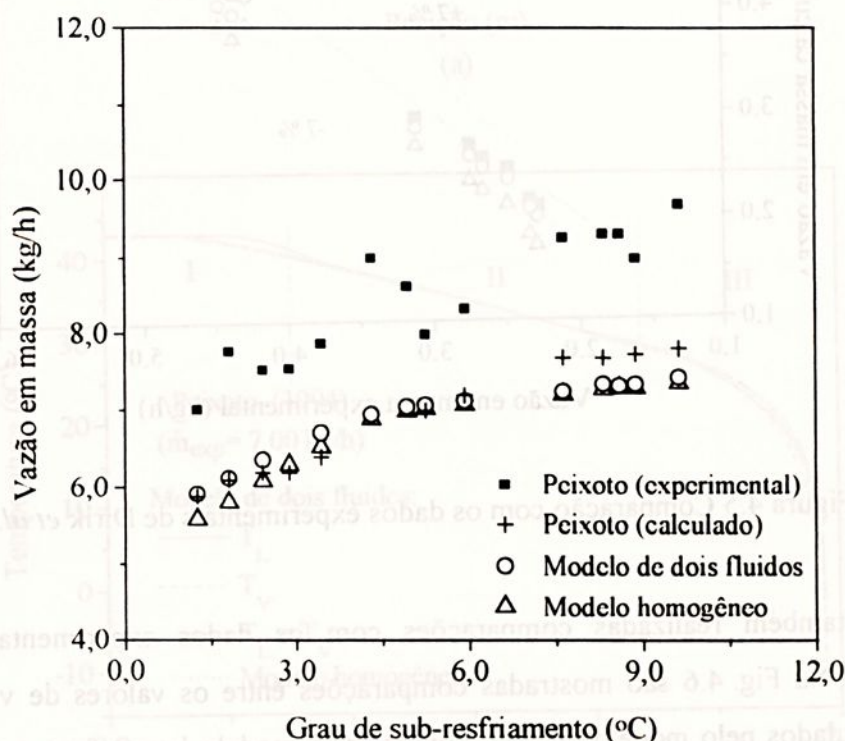


Figura 4.6 Comparação com os dados experimentais de Peixoto (1994):

$L=2,057$ m; $L_{ic}=1,003$ m; $L_e=0,533$ m; $d_{int}=0,787$ mm;

$d_{ext}=2,06$ mm; $D_s=6,314$ mm; $T_{s,in}=-4,7$ °C; $p_e=1150$ kPa;

trocador concêntrico.

Nas Figs. 4.7 a 4.10 são mostradas comparações entre as vazões em massa calculadas pelo presente modelo e os dados experimentais de Melo *et al.* (1998), para trocadores de calor do

tipo lateral. Os resultados calculados pelo modelo homogêneo também são mostrados e estão muito próximos daqueles obtidos pelo modelo de dois fluidos. Tal fato se deve à pequena extensão da região bifásica observada em todos os experimentos reportados por Melo *et al.* (1998). O ponto de início de vaporização do fluido refrigerante ocorre a uma distância média de 0,20 m da saída do tubo capilar e a modelagem da região de escoamento bifásico passa a ter pouca influência sobre o resultado global.

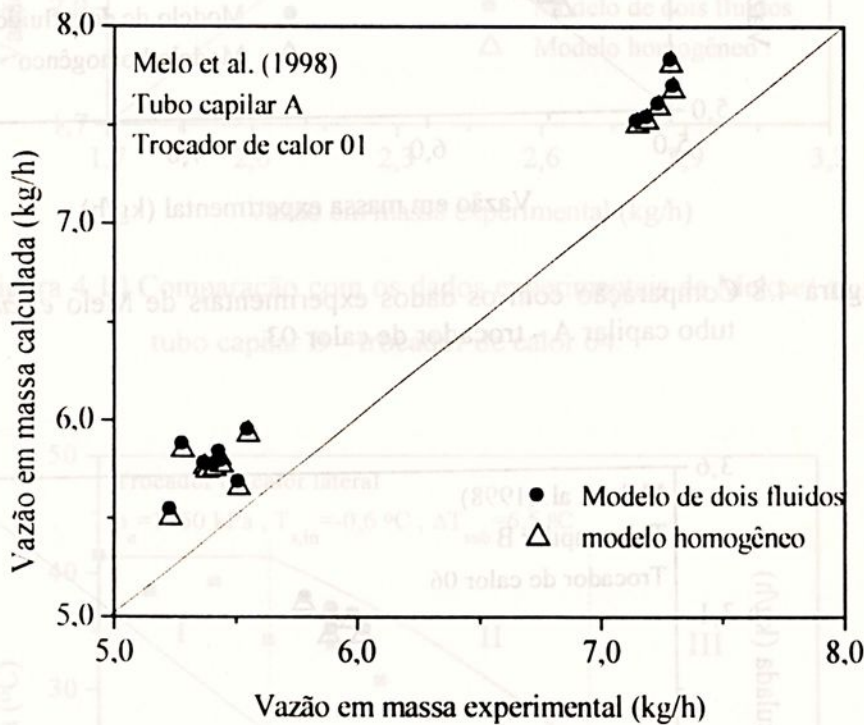


Figura 4.7 Comparação com os dados experimentais de Melo *et al.* (1998):
tubo capilar A - trocador de calor 01.

Nas Figs. 4.11 e 4.12, as distribuições de temperatura calculadas pelo modelo de dois fluidos e pelo modelo homogêneo são comparadas com valores experimentais reportados por Peixoto (1994), respectivamente, para trocadores de calor, do tipo lateral e concêntrico. Observa-se que, praticamente, não há diferença entre os perfis de temperatura calculados e que estes apresentam uma boa concordância com os valores experimentais.

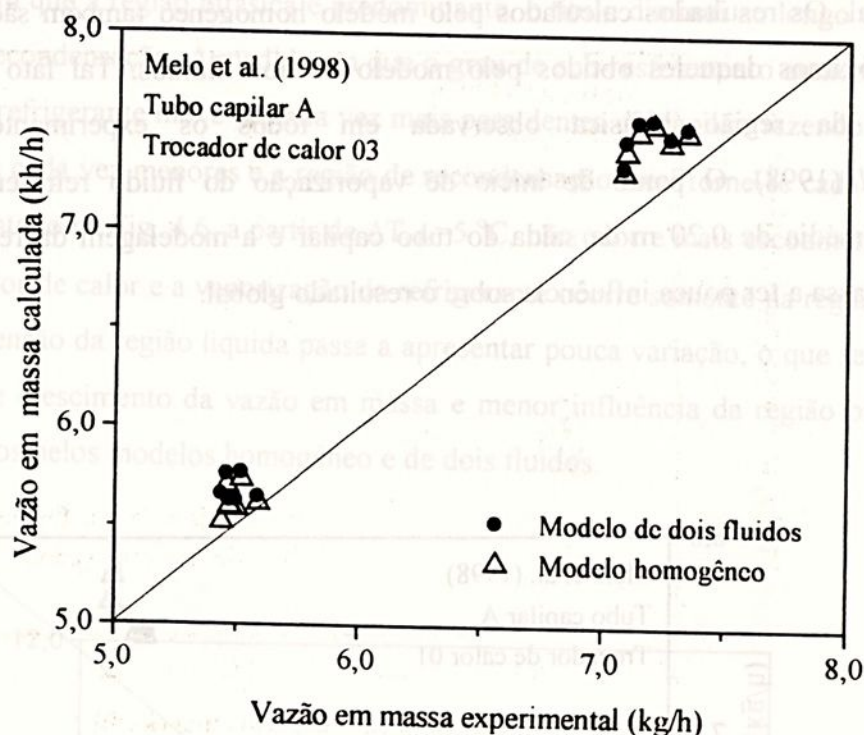


Figura 4.8 Comparação com os dados experimentais de Melo *et al.* (1998): tubo capilar A - trocador de calor 03.

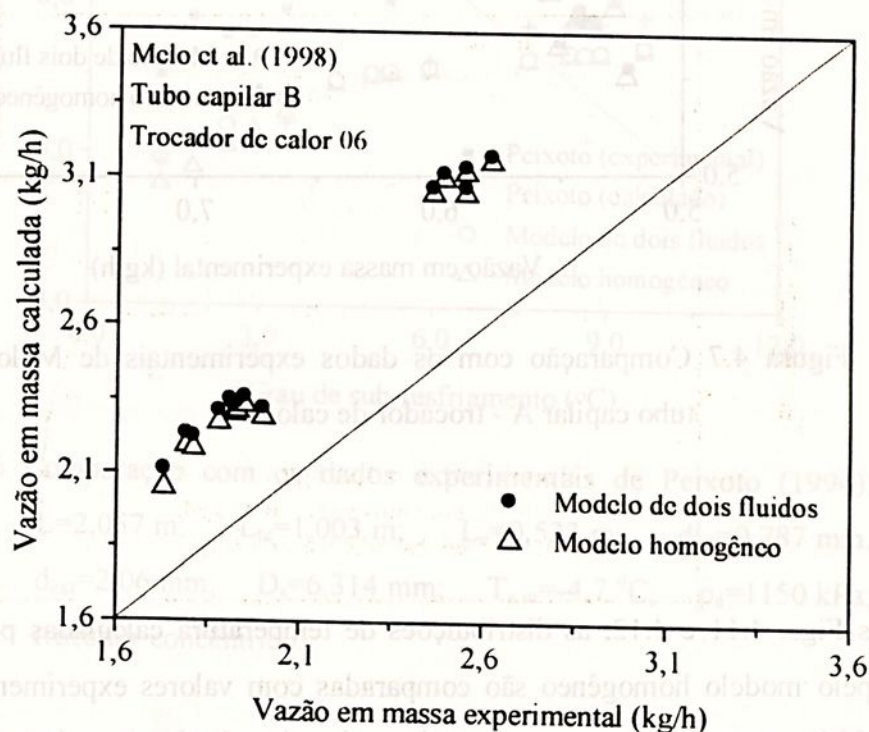


Figura 4.9 Comparação com os dados experimentais de Melo *et al.* (1998): tubo capilar B - trocador de calor 06.

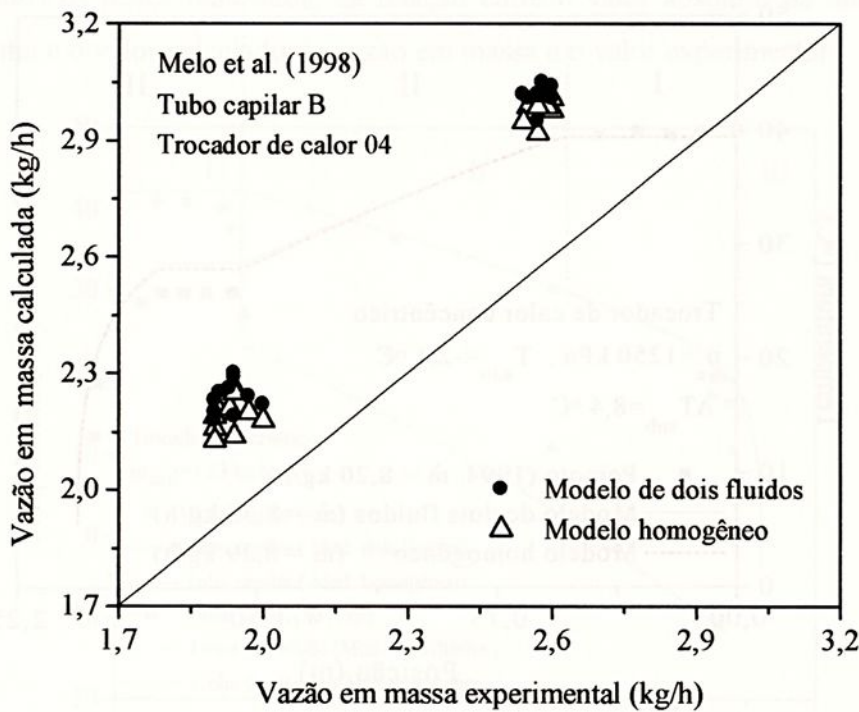


Figura 4.10 Comparação com os dados experimentais de Melo *et al.* (1998):
tubo capilar B - trocador de calor 04.

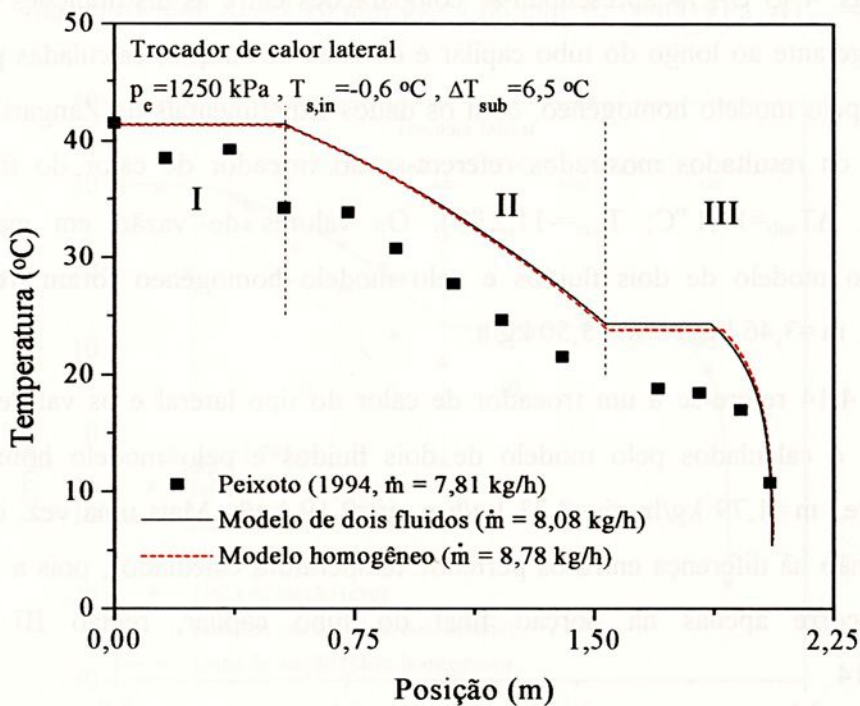


Figura 4.11 Comparação entre os perfis de temperatura medido (Peixoto, 1994) e calculados (trocador de calor lateral, $L=2,057$ m; $L_e=0,533$ m; $L_{tc}=1,536$ m; $d_{int}=0,787$ mm; $d_{ext}=2,06$ mm; $D_s=6,314$ mm).

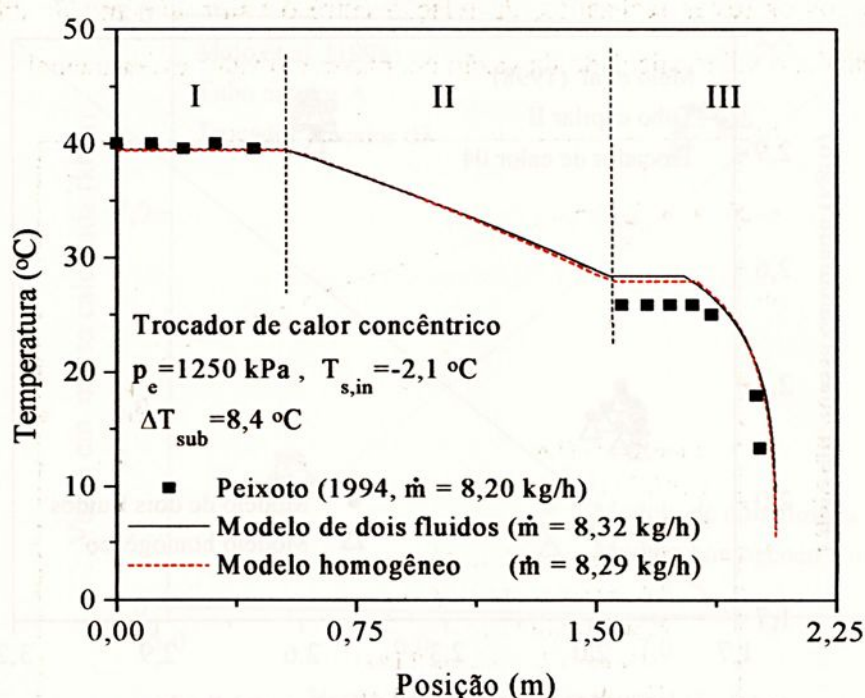


Figura 4.12 Comparação entre os perfis de temperatura medido (Peixoto, 1994) e calculados (trocador de calor concêntrico, $L=2,057$ m; $L_c=0,533$ m; $L_{tc}=1,536$ m; $d_{int}=0,787$ mm; $d_{ext}=2,06$ mm; $D_s=6,314$ mm).

Nas Figs. 4.13 e 4.14 apresentam-se comparações entre as distribuições de temperatura do fluido refrigerante ao longo do tubo capilar e da linha de sucção, calculadas pelo modelo de dois fluidos e pelo modelo homogêneo, com os dados experimentais de Zangari e Melo (1998). Na Fig. 4.13, os resultados mostrados referem-se ao trocador de calor do tipo concêntrico ($p_e=1.400$ kPa; $\Delta T_{sub}=10,1$ °C; $T_{s,in}=-11,2$ °C). Os valores de vazão em massa medido e calculados pelo modelo de dois fluidos e pelo modelo homogêneo foram, respectivamente, $\dot{m}=3,23$ kg/h, $\dot{m}=3,46$ kg/h e $\dot{m}=3,50$ kg/h.

A Fig. 4.14 refere-se a um trocador de calor do tipo lateral e os valores de vazão em massa medido e calculados pelo modelo de dois fluidos e pelo modelo homogêneo foram, respectivamente, $\dot{m}=1,79$ kg/h, $\dot{m}=2,23$ kg/h e $\dot{m}=2,19$ kg/h. Mais uma vez, observa-se que, praticamente, não há diferença entre os perfis de temperatura calculados, pois a vaporização do refrigerante ocorre apenas na porção final do tubo capilar, região III mostrada nas Figs. 4.13 e 4.14.

Considerando todas as comparações realizadas, o desvio absoluto médio das vazões em massa foi de 3,6 % e 5,0 %, respectivamente, para o modelo de dois fluidos e para o modelo homogêneo, quando comparados com dados experimentais. Tal desvio foi calculado como a

média, entre todos os testes realizados, da relação entre o valor absoluto da diferença entre o valor experimental e o valor calculado da vazão em massa e o valor experimental.

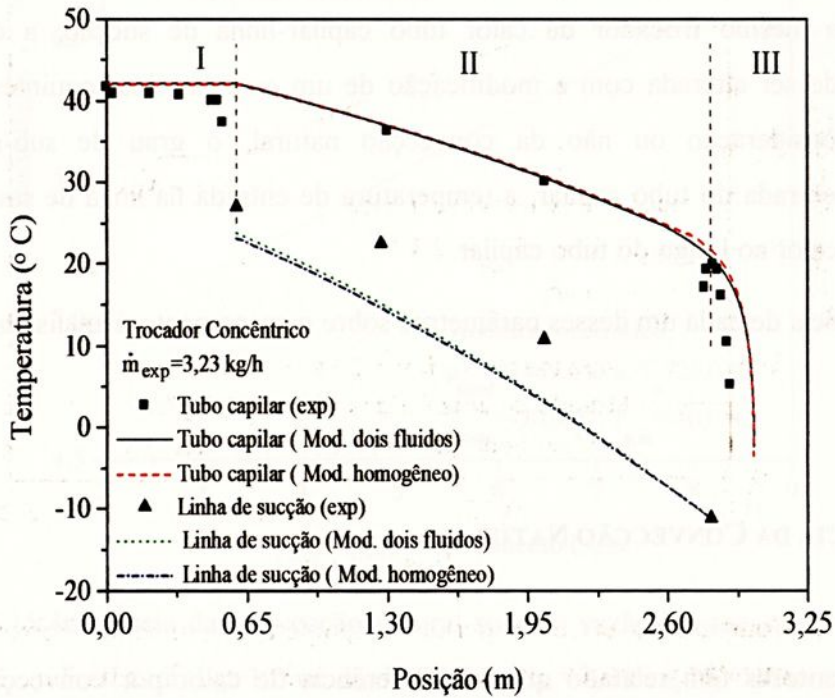


Figura 4.13 Comparação entre os perfis de temperatura medido (Zangari e Melo, 1998) e calculados (trocador de calor concêntrico, $L=3,00 \text{ m}$; $L_e=0,60 \text{ m}$; $L_{tc}=2,20 \text{ m}$; $d_{int}=0,61 \text{ mm}$; $d_{ext}=2,10 \text{ mm}$; $D_s=7,86 \text{ mm}$; $p_e=1.400 \text{ kPa}$; $\Delta T_{sub}=10,1 \text{ }^\circ\text{C}$).

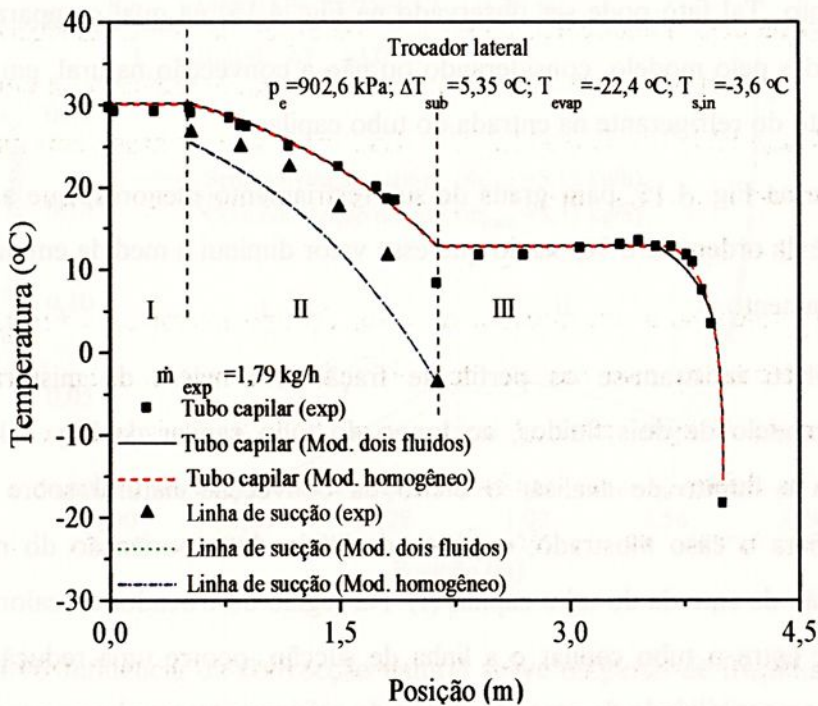


Figura 4.14 Comparação entre os perfis de temperatura medido por Melo *et al.* (1998) e calculados: tubo capilar B - trocador de calor 06.

4.4 INFLUÊNCIA DE PARÂMETROS DO PROBLEMA

Para um mesmo trocador de calor tubo capilar-linha de sucção, a configuração do escoamento pode ser alterada com a modificação de um ou mais dos seguintes parâmetros do problema: a consideração ou não da convecção natural, o grau de sub-resfriamento do refrigerante na entrada do tubo capilar, a temperatura de entrada na linha de sucção e a posição do trocador de calor ao longo do tubo capilar.

A influência de cada um desses parâmetros sobre o escoamento é analisada a seguir.

4.4.1 INFLUÊNCIA DA CONVECÇÃO NATURAL

Alguns autores têm relatado que a transferência de calor por convecção natural entre trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção e o meio ambiente exerce pouca influência sobre o escoamento. Entretanto, no decorrer desse trabalho, comprovou-se o que já havia sido verificado por Mezavila (1995), que a convecção natural apresenta uma influência significativa sobre o escoamento. Tal fato pode ser observado na Fig. 4.15, na qual comparam-se as vazões em massa calculadas pelo modelo, considerando ou não a convecção natural, em função do grau de sub-resfriamento do refrigerante na entrada do tubo capilar.

Observa-se na Fig. 4.15, para graus de sub-resfriamento menores, que a diferença entre um caso e outro é da ordem de 5 %, sendo que esse valor diminui à medida em que se aumenta o grau de sub-resfriamento.

Na Fig. 4.16 mostram-se os perfis de fração em massa da mistura líquido-vapor fornecidos pelo modelo de dois fluidos, ao longo do tubo capilar da Fig. 4.15, para o caso $\Delta T_{\text{sub}} = 3^\circ\text{C}$, com o intuito de analisar o efeito da convecção natural sobre o escoamento. Observa-se que para o caso mostrado, o ponto de início de vaporização do refrigerante está localizado na região de entrada do tubo capilar (I). Na região do trocador de calor (II), em função da troca de calor entre o tubo capilar e a linha de sucção, ocorre uma redução da fração em massa, indicando a possibilidade de recondensação do refrigerante em alguns casos. Na região de saída do capilar (III), observa-se um aumento contínuo da fração em massa em ambos os casos.

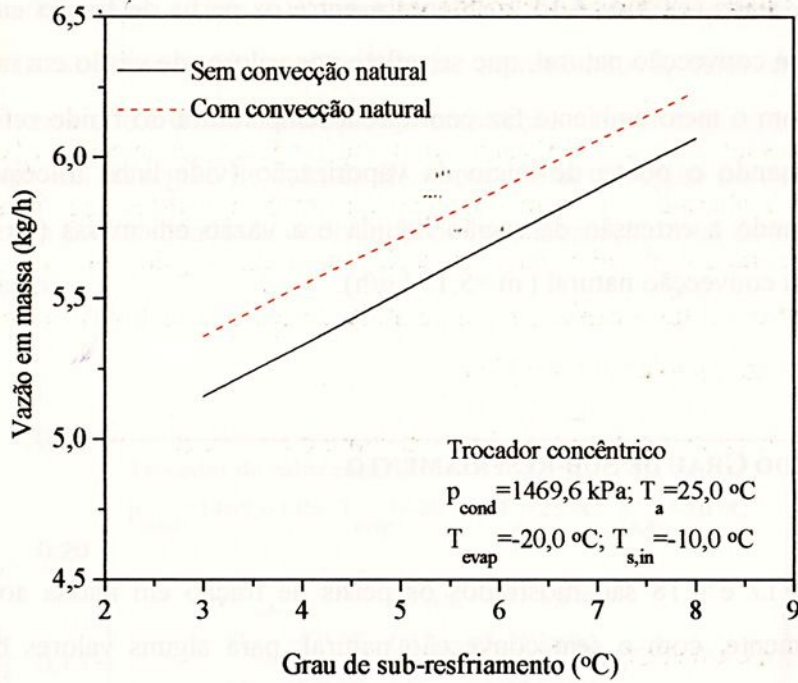


Figura 4.15 Influência da convecção natural sobre a vazão em massa ($L=3,0 \text{ m}$; $L_e=1,6 \text{ m}$; $L_{tc}=1,0 \text{ m}$; $d_{\text{int}}=0,77 \text{ mm}$; $d_{\text{ext}}=2,0 \text{ mm}$; $D_s=5,6 \text{ mm}$).

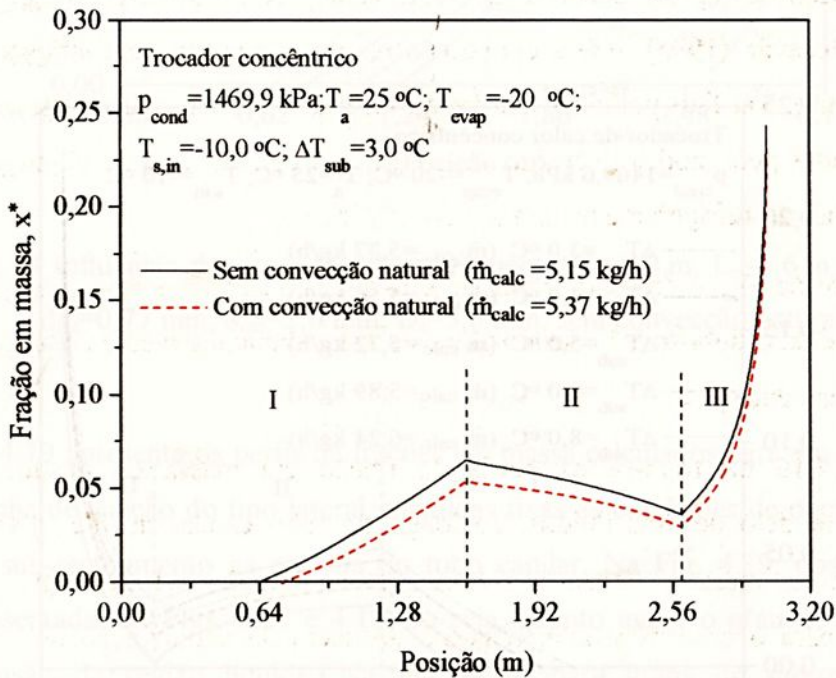


Figura 4.16 Influência da convecção natural sobre os perfis de fração em massa ($L=3,0 \text{ m}$; $L_e=1,6 \text{ m}$; $L_{tc}=1,0 \text{ m}$; $d_{\text{int}}=0,77 \text{ mm}$; $d_{\text{ext}}=2,0 \text{ mm}$; $D_s=5,6 \text{ mm}$).

Observa-se, ainda, na Fig. 4.16, a diferença entre os perfis de fração em massa para as situações com e sem convecção natural, que se reflete nos valores de vazão em massa calculados. A troca de calor com o meio ambiente faz com que a temperatura do fluido refrigerante líquido seja reduzida, atrasando o ponto de início da vaporização (vide linha tracejada mostrada na Fig. 4.16), aumentando a extensão da região líquida e a vazão em massa ($\dot{m}=5,37$ kg/h), em relação ao caso sem convecção natural ($\dot{m}=5,15$ kg/h).

4.4.2 INFLUÊNCIA DO GRAU DE SUB-RESFRIAMENTO

Nas Figs. 4.17 e 4.18 são mostrados os perfis de fração em massa ao longo do tubo capilar, respectivamente, com e sem convecção natural, para alguns valores de grau de sub-resfriamento e uma mesma configuração geométrica. Na Fig. 4.17, nota-se que, variando-se apenas o grau de sub-resfriamento nas condições de operação, quanto maior o grau de sub-resfriamento: maior a extensão da região líquida, maior é a probabilidade de ocorrência de recondensação do refrigerante e menor é o valor da fração em massa na saída do tubo capilar.

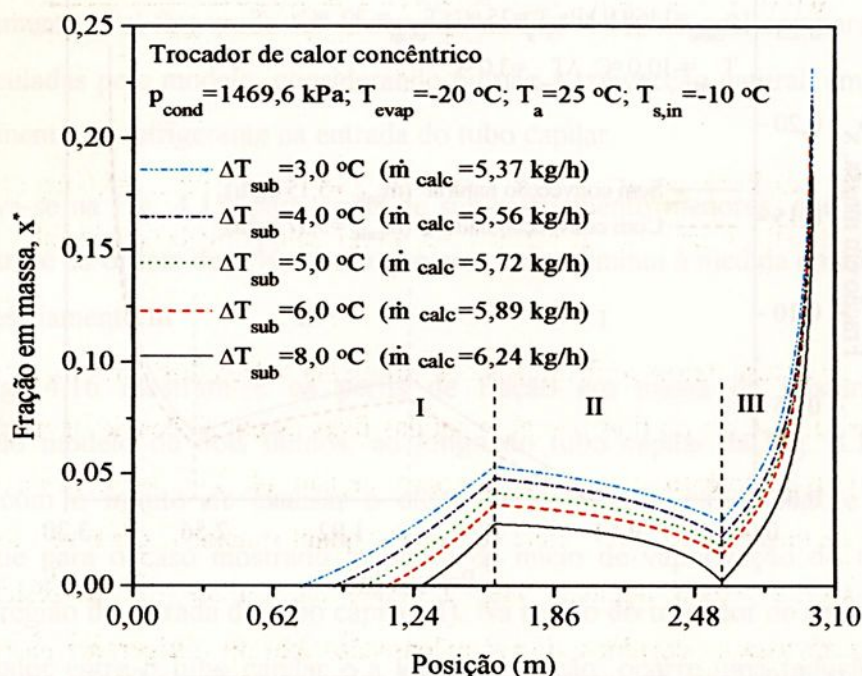


Figura 4.17 Influência do grau de sub-resfriamento ($L=3,0$ m; $L_e=1,6$ m; $L_{tc}=1,0$ m; $d_{\text{int}}=0,77$ mm; $d_{\text{ext}}=2,0$ mm; $D_s=5,6$ mm; com convecção natural).

Comparando as Fig. 4.17 e 4.18, verifica-se que a consideração de troca de calor com o ambiente aumenta a extensão da região líquida, aumentando o valor de vazão em massa calculado. Observa-se que a desconsideração da convecção natural desloca a curva de fração em massa para a esquerda na região de entrada (I), e para cima na região do trocador de calor (II), diminuindo assim, a probabilidade de ocorrência de recondensação total do refrigerante ao longo do trocador de calor.

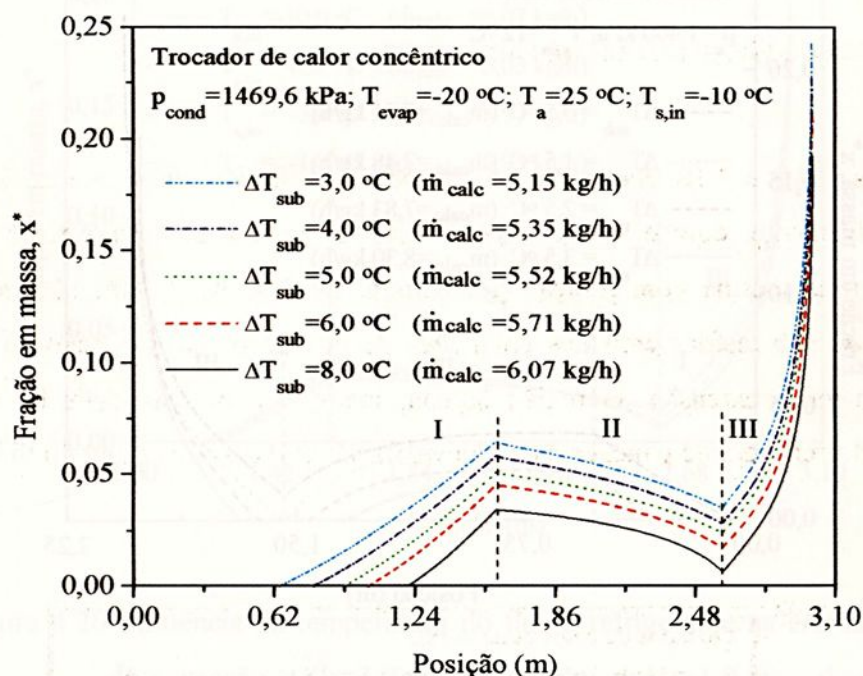


Figura 4.18 Influência do grau de sub-resfriamento ($L=3,0 \text{ m}$; $L_c=1,6 \text{ m}$; $L_{tc}=1,0 \text{ m}$; $d_{\text{int}}=0,77 \text{ mm}$; $d_{\text{ext}}=2,0 \text{ mm}$; $D_s=5,6 \text{ mm}$; sem convecção natural).

A Fig. 4.19 apresenta os perfis de frações em massa calculados para um trocador de calor tubo capilar-linha de sucção do tipo lateral, mantidas fixas as condições de operação e variando-se o grau de sub-resfriamento na entrada do tubo capilar. Na Fig. 4.19, observa-se a mesma tendência apresentada nas Figs. 4.17 e 4.18, ou seja, quanto maior o grau de sub-resfriamento, maior a extensão da região líquida. Na Fig. 4.19, para graus de sub-resfriamento entre $2,5$ e $3,5 \text{ }^{\circ}\text{C}$, verifica-se a ocorrência de recondensação total do refrigerante na região próxima do final do trocador de calor.

Deve-se ressaltar o aparecimento de problemas de convergência na presença do

fenômeno de recondensação total do refrigerante. Tal fato foi constatado nos casos mostrados na Fig. 4.19, uma vez que os desvios percentuais entre o comprimento do tubo capilar calculado pelo modelo em relação ao valor do comprimento real, para os casos de ΔT_{sub} de 2,5 e 3,5 °C, em que a recondensação total ocorre, são, respectivamente, de 1,5 e 2,3 %, enquanto que para os casos de ΔT_{sub} de 1,5 e 0,5 °C, esses desvios são, respectivamente, de 0,1 e 0,4 %.

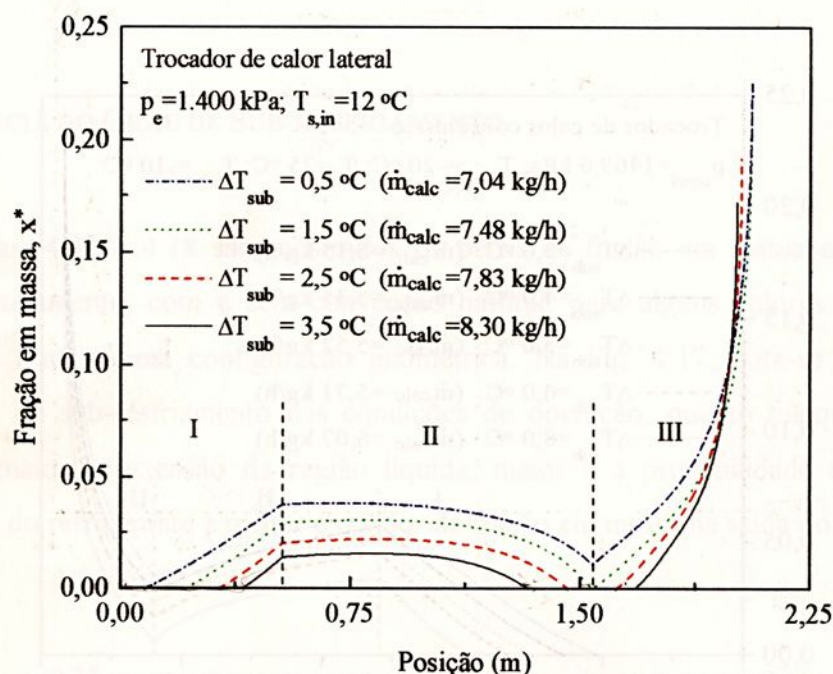


Figura 4.19 Influência do grau de sub-resfriamento ($L=2,06 \text{ m}$; $L_e=0,53 \text{ m}$; $L_{tc}=1,0 \text{ m}$; $d_{\text{int}}=0,813 \text{ mm}$; $d_{\text{ext}}=2,06 \text{ mm}$; $D_s=6,31 \text{ mm}$; sem convecção natural).

4.4.3 INFLUÊNCIA DA TEMPERATURA DE ENTRADA NA LINHA DE SUÇÃO

A Fig. 4.20 apresenta os perfis de frações em massa ao longo do tubo capilar em função da temperatura do fluido refrigerante na entrada da linha de sucção ($T_{s,\text{in}}$), mantidas constantes as características geométricas e demais condições de operação. Observa-se que a redução da temperatura $T_{s,\text{in}}$ aumenta o efeito de resfriamento ao longo da região do trocador de calor, que em alguns casos pode provocar a recondensação total do fluido refrigerante, conforme se verifica

pela tendência dos perfis apresentados na Fig. 4.20. Nota-se na Fig. 4.20, que a variação da temperatura $T_{s,in}$ tem pouca influência sobre o valor de vazão em massa calculada, para as condições de operação e geometria testada, uma vez que uma variação de 9 °C provocou uma variação de apenas 0,12 kg/h.

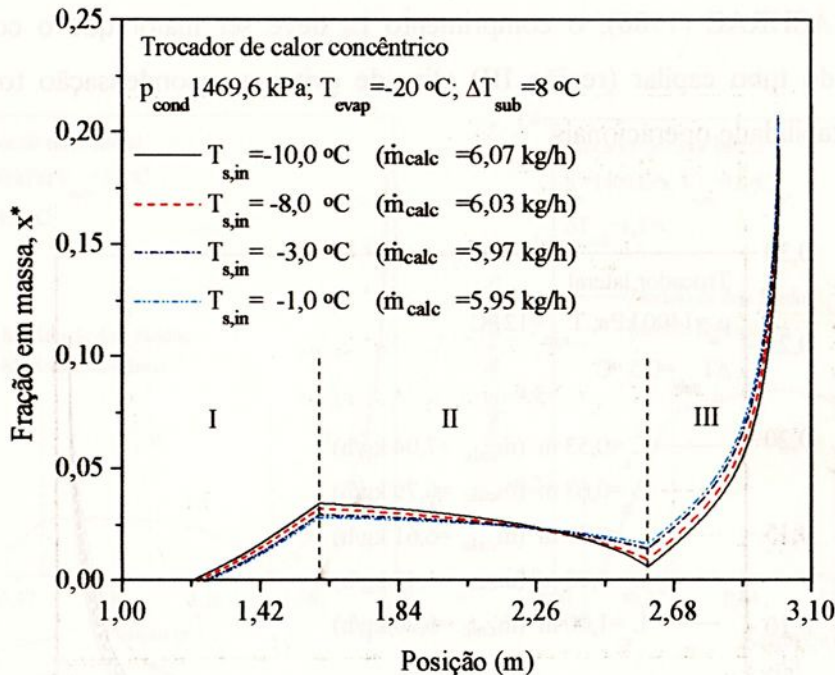


Figura 4.20 Influência da temperatura do fluido refrigerante na entrada da linha de sucção ($L=3,0 \text{ m}$; $L_e=1,6 \text{ m}$; $L_{tc}=1,0 \text{ m}$; $d_{int}=0,77 \text{ mm}$; $d_{ext}=2,0 \text{ mm}$; $D_s=5,6 \text{ mm}$; sem convecção natural).

4.4.4 INFLUÊNCIA DA POSIÇÃO DO TROCADOR DE CALOR

A posição relativa do trocador de calor ao longo do tubo capilar, mantendo-se constantes as condições de operação e as demais características geométricas (d_{int} , d_{ext} , L , L_{tc}), pode influenciar a configuração do escoamento.

Na Fig. 4.21 são mostrados os perfis de frações em massa ao longo do tubo capilar para diferentes comprimentos da região de entrada. Nos casos apresentados na Fig. 4.21, o ponto de início de vaporização do fluido refrigerante ocorre na região de entrada, sendo recondensado posteriormente na região do trocador de calor.

Observa-se também que o aumento da região de entrada do tubo capilar diminui a probabilidade de recondensação total, fazendo com que a fração em massa aumente continuamente a partir de $L_e=0,83$ m.

Desta forma, pode-se aumentar a vazão em massa de um tubo capilar diminuindo-se o comprimento L_e . Entretanto, conforme comentado por Mezavila (1995) e Peixoto (1994) e mencionado em ASHRAE (1988), o comprimento L_e deve ser maior que o comprimento da região de saída do tubo capilar (região III) afim de evitar a recondensação total e possíveis problemas de instabilidade operacionais.

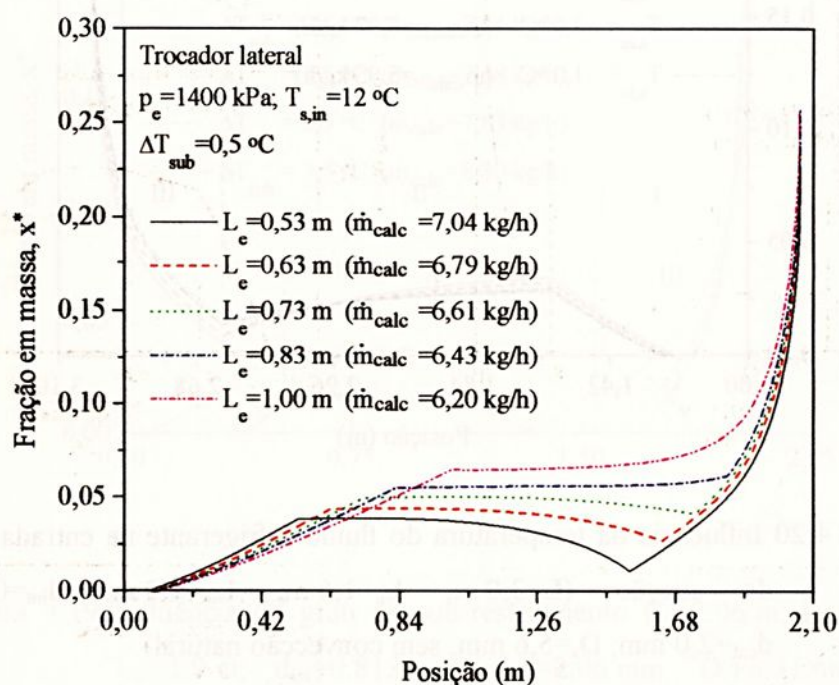


Figura 4.21 Influência da posição do trocador de calor ao longo do tubo capilar ($L=2,06$ m; $L_{tc}=1,0$ m; $d_{int}=0,813$ mm; $d_{ext}=2,06$ mm; $D_s=6,31$ mm; sem convecção natural).

4.5 POTENCIALIDADES DO MODELO

Neste item são apresentados alguns resultados computacionais procurando-se destacar uma das potencialidades do modelo de dois fluidos: a determinação das velocidades de cada uma das fases, as quais não podem ser avaliadas através do modelo homogêneo.

Nas Fig. 4.22 e 4.23 são mostradas as distribuições de: (a) fração em massa, (b) fração de vazio, (c) pressão e (d) velocidades de cada fase, obtidas pelo presente modelo. Além disso, são apresentadas as distribuições de: (a) fração em massa, (b) fração de vazio, (c) pressão e (d) velocidade, obtidas pelo modelo homogêneo. Os resultados mostrados nas Figs. 4.22 e 4.23 referem-se, respectivamente, às configurações de trocadores de calor lateral e concêntrico.

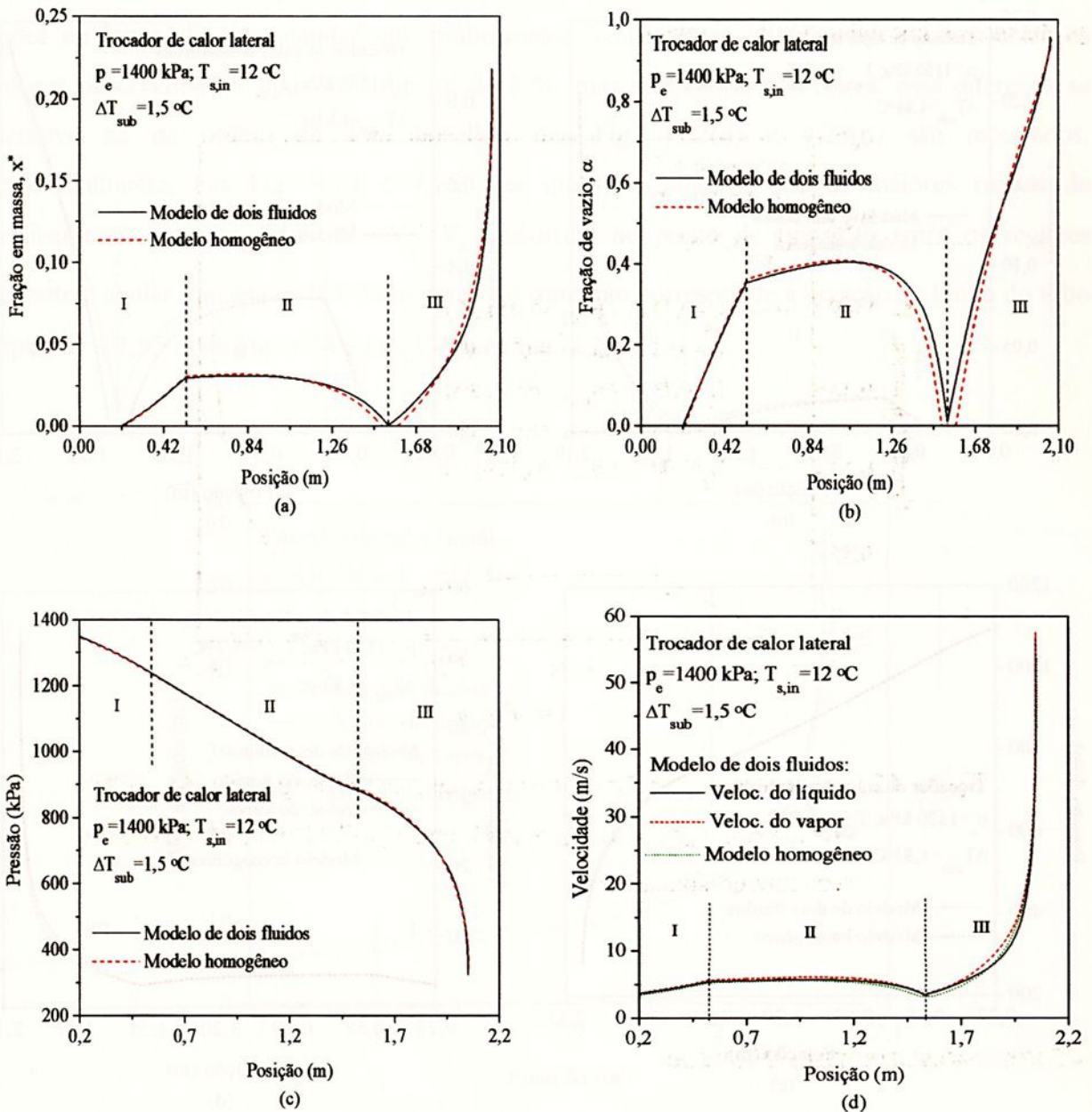


Figura 4.22 Distribuições de: (a) fração em massa, (b) fração de vazio, (c) pressão e (d) velocidades de cada fase - $L=2,06 \text{ m}$; $L_e=0,53 \text{ m}$; $L_{tc}=1,0 \text{ m}$; $d_{int}=0,813 \text{ mm}$; $d_{ext}=2,06 \text{ mm}$; $D_s=6,31 \text{ mm}$.

Observa-se nas Figs. 4.22 e 4.23, (a) e (b), que a vaporização do refrigerante ocorre na região de entrada do capilar. Na região II, a redução da fração em massa e da fração de vazio indicam a recondensação do refrigerante ao longo do trocador de calor. Na região III (região de saída), a fração de vazio aumenta rapidamente ao longo do tubo capilar, sendo esse aumento bem maior do que o apresentado pela fração em massa. Próximo à saída do tubo, a fração de vazio aproxima-se de 0,98.

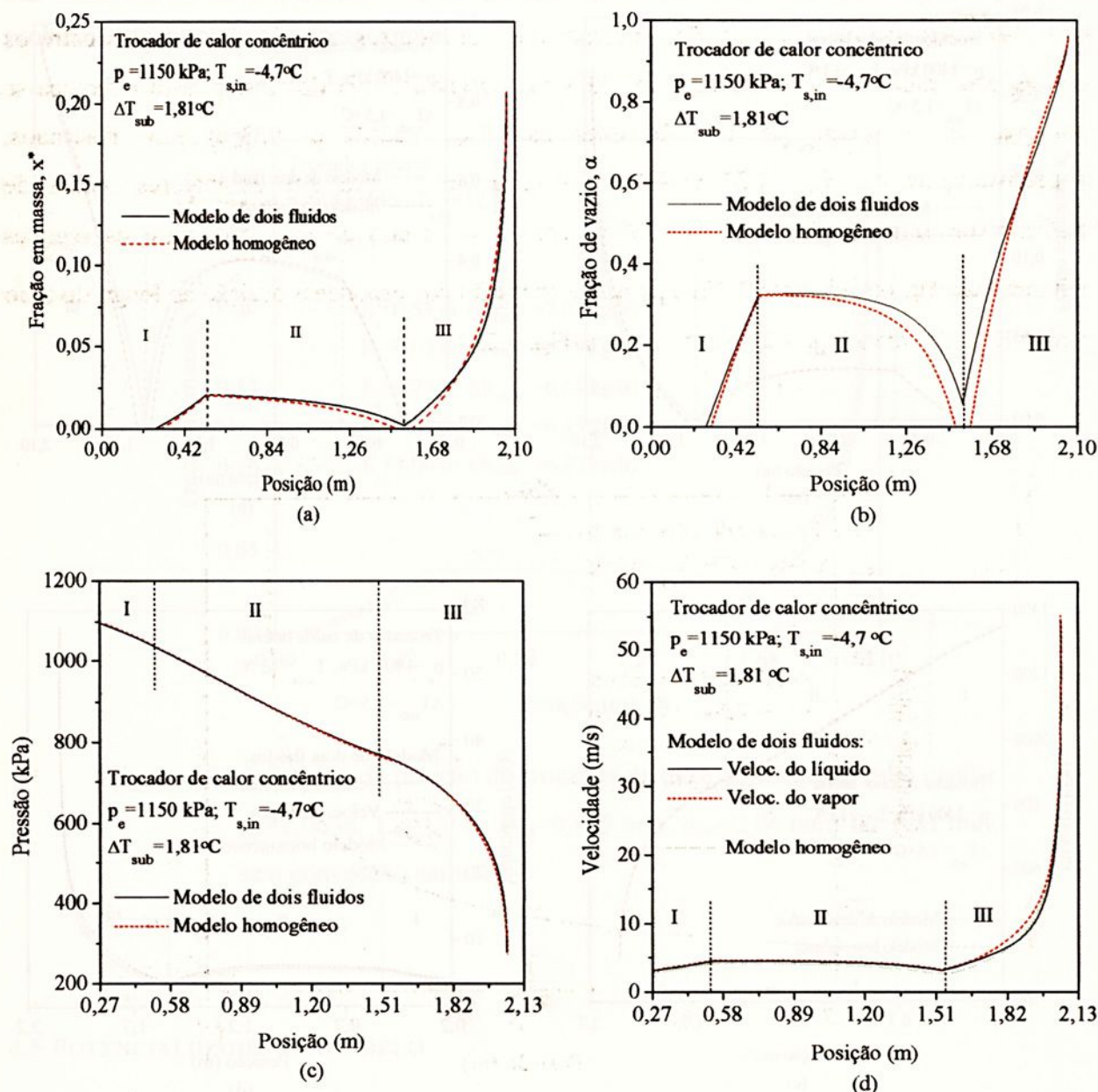


Figura 4.23 Distribuições de: (a) fração em massa, (b) fração de vazio, (c) pressão e (d) velocidades de cada fase - $L=2,057 \text{ m}$; $L_e=0,533 \text{ m}$; $L_{tc}=1,003 \text{ m}$; $d_{int}=0,787 \text{ mm}$; $d_{ext}=2,06 \text{ mm}$; $D_s=6,314 \text{ mm}$.

Na região III, o comportamento é o mesmo observado no escoamento adiabático ao longo de tubos capilares (Seixlack, 1996), no qual a variação da fração em massa não é linear e seu aumento é cada vez maior à medida em que o escoamento aproxima-se do final do tubo. Esse fato está de acordo com a interpretação física do escoamento, pois na região III (bifásica adiabática), os efeitos de aceleração e de atrito aumentam o gradiente de pressão em direção à saída do tubo [vide Figs. 4.22(c) e 4.23(c)] propiciando uma vaporização cada vez maior.

Observa-se nas Figs. 4.22(d) e 4.23(d) que os perfis de velocidade das fases líquida e de vapor ao longo do tubo capilar são, praticamente, coincidentes. A diferença máxima entre os valores observados na saída do tubo foi de 3 %, mas na maioria dos testes, essa diferença se manteve na da ordem de 1%. Detalhes das Fig. 4.22(d) e 4.23(d) são mostrados, respectivamente, nas Fig. 4.24 e 4.25, nas quais se observa que as maiores razões de deslizamento entre as fases ($S = V_v / V_L$) ocorrem no ponto de transição entre os regimes agitante e anular, ou seja $\alpha=0,8$. Esse ponto de transição corresponde à posição ao longo do tubo capilar $L \cong 1,95$ m na Fig. 4.24 e $L \cong 1,9$ m na Fig. 4.25.

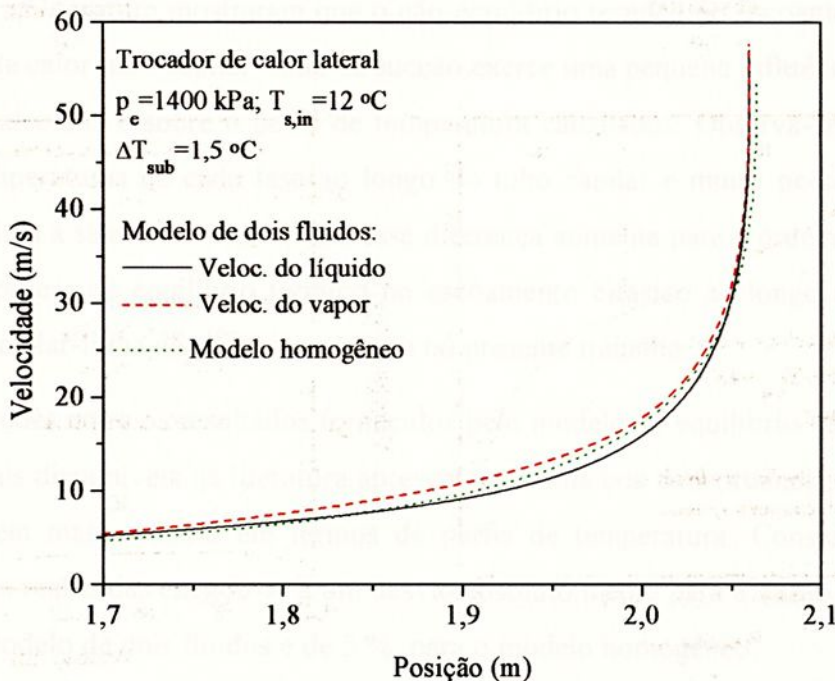


Figura 4.24 Distribuições de velocidade de cada fase - detalhe da Fig. 4.22(d) ($L=2,06$ m; $L_e=0,53$ m; $L_{tc}=1,0$ m; $d_{int}=0,813$ mm; $d_{ext}=2,06$ mm; $D_s=6,31$ mm).

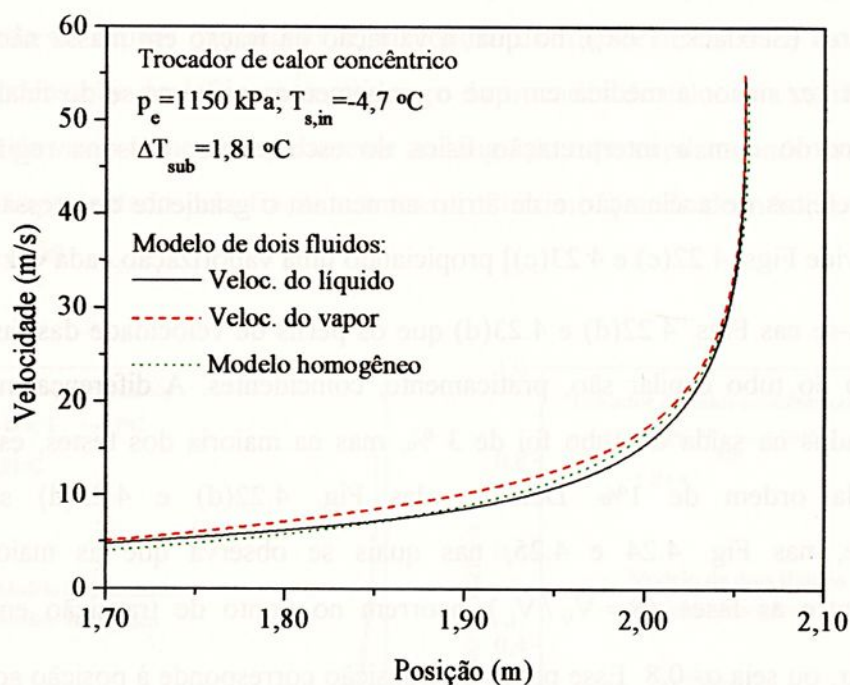


Figura 4.25 Distribuições de velocidade de cada fase - detalhe da Fig. 4.23(d) ($L=2,057 \text{ m}$; $L_e=0,533 \text{ m}$; $L_{tc}=1,003 \text{ m}$; $d_{int}=0,787 \text{ mm}$; $d_{ext}=2,06 \text{ mm}$; $D_s=6,314 \text{ mm}$).

5 CONCLUSÕES

No presente trabalho apresentou-se um modelo numérico para a simulação do escoamento ao longo de trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção. Nesse modelo, o tubo capilar é considerado reto, horizontal, com escoamento unidimensional, compressível, turbulento, em regime permanente e sem região de metaestabilidade. O escoamento no interior do tubo capilar é dividido em duas regiões: uma monofásica (líquido sub-resfriado) e outra bifásica (líquido-vapor). O modelo de dois fluidos é utilizado para análise da região bifásica, com a finalidade de melhor representar o escoamento. A condição crítica, ou de bloqueio, pode ser atingida na extremidade do tubo capilar.

O desenvolvimento deste trabalho levou às seguintes conclusões:

- As comparações entre os resultados calculados pelo modelo e os dados experimentais disponíveis na literatura mostraram que o não-equilíbrio térmico no escoamento ao longo de trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção exerce uma pequena influência sobre a vazão em massa calculada e sobre o perfil de temperatura calculados. Observa-se que a diferença entre as temperaturas de cada fase ao longo do tubo capilar é muito pequena e apenas na região próxima à saída do tubo capilar, essa diferença aumenta para a ordem de 10 °C. Dessa forma, a hipótese de equilíbrio térmico no escoamento bifásico ao longo de trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção é adotado no presente trabalho;
- As comparações entre os resultados fornecidos pelo modelo de equilíbrio térmico e os dados experimentais disponíveis na literatura apresentaram uma boa concordância, tanto em termos de vazões em massa, como em termos de perfis de temperatura. Considerando todas as comparações realizadas chegou-se a um desvio absoluto médio para a vazão em massa de 3,6 %, para o modelo de dois fluidos e de 5 %, para o modelo homogêneo;
- Os resultados obtidos com o modelo de dois fluidos, em vários casos, apresentaram praticamente a mesma concordância obtida entre os resultados do modelo homogêneo e os dados experimentais. Tal fato se deve à pequena extensão da região de escoamento bifásico observado na maioria dos casos experimentais utilizados para a validação do presente

modelo, uma vez que em tais situações, a modelagem de escoamento nessa região passa a ter pouca influência sobre o resultado global;

- O tempo de CPU usado pelo modelo homogêneo é, em média, quatro vezes menor do que aquele usado pelo modelo de dois fluidos. Esse fato e a pequena diferença entre os resultados calculados pelos dois modelos, demonstram que o modelo homogêneo é bastante adequado para a análise do escoamento bifásico ao longo de trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção;
- A consideração da convecção natural exerce uma influência significativa sobre o escoamento ao longo dos tubos capilares, refletindo no perfil de fração em massa e no valor da vazão em massa calculada. A troca de calor com o meio ambiente faz com que a temperatura do fluido refrigerante líquido seja reduzida, atrasando o início da vaporização, aumentando a região de escoamento líquido e a vazão em massa em relação ao caso sem convecção natural;
- A variação do grau de sub-resfriamento, mantendo-se fixas as demais condições de operação e a configuração geométrica do trocador de calor tubo capilar-linha de sucção, também exerce uma influência significativa sobre o escoamento. Quanto maior o grau de sub-resfriamento, maior a extensão da região de líquido do escoamento, maior é a probabilidade de ocorrência de recondensação total do refrigerante e menor é o valor da fração em massa na saída do tubo capilar;
- A temperatura na entrada da linha de sucção tem uma pequena influência sobre o valor da vazão em massa para as condições de operação e geometrias testadas. Por outro lado a posição relativa do trocador de calor ao longo do tubo capilar exerce uma influência significativa sobre a vazão em massa;
- Os métodos para solução das equações governantes do escoamento e para a estimativa da vazão em massa e da temperatura na saída da linha de sucção que apresentaram maior estabilidade numérica e menor tempo de processamento foram, respectivamente, para o modelo de dois fluidos: o método de Predição e Correção de 5ª ordem e o método de Newton Raphson e, para o modelo homogêneo: o método de Runge Kutta de 5ª ordem com passo adaptativo e o método de Levenberg-Marquart (vide Apêndice B).

Considerando-se as conclusões anteriores e as dificuldades que surgiram durante o desenvolvimento deste trabalho, observa-se que muitas áreas ainda devem ser pesquisadas para melhorar o entendimento do fenômeno e, conseqüentemente, a modelagem do escoamento ao

longo de trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção. Dentre essas, salienta-se a necessidade de investigações sobre a existência do fenômeno de metaestabilidade, uma vez que trabalhos experimentais recentes têm indicado a ocorrência de tal fenômeno em tubos capilares não-adiabáticos.

Os termos que consideram o atrito na região bifásica exercem uma grande influência sobre o escoamento e precisam ser amplamente estudados, uma vez que correlações mais adequadas tornariam o modelo mais realista.

Maiores estudos devem ser realizados na tentativa de implementar o método de Levenberg-Marquardt para a estimativa dos parâmetros no caso do modelo de dois fluidos, buscando-se eliminar o problema de instabilidade que algumas vezes ocorre no procedimento de cálculo.

Sugere-se ainda que as equações para o cálculo das propriedades termodinâmicas e termofísicas de outros fluidos refrigerantes alternativos aos CFC's, sejam incluídas no modelo, com o objetivo de analisar e comparar o desempenho de trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção quando tais refrigerantes são usados.



REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

Al-Sahan, M. A., 1988, "On the Development of the Flow Regimes and the Formulation of a Mechanist Non-Equilibrium Model for Critical Two-Phase Flow", Ph. D. Thesis, University of Toronto.

ASHRAE, 1983, "Handbook of Equipment", American Society of Heating, Refrigerating and Air-conditioning Engineers, pp.20.19 - 20.28.

ASHRAE, 1988, "Handbook of Equipment", American Society of Heating, Refrigerating and Air-conditioning Engineers, pp.19.21.

Baker, O., 1954, "Simultaneous Flow Oil and Gas", Oil and Gas Journal, Vol. 53, pp. 185-195.

Bittle, R.R. and Pate, M. B., 1996, "A Theoretical Model for Predicting Adiabatic Capillary Tube Performance with Alternative Refrigerants", ASHRAE Transactions, Vol. 102, pp. 52-64.

Bittle, R.R., Pate, M. B. and Stephenson, W.R., 1995, "An Experimental Evaluation of Capillary Tube-Suction Line Heat Exchanger Performance with R-152a", ASHRAE Transactions, Vol. 101, pp.124-135.

Bittle, R.R., Pate, M.B. and Stephenson, W.R., 1996, "An Evaluation of The ASHRAE Method for Predicting Capillary Tube-Suction Line Heat Exchanger Performance", ASHRAE Transactions, Vol. 102, p. 434-442.

Boabaid Neto, C., 1994, "Análise do Desempenho de Tubos Capilares Adiabáticos", Dissertação de Mestrado, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 122p.

Bolstad, M. and Jordan, R.C., 1948, "Theory and Use of The Capillary Tube Expansion Device", Refrigerating Engineering, Vol. 56, n.12, June, pp. 519-523.

- Bolstad, M. and Jordan, R.C., 1949, "Theory and Use of The Capillary Tube Expansion Device, part II, Nonadiabatic Flow", *Refrigerating Engineering*, December, pp. 572-583.
- Carey, V. P., 1992, "Liquid-Vapor, Phase-Change Phenomena", Ed. Taylor & Francis, 645p.
- Carnahan, B. Luther, H.A. and Wilkes, J. O., 1969, "Applied Numerical Methods", Ed. John Wiley & Sons, New York.
- Chapra, C. S. and Canale, P. R., 1988, "Numerical Methods for Engineers", Editora McGraw-Hill Ltda, 2ª edição, USA.
- Chen, Z.H., Li, R.Y., Lin, S. and Chen, Z.Y., 1990, "A Correlation for Metastable Flow of Refrigerant 12 through Capillary Tubes", *ASHRAE Transaction*, Vol. 96, Part 1, pp. 550-554.
- Christensen, L. B. and Jorgensen, H.P., 1967, "Flow Resistance of a Capillary Tube Heat Exchanger", *XII International Congress of Refrigeration, Proceedings*, pp 1069-1077.
- Churchill, S. W., 1977, "Friction Factor Equation Spans all Fluid Flow Regimes", *Chemical Engineering*, Vol. 84, November, pp. 91-92.
- Churchill, S. W. and Chu, H.S., 1975, "Correlating Equations for Laminar and Turbulent Free Convection from a Horizontal Cylinder", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 18, pp. 1049.
- Cicchitti, A., Lombardi, C., Silvestri, M., Soldaini, G. and Zavalluili, R., 1960, "Two-Phase Cooling Experiments-Pressure Drop", *Heat Transfer and Burnout Measurements, Energia Nucleare, Milano*, Vol. 7, pp. 407-425.
- Colebrook, C.F., 1938, "Turbulent Flow in Pipes, with Particular Reference to the Transition Region between the Smooth and Rough Pipes Laws", *Journal of Institute Civil Engineers*, London, Vol. 11, pp. 133-156.
- Colburn, A.P., 1933, "A Method for Correlating Forced Convection Heat Transfer Data and a Comparison with Fluid Friction", *Transaction AIChE*, Vol. 29, pp. 174-210.



- Collier, J.G., 1972, "Convective Boiling and Condensation", 2ª Edition, McGraw-Hill.
- Dagan, R., Elias, E., Wacholder, E. and Olek, S., 1993, "A Two-Fluid Model for Critical Flashing Flows in Pipes", *International Journal of Multiphase Flow*, Vol.19, n. 1, pp. 15-25.
- Dirik, E. and Tanes, M.Y., 1992, "Numerical Analysis of Refrigerant Flow through Capillary Tube", *DKV-Tagungsbericht 19.Jahrgang*, Bremen, November, pp.199-216.
- Dirik, E., Inam, C. and Tanes, M.Y., 1994, "Numerical and Experimental Studies on Adiabatic and Nonadiabatic Capillary Tubes", *Proceedings of the 1994 International Refrigeration Conference at Purdue University*, West Lafayette, pp. 365-370.
- Dobran, F., 1987, "Nonequilibrium Modeling of Two-Phase Critical Flows in Tubes", *Journal of Heat Transfer*, Vol. 109, pp. 731-738.
- Dukler, A.E., Wicks, M. and Cleveland, R.G., 1964, "Friction Pressure Drop in Two-Phase-Parts A and B", *AiChE Journal* Vol. 10(1), pp. 38-51.
- Erth, R.A., 1970, "Two-Phase Flow in Refrigeration Capillary Tubes: Analysis and Prediction", Ph. D. Thesis, Purdue University, USA, 120p.
- Escanes, F., Pérez-Segarra, C. D. and Oliva, A., 1995, "Numerical Simulation of Capillary-Tube Expansion Devices", *Int. J. Refrig.*, V.18 (2), pp. 113-122.
- Fauske, H.K., 1962, "Contribution to the Theory of Two-Phase, One-Component Critical Flow", Argonne National Laboratory, ANL-6633, Argonne, Illinois.
- Gallagher, J., McLinden, M., Morrison, G. and Huber, M., 1993, "NIST Thermodynamic Properties of Refrigerants and Refrigerant Mixtures-Version 4", Gaithersburg U.S., Department of Commerce National Institute of Standards and Technology.
- Gnielinski, V., 1976, "New Equations for Heat and Mass Transfer in Turbulent Pipe and Channel Flow", *International Chemical Engineering*, Vol. 16, pp. 359-368.

Gonçalves, J.M., 1994, "Análise Experimental do Escoamento de Fluidos Refrigerantes em Tubos Capilares, Dissertação de Mestrado, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, SC, 118p.

Hewitt, G.F. and Roberts, D.N., 1969, "Studies of Two-Phase Flow Patterns by Simultaneous X-Ray and Flash Photography", AERE-M 2159, Her Majesty's Stationery Office, London.

Ishii, M., 1975, "Thermo-Fluid Dynamic Theory of Two-phase flow", Eurolles, Paris, France.

Ishii, M. and Mishima, K., 1980, "Study of Two-Fluid Model and Interfacial Area", Argonne National Laboratory—Report ANL-80-111.

Ishii, M. and Mishima, K., 1984, "Two-Fluid Model and Hydrodynamic Constitutive Relations", Nuclear Engineering and Design, Vol. 82, pp. 107-126.

Kakaç, S., Shah, R.K. and Aung, W., 1987, "Handbook of Single-Phase Convective Heat Transfer", Wiley-Interscience, New York.

Kuehl, S.J. and Goldschmidt, V.W., 1990, "Steady Flows of R-22 through Capillary Tubes : Test Data", ASHRAE Transactions, Vol. 96(1), pp. 719-728.

Kuijpers, L.J.M. and Janssen, M.J.P., 1983, "Influence of Thermal Non-Equilibrium on Capillary Tube Mass Flow", International Congress of Refrigeration, Proceeding, Paris, Vol. 2, pp. 689-698.

Lahey, R.T.JR. and Drew, D. A., 1990, "The Current State-of-the-Art in Modelling of Vapor/Liquid Two-Phase Flows", ASME—Winter Annual Meeting, Dallas, USA, pp. 1-8.

Li, R.Y., Lin, S. and Chen, Z.H., 1990, "Numerical Modeling of Thermodynamic Non-Equilibrium flow of Refrigerant Through Capillary Tubes", ASHRAE Transactions, Vol. 96(1), Part 1, pp. 542-549.



Lin, S., Kwok, C.K., Li, R.Y., Chen, Z.H. and Chen, Z.Y., 1991, "Local Friction Pressure Drop During Vaporization of R-12 Through Capillary Tubes", *Int. Journal of Multiphase Flow*, Vol.17, No. 1, pp. 95-102.

Lockhart, R.W. and Martinelli, R.C., 1949, "Proposed Correlation of Data for Isothermal Two-Phase, Two-Component Flow in Pipes", *Chem. Eng. Prog.*, Vol. 45, no.1, pp. 39-48.

McAdams, W.H., Woods, W.K. and Herman, L.C., 1942, "Vaporization Inside Horizontal Tubes II. Benzene-Oil Mixtures", *Transactions of the ASME*, Vol. 64, pp. 193.

Maczek, K., Krolicki, Z. and Sochanecka, E., 1983, "Model of Throttling Capillary Tube with Metastable Process", *Proceedings of the XVIth International Congress of Refrigeration*, Paris, Vol. II, pp. 154-161.

Mandhane, J.M., Gregory, G.A. and Aziz, K., 1974, "Flow Pattern Map for Gas-Liquid Flow in Horizontal Pipes", *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 1, pp.537-553.

Melo, C., Ferreira, R.T.S. and Perreira, R.H., 1992, "Modelling Adiabatic Capillary Tubes: A Critical Analysis", *Proceedings of International Refrigeration Conference—Energy, Efficiency and New Refrigerants*, Purdue University, West Lafayette, Indiana, USA, Vol. I, pp. 113-122.

Melo, C., Ferreira, R.T.S., Boabaid Neto, C., Gonçalves, J.M. and Stahelin, R., 1995, "Análise do Desempenho de Tubos Capilares—Parte III", *Relatório de Pesquisa—Convênio EMBRACO/FEESC/EMC/UFSC. Núcleo de Refrigeração, Ventilação e Condicionamento de Ar (NRVA), Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, SC.*

Melo, C., Ferreira, R.T.S., Boabaid Neto, C., Gonçalves, J.M., Pereira, R.H. and Thiessen, M.R., 1994, "Evaluation of HC-600a, HFC-134a and CFC-12 Mass Flow Rates Through Capillary Tubes", *New Applications to Reduced Global Warming and Energy Consumption Conference*, Germany, May.

Melo, C., Mendonça, K.C. e Mezavila, M.M., 1998, "Trocadores de Calor Tubo Capilar-Linha de Sucção do tipo Lateral: Simulação e Experimentos", Anais – V Norte-Nordeste - VCEM, Vol. 3, pp. 195-202.

Melo, C. e Negrão, C.O.R., 1988, "Simulação Numérica de Tubos Capilares Utilizados como Dispositivos de Expansão em Sistemas de Refrigeração", II-Encit, Águas de Lindóia, SP, Anais, pp. 221-224.

Mendonça, K.C., 1996, "Análise Experimental de Trocadores de Calor Tubo Capilar-Linha de Sucção do Tipo Lateral", Dissertação de Mestrado, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, SC.

Meyer, J.J. and Dunn, W.E., 1998, "New Insights into the Behavior of the Metastable Region of an Operating Capillary Tube", HVAC&R Research, January, Vol. 4, Nº. 1, pp. 105-115.

Mezavilla, M.M., 1995, "Simulação do Escoamento de Fluidos Refrigerantes em Tubos Capilares Não-Adiabáticos", Dissertação de Mestrado, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, SC, 120 p.

Mikol, E.P. and Dudley, J.C., 1964, "A Visual and Photographic Study of the Inception of Vaporization in Adiabatic Flow", Journal of Basic Engineering, June, pp.257-264.

Miropolskiy, Z.L., Shneyerova, R.I., and Karamysheva, A. I., 1970, "Vapor Void Fraction in Steam Fluid Mixture Flowing in Heated and Unheated Channels", International Heat Transfer Conference, Vol. 5, paper B4.7, Paris.

Molina, M.J. and Rowland, F.S., 1974, "Stratospheric sink for Chlorofluoromethanes: Chlorine Atom Catalyzed Destruction of Ozone", Nature 249, pp. 810-812.

Paiva, M.A.S., Fiorelli, F.A.S., Neto, A.H. e Silves, O.M., 1997, "Estudo do Escoamento de Refrigerantes através de Tubos Capilares – Uma Revisão Crítica", XIV Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica – COBEM 97, Bauru, Dezembro.

Paiva, M.A.S., Vodianitskaia, P., Neto, A.H., Silveiras, O.M. and Fiorelli, F.A.S., 1994 "The Behavior of Lateral and Concentric Capillary Tube-Suction Line Heat Exchangers using CFC-12 and HFC-134a", Proceedings of the 1994 International Refrigeration Conference at Purdue University, West Lafayette, pp. 341-345.

Pate, M.B., 1982, "A Theoretical and Experimental Analysis of a Capillary Tube – Suction Line Heat Exchanger", Ph. D. Thesis, Purdue University.

Pate, M.B. and Tree, D.R., 1984a, "An Analysis of Pressure and Temperature Measurements Along a Capillary Tube-Suction Line Heat Exchangers", ASHRAE Transactions, Vol. 90, pp. 291-301.

Pate, M.B. and Tree, D.R., 1984b, "A linear Quality Model for Capillary Tube-Suction Line Heat Exchangers", ASHRAE Transactions, Vol. 90, pp. 3-17.

Peixoto, R.A., 1994, "Análise Teórico-Experimental do Escoamento do Fluido Refrigerante HFC-134a em Trocadores de Calor Tubo Capilar-Linha de Sucção Utilizados em Sistemas de Refrigeração", Tese de Doutorado, Departamento de Engenharia Mecânica, Escola Politécnica da USP, São Paulo, 185p.

Peixoto, R.A. and Bullard, C.W., 1994, "A Simulation and Design Model for Capillary Tube-Suction Line Heat Exchangers", Proceedings of the 1994 International Refrigeration conference at Purdue University, West Lafayette, pp. 335-340.

Radovich, N. A. and Moissis, R., 1962, "The Transition from Two-Phase Bubble Flow to Slug Flow", Report n. 7-7633-22, Mechanical Department, MIT, Cambridge, M A.

Richter, H.J., 1983, "Separated Two-Phase Flow Model: Application to Critical Two-Phase Flow, International Journal of Multiphase Flow", Vol. 9, n.5, pp. 511-530.

Rowe, P.N. and Henwood, G. A., 1961, "Drag Forces in a Hydraulic Model of a Fluidized Bed – Part I", Transactions INSTN Chemical ENGRS, Vol. 39, pp. 43-54.

Schulz, U.W., 1985, "State of the Art: The Capillary Tube for, and in, Vapor Compression Systems", ASHRAE Transactions, Vol. 91(1A), pp. 92-105.

Schwellnus, C. F., 1988, "A Study of a General One-dimensional Two-Fluid Critical Flow Model", Master's Thesis, McMaster University, Ontario, Canada.

Schwellnus, C. F. and Shoukri, M., 1991, "A Two-Fluid Model for Non-Equilibrium Two-Phase Critical Discharge", The Canadian Journal of Chemical Engineering, Vol. 69, pp. 188-197.

Scott, T.C., 1976, "Flashing Refrigerant Flow in Small Bore Tubes", Ph. D. Thesis, University of Michigan, USA.

Seixlack, A.L., 1996, "Modelagem do Escoamento Bifásico em Tubos Capilares", Tese de Doutorado, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, UFSC, 146p.

Sleicher, C.A. and Rouse, M.W., 1975, "A Convenient Correlation for Heat Transfer to Constant and Variable Property Fluids in Turbulent Pipe Flow", International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 18, pp. 677-683.

Solbrig, C.W., McFadden, J.H., Lyczkowski, R.W. and Hughes, E.D., 1978, "Heat Transfer and Friction Correlations Required to Describe Steam-Water Behavior in Nuclear Safety Studies", AIChE Symposium Series. Vol. 174, pp. 100-128.

Swart, R.H., 1946, "Capillary Tube Heat Exchangers", Refrigerating Engineering, pp. 221-224 e pp. 248-249.

Sweedyk, J.M., 1981, "Capillary Tubes - Their Standardization and Use", ASHRAE Transactions, Atlanta, Vol. 87, Part I, pp. 1069-1076.

Taitel, Y. and Dukler, A. E., 1976, "A Model for Prediction Flow Regime Transitions in Horizontal and Near Horizontal Gas-Liquid Flow", AIChE J., Vol. 22, pp. 47-55.

Ungar, E.W., Stein, R.A., Boyd, R.S. and Beck, W.D., 1960, "Analysis of the Potentialities of Using Analog computers in the Development of Residential Refrigeration (Phase I)", Report to Whirlpool Corporation, Battelle Memorial Institute, Ohio.

Yilmaz, T. and Unal, S., 1996, "General Equation for the Design of Capillary Tubes", Transactions of the ASME, Vol. 18, pp. 150-154.

Wallis, G.B., 1969, "One-Dimensional Two-Phase Flow, McGraw-Hill Book Company, USA.

Whitaker, S., 1972, "Forced Convection Heat Transfer Correlations for Flow in Pipes, Past Flat, Single Cylinders, Single Spheres and Flow in Packed Beds and Tube Bundles", AIChE Journal, Vol. 18, pp.98-99.

Wijaya, H., 1991, "An Experimental Evaluation of Adiabatic Capillary Tube Performance for HFC-134a and CFC-12", International CFC and Halon Alternatives Conference, Baltimore, Maryland, USA, pp. 474-483.

Wong, T.N. and Ooi, K.T., 1995, "Adiabatic Capillary Tube Expansion Devices: A Comparison of The Homogeneous Flow and The Separated Flow Models, Applied Thermal Engineering, Vol. 16, No. 7, pp. 625-634.

Zangari, J.M. e Melo, C., 1998, "Trocadores de Calor Tubo Capilar-Linha de Sucção do Tipo Concêntrico: Abordagem Experimental", Anais – V Norte-Nordeste - VCEM, Vol. 3, pp. 203-210.

Zangari, J.M., Melo, C. e Ferreira, R.T.S., 1999, "Efeito da Geometria e das Condições de Operação sobre o Desempenho de Trocadores de Calor Tubo Capilar-Linha de Sucção do Tipo Concêntrico", Anais - XV Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica, Águas de Lindóia, São Paulo, CD Rom AAAAFI-SR05, Novembro.

Zuber, N., 1964, "On the Dispersed Two-Phase Flow on the Laminar Flow Regime", Chemical Engineering Science, Vol. 19, pp. 897-917.

APÊNDICE A - PROPRIEDADES TERMODINÂMICAS E TERMOFÍSICAS DO FLUIDO REFRIGERANTE HFC-134A E DO AR

As equações para o cálculo das propriedades termodinâmicas e termofísicas do fluido refrigerante HFC-134a, usadas neste trabalho, foram obtidas por regressão dos dados fornecidos por Gallagher *et al.* (1993). Tais equações são válidas na faixa de temperatura entre -30 a 60 °C. A partir do programa computacional desenvolvido por Gallagher *et al.* (1993) é possível obter as propriedades de 38 diferentes refrigerantes puros e, também, de misturas de até cinco desses refrigerantes (exceto para misturas contendo amônia). As equações para a viscosidade, condutividade térmica e número de Prandtl do ar foram obtidas através de regressão linear entre as temperaturas de 27 a 77 °C. As equações obtidas para o cálculo das referidas propriedades são apresentadas a seguir.

A.1 PROPRIEDADES DO FLUIDO REFRIGERANTE HFC-134a

1) Temperatura de saturação

$$T_{\text{sat}} = A + Bp + Cp \ln p + D(\ln p)^2 + E / \ln p \quad (\text{A.1})$$

na qual T_{sat} [°C], p [kPa], $A=-62,184766$, $B=0,034746624$, $C=-0,0032819246$, $D=1,9930792$, $E=-38,686299$.

2) Pressão de saturação

$$p_{\text{sat}} = \frac{(A + BT + CT^2)^2}{(1 + DT + ET^2)^2} \quad (\text{A.2})$$

na qual p_{sat} [kPa], T [°C], $A=17,109194$, $B=0,32710542$, $C=0,0017787993$, $D=0,0009926345$, $E=-2,0981921 \times 10^{-6}$.

3) Volume específico do líquido saturado

$$v_L = \frac{A + BT}{1 + CT + DT^2} \quad (\text{A.3})$$

sendo que v_L [m³/kg], T [°C], $A=0,00077299456$, $B=-5,0616529 \times 10^{-6}$, $C=-0,0090716121$ e $D=1,0607725 \times 10^{-5}$.

4) Volume específico do vapor saturado

$$v_V = \exp[A + BT + CT^2 + DT^3] \quad (\text{A.4})$$

na qual v_V [m³/kg], T [°C], $A=-2,6690022$, $B=-0,034924663$, $C=0,00012613687$ e $D=-7,4389523 \times 10^{-7}$.

5) Entalpia do líquido saturado

$$h_L = \frac{A + BT + CT^2}{1 + DT + ET^2} \quad (\text{A.5})$$

na qual h_L [kJ/kg], T [°C], $A=51,433096$, $B=0,99127$, $C=-0,0073697803$, $D=-0,0067298774$ e $E=3,099628 \times 10^{-6}$.

6) Entalpia do vapor saturado

$$h_V = \exp\left(\frac{A + BT + CT^2}{1 + DT + ET^2}\right) \quad (\text{A.6})$$

na qual h_V [kJ/kg], T [°C]: $A=5,5218936$, $B=-0,031321793$, $C=-7,9528787 \times 10^{-5}$, $D=-0,0060940039$ e $E=-1,0576557 \times 10^{-5}$.

7) Viscosidade absoluta do líquido saturado

$$\mu_L = \frac{(A + BT + CT^2)^2}{(1 + DT + ET^2)^2} \quad (\text{A.7})$$

na qual μ_L [10^{-7} Pa.s], T [$^{\circ}$ C], $A=53,454634$, $B=-0,29593718$, $C=-0,00066921524$, $D=6,5528946 \times 10^{-4}$ e $E=-3,9937523 \times 10^{-5}$.

8) Viscosidade absoluta do vapor saturado

$$\mu_v = (A + BT + CT^2 + DT^3)^{-1} \quad (\text{A.8})$$

sendo que μ_v [10^{-7} Pa.s], T [$^{\circ}$ C], $A=0,0091380517$, $B=-3,846666 \times 10^{-5}$, $C=7,5167897 \times 10^{-8}$ e $D=-1,3760234 \times 10^{-9}$.

9) Calor específico a pressão constante do líquido saturado

$$c_{pl} = A + BT + CT^2 \quad (\text{A.9})$$

na qual c_{pl} [kJ/(kg.K)], T [$^{\circ}$ C], $A=1,3316685$, $B=0,0031215428$ e $C=2,9241486 \times 10^{-5}$.

10) Calor específico a pressão constante do vapor saturado

$$c_{pv} = A + Bp + Cp\sqrt{p} + Dp^2 + E/p \quad (\text{A.10})$$

na qual c_{pv} [kJ/(kg.K)], p [kPa], $A=0,74474517$, $B=0,00082337544$, $C=-2,4464993 \times 10^{-5}$, $D=3,2262113 \times 10^{-7}$ e $E=-2,2386629$.

11) Calor específico a volume constante do líquido saturado

$$c_{vl} = A + BT + CT^2 \quad (\text{A.11})$$

sendo que c_{vl} [kJ/(kg.K)], T [$^{\circ}$ C], $A=0,87628622$, $B=0,0014073117$ e $C=2,5118679 \times 10^{-6}$.

12) Condutividade térmica do líquido saturado

$$\kappa_L = A + Bp + Cp^3 + D(\ln p)^2 \quad (\text{A.12})$$

na qual $\hat{k}_L$ [W/(m.K)], p [kPa], $A=0,13225472$, $B=-2,96691 \times 10^{-6}$, $C=1,4749501 \times 10^{-13}$ e $D=-0,00116353$.



13) Condutividade térmica do vapor saturado

$$\kappa_v = A + Bp + Cp^3 + D \ln p \quad (\text{A.13})$$

na qual $\hat{k}_v$ [W/(m.K)], p [kPa], $A = -0,00010225729$, $B = 1,5324083 \times 10^{-6}$, $C = 4,807518 \times 10^{-14}$ e $D = 0,0020271245$.

14) Tensão superficial

$$\sigma = 60,16 \times 10^{-3} \left(\frac{T_c - T}{T_c} \right)^{1,26} \quad (\text{A.14})$$

na qual σ [N/m], T [K], $T_c = 374,21$ K é a temperatura do ponto crítico para o refrigerante HFC-134a.

Além das Eqs. A1 a A16, o modelo necessita de equações para o cálculo das derivadas dp_L/dp , dp_v/dp e dh_v/dp e dh_L/dp (vide Eqs. 3.1 a 3.5). Para isso, obtém-se inicialmente as equações das propriedades $\rho_L(p)$, $\rho_v(p)$, $h_L(p)$ e $h_v(p)$, através de ajustes dos dados fornecidos por Gallagher *et al* (1993). Em seguida, as derivadas são obtidas analiticamente e são dadas por,

1) Derivada da massa específica do líquido saturado em relação à pressão

$$\frac{d\rho_L}{dp} = 2Ap + \frac{B}{2\sqrt{p}} + \frac{C}{p} \quad (\text{A.15})$$

na qual p [kPa], $A = -9,0058081 \times 10^{-6}$, $B = -6,9001403$ e $C = -29,527926$.

2) Derivada da massa específica do vapor saturado em relação à pressão

$$\frac{d\rho_v}{dp} = A + 2Bp + Cp(2 \ln p + 1) \quad (\text{A.16})$$

na qual p [kPa], $A = 0,050112333$, $B = -3,0388113 \times 10^{-5}$ e $C = 4,2169665 \times 10^{-6}$.

3) Derivada da entalpia do líquido saturado em relação à pressão

$$\frac{dh_L}{dp} = 3Ap^2 + \frac{B}{2\sqrt{p}} + \frac{C}{p} \quad (A.17)$$

na qual p [kPa], $A=1,2191156 \times 10^{-10}$, $B=2,5158493$ e $C=15,309378$.

4) Derivada da entalpia do vapor saturado em relação à pressão

$$\frac{dh_v}{dp} = A + 3Bp^2 + \frac{2C \ln p}{p} \quad (A.18)$$

sendo que p [kPa], $A=-0,0030296503$, $B=-4,1432221 \times 10^{-10}$ e $C=1,4985021$.

A.2 PROPRIEDADES DO AR

1) Viscosidade absoluta

$$\nu = 1,318889 \times 10^{-5} + 1,006 \times 10^{-7} T \quad (A.19)$$

na qual ν [m²/s] e T [°C].

2) Condutividade térmica

$$\kappa = 0,0243131 + 7,4 \times 10^{-5} T \quad (A.20)$$

sendo que κ [W/(m K)] e T [°C].

3) Número de Prandtl

$$Pr = 0,710759 - 1,4 \times 10^{-4} T \quad (A.21)$$

na qual T [°C].



APÊNDICE B - ANÁLISE DA METODOLOGIA DE SOLUÇÃO

Neste item, comparam-se os métodos numéricos de integração utilizados na solução das equações governantes do escoamento, tanto na região líquida, como na região bifásica. Os métodos comparados são: o método de Runge-Kutta de 4ª ordem com passo constante, o método de Runge-Kutta de 5ª ordem com passo adaptativo e o método de Predição e Correção. Além disso, também são comparados e analisados os métodos de estimativa da vazão em massa e da temperatura do refrigerante na saída da linha de sucção: o método de Newton-Raphson (Carnahan *et al.*, 1969), tradicionalmente utilizado, com o método de Levenberg-Marquardt (Chapra e Canale, 1988).

B.1 SOLUÇÃO DAS EQUAÇÕES DIFERENCIAIS

Um método bastante tradicional usado na solução das equações é o método de Runge Kutta de 4ª ordem, através do qual a função integrante é calculada quatro vezes em cada intervalo de integração (Δz), antes da obtenção do valor final da variável dependente na saída do intervalo.

Uma versão mais elaborada é o método de Runge Kutta de 5ª ordem de passo adaptativo, que apresenta melhor eficiência, pois utiliza passos que atendam a um erro local estipulado. O maior inconveniente do passo adaptativo é, justamente, o controle do passo, ou seja, o critério adotado para aumentar ou reduzir o intervalo de integração. O método de Runge Kutta de 5ª ordem de passo adaptativo aqui avaliado é descrito por Chapra e Canale (1988).

Além dos métodos anteriores, foi avaliado o método de Predição e Correção de 5ª ordem, usando o método de Adams-Bashforth explícito como preditor e o método Adams-Moulton implícito como corretor. A grande vantagem do método de predição e correção é o uso de

informações de passos anteriores o que melhora sua eficiência. A utilização de informações de passos anteriores impõe o uso de um outro método, normalmente o de Runge-Kutta, para gerar os n pontos necessários para inicializar o procedimento de solução.

Os três métodos anteriores, em conjunto com os métodos de determinação da vazão em massa e da temperatura do refrigerante na saída da linha de sucção, foram testados e os resultados são apresentados no Item B.4.

B.2 MÉTODOS DE ESTIMATIVA DE PARÂMETROS

Um dos principais interesses da indústria de refrigeração é o cálculo da vazão em massa ($\dot{m}$), conhecidos o comprimento do tubo capilar e as condições de operação. Nesse caso, o procedimento de cálculo é iterativo, uma vez que as equações de conservação dependem da vazão em massa. Além disso, no caso de trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção, não se conhece a temperatura do refrigerante na saída da linha de sucção ($T_{s,o}$). Dessa forma, inicialmente, os valores de $\dot{m}$ e $T_{s,o}$ são estimados e o comprimento do tubo capilar (L) calculado, juntamente com o valor da temperatura do refrigerante na entrada da linha de sucção ($T_{s,in}$), são comparados com os seus respectivos valores medidos. Em seguida, novos valores para $\dot{m}$ e $T_{s,o}$ são estimados, usando-se um método de estimativa de parâmetros, prosseguindo o cálculo até que a convergência seja obtida.

Um método bastante usado na realização dessa estimativa é o método de Newton-Raphson. Entretanto, em alguns casos, esse método apresenta grande instabilidade, fazendo com que o processo de cálculo oscile em torno de um ponto ou não convirja em outros casos. Na tentativa de eliminar o problema da instabilidade é usado o método de Levenberg-Marquardt, apresentado no item a seguir.

B.3 ESTIMATIVA DE PARÂMETROS NÃO-LINEARES: MÉTODO DE LEVENBERG-MARQUARDT

Considerando o problema de minimização de uma função f de duas variáveis, o procedimento de cálculo consiste em encontrar primeiramente uma direção adequada (t), dado



um vetor s , conhecido como “semente”, tal que: $f(s+\phi t)$ minimize a função, sendo $\phi \in \mathbb{R}$ e $R = \{\phi: a \leq \phi \leq b\}$.

No método dos mínimos quadrados, a função f deve possuir uma forma quadrática, tal que,

$$F(s) = \sum_{i=2}^m f_i^2 \quad (\text{B.1})$$

Definindo $f(s)$ como,

$$f(s) = [f_1(s), f_2(s)]^T \quad (\text{B.2})$$

tal que,

$$F(s) = f^T(s) f(s) \quad (\text{B.3})$$

No caso em estudo, o vetor s e a função $F(s)$ são, respectivamente, representadas por,

$$s = [\dot{m}^*, T_{s,o}]^T \quad (\text{B.4})$$

$$F(s) = (L(\dot{m}^*, T_{s,o}) - L_A)^2 + (T_{s,in}(\dot{m}^*, T_{s,o}) - T_{s,inA})^2 \quad (\text{B.5})$$

nas quais $\dot{m}^*$ é a vazão em massa estimada, $T_{s,o}^*$ é a temperatura de saída da linha de sucção estimada, L é o comprimento do tubo capilar, $T_{s,in}$ é a temperatura calculada na entrada da linha de sucção. O subíndice A indica valores medidos.

A direção t_k é a solução do sistema linear dado por,

$$(J_k^T J_k + \phi_k I) t_k = -J_k^T f_k, \quad \phi_k \geq 0 \quad (\text{B.6})$$

na qual f_k é vetor das duas funções (Eq. B.2), J_k é a matriz Jacobiana das duas funções, ϕ_k é o parâmetro de Levenberg-Maquardt, inicialmente igual a 0,01, e I é a matriz identidade da mesma ordem que o número de variáveis da função.

Uma vez encontrada a direção t_k , o próximo ponto, considerando $\phi = 1$, é dado por,

$$s_{k+1} = s_k + t_k \quad (\text{B.7})$$

O método utiliza a norma do vetor gradiente em cada iteração como critério de parada, comparando-a com uma tolerância ξ pré-estabelecida.

O método de Levenberg-Marquardt utiliza um parâmetro ϕ_k , que no algoritmo é associado a um outro parâmetro $\gamma=5$, que é aplicado utilizando-se o critério dado por,

$$\begin{aligned} F(s_{k+1}) &\geq F(s_k) \Rightarrow \phi_{k+1} = \phi_k \gamma \\ F(s_{k+1}) &< F(s_k) \Rightarrow \phi_{k+1} = \phi_k / \gamma \end{aligned} \quad (\text{B.8})$$

Assim, quando $\phi_k \rightarrow 0$, t_k é o mesmo do método Gauss-Newton, e quando $\phi_k \rightarrow \infty$, o termo $\phi_k I$ domina o termo $J_k^T J_k$ e, portanto, $t_k = -J_k^T f_k / \phi_k$ representa um passo infinitesimal na direção da descida máxima.

O procedimento computacional utilizando o método de Levenberg-Marquardt, sendo que s_0 , n_g e ξ são, respectivamente, a semente, a norma do vetor gradiente e a tolerância desejada, é dado por,

- 1) Entre com os valores: s_0 , ξ
- 2) Ajuste $\phi_0 = 0,01$ e $\gamma = 5$
- 3) Faça $\phi_k = \phi_k / \gamma$
- 4) Encontre t_k resolvendo a equação: $(J_k^T J_k + \phi_k I) t_k = J_k^T f_k$
- 5) Calcule s_{k+1} , fazendo: $s_{k+1} = s_k + t_k$
- 6) Determine F_{k+1}
- 7) Se $F_{k+1} > F_k$, faça $\phi_k = \phi_k \gamma$, e volte ao passo 5;

- 8) Se $F_{k+1} < F_k$, faça $\phi_{k+1} = \phi_k$;
- 9) Calcule o módulo de n_{gk+1}
- 10) Se $\|n_{gk+1}\| < \xi$, volte ao passo 4;
- 11) Se $\|n_{gk+1}\| > \xi$, fim do algoritmo.

B.4 RESULTADOS E ANÁLISE

Inicialmente os métodos de integração numérica são avaliados utilizando o modelo homogêneo e, em seguida, são aplicados ao modelo de dois fluidos.

Nos testes realizados, os métodos de integração numérica e os de estimativa de parâmetros foram combinados originando seis casos. A nomenclatura abaixo indica o tipo de método de estimativa de parâmetros e o método de integração numérica,

1. NR-RK 4ª - Newton-Raphson + Runge-Kutta de 4ª ordem;
2. NR-RK 5ª - Newton-Raphson + Runge-Kutta de 5ª ordem com passo adaptativo;
3. NR-PC - Newton-Raphson + Predição e Correção;
4. LM-RK 4ª - Levenberg-Marquardt + Runge-Kutta de 4ª ordem;
5. LM-RK 5ª - Levenberg-Marquardt + Runge-Kutta de 5ª ordem com passo adaptativo;
6. LM-PC - Levenberg-Marquardt + Predição e Correção.

Nesta etapa, utiliza-se o modelo homogêneo para a análise do escoamento em tubos capilares não-adiabáticos em função do menor número de equações a serem resolvidas, uma vez que o objetivo é a análise da melhor metodologia de solução. Os resultados calculados usando-se as combinações anteriores foram comparados com os resultados experimentais de Melo *et al.* (1998) e Peixoto (1994).

Na Fig. B.1 apresentam-se os perfis de temperatura obtidos quando as três primeiras

combinações dos métodos de solução são usadas, isto é, NR-RK 4ª, NR-RK 5ª, NR-PC. Na Fig. B.2 mostram-se os perfis de temperatura calculados, usando-se as três últimas combinações: LM-RK 4ª, LM-RK 5ª e LM-PC. Observa-se que os perfis de temperatura calculados são coincidentes e, conseqüentemente, os mesmos valores de vazão em massa são calculados ($\dot{m} = 2,29 \text{ kg/h}$).

Vinte e oito resultados experimentais de Melo *et al.* (1998) foram utilizados para a comparação dos resultados calculados pelas seis combinações entre os métodos. Em todos os casos testados uma diferença inferior a 0,3% foi encontrada entre os valores de vazão em massa calculadas.

Na Tab. B.1 são apresentados seis das comparações realizadas, mostrando-se as vazões em massa experimentais, vazões em massa calculadas e o tempo de processamento dos casos testados. Percebe-se claramente que independente das combinações entre os métodos de integração e os métodos de estimativa de parâmetros utilizadas, os resultados calculados são muito próximos entre si e apresentam uma boa concordância com os resultados experimentais.

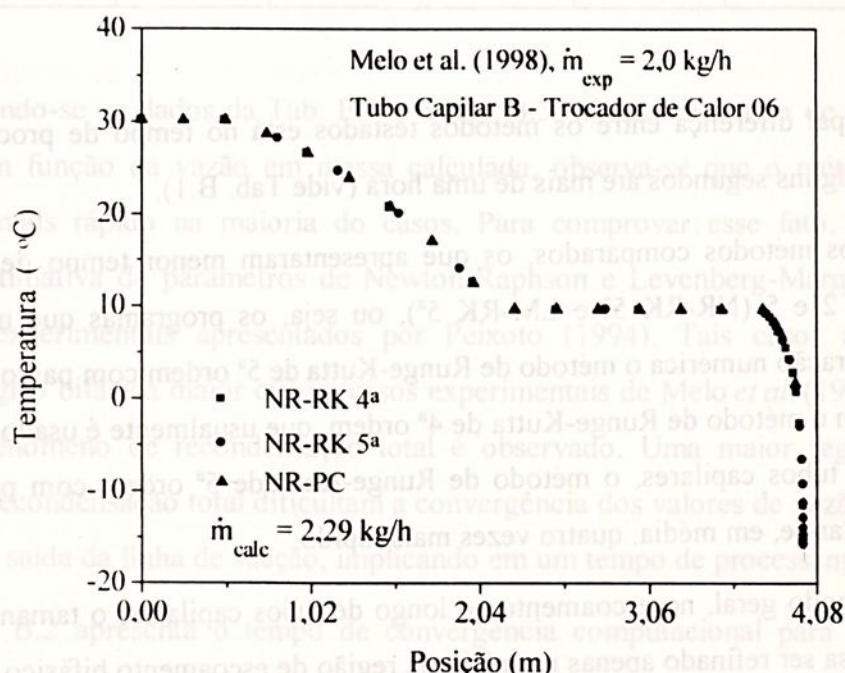


Figura B.1 Comparação entre os perfis de temperatura calculados usando-se o método de Newton-Raphson.

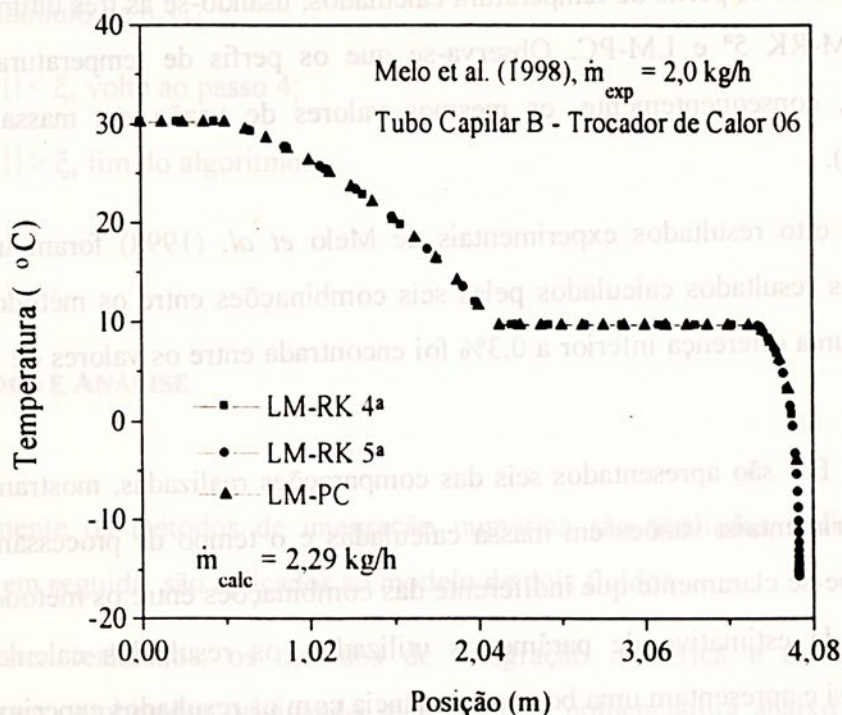


Figura B.2 Comparação entre os do perfis de temperatura calculados usando-se o método de estimativa de parâmetros de Levenberg-Marquardt.

A principal diferença entre os métodos testados está no tempo de processamento, que pode variar de alguns segundos até mais de uma hora (vide Tab. B.1).

Dentre os métodos comparados, os que apresentaram menor tempo de processamento foram os casos 2 e 5 (NR-RK 5ª e LM-RK 5ª), ou seja, os programas que utilizaram como método de integração numérica o método de Runge-Kutta de 5ª ordem com passo adaptativo. Em comparação com o método de Runge-Kutta de 4ª ordem, que usualmente é usado em modelos de escoamento em tubos capilares, o método de Runge-Kutta de 5ª ordem com passo adaptativo chega a apresentar-se, em média, quatro vezes mais rápido.

De um modo geral, no escoamento ao longo de tubos capilares, o tamanho do passo de integração precisa ser refinado apenas no início da região de escoamento bifásico, sendo possível então, um maior passo de integração durante grande parte do escoamento. O método de Runge-Kutta de 5ª ordem com passo adaptativo atende a esse processo de ajuste do tamanho do passo de integração, apresentando, por isso, menor tempo de processamento.

Tabela B.1 Comparação entre as vazões em massa calculadas por seis combinações entre os métodos de estimativa de parâmetros e os métodos de resolução de equações diferenciais com os resultados experimentais de Melo *et al.* (1998).

Caso experimental	$\dot{m}_{\text{exp}}$ (kg/h)	$\dot{m}_{\text{calc}}$ (kg/h)					
		Tempo de processamento (s)					
		NR-RK 4 ^a	NR-RK 5 ^a	NR-PC	LM-RK 4 ^a	LM-RK 5 ^a	LM-PC
C15H028	7,29	7,82 105	7,81 45	7,82 71	7,82 2826	7,81 69	7,82 3949
C15H033	5,58	5,74 125	5,74 65	5,74 713	5,74 369	5,74 76	5,75 2498
C15H040	5,44	5,77 169	5,76 52	5,77 65	5,77 1318	5,77 45	5,76 3413
C13H065	1,81	2,18 278	2,18 58	2,18 334	2,18 960	2,18 84	2,18 870
C13H066	2,55	3,13 184	3,12 24	3,13 132	3,13 837	3,12 70	3,12 2200
C13H070	2,62	3,17 214	3,16 65	3,17 92	3,17 542	3,16 77	3,17 4090

Analisando-se os dados da Tab. B.1 e a Fig. B.3, na qual o tempo de processamento é apresentado em função da vazão em massa calculada, observa-se que o método de Newton-Raphson é o mais rápido na maioria dos casos. Para comprovar esse fato, comparou-se os métodos de estimativa de parâmetros de Newton-Raphson e Levenberg-Marquardt, usando-se vários casos experimentais apresentados por Peixoto (1994). Tais casos apresentam uma extensão da região bifásica maior que os casos experimentais de Melo *et al.* (1998) e, em alguns casos, até o fenômeno de recondensação total é observado. Uma maior região bifásica e a ocorrência de recondensação total dificultam a convergência dos valores de vazão em massa e de temperatura de saída da linha de sucção, implicando em um tempo de processamento maior.

A Tab. B.2 apresenta o tempo de convergência computacional para cinco resultados experimentais de Peixoto (1994). Nesses casos, manteve-se fixa a temperatura de entrada da linha de sucção ($T_{s,\text{in}} = -4,7^\circ\text{C}$), a pressão de entrada ($p_e = 1150$ kPa) e as características físicas do trocador de calor tubo capilar-linha de sucção ($L = 2,057$ m; $L_e = 0,533$ m; $L_{tc} = 1,003$ m) e variou-se o grau de sub-resfriamento (ΔT_{sub}).

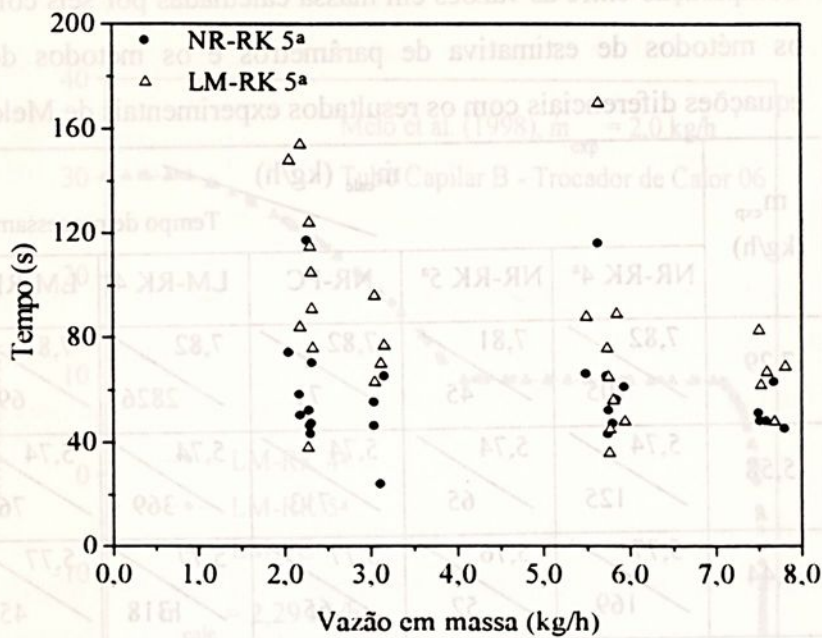


Figura B.3 Comparação entre os tempos de processamento por faixa de vazão em massa calculada pelos casos NR-RK 5ª e LM-RK 5ª.

Tabela B.2 Comparação entre as vazões em massa calculadas pelos casos NR-RK5ª e LM-RK5ª com os resultados experimentais de Peixoto (1994).

ΔT_{sub} (°C)	$\dot{m}_{\text{exp}}$ (kg/h)	$\dot{m}_{\text{calc}}$ (kg/h) Tempo de processamento(s)	
		NR-RK 5ª	LM-RK 5ª
1,25	7,00	5,57 741	5,57 266
1,81	7,77	5,82 825	5,82 416
4,31	9,00	6,86 674	6,86 291
5,93	8,33	7,07 19	7,07 221
7,62	9,28	7,21 11	7,21 149
8,31	8,31	7,28 17	7,28 48

Na Tab. B.2 observa-se que, dentre os métodos de estimativa de parâmetros, existem casos em que o método de Newton-Raphson apresenta-se mais eficaz na determinações dos valores da vazão em massa e da temperatura na saída da linha de sucção, em função de sua convergência quadrática, ou seja, em algumas situações esse método converge com maior rapidez. O método de Levenberg-Marquardt, por ser mais "robusto", não apresenta os problemas de divergência e de oscilação em torno de um ponto, que algumas vezes o método de Newton-Raphson apresenta.

Na Fig. B.4 mostra-se o perfil do título ao longo do tubo capilar para um caso experimental de Peixoto (1994), no qual $\Delta T_{\text{sub}} = 2,41^\circ\text{C}$. Nesse caso, a vazão em massa calculada e a vazão em massa medida são, respectivamente, iguais a 6,09 kg/h e 7,53 kg/h. Na Fig. B.4, após a recondensação total, observa-se uma pequena diferença entre os perfis de título calculados, mas não o suficiente para afetar os valores de vazão em massa calculados.

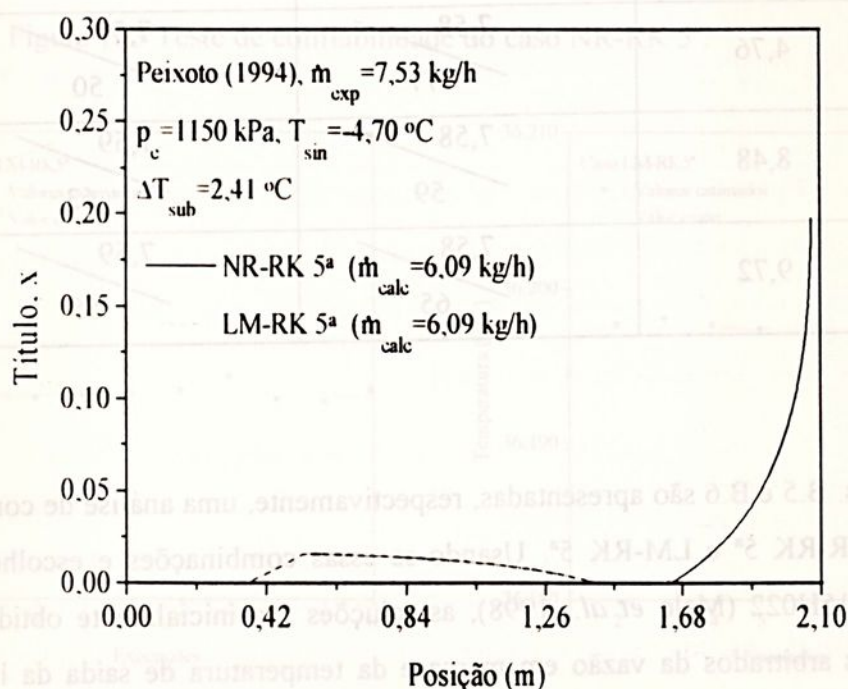


Figura B.4 Perfil de título ao longo do tubo capilar (Peixoto, 1994).

Na Tab. B.3 apresentam-se os resultados de vazão em massa e respectivos tempos de processamento quando a vazão em massa inicialmente arbitrada ("semente") é alterada, mantendo-se fixos os demais parâmetros e usando as combinações entre os métodos NR-RK 5ª

e LM-RK 5ª, para um caso experimental apresentado por Melo *et al.* (1998). Verifica-se que ambos apresentam regiões de valores de vazões em massa em que um método é mais eficaz do que o outro.

Tabela B.3 Influência da vazão em massa estimada inicialmente: caso C15H022
(Tubo capilar A, trocador de calor 01) (Melo *et al.*, 1998).

Vazão Estimada Inicialmente (kg/h)	$\dot{m}_{\text{calc}}$ (kg/h) / Tempo de processamento (s)	
	NR-RK 5ª	LM-RK 5ª
7,24	$\frac{7,58}{58}$	$\frac{7,59}{55}$
6,00	$\frac{7,58}{73}$	$\frac{7,59}{76}$
4,76	$\frac{7,58}{77}$	$\frac{7,59}{50}$
8,48	$\frac{7,58}{59}$	$\frac{7,59}{63}$
9,72	$\frac{7,58}{65}$	$\frac{7,59}{55}$

Nas Figs. B.5 e B.6 são apresentadas, respectivamente, uma análise de confiabilidade das combinações NR-RK 5ª e LM-RK 5ª. Usando-se essas combinações e escolhendo-se o caso experimental C15H022 (Melo *et al.*, 1998), as soluções são inicialmente obtidas a partir dos mesmos valores arbitrados da vazão em massa e da temperatura de saída da linha de sucção ("sementes") e o resultado final é considerado como exato. Foram criados dois conjuntos de dez elementos cuja média é zero e a variância (σ^2) da ordem da incerteza de medição da vazão em massa (0,03 kg/h) e da temperatura de saída da linha de sucção (0,2 °C). Esses conjuntos de valores foram somados, respectivamente, à vazão em massa e a temperatura de saída da linha de sucção arbitrados inicialmente ("sementes") e o programa computacional foi executado dez vezes para cada combinação. Os resultados foram então plotados como valores estimados e

apresentaram-se muito próximos do valor exato, ou seja, não houve grande dispersão dos pontos, demonstrando que os métodos apresentam boa confiabilidade (vide Figs. B.5 e B.6).

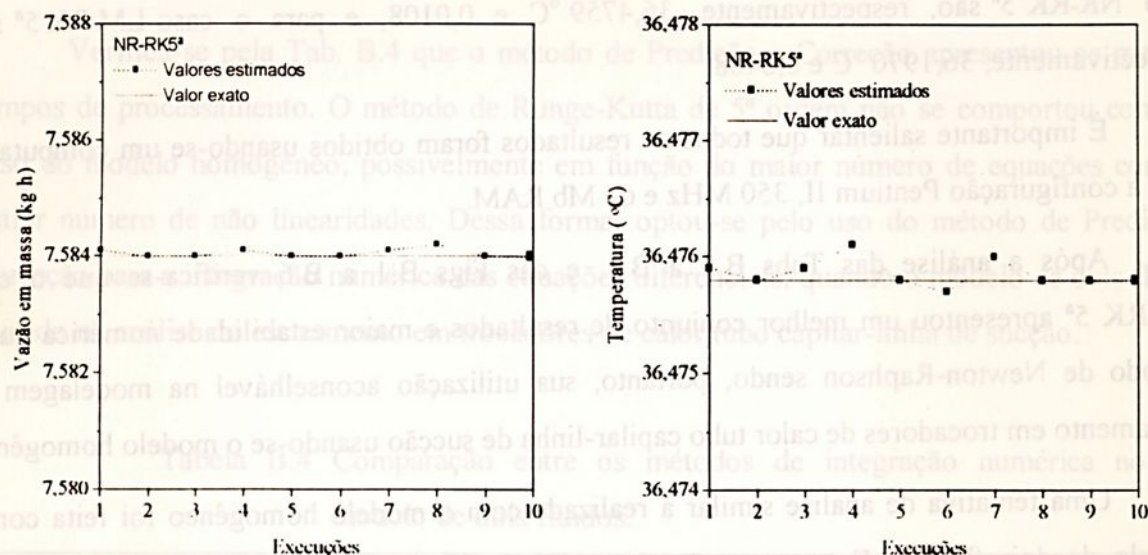


Figura B.5 Teste de confiabilidade do caso NR-RK 5ª.

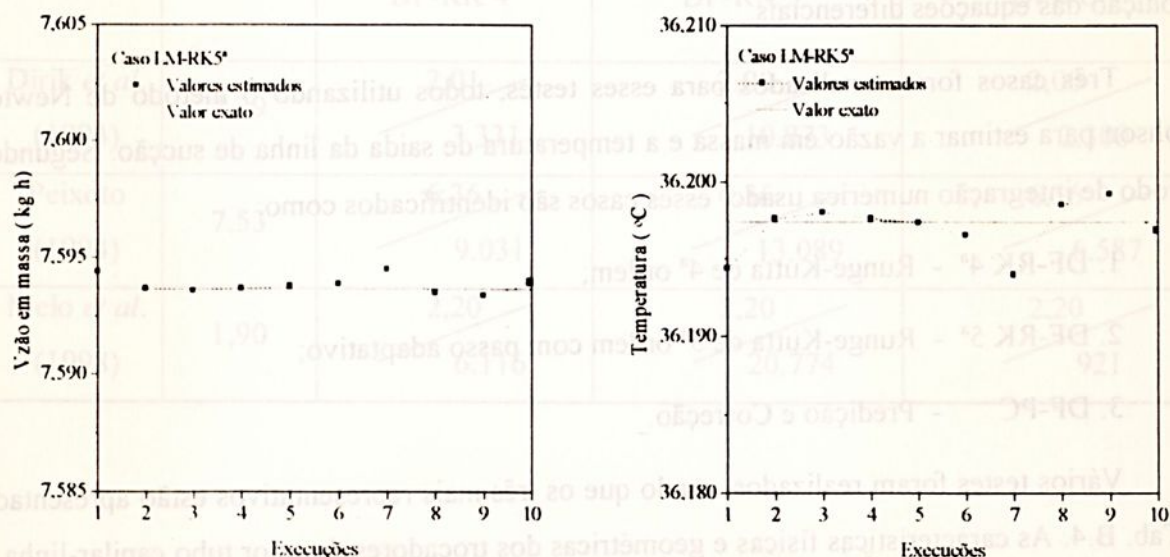


Figura B.6 Teste de confiabilidade do caso LM-RK 5ª.

Os valores das vazões em massa e das temperaturas de saída da linha de sucção calculadas a partir dos valores originalmente arbitrados para o caso NR-RK 5ª foram, respectivamente, 7,5840 kg/h e 36,4758 °C e, para o caso LM-RK 5ª foram, respectivamente,

7,5937 kg/h e 36,1974 °C. O valor médio para a vazão em massa calculada e a variância para o caso NR-RK 5ª são, respectivamente, 7,5841 kg/h e 0,084, e para o caso LM-RK 5ª são, respectivamente, 7,5838 kg/h e 0,019. O valor médio para $T_{s,o}$ calculado e a variância para o caso NR-RK 5ª são, respectivamente, 36,4759 °C e 0,0108, e para o caso LM-RK 5ª são, respectivamente, 36,1970 °C e 0,0408.

É importante salientar que todos os resultados foram obtidos usando-se um computador com a configuração Pentium II, 350 MHz e 64 Mb RAM.

Após a análise das Tabs. B.1 a B.3, e das Figs. B.1 a B.6 verifica-se que o caso LM-RK 5ª apresentou um melhor conjunto de resultados e maior estabilidade numérica que o método de Newton-Raphson sendo, portanto, sua utilização aconselhável na modelagem do escoamento em trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção usando-se o modelo homogêneo.

Uma tentativa de análise similar à realizada com o modelo homogêneo foi feita com o modelo de dois fluidos. Entretanto, não se conseguiu implementar o método de Levenberg-Marquardt para a estimativa dos parâmetros nesse caso e maiores estudos devem ser realizados com esse objetivo. Realizou-se, então, uma comparação apenas com relação aos métodos de resolução das equações diferenciais.

Três casos foram analisados para esses testes, todos utilizando o método de Newton-Raphson para estimar a vazão em massa e a temperatura de saída da linha de sucção. Segundo o método de integração numérica usado, esses casos são identificados como:

1. DF-RK 4ª - Runge-Kutta de 4ª ordem;
2. DF-RK 5ª - Runge-Kutta de 5ª ordem com passo adaptativo;
3. DF-PC - Predição e Correção.

Vários testes foram realizados, sendo que os três mais representativos estão apresentados na Tab. B.4. As características físicas e geométricas dos trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção usados nesses testes são:

- Dirik *et al.* (1994): $T_{s,in}=-5,4$ °C, $T_{evap}=-28,4$ °C, $T_{cond}=43,3$ °C, $\Delta T_{sub}=3,7$ °C, $L=5,5$ m, $L_e=3,4$ m, $L_{tc}=1,7$ m, $d_{int}=0,66$ mm, $d_{ext}=2$ mm, $D_s=5,6$ mm.
- Peixoto (1994): $T_{s,in}=-4,7$ °C, $T_{evap}=-14,7$ °C, $p_{cond}=1150$ kPa, $\Delta T_{sub}=2,41$ °C, $L=2,057$ m, $L_e=0,533$ m, $L_{tc}=1,003$ m, $d_{int}=0,787$ mm, $d_{ext}=2,06$ mm, $D_s=6,314$ mm.

- Melo *et al.* (1998): $T_{s,in}=1,43\text{ }^{\circ}\text{C}$ $T_{evap}=-22,9\text{ }^{\circ}\text{C}$, $p_e=1401\text{ kPa}$, $\Delta T_{sub}=10,03\text{ }^{\circ}\text{C}$,
 $L=4,00\text{ m}$, $L_e=1,067\text{ m}$, $L_{tc}=1,600\text{ m}$, $d_{int}=0,61\text{ mm}$, $d_{ext}=2,1\text{ mm}$, $D_s=7,86\text{ mm}$.

Verifica-se pela Tab. B.4 que o método de Predição e Correção apresentou os menores tempos de processamento. O método de Runge-Kutta de 5ª ordem não se comportou como no caso do modelo homogêneo, possivelmente em função do maior número de equações com um maior número de não linearidades. Dessa forma, optou-se pelo uso do método de Predição e Correção para a integração numérica das equações diferenciais, quando o modelo de dois fluidos é usado na análise do escoamento em trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção.

Tabela B.4 Comparação entre os métodos de integração numérica no modelo de dois fluidos.

Caso	$\dot{m}_{exp}$ (kg/h)	$\dot{m}_{calc}$ (kg/h) Tempo de processamento(s)		
		DF-RK 4ª	DF-RK 5ª	DF-PC
Dirik <i>et al.</i> (1994)	2,29	$\frac{2,01}{3,331}$	$\frac{2,00}{10,873}$	$\frac{2,00}{2,300}$
Peixoto (1994)	7,53	$\frac{6,36}{9,031}$	$\frac{6,36}{13,089}$	$\frac{6,36}{6,587}$
Melo <i>et al.</i> (1998)	1,90	$\frac{2,20}{6,116}$	$\frac{2,20}{20,774}$	$\frac{2,20}{921}$



UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA
"JÚLIO DE MESQUITA FILHO"

Câmpus de Ilha Solteira
Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica
Av. Brasil Centro, 56
15385-000 Ilha Solteira - SP
www.dem.feis.unesp.br

