

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA
CURSO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA

**ANÁLISE DO DESEMPENHO DE TUBOS
CAPILARES ADIABÁTICOS**

DISSERTAÇÃO SUBMETIDA À UNIVERSIDADE FEDERAL DE
SANTA CATARINA PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE MESTRE
EM ENGENHARIA MECÂNICA

CARLOS BOABAID NETO

FLORIANÓPOLIS, NOVEMBRO DE 1994

**ANÁLISE DO DESEMPENHO DE TUBOS CAPILARES
ADIABÁTICOS**

CARLOS BOABAID NETO

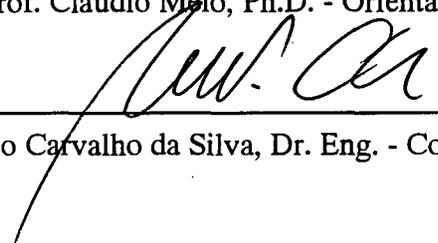
**ESTA DISSERTAÇÃO FOI JULGADA ADEQUADA PARA A OBTENÇÃO
DO TÍTULO DE**

MESTRE EM ENGENHARIA

**ESPECIALIDADE ENGENHARIA MECÂNICA E APROVADA EM SUA
FORMA FINAL PELO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM
ENGENHARIA MECÂNICA**



Prof. Cláudio Melo, Ph.D. - Orientador

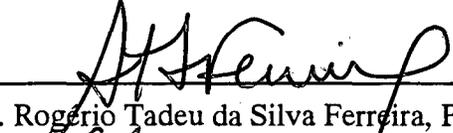


Prof. Antônio Fábio Carvalho da Silva, Dr. Eng. - Coordenador do Curso

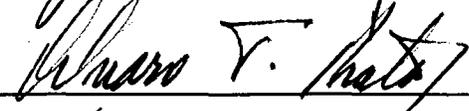
BANCA EXAMINADORA



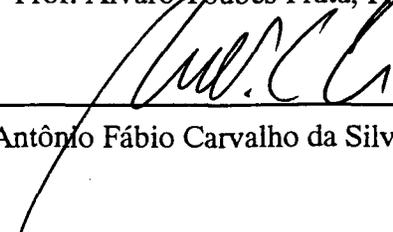
Prof. Cláudio Melo, Ph.D. - Presidente



Prof. Rogério Tadeu da Silva Ferreira, Ph.D.



Prof. Álvaro Toubes Prata, Ph.D.



Prof. Antônio Fábio Carvalho da Silva, Dr. Eng.

AGRADECIMENTOS

Em primeiríssimo lugar, ao povo brasileiro, que, com seu trabalho, financiou toda minha formação profissional. Que eu possa lhe ser útil.

Em particular, ao CNPq e à CAPES, que possibilitaram a realização deste trabalho.

Ao Eng^o Joaquim Manoel Gonçalves e ao Técnico Marcelo Knies, co-autores do trabalho experimental, especialmente pela destreza na solução dos problemas práticos.

À EMBRACO S/A, por possibilitar a realização da parte experimental deste trabalho. Em especial ao Eng^o Roberto Horn Pereira e ao Técnico Márcio R. Thiessen, pela prestatividade.

Ao LABMETRO (Laboratório de Metrologia) e ao LMPT (Laboratório de Meios Porosos e Propriedades Termofísicas de Materiais) do Departamento de Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Santa Catarina, e em especial ao acadêmico Ricardo Veríssimo Chiozzini de Souza, pelo indispensável apoio na parte experimental do trabalho.

Ao Prof. Cláudio Melo, meu orientador, pela habilidade em proporcionar os meios materiais necessários à execução deste trabalho, pela amizade e incentivo.

Aos demais professores do NRVA (Núcleo de Refrigeração, Ventilação e Condicionamento de Ar) e do CPGEM/UFSC (Curso de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica - Universidade Federal de Santa Catarina) por todo o conhecimento transmitido.

Ao Prof. André Luiz Seixlack pelo material cedido, e pelas discussões acerca do assunto. A todos os demais colegas do NRVA, pela convivência, sempre produtiva e divertida.

SUMÁRIO

	<u>pág.</u>
LISTA DE TABELAS	vii
LISTA DE FIGURAS	viii
SIMBOLOGIA	xii
RESUMO	xiv
ABSTRACT	xv
1 - INTRODUÇÃO	1
1.1 - Tubos Capilares	1
1.2 - Refrigerantes	3
2 - ESCOAMENTO EM TUBOS CAPILARES	10
2.1 - Estudos Prévios em Tubos Capilares	10
2.2 - Análise dos Trabalhos Experimentais	21
2.3 - Modelos Teóricos e Métodos de Seleção de Tubos Capilares	23
2.4 - Escopo da Dissertação	25
3 - MODELO TEÓRICO PROPOSTO	26
3.1 - Hipóteses Básicas: Definição do Modelo	26
3.2 - Equações Governantes	27
3.3 - Equações Constitutivas do Modelo	30
3.3.1 - Queda de Pressão na Região de Entrada do Tubo	30
3.3.2 - Comprimento da Região Líquida	32
3.3.3 - Comprimento da Região Bifásica	34
3.3.4 - Determinação do Título na Região Bifásica	34
3.3.5 - Determinação da Pressão de Bloqueio	36
3.3.6 - Fator de Atrito na Região Líquida do escoamento	37
3.3.7 - Fator de Atrito na Região Bifásica do escoamento	41

3.3.8 - Metaestabilidade	44
3.3.9 - Cálculo das Propriedades Termodinâmicas e Termofísicas dos Refrigerantes	46
3.4 - Metodologia de Solução do Modelo	49
3.4.1 - Determinação do Fator de Atrito Médio na Região Bifásica	50
3.4.2 - Solução Numérica da Integral	52
3.4.3 - Determinação da Pressão de Blocagem	53
3.5 - Análise de Sensibilidade do Modelo	54
3.5.1 - Efeito do Diâmetro Interno	55
3.5.2 - Efeito do Comprimento	56
3.5.3 - Efeito da Rugosidade Superficial	56
3.5.4 - Efeito do Coeficiente de Perda de Carga na Entrada	57
3.5.5 - Efeito do Modelo de Cálculo do Fator de Atrito na Região Líquida	57
3.5.6 - Efeito do Modelo de Cálculo do Fator de Atrito na Região Bifásica	58
3.5.7 - Efeito do Fenômeno de Metaestabilidade	65
3.5.8 - Efeito do Procedimento de Obtenção do Fator de Atrito Médio na Região Bifásica	68
4 - TRABALHO EXPERIMENTAL	69
4.1 - Geometria dos Tubos Capilares	69
4.2 - Aparato Experimental	71
4.3 - Procedimento Experimental e Obtenção dos Dados	73
4.4 - Determinação Experimental da Pressão de Blocagem	76
4.5 - Resultados Experimentais	78
5 - VALIDAÇÃO DO MODELO TEÓRICO	81
5.1 - Análise da Incerteza do Modelo Teórico	81
5.2 - Validação do Modelo Teórico	82
5.2.1 - Resultados para o R-12	89
5.2.2 - Resultados para o R-134a	92
5.2.3 - Resultados para o R-600a	94
5.2.4 - Determinação do Modelo Final	96
5.2.5 - Determinação de um Modelo Global	97
5.3 - Análise da Incerteza do Cálculo das Propriedades	98
6 - ANÁLISE NUMÉRICA COMPARATIVA	101

7 - CONCLUSÕES	105
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	108
APÊNDICES	
Apêndice I - Fluxogramas dos Procedimentos Computacionais do Modelo Teórico	116
Apêndice II - Trabalho Experimental - Incertezas de Medição	122

LISTA DE TABELAS

	<u>pág.</u>
TABELA 3.1 - Incertezas na determinação das propriedades	48
TABELA 3.2 - Influência do comprimento do tubo sobre o fluxo de massa	56
TABELA 3.3 - Influência da rugosidade do tubo sobre o fluxo de massa	56
TABELA 3.4 - Influência do coeficiente de perda de carga na entrada do tubo sobre o fluxo de massa	57
TABELA 3.5 - Influência do modelo de cálculo do fator de atrito na região líquida sobre o fluxo de massa	58
TABELA 3.6 - Influência do procedimento de cálculo do fator de atrito médio na região bifásica sobre o fluxo de massa	68
TABELA 4.1 - Geometria dos tubos capilares testados	71
TABELA 4.2 - Tubos capilares testados	75
TABELA 4.3 - Pressões de condensação testadas	76
TABELA 5.1 - Configurações utilizadas no modelo teórico	83
TABELA 5.2 - Comparação numérico-experimental - configuração básica	84
TABELA 5.3 - Comparação numérico-experimental - R-12	90
TABELA 5.4 - Comparação numérico-experimental - R-134a	92
TABELA 5.5 - Comparação numérico-experimental - R-600a	94
TABELA 5.6 - Modelo teórico final - configurações	96
TABELA 5.7 - Comparação numérico-experimental - R-134a	100
TABELA 6.1 - Comparação do comprimento do tubo capilar necessário para uma mesma capacidade de refrigeração	103
TABELA A.I - Valores típicos de incerteza de medição	122

LISTA DE FIGURAS

	<u>pág.</u>
FIGURA 1.1 - Sistema de refrigeração por compressão mecânica de vapores	1
FIGURA 1.2 - Estados termodinâmicos do fluido refrigerante no sistema de refrigeração	2
FIGURA 1.3 - Fotoquímica da atmosfera - Processo de absorção de radiação ultravioleta	5
FIGURA 1.4 - Ação de um CFC (R-11) sobre o ozônio da estratosfera	6
FIGURA 2.1 - Distribuição de temperatura e pressão ao longo de um tubo capilar adiabático, Bolstad e Jordan (1948)	12
FIGURA 2.2 - Diagrama temperatura-entropia para um escoamento de Fanno	13
FIGURA 2.3 - Escoamento bloqueado em um tubo capilar	14
FIGURA 2.4 - Distribuição de temperatura e pressão ao longo de um tubo capilar adiabático, Mikol e Dudley (1964)	17
FIGURA 3.1 - Escoamento em um tubo capilar	27
FIGURA 3.2 - Elemento de fluido para aplicação das equações de conservação	28
FIGURA 3.3 - Comparação entre as equações (3.54) e (3.55)	38
FIGURA 3.4 - Comparação entre a equação de Churchill e suas equações constitutivas	40
FIGURA 3.5 - Comparação das equações para estimação do fator de atrito na região líquida	40
FIGURA 3.6 - Escoamento metaestável em tubos capilares	45
FIGURA 3.7 - Discretização da região bifásica - elemento de fluido "i"	51
FIGURA 3.8 - Influência do diâmetro interno do tubo sobre o fluxo de massa	55
FIGURA 3.9 - Influência do modelo de cálculo do fator de atrito na região bifásica sobre o fluxo de massa - comparação entre as equações de Blasius e Churchill	59

FIGURA 3.10	- Variação do título com a pressão de saturação na região bifásica	60
FIGURA 3.11	- Variação da viscosidade bifásica com o título	60
FIGURA 3.12	- Influência do modelo de cálculo do fator de atrito na região bifásica sobre o fluxo de massa - comparação entre os modelos de viscosidade bifásica	61
FIGURA 3.13	- Variação do fator de atrito bifásico com o título	62
FIGURA 3.14	- Influência do modelo de cálculo do fator de atrito na região bifásica sobre o fluxo de massa - comparação entre os modelos empíricos	63
FIGURA 3.15	- Influência do modelo de cálculo do fator de atrito na região bifásica sobre o fluxo de massa - comparação entre os modelos empíricos - condição de entrada saturada	63
FIGURA 3.16	- Influência do modelo de cálculo do fator de atrito na região bifásica sobre o fluxo de massa - comparação entre os modelos empíricos - variação da condição de entrada	64
FIGURA 3.17	- Influência da metaestabilidade sobre o fluxo de massa	65
FIGURA 3.18	- Influência do grau de subresfriamento na entrada do tubo sobre o atraso na vaporização	66
FIGURA 3.19	- Influência do diâmetro sobre o atraso na vaporização	67
FIGURA 3.20	- Influência da pressão de entrada no tubo sobre o atraso na vaporização	67
FIGURA 4.1	- Diagrama esquemático da bancada experimental	72
FIGURA 4.2	- Resultados de um teste típico, em função do tempo	74
FIGURA 4.3	- Determinação da pressão crítica - comparação numérico-experimental	77
FIGURA 4.4	- Resultados experimentais - Capilar n° 1 - pressão de entrada 9 bar	79
FIGURA 4.5	- Resultados experimentais - Capilar n° 1 - pressão de entrada 11 bar	79
FIGURA 4.6	- Resultados experimentais - Capilar n° 4 - pressão de entrada 9 bar	80
FIGURA 4.7	- Resultados experimentais - Capilar n° 4 - pressão de entrada 11 bar	80
FIGURA 5.1	- Influência das incertezas de medição sobre o fluxo de massa	82
FIGURA 5.2	- Comparação numérico-experimental - configuração básica - R-12	85

FIGURA 5.3	- Comparação numérico-experimental - configuração básica - R-134a	85
FIGURA 5.4	- Comparação numérico-experimental - configuração básica - R-600a	86
FIGURA 5.5	- Resultados numéricos - número de Reynolds no ponto 3 - configuração básica - R-12	87
FIGURA 5.6	- Resultados numéricos - número de Reynolds no ponto 3 - configuração básica - R-134a	88
FIGURA 5.7	- Resultados numéricos - número de Reynolds no ponto 3 - configuração básica - R-600a	88
FIGURA 5.8	- Comparação numérico-experimental - configuração 4 - R-12	90
FIGURA 5.9	- Comparação numérico-experimental - configuração 5 - R-12	91
FIGURA 5.10	- Comparação numérico-experimental - configuração 4 - R-134a	93
FIGURA 5.11	- Comparação numérico-experimental - configuração 5 - R-134a	93
FIGURA 5.12	- Comparação numérico-experimental - configuração 1 - R-600a	95
FIGURA 5.13	- Comparação numérico-experimental - configuração 2 - R-600a	95
FIGURA 5.14	- Comparação numérico-experimental - configuração 7 - R-600a	96
FIGURA 5.15	- Comparação numérico-experimental - configuração 5 - global	97
FIGURA 5.16	- Comparação numérico-experimental - configuração 5 - R-134a	98
FIGURA 5.17	- Comparação numérico-experimental - configuração 5 - R-134a	99
FIGURA 6.1	- Comparação do desempenho do tubo capilar para diferentes refrigerantes	101
FIGURA 6.2	- Comparação do desempenho do tubo capilar para diferentes refrigerantes	102
FIGURA 6.3	- Comparação do desempenho do tubo capilar para diferentes refrigerantes	103
FIGURA A.1	- Fluxograma do procedimento computacional para obtenção do comprimento	117
FIGURA A.2	- Fluxograma do procedimento computacional para obtenção do fluxo de massa	118
FIGURA A.3	- Fluxograma do procedimento computacional para obtenção da massa específica na região bifásica	119

- FIGURA A.4 - Fluxograma do procedimento computacional para obtenção da entropia na região bifásica **120**
- FIGURA A.5 - Fluxograma do procedimento computacional para obtenção da pressão crítica **121**

SIMBOLOGIA

VARIÁVEIS

D	diâmetro interno	[m]
L	comprimento	[m]
e	rugosidade superficial absoluta	[m]
A	área da seção transversal	[m ²]
V	velocidade média	[m.s ⁻¹]
\dot{m}	fluxo de massa	[kg.s ⁻¹]
f	fator de atrito de Darcy	
G	vazão mássica por unidade de área (\dot{m}/A)	[kg.s ⁻¹ m ⁻²]
p	pressão absoluta	[Pa]
T	temperatura absoluta	[K]
v	volume específico	[m ³ .kg ⁻¹]
h	entalpia específica	[J.kg ⁻¹]
h_L	perdas de carga secundárias	[J.kg ⁻¹]
s	entropia específica	[J.kg ⁻¹ .K ⁻¹]
H_0	entalpia de estagnação específica	[J.kg ⁻¹]
x	fração mássica	
Re	número de Reynolds ($G.D/\mu$)	
k	coeficiente de perda de carga na entrada do tubo	
n	número de incrementos	

LETRAS GREGAS

ρ	massa específica	[kg.m ⁻³]
τ_0	tensão de cisalhamento na parede	[Pa]
μ	viscosidade absoluta	[Pa.s]
ν	viscosidade cinemática	[m ² .s ⁻¹]
Δ	diferença entre duas grandezas de uma determinada variável	
ζ	função de determinada(s) variável(eis)	

SUB-ÍNDICES

sat	saturação
l	líquido saturado
v	vapor saturado
sp	monofásico
tp	bifásico
in	entrada
i	ponto qualquer do escoamento
met	região de metaestabilidade
n	n-ésima iteração
j	j-ésimo termo

SUPERÍNDICES

–	indica valor médio ao longo de uma região
---	---

RESUMO

O tubo capilar é o dispositivo de expansão mais comumente utilizado em sistemas de refrigeração de pequeno porte, incluindo refrigeradores domésticos e aparelhos de condicionamento de ar. O escoamento no interior de um tubo capilar é bastante complexo, envolvendo mudança de fase, escoamento turbulento, compressível, sônico e condições de não-equilíbrio termodinâmico.

A predição teórica do escoamento em um tubo capilar ainda é crítica, devido à ausência de correlações empíricas adequadas. Os dados experimentais existentes apresentam um alto grau de incerteza, o que invalida a maioria dos exercícios de validação realizados.

Este trabalho apresenta um modelo teórico para a simulação do desempenho de um tubo capilar. As equações e hipóteses simplificativas do modelo, bem como as diversas correlações empíricas existentes na literatura, são apresentadas e discutidas.

Um trabalho experimental foi desenvolvido, objetivando o levantamento de dados experimentais confiáveis, obtidos com diversos tubos capilares, operando com os refrigerantes R-12, R-134a e R-600a. Estes dados são utilizados na validação do modelo, permitindo identificar quais as correlações empíricas que melhor reproduzem estes dados.

Finalmente, o modelo é utilizado para uma análise comparativa, envolvendo os parâmetros relevantes e os três refrigerantes, como forma de auxiliar na compreensão geral do desempenho de um tubo capilar.

ABSTRACT

The capillary tube is the expansion device commonly used in small refrigeration systems, including domestic refrigerators, freezers, and room air conditioners. The flow through a capillary tube is very complex, involving turbulent, two-phase, compressible, choked and non-equilibrium flow phenomena.

The theoretical evaluation of the refrigerant flow through capillary tubes is critical, due to the lack of reliable empirical correlations. The available experimental data are not accurate enough and this provides a considerable degree of freedom to any validation exercise.

This work presents a theoretical model to evaluate the performance of capillary tubes. The equations and simplifying assumptions of the model, together with various empirical correlations, are presented and discussed.

An experimental work was developed, aiming to obtain reliable experimental data, with six capillary tubes and three fluids (R-12, R-134a and R-600a). These data are used to validate the model, allowing the identification of the most appropriate empirical correlations.

At last, a comparative analysis is performed, involving all the relevant parameters and the three refrigerants. Hopefully, this work will improve the general understanding of the flow through capillary tubes.

1 - INTRODUÇÃO

1.1 - TUBOS CAPILARES

O sistema de refrigeração mais comum, utilizado em pequenas unidades domésticas e em grandes sistemas industriais, é o de compressão mecânica de vapores. Este sistema emprega substâncias voláteis que absorvem grandes quantidades de calor quando vaporizam. Tal sistema é mostrado esquematicamente na Figura 1.1. Como pode ser observado são quatro os componentes principais. O refrigerante, à baixa temperatura, é colocado em contato, no *evaporador*, com o meio que se quer refrigerar, absorvendo calor deste e vaporizando. O vapor resultante é succionado por um *compressor*, que mantém baixa a pressão no evaporador, permitindo a absorção de calor a baixas temperaturas. O compressor também mantém alta a pressão no *condensador*, permitindo que o fluido refrigerante troque calor com o ar ambiente ou água. Desta forma, o fluido refrigerante é condensado, permitindo o fechamento do ciclo. Entre os dois trocadores de calor existe um *dispositivo de expansão*, que mantém a necessária diferença de pressão e controla a passagem de refrigerante para o evaporador.

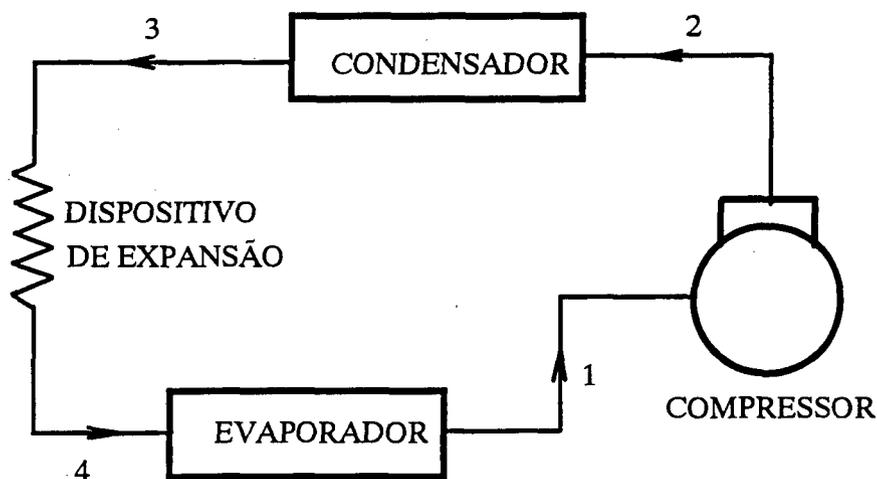


FIGURA 1.1 - Sistema de refrigeração por compressão mecânica de vapores.

Os vários estados termodinâmicos do fluido refrigerante ao longo de um sistema de refrigeração são mostrados na Figura 1.2. Vapor, no estado superaquecido (1), ou saturado (1'), à pressão de evaporação, é comprimido até a pressão de condensação (2). Vapor a alta temperatura e pressão entra no condensador, saindo na condição de líquido subresfriado (3), ou líquido

saturado (3'). Ao sair do condensador a pressão do refrigerante é reduzida através do dispositivo de expansão, originando o ponto 4. Neste processo de expansão, o fluido refrigerante é parcialmente vaporizado. A mistura líquido-vapor resultante (4), entra no evaporador, onde absorve calor da substância a ser refrigerada, recompondo assim o ponto 1 ou 1'.

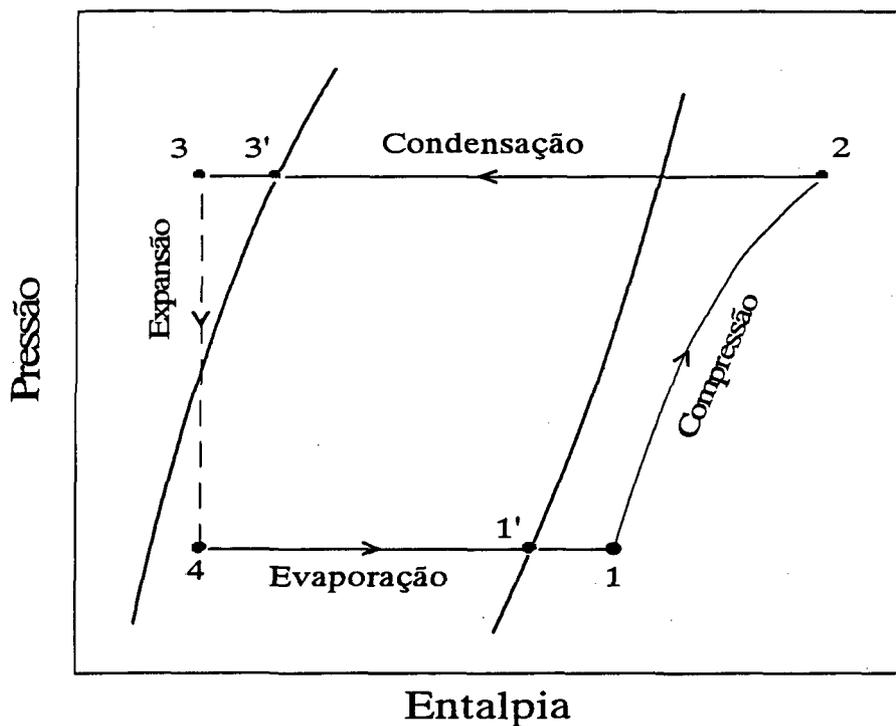


FIGURA 1.2 - Estados termodinâmicos do fluido refrigerante no sistema de refrigeração.

Como se pode concluir, o fluido a ser utilizado como refrigerante em um sistema de refrigeração por compressão de vapores, deve apresentar algumas características especiais. Este assunto será discutido posteriormente.

Dar-se-á, agora, ênfase ao dispositivo de expansão do tipo tubo capilar. Tais dispositivos são usados em sistemas de refrigeração de pequeno porte, com capacidade de refrigeração de até 35 kW. Tratam-se de tubos metálicos, geralmente de cobre, fabricados por trefilação, com diâmetros internos da ordem de 0,5 a 2,0 mm e comprimentos entre 1 e 6 m (Dossat, [198-]; Stoecker e Jones, 1985).

Pode-se notar que a nomenclatura "tubo capilar" é aplicada erroneamente nesse caso, pois tais diâmetros são ainda muito grandes para produzirem um efeito de capilaridade. Esta nomenclatura vem do fato de que o seu diâmetro interno é muito menor que o diâmetro dos outros tubos utilizados em sistemas de refrigeração.

O refrigerante líquido que entra no tubo sofre uma redução de pressão ao longo do escoamento, inicialmente em virtude do atrito e, a partir do momento em que o fluido começa a vaporizar, também em virtude da aceleração do fluido.

Os tubos capilares foram largamente adotados devido a sua simplicidade e baixo custo. Não apresentam partes móveis, como as válvulas, tornando-os muito mais baratos que estas, e também não apresentam nenhum tipo de desgaste. Permitem a operação em ciclo reverso sem maiores dificuldades. Permitem também a equalização de pressões no sistema durante as paradas, possibilitando assim a utilização de compressores equipados com motores elétricos de baixo torque de partida e, por isso mesmo, menores, mais leves e mais baratos.

No entanto, os tubos capilares apresentam algumas desvantagens em relação a outros dispositivos de expansão. Devido ao seu pequeno diâmetro, há a possibilidade de obstrução devido à presença de partículas sólidas ou umidade no escoamento. Por se tratar de um tubo com características geométricas fixas, ele é selecionado para uma e somente uma determinada condição de operação. Qualquer variação nas condições de operação, como a carga térmica ou a temperatura de condensação, em relação às condições de projeto, ocasionará uma redução da eficiência operacional do sistema. Assim, o capilar não é apropriado para atender condições de carga térmica distintas.

Devido a esta característica, o sistema de refrigeração equipado com tubo capilar precisa operar com uma carga de refrigerante dentro de limites estreitos. Esta última restrição impôs o uso de tubos capilares em sistemas herméticos, onde a possibilidade de vazamentos é muito reduzida.

Os tubos capilares exercem uma influência significativa sobre o desempenho dos sistemas de refrigeração (Stoecker e Jones, 1985; Erth, 1970). Daí, a correta previsão do seu desempenho ser de suma importância. O desenvolvimento e validação de um modelo numérico, capaz de simular o escoamento de fluidos refrigerantes em tubos capilares adiabáticos, é o objetivo principal deste trabalho.

1.2 - REFRIGERANTES

No ciclo de compressão mecânica de vapores, o refrigerante é o fluido de trabalho que alternadamente vaporiza e condensa quando absorve e cede calor, respectivamente. Para ser adequado ao uso como refrigerante, o fluido deve possuir certas propriedades. Deve ser quimicamente inerte quanto a não ser inflamável nem tóxico, puro ou misturado com o ar. Deve ser tal que não possa contaminar gêneros alimentícios ou outros produtos no caso de um vazamento. Não deve reagir com os óleos lubrificantes utilizados nos compressores, nem com os materiais utilizados na construção dos equipamentos. Tampouco deve reagir com a umidade.

Naturalmente, é difícil encontrar substâncias que apresentem simultaneamente todas estas propriedades. Dentre os primeiros refrigerantes existentes, salientam-se a amônia (NH_3), o dióxido de carbono (CO_2), e o dióxido de enxofre (SO_2). São compostos inorgânicos, que apresentam boas características termodinâmicas. No entanto, apresentam diversas dificuldades de uso prático. O dióxido de enxofre e a amônia, por exemplo, são tóxicos e podem contaminar alimentos. A amônia é inflamável quando em contato com o ar. O dióxido de carbono, embora seja uma substância natural e não-inflamável, em grandes concentrações é tóxico. Este refrigerante apresenta ainda pressões de saturação muito elevadas, para as faixas de temperatura usuais, o que exige equipamentos de construção robusta.

A busca por um refrigerante seguro, com boas propriedades termodinâmicas, levou ao desenvolvimento dos clorofluorcarbonos. Trata-se de um grupo particular dos hidrocarbonetos halogenados, compostos que por sua vez são obtidos dos hidrocarbonetos puros, principalmente metano (CH_4) e etano (C_2H_6), pela substituição de um ou mais átomos de hidrogênio (H) da sua molécula por átomos dos elementos químicos conhecidos por halogênios, como o flúor (F), cloro (Cl) e bromo (Br).

Um dos primeiros clorofluorcarbonos desenvolvidos foi o diclorodifluorometano (CCl_2F_2), um hidrocarboneto totalmente halogenado, pois todas as moléculas de hidrogênio foram substituídas por moléculas de cloro e flúor. Este refrigerante, conhecido como R-12, segundo o sistema ASHRAE de numeração de refrigerantes (ASHRAE, 1992), tornou-se o refrigerante mais utilizado, principalmente em pequenas unidades de refrigeração, comerciais ou domésticas.

Os clorofluorcarbonos, também chamados de CFCs, em alusão a sua constituição química (cloro-C, flúor-F, carbono-C), possuem propriedades excepcionais para uso em sistemas de refrigeração. São quimicamente muito estáveis, não reagindo com a maioria dos materiais, incluindo os óleos lubrificantes. Não são inflamáveis nem explosivos. Apresentam uma toxicidade muito baixa e, em adição a tudo isso, possuem características térmicas e termodinâmicas muito boas. Como era de se esperar, os CFCs logo ocuparam o lugar dos demais refrigerantes, tornando-se praticamente os únicos refrigerantes utilizados até hoje. Os demais refrigerantes permaneceram sendo usados apenas em algumas aplicações especiais. Por exemplo, a amônia, por causa de suas excelentes propriedades termodinâmicas e baixo custo, permanece sendo utilizada em instalações de grande porte.

Graças às suas propriedades químicas favoráveis, os CFCs não se restringiram à indústria de refrigeração. 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, etc. Na refrigeração, devido às suas características seguras, 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.

CFCs E OZÔNIO.

No entanto, na década de 70, a ação danosa da liberação de moléculas de CFCs na atmosfera foi identificada. Segundo um modelo teórico, apresentado por Molina e Rowland (1974), átomos de cloro presentes na estratosfera, oriundos da decomposição das moléculas de CFCs devido à ação da radiação ultravioleta, reagem com moléculas de ozônio (O_3), destruindo-as.

A estratosfera é a região da atmosfera entre 10 e 50 km de altitude. O ozônio (O_3), nesta região, absorve a maior parte da radiação ultravioleta que, de outra forma, atingiria a superfície terrestre, com efeitos extremamente nocivos à vida. A radiação ultravioleta possui energia suficiente para romper importantes moléculas biológicas, incluindo o DNA. Assim, o excesso de radiação ultravioleta pode provocar o aumento de incidência de câncer de pele, cataratas e imunodeficiências, prejudicar colheitas e ecossistemas aquáticos (Stolarski, 1988).

O processo de absorção da radiação ultravioleta se dá numa sequência de reações fotoquímicas envolvendo a permanente criação e destruição de moléculas de ozônio, como esquematizado na Figura 1.3. Uma molécula de ozônio é criada quando a radiação ultravioleta atinge uma molécula de oxigênio (O_2). Um fóton rompe a ligação química existente entre os dois átomos de oxigênio (O), os quais reagem rapidamente com moléculas de oxigênio, formando moléculas de ozônio (O_3). Este gás, por sua vez, absorve radiação ultravioleta e se dissocia, voltando a liberar um átomo e uma molécula de oxigênio. O átomo de oxigênio pode novamente se combinar com outra molécula de oxigênio, formando uma molécula de ozônio. Esta sequência pode se repetir indefinidamente. Eventualmente, a molécula de ozônio pode colidir com um átomo de oxigênio e formar duas moléculas de oxigênio. O resultado líquido de todo este processo, em termos materiais, é nulo, pois o ozônio permanece sendo continuamente formado e destruído, em um regime permanente dinâmico. Porém, neste processo, absorve continuamente a energia da radiação ultravioleta incidente.

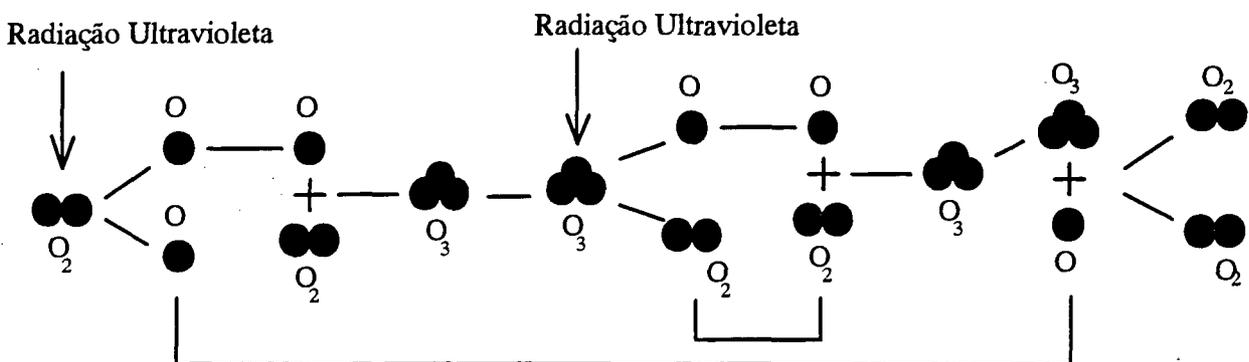


FIGURA 1.3 - Fotoquímica da atmosfera - processo de absorção de radiação ultravioleta.

Justamente devido à sua condição de gás altamente inerte, não-reativo, os CFCs liberados na troposfera, a porção mais baixa da atmosfera, não são decompostos. Esses gases, apesar de mais pesados que o ar, podem eventualmente vir a atingir a estratosfera, devido aos movimentos das grandes massas de ar. Acima de 25 km de altitude, onde a incidência de radiação ultravioleta é muito intensa, as moléculas dos CFCs podem vir a ser decompostas em formas químicas mais reativas, liberando átomos de cloro (Cl).

De acordo com a Figura 1.4, um átomo de cloro, ao colidir com uma molécula de ozônio, combina-se com um dos átomos de oxigênio formando um radical de monóxido de cloro (ClO). Este radical, por sua vez, é extremamente reativo e, ao encontrar uma molécula de oxigênio, promove uma reação que forma uma nova molécula de oxigênio e libera um átomo de cloro, reiniciando assim este processo. O resultado líquido do processo é a destruição de uma molécula de ozônio e a formação de duas moléculas de oxigênio. Nota-se que o átomo de cloro tem um papel de catalisador neste processo, não sofrendo alteração com as reações.

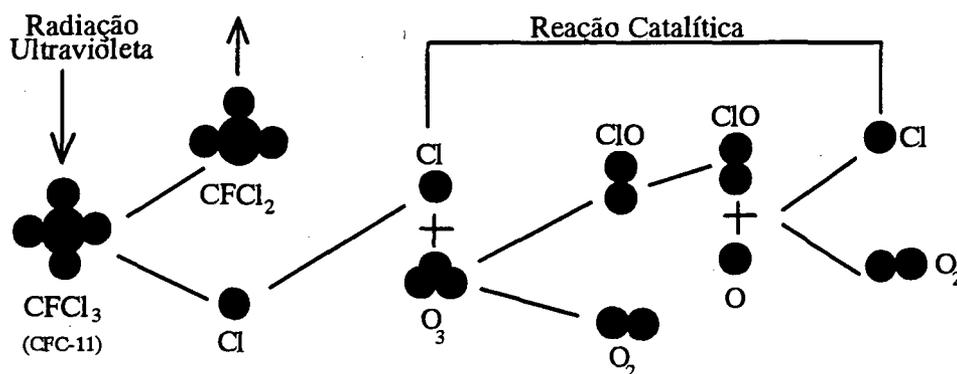


FIGURA 1.4 - Ação de um CFC (R-11) sobre o ozônio da estratosfera.

Calcula-se que, devido à sua ação catalítica que acaba provocando uma reação em cadeia, uma única molécula de cloro poderia vir a destruir em média 100.000 moléculas de ozônio durante sua permanência na estratosfera, até eventualmente ser inativado ao reagir com outros elementos e/ou retornar para a troposfera, onde outros processos finalmente o removerão da atmosfera.

Baseando-se nestas constatações, e considerando-se que milhares de toneladas de CFCs são liberadas na atmosfera a cada ano, há uma evidente preocupação com a continuidade dessa liberação, que poderia levar ao acúmulo de CFCs na estratosfera, em níveis capazes de promover uma destruição maciça da camada de ozônio. Este acúmulo seria devido a própria natureza estável dos CFCs, os quais tem um tempo médio de permanência na atmosfera de dezenas de anos. Por exemplo, o R-11 e o R-12, as variedades mais comuns, tem um tempo de permanência médio na atmosfera de 75 e 100 anos, respectivamente.

Motivados por essa preocupação, autoridades de 46 nações, reunidas em Montreal, firmaram um acordo, que ficou conhecido como "Protocolo de Montreal", onde comprometiam-se a reduzir gradualmente a produção de CFCs, até interrompê-la por completo por volta do ano 2000. O Protocolo de Montreal tornou-se parte da Convenção de Viena, tratado internacional que visa a união mundial nos esforços para a proteção da camada de ozônio.

O Protocolo de Montreal foi revisto duas vezes, e a meta atual é a interrupção total da produção de CFCs já em 1996. Países que apresentam baixo consumo per-capita poderão adiar as medidas por 10 anos. Atualmente, 62 nações são signatárias do Protocolo.

Evidentemente, tais decisões afetaram sobremaneira a indústria como um todo, e a indústria de refrigeração em particular, visto que esta dependia quase que exclusivamente dos CFCs. Desde então, um gigantesco esforço de pesquisa científico-tecnológica vem sendo desenvolvido, no sentido de se buscar substitutos para os CFCs.

Os substitutos imediatos dos CFCs foram os HCFCs, compostos formados por hidrogênio (H), cloro (Cl), flúor (F) e carbono (C). Estes compostos, por possuírem menor estabilidade, são menos nocivos à camada de ozônio. No entanto, na última revisão do Protocolo de Montreal, ocorrido em 1992, mesmo os HCFCs tiveram a sua utilização restringida.

Na indústria de refrigeração, pesquisas recentes tem mostrado que a opção mais promissora são os HFCs, compostos formados por hidrogênio, flúor e carbono. Como não possuem átomos de cloro, estes compostos não agridem a camada de ozônio.

Particularmente, para a substituição do R-12, o CFC mais utilizado em sistemas de refrigeração, aponta-se o R-134a, um HFC que apresenta propriedades termodinâmicas muito próximas àquelas do R-12, não é inflamável, e apresenta toxicidade similar à do R-12 (EMBRACO, 1993). Entretanto, problemas técnicos persistem, uma vez que o R-134a reage com os óleos minerais normalmente utilizados nos compressores, e com alguns materiais utilizados em tubulações, causando corrosão (EMBRACO, [199-]).

CFCs E AQUECIMENTO GLOBAL

A despeito das dificuldades técnicas, o R-134a era, até recentemente, considerado o melhor substituto para o R-12. Porém, um novo aspecto ambiental foi acrescentado ao problema dos CFCs: o aquecimento global da atmosfera.

O aquecimento global é tido como outra grande ameaça ao ambiente, assim como a rarefação da camada de ozônio. Trata-se de um incremento ao efeito estufa, um mecanismo natural que mantém a temperatura da atmosfera do planeta devido ao "aprisionamento" da radiação solar refletida e também a radiação emitida pela superfície terrestre.

Essa radiação, que normalmente tenderia a voltar para o espaço exterior, pode ser refletida por substâncias presentes na atmosfera, notadamente o vapor d'água, e o dióxido de

carbono (CO_2), ficando "aprisionada" na atmosfera terrestre. Esse mecanismo provoca o aquecimento da atmosfera, o chamado "efeito estufa". É, portanto, um fenômeno natural e que mantém a temperatura da troposfera nos níveis hoje existentes, e que propiciou o surgimento da vida na Terra tal qual hoje a conhecemos.

Nos últimos anos, cientistas identificaram uma elevação contínua da temperatura média do planeta, que vem ocorrendo desde o início do século (German Enquete Commission, 1992). A razão para tal foi inicialmente creditada à elevação do nível de dióxido de carbono na atmosfera. O CO_2 é um produto da queima de combustíveis fósseis como o petróleo e seus derivados, e da queima de carvão e madeira. O aumento das emissões de CO_2 para a atmosfera estaria diretamente relacionado com o aumento do uso do petróleo e carvão pela sociedade industrial.

A continuidade deste processo poderia provocar efeitos terríveis sobre a vida na Terra, afetando ecossistemas e alterando seu equilíbrio, prejudicando colheitas e mesmo causando um aumento no nível dos mares em consequência do aumento da taxa de fusão do gelo dos pólos.

O potencial de aquecimento global (GWP) quantifica a ação de uma substância sobre o efeito estufa. Tal quantificação é feita em relação ao CO_2 , isto é, quantifica-se o GWP de uma substância, declarando-se quantos quilos de CO_2 seriam necessários para absorver a mesma quantidade de radiação que 1 kg desta substância. Tal índice é função do tempo pois cada substância tem um tempo médio diferente de permanência na atmosfera (IPCC, 1990).

Fisher et al. (1992) compararam o GWP de diversos potenciais substitutos dos CFCs. O R-134a, o mais promissor substituto do R-12, possui um GWP de 3200 kg de CO_2 para um intervalo de tempo de 20 anos. Apesar deste número ser menos da metade do GWP do R-12 (7100 kg de CO_2 para um intervalo de 20 anos), ele ainda é considerado muito alto.

Devido a este novo aspecto, em alguns países, notadamente na Alemanha, passou-se a sugerir (Nowotny e Mayer, 1993) a utilização de hidrocarbonetos puros, os HCs, como por exemplo o propano (C_3H_8), ou R-290, o butano (C_4H_{10}), ou R-600 e o isobutano, ou R-600a.

Obviamente, por não possuírem nenhum átomo de cloro em sua composição, estes compostos não são nocivos ao ozônio. Possuem um GWP inferior a 5 kg de CO_2 (EMBRACO, 1993), quase mil vezes inferior ao do R-134a, e seu tempo de permanência médio na atmosfera é muito pequeno, da ordem de meses ou mesmo semanas.

Do ponto de vista tecnológico, suas propriedades termodinâmicas são boas, não reage com óleos lubrificantes nem tampouco com os materiais utilizados nos sistemas de refrigeração. Apresenta níveis de toxicidade próximos aos do R-12, sendo levemente anestésicos. Seu maior problema é a inflamabilidade e o risco de explosão. Portanto, sua aplicação em sistemas de refrigeração de uso comercial e residencial precisa ser cuidadosamente avaliada em todos os aspectos relacionados à segurança. Finalmente, os HCs são muito mais baratos que os HFCs, por serem substâncias naturais e já normalmente comercializadas para outros fins.

Justamente por serem substâncias novas, no contexto de sistemas de refrigeração, torna-se necessário o conhecimento do comportamento desses novos refrigerantes em cada um dos

componentes do sistema, visando a otimização de seu desempenho com cada refrigerante. Tal conhecimento é essencial para o projeto dos futuros sistemas de refrigeração equipados com estes novos refrigerantes, bem como para a análise do impacto da substituição dos CFCs nos sistemas já existentes. Um dos objetivos deste trabalho é analisar e comparar as características do escoamento do R-12, R-134a e R-600a através dos tubos capilares, utilizados como dispositivos de expansão em sistemas de refrigeração.

2 - ESCOAMENTO EM TUBOS CAPILARES

O uso de tubos capilares em unidades de refrigeração remonta à década de 20, quando eram empregados em sistemas que utilizavam o dióxido de enxofre como refrigerante (Swart, 1946). Nesta época, os diâmetros utilizados eram muito pequenos sendo os riscos de entupimento muito grandes. Os tubos capilares só passaram a ter emprego maciço a partir do começo da década de 40, com a introdução, em larga escala, dos clorofluorcarbonos (CFCs).

Desde então, os tubos capilares têm sido objeto de estudo de vários pesquisadores, que geraram inúmeras publicações (Schulz, 1985).

Os primeiros estudos sobre tubos capilares surgiram 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 destes tubos. Tais tubos são geometricamente muito simples, porém, o escoamento no seu interior é um fenômeno bastante complexo.

Uma outra linha de trabalhos envolve o desenvolvimento de modelos capazes de prever o escoamento no interior dos tubos capilares. Tais modelos são baseados em observações experimentais, sendo usados para a seleção destes dispositivos de expansão.

Neste capítulo, será apresentada uma breve revisão bibliográfica deste assunto.

2.1 - ESTUDOS PRÉVIOS EM TUBOS CAPILARES

Swart (1946) apresentou os primeiros resultados experimentais em tubos capilares. A configuração adotada consistia em um tubo capilar soldado a um trecho da linha de sucção, formando um trocador de calor contracorrente. Tal configuração permitia diminuir o título do refrigerante na entrada do evaporador, aumentando a capacidade do sistema. Swart mediu a pressão ao longo de um tubo de 1,07 mm de diâmetro e observou uma queda linear quando o refrigerante encontrava-se na fase líquida, e uma queda mais acentuada quando o refrigerante começava a vaporizar. Baseado em suas observações, Swart propôs um algoritmo, para determinar o comprimento de capilar necessário para se obter apenas refrigerante líquido à saída do tubo.

Staebler (1948) também investigou a configuração com trocador de calor, e concebeu um aparato capaz de determinar a curva característica de operação de um sistema equipado com tubo capilar. A partir de seus experimentos, realizados com R-12, o autor apresenta uma tabela para a seleção de tubos capilares, baseada na capacidade do compressor, no fluxo de massa de

refrigerante e na temperatura de condensação. Esta tabela é também aplicável para sistemas equipados com R-22.

Lathrop (1948) fez uma compilação dos dados experimentais obtidos em diversos equipamentos de refrigeração, providos com diversos tubos capilares. A partir destes dados, a influência dos parâmetros geométricos do capilar (diâmetro, comprimento, rugosidade interna) e das condições de operação do sistema (diferencial de pressão através do capilar, grau de subresfriamento do refrigerante na entrada do capilar, propriedades do refrigerante, etc.) sobre o fluxo de massa de refrigerante foi determinada.

Lathrop teve sucesso ao identificar os parâmetros determinantes do desempenho do tubo capilar, quais sejam, diâmetro interno, comprimento, diferencial de pressão e grau de subresfriamento. Baseado em suas análises, Lathrop propôs um método de análise gráfica correlacionando as diversas variáveis envolvidas, através de dois grupamentos adimensionais.

Um estudo experimental de grande importância foi realizado, em 1948, por Bolstad e Jordan (1948). Neste trabalho, tubos capilares de vários diâmetros e comprimentos, foram testados adiabaticamente, com R-12, em um aparato que possibilitava a medição das pressões à entrada e à saída, bem como a temperatura à entrada e ao longo do tubo. Para um dos tubos estudados, de diâmetro 1,07 mm e comprimento de 5,48 m, foram realizadas também medições de pressão ao longo do tubo, utilizando conexões concebidas de forma a minimizar possíveis distúrbios no padrão do escoamento.

Um resultado típico das distribuições de temperatura e pressão ao longo de um capilar adiabático, quando o refrigerante à entrada encontra-se no estado de líquido subresfriado, é mostrado na Figura 2.1. Nesta figura, a temperatura foi representada através da pressão de saturação correspondente.

Na entrada do capilar, seção 1-2, há uma leve queda de pressão, devida à mudança abrupta de seção transversal. Na seção 2-3, o refrigerante se encontra no estado de líquido subresfriado. Sua temperatura é constante e a queda de pressão é linear. No ponto 3, o refrigerante atinge a condição de saturação dando assim início a um processo de vaporização. Durante este processo a queda de pressão aumenta com a proximidade do final do tubo. Na seção 3-4 o escoamento apresenta-se em duas fases, líquido e vapor saturados, e a quantidade de vapor (título) aumenta com a queda de pressão.

Em medições realizadas com o mesmo tubo, porém sem as conexões para medição da pressão, foram observados os mesmos valores para o fluxo de massa e distribuição de temperatura. Assim, Bolstad e Jordan concluíram que o efeito das conexões para medição de pressão sobre o escoamento era desprezível.

Medições efetuadas com o uso de um separador de óleo no sistema reduziram o fluxo de massa em aproximadamente 8% nas mesmas condições de operação. Argumentou-se que a presença de óleo provocava uma redução na pressão de vaporização do refrigerante, de maneira

que este permanecia líquido por mais tempo, reduzindo a porção bifásica e, desta maneira, permitindo a passagem de uma quantidade maior de refrigerante.

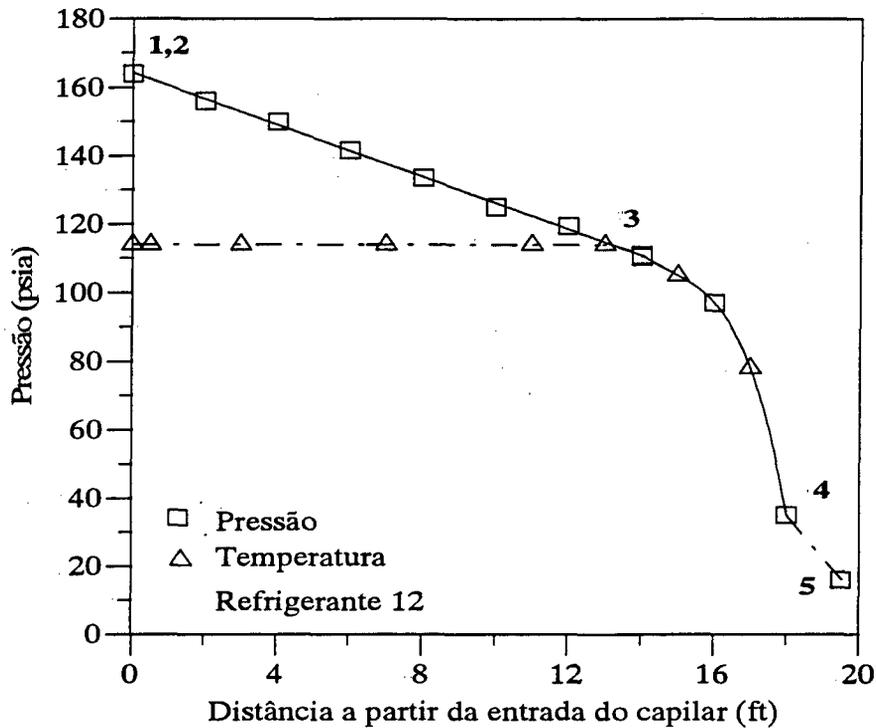


FIGURA 2.1 - Distribuição de temperatura e pressão ao longo de um tubo capilar adiabático, Bolstad e Jordan (1948).

Na maioria dos ensaios realizados, foi observada uma queda de pressão significativa na extremidade do tubo (seção 4-5). Foi observado também que, variando-se a pressão de evaporação, mantendo-se constante as demais condições, não havia alteração no fluxo de massa através do capilar. Isto provava a ocorrência de escoamento bloqueado.

O escoamento é dito bloqueado, crítico ou sônico, quando a pressão no evaporador é suficientemente baixa para que a velocidade do escoamento no interior do tubo atinja a velocidade do som local. O fluido é fortemente acelerado quando começa a vaporizar, devido ao maior volume específico do vapor em relação ao líquido. Como a conservação da massa precisa ser observada, o fluido aumenta sua velocidade média. Para um escoamento de Fanno, do qual o escoamento em tubo capilar adiabático pode ser considerado um exemplo clássico, a velocidade do som é atingida no ponto de máxima entropia, como se pode ver na Figura 2.2. Se a velocidade do som fosse atingida no interior do tubo, com a continuidade do escoamento, a entropia seria reduzida. Entretanto, para um escoamento adiabático isso não é possível. Logo, conclui-se que a condição sônica só poderá ocorrer na extremidade do tubo.

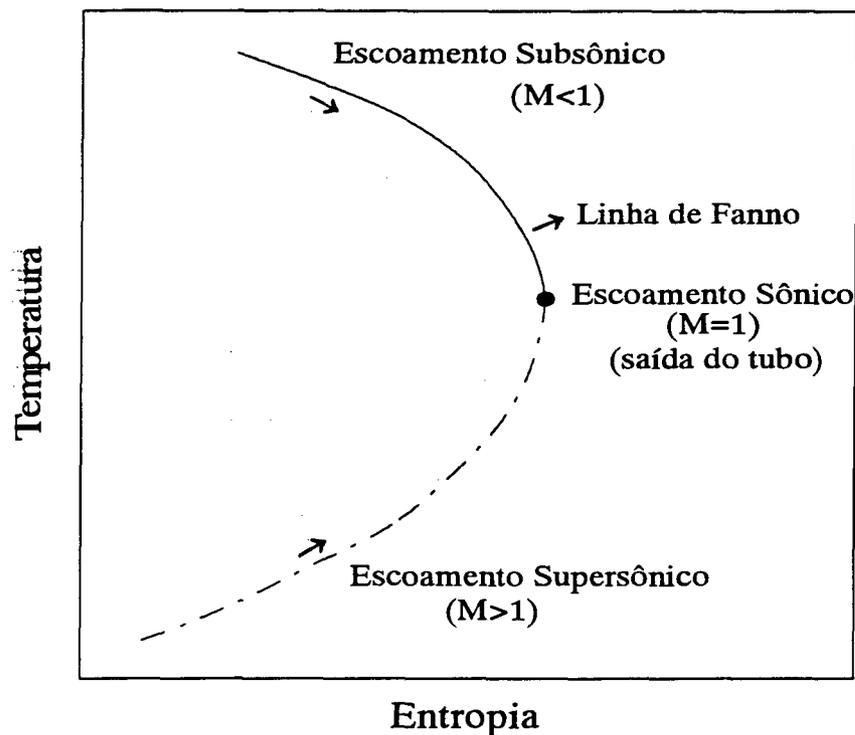


FIGURA 2.2 - Diagrama temperatura-entropia para um escoamento de Fanno.

Verifica-se então que, para um determinado capilar, e para determinadas condições de operação, haverá uma única pressão de bloqueio ou crítica. Quando a pressão de evaporação for inferior à esta pressão, sua influência sobre o fluxo de massa será nula. Se a pressão de evaporação for superior à pressão de bloqueio, então a pressão determinante será a pressão de evaporação. Esse comportamento é mostrado esquematicamente na Figura 2.3.

O trabalho de Bolstad e Jordan foi muito importante pois, a partir dele, tornaram-se conhecidos alguns aspectos a respeito do escoamento em tubos capilares: (a) o escoamento é turbulento; (b) existem duas porções bem distintas no escoamento, quais sejam, a região de fase líquida, e a região de escoamento bifásico; (c) a região bifásica é a principal responsável pela redução de pressão do fluido refrigerante; (d) o escoamento é compressível, e a condição sônica pode ser atingida.

Bolstad e Jordan também propuseram um método analítico para a solução do escoamento em tubos capilares. O seu método era baseado na solução das equações de conservação (massa, quantidade de movimento e energia) para escoamento unidimensional em um tubo horizontal com seção circular. Os fatores de atrito foram calculados a partir dos dados experimentais.

O método analítico de Bolstad e Jordan foi o pioneiro na utilização das equações de conservação para escoamento unidimensional em dutos, juntamente com considerações termodinâmicas, para descrever o escoamento no capilar. A partir deste trabalho, vários outros modelos, adotando a mesma metodologia, foram desenvolvidos. O cálculo das propriedades

termodinâmicas e a modelação dos fatores de atrito são as principais diferenças entre estes modelos. O modelo, objeto da presente dissertação, também adota a mesma metodologia.

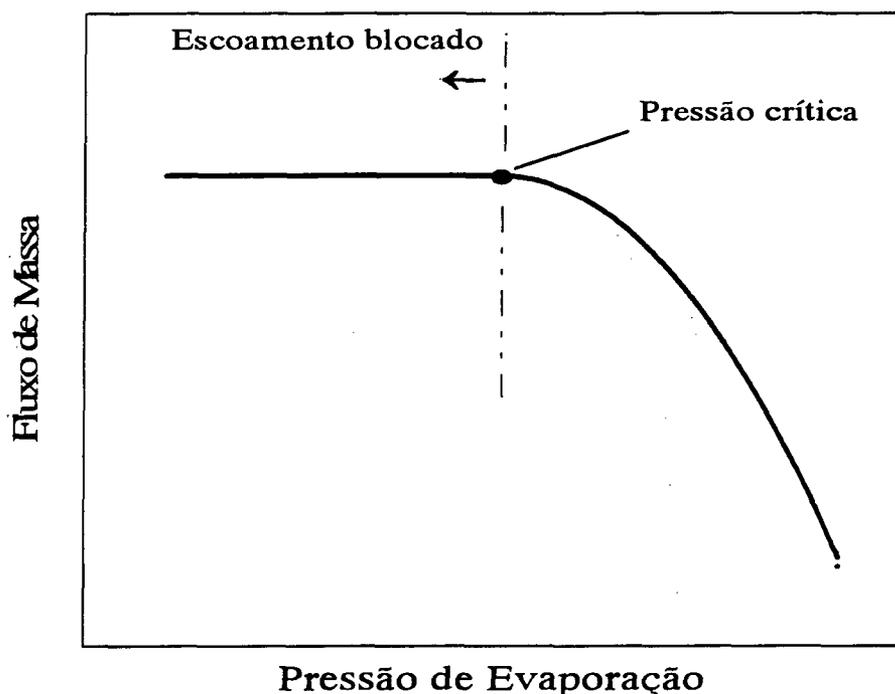


FIGURA 2.3 - Escoamento bloqueado em um tubo capilar.

Dando continuidade ao seu trabalho, Bolstad e Jordan (1949) apresentaram dados experimentais para tubos capilares soldados à linha de sucção do compressor. Apresentaram também uma extensão do modelo analítico, por eles proposto, no sentido de incluir os efeitos da troca de calor.

Marcy (1949) apresentou um método analítico para o dimensionamento de tubos capilares adiabáticos, envolvendo a integração gráfica da equação de Fanning. Para estimar o fator de atrito, Marcy utilizou uma correlação que fornecia valores superiores aos valores para tubo liso fornecidos pelo diagrama de Moody (1944). Marcy argumentou que o seu modelo era único pois não necessitava da determinação de constantes empíricas, e apresentava uma boa concordância com alguns resultados experimentais obtidos para o R-12 e para o R-764 (dióxido de enxofre - SO_2).

No entanto, o método de Marcy ignorava as variações de energia cinética do escoamento, que, como mostrado por Bolstad e Jordan (1948), são significativas. Além disso, os ensaios experimentais de Marcy foram realizados em condições de escoamento laminar.

Hopkins (1950) apresentou um método para a avaliação do escoamento de R-12 e R-22 em tubos capilares, baseado em um conjunto de diagramas. A metodologia de construção dos

diagramas foi apresentada, para possibilitar a utilização do método para qualquer refrigerante. Resultados obtidos para o comprimento de capilar com este método mostraram-se 13% maiores que os dados experimentais coletados por Hopkins na literatura (Hopkins entretanto não especificou a origem destes dados). Ficou sugerido, então, o uso de um fator de atrito 13% superior ao inicialmente utilizado, qual seja, a correlação para fator de atrito de Moody (1944), para escoamento turbulento e tubo liso. Hopkins argumentou que essa diferença era devida ao efeito da rugosidade do tubo e à não inhomogeneidade do fluido.

Com o modelo corrigido, Hopkins conseguiu uma boa concordância com os dados experimentais de Bolstad e Jordan (1948).

Prosek (1953) propôs um método de dimensionamento de tubos capilares não-adiabáticos, também baseado em gráficos, para os refrigerantes R-12 e R-22. Os gráficos foram construídos de acordo com o modelo de Swart (1946). Foi mostrado que este método apresentava boa concordância com dados experimentais, que, infelizmente, possuem origem não identificada.

Whitesel (1957a, 1957b) apresentou um trabalho experimental e um estudo teórico sobre o escoamento *bifásico* dos refrigerantes R-12 e R-22 em tubos capilares adiabáticos. Em relação à parte experimental, Whitesel mediu o fluxo de massa de refrigerante, para tubos com diâmetros variando de 0,914 a 2,286 mm e comprimentos de 0,305 a 1,524 m, e em diferentes pressões de entrada e saída, e com o título na entrada do tubo variando entre 0,0 e 1,0. Whitesel foi o primeiro a utilizar um aparato experimental que não utilizava um sistema de refrigeração completo, como em todos os trabalhos anteriores. Seu aparato descarregava o refrigerante diretamente da garrafa que o continha para o capilar e daí para a atmosfera. Dessa maneira o escoamento no interior do capilar era garantidamente livre de óleo e de outras impurezas. Por outro lado, não foram realizadas medições das distribuições de temperatura e pressão locais ao longo do tubo. Além do fluxo de massa, foram medidas as pressões e temperaturas à entrada e à saída do tubo.

No estudo teórico, Whitesel estava particularmente preocupado com o cálculo do fator de atrito e propôs, para esta variável, um modelo capaz de avaliar o fator de atrito médio para a região bifásica, em função da pressão de entrada e do título médio da região. O modelo possuía constantes empíricas que foram determinadas por regressão de dados experimentais. Com o cálculo do fator de atrito médio, e assumindo a densidade do refrigerante constante, Whitesel pôde resolver as equações hidrodinâmicas para escoamento unidimensional em dutos de uma maneira mais direta, sem necessidade do processo de integração passo a passo normalmente utilizado.

Cooper et al. (1957) publicaram um trabalho bastante extenso envolvendo tubos capilares. Eles introduziram um método analítico, baseado nas equações governantes do escoamento unidimensional em dutos, que apresentava duas equações, respectivamente, para o cálculo dos comprimentos das regiões líquida e bifásica. A equação relacionada com o comprimento da região

bifásica foi obtida a partir da integração da equação de Fanno. O fator de atrito, nesta região, foi obtido a partir de um número de Reynolds médio.

Eles também desenvolveram o mais extenso programa experimental desenvolvido até então, medindo as características do escoamento em tubos capilares não-adiabáticos de uma grande variedade de diâmetros e comprimentos. Os resultados foram apresentados na forma de gráficos de desempenho.

Estes autores também verificaram que os comprimentos calculados pelo método analítico eram sempre inferiores aos comprimentos reais.

Em busca de uma explicação para este fato, Cooper et al. utilizaram um capilar de vidro, para visualizar o escoamento. Verificou-se que a localização do ponto de início de vaporização, no tubo de vidro, era aleatória e mudava constantemente de lugar. Inseriu-se então, dentro do tubo de vidro, um fio fino de cobre. Com isso, o ponto de início de vaporização se estabilizou, e passou a se deslocar para cima e para baixo de acordo com a variação do grau de subresfriamento à entrada do tubo. O escoamento bifásico foi considerado ser uma "névoa", sem bolhas, portanto, fisicamente homogêneo.

Foi também verificado que o comprimento da região líquida era sempre maior que o previsto teoricamente. A conclusão foi de que havia um atraso no início da vaporização, o que representava uma condição de não-equilíbrio termodinâmico, pois o refrigerante permanecia líquido a uma temperatura superior à sua temperatura de saturação, ou seja, o líquido se encontrava superaquecido. Caracterizava-se assim um escoamento metaestável, tendo sido Cooper et al. os primeiros a postularem o fenômeno da metaestabilidade em tubos capilares.

Baseados em seus dados experimentais, Cooper et al. calcularam o atraso na vaporização, necessário para que o comprimento de tubo calculado pelo método analítico fosse igual ao comprimento real. Estes resultados foram apresentados na forma gráfica, onde o atraso de vaporização podia ser estimado em função do diâmetro, do comprimento e da pressão na entrada do tubo.

Mikol e Dudley (1964) realizaram um estudo experimental em tubos capilares, envolvendo a medição da distribuição de temperatura e pressão ao longo de tubos de cobre de 1,41 mm de diâmetro, e a análise visual e fotográfica do escoamento em um tubo de vidro de aproximadamente 1,27 mm de diâmetro.

Distribuições de temperatura e pressão, similares às apresentadas na Figura 2.4, ocorreram em todos os testes. Pode-se notar que, na região B-C, o fluido permanece no estado líquido (caracterizado pela queda linear de pressão) apesar de estar a uma pressão inferior à sua pressão de saturação. No ponto C, o refrigerante começa a vaporizar (o ponto de início de vaporização é determinado pela mudança do padrão linear da queda de pressão) sendo sua temperatura reduzida até, no ponto D, se igualar com a temperatura de saturação. Na porção B-C-D o refrigerante encontra-se numa situação de não-equilíbrio termodinâmico, e o escoamento é dito metaestável. Desta forma, Mikol e Dudley comprovaram experimentalmente as observações de Cooper et al.

(1957). O escoamento foi dividido em 4 regiões: (a) escoamento de refrigerante líquido subresfriado (A-B); (b) escoamento de refrigerante líquido metaestável (B-C); (c) escoamento bifásico líquido-vapor metaestável (C-D); (d) escoamento bifásico líquido-vapor em equilíbrio termodinâmico (D-E).

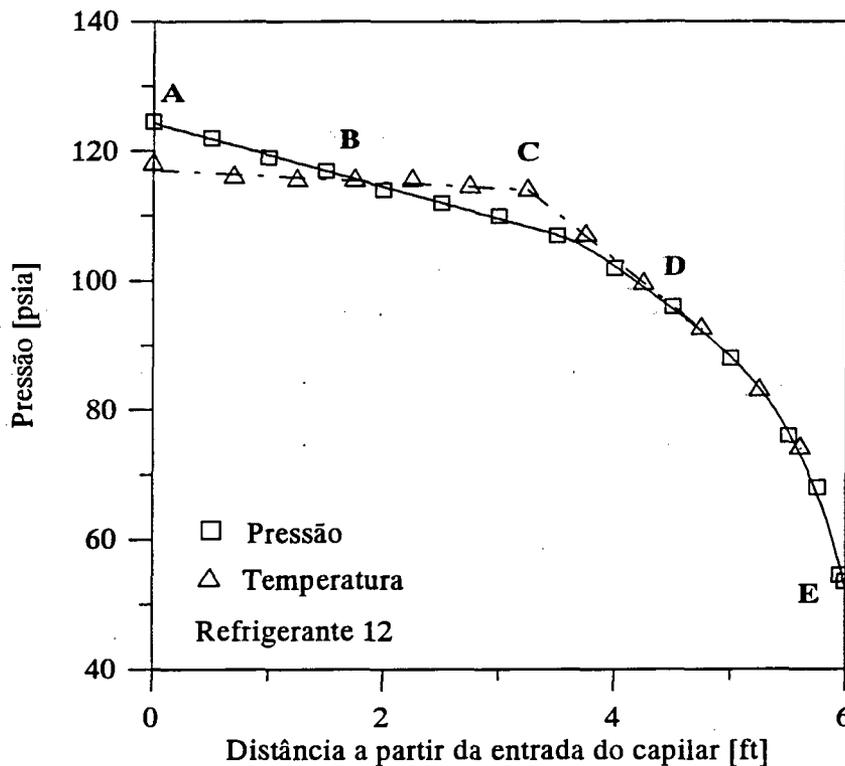


FIGURA 2.4 - Distribuição de temperatura e pressão ao longo de um tubo capilar adiabático, Mikol e Dudley (1964).

A partir dos seus resultados, Mikol e Dudley concluíram que: (a) tubos capilares de cobre não podem ser considerados lisos; (b) o fator de atrito na região líquida, pode ser obtido das correlações de Moody (1944).

No estudo de visualização do escoamento, Mikol e Dudley observaram que o ponto de início de vaporização ocorria sempre na parede do tubo, gerando uma corrente de bolhas de vapor que, à jusante do escoamento, cresciam e migravam para o centro do tubo. Observaram também a instabilidade no posicionamento do ponto de início de vaporização, como já ressaltado por Cooper et al. (1957). Este fato foi creditado ao tubo de vidro que, por possuir uma rugosidade próxima de zero, apresentava poucos pontos para propiciar o início da vaporização. Mikol e Dudley também introduziram um fio fino no interior do tubo de vidro, para facilitar a obtenção de um regime de vaporização estável. Nesta condição, verificaram que, com a variação

também, que era grande a diferença entre estes resultados e os dados experimentais existentes. Desta forma, Scott concluiu que um modelo apropriado ainda precisava ser identificado, e que novos dados experimentais precisavam ser obtidos.

Scott desenvolveu então um cuidadoso trabalho experimental, com tubos adiabáticos, testando-os em condições de entrada tanto de líquido subresfriado quanto saturado, e com título maior que zero. O fluxo de massa foi medido com grande cuidado. As pressões foram medidas apenas à entrada e à saída do tubo. Ao longo do tubo capilar foram medidas apenas as temperaturas. Medições de pressão ao longo do tubo foram evitadas para não haver perturbação do escoamento, causadas pelas tomadas de pressão. Apesar do procedimento cuidadoso empregado nos testes, Scott não se preocupou em medir adequadamente o diâmetro interno e a rugosidade superficial dos tubos que testou.

Os resultados de distribuição de temperatura ao longo do tubo confirmaram a existência de atraso na vaporização, quando comparados ao comprimento teórico da região líquida, calculado para uma rugosidade absoluta de 0,00046 mm. Os resultados experimentais foram comparados ao método proposto pela ASHRAE (1972) para dimensionamento de tubos capilares. Os resultados experimentais com condição de entrada bifásica (título maior que zero) apresentaram uma concordância satisfatória com o método sugerido pela ASHRAE, enquanto que os resultados com condição de entrada de líquido subresfriado foram subestimados pelo método. Scott atribuiu essa diferença ao atraso observado na vaporização quando a condição de entrada é subresfriada.

Scott postulou que essa região de metaestabilidade representaria uma região onde pequeníssimas bolhas de vapor são continuamente criadas e destruídas até que um número suficiente destes "embriões de bolhas" possam sobreviver e crescer além de um determinado raio crítico e dessa maneira, iniciar a vaporização. Durante este período, muitos fatores como vibração, presença de partículas estranhas, presença de outros gases dissolvidos e imperfeições na parede do tubo, controlariam a probabilidade da criação de uma bolha de vapor. Por essa razão, o fenômeno teria uma forte natureza randômica, apresentando uma grande dispersão nos resultados e limitando assim a precisão de qualquer modelo teórico de predição do atraso na vaporização.

Baseado nos dados experimentais obtidos, Scott dividiu o escoamento em 4 regiões, de maneira similar a Mikol e Dudley (1964), e propôs o seu modelo. Scott sugeriu uma correlação para estimar o atraso na vaporização *mais provável*, uma vez que a dispersão dos seus resultados era grande. Essa correlação foi derivada de um modelo para crescimento de bolhas de vapor em um líquido em repouso.

Para a região de escoamento bifásico metaestável, isto é, de não-equilíbrio, Scott propôs uma nova equação de viscosidade bifásica para ser utilizada em conjunto com o diagrama de Moody. Para a região bifásica em equilíbrio termodinâmico, entretanto, Scott não deixa claro qual a correlação adotada.

Koizumi e Yokoyama (1980) mediram distribuições de pressão e temperatura ao longo de tubos capilares de cobre e de aço inoxidável, utilizando R-22. Eles também observaram regiões de metaestabilidade, e concluíram que o atraso na vaporização aumenta de acordo com a queda de pressão por unidade de comprimento na região líquida do escoamento. Utilizaram também um tubo de vidro e concluíram que o escoamento bifásico era homogêneo.

Koizumi e Yokoyama sugeriram um método simples de dimensionamento de tubo capilar, com duas equações, respectivamente para o cálculo do comprimento da região líquida e bifásica. Para a região líquida, a equação de Fanning foi utilizada. O atraso na vaporização foi estimado como constante e igual a 3 °C, equivalente a uma diferença entre a pressão de vaporização teórica e a pressão real de 1,08 bar para o R-22. Este foi o valor médio encontrado pelos autores em seus experimentos.

Para a região bifásica, Koizumi e Yokoyama integraram a equação da conservação da quantidade de movimento, aproximando a equação termodinâmica de estado do fluido de maneira semelhante a Cooper et al. (1957). O modelo teórico foi comparado aos dados experimentais e mostrou boa concordância.

Schulz (1985) apresentou uma ampla revisão bibliográfica sobre o assunto, comentando sobre todos os fenômenos intrínsecos ao escoamento em tubos capilares. Durante a década de 80, vários pesquisadores, como Goldstein (1981), Maczek (1983), Kuijpers e Janssen (1983), Sami e Duong (1987), Kim (1987) e Kuehl e Goldschmidt (1991), dentre outros, apresentaram modelos teóricos para a previsão do escoamento em tubos capilares, porém sem apresentar novidades. Os modelos apenas diferem entre si no modo de solução das equações governantes, nos modelos de fator de atrito e de atraso de vaporização. Alguns ensaios experimentais foram também conduzidos, igualmente sem apresentar novidades. Geralmente, quando comparados a dados experimentais específicos, os modelos apresentados mostram razoável concordância.

Uma referência deve ser feita ao trabalho de Kuijpers e Janssen (1983), que foram os únicos a apresentar uma medição adequada do diâmetro real do capilar, determinando-o a partir de medições do fluxo de massa de água ou de R-11 líquido.

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. Este modelo baseia-se num sistema de equações, formado pelas equações diferenciais governantes do problema, acopladas a relações termodinâmicas para a determinação das propriedades do fluido. O sistema de equações diferenciais é solucionado pelo método de Runge-Kutta. Tal modelo apresentou boa concordância com dados experimentais obtidos pelos autores, com R-12, para tubos com comprimento de 1,5 m e diâmetros de 0,66 e 1,17 mm.

Para a avaliação no atraso de vaporização, Li et al. utilizaram o modelo de Chen et al. (1990), baseado na teoria clássica de nucleação de bolhas de vapor em líquido, que fornece a diferença de pressão entre o ponto teórico e o ponto real de início de vaporização. O modelo apresenta constantes empíricas que foram obtidas por técnicas de regressão a partir de um

conjunto de 238 dados experimentais para o R-12. Em relação a estes mesmos dados, a correlação proposta apresenta um erro padrão de 26%. Este modelo é o de melhor base teórica disponível, para estimar o atraso na vaporização.

Para o cálculo do fator de atrito na região de escoamento bifásico, os autores utilizaram o modelo desenvolvido por Lin et al. (1991). A equação proposta por Churchill (1977), que reproduz bem o diagrama de Moody para escoamento turbulento em tubos rugosos, foi utilizada. O número de Reynolds para o escoamento bifásico foi avaliado com a viscosidade calculada de acordo com a equação de McAdams (1942). A comparação do modelo com os dados experimentais mostrou uma diferença de 24%. Lin et al. atribuíram esta diferença à pequena velocidade relativa existente entre as fases. Para compensar esta diferença, modificaram a correlação de McAdams, introduzindo uma constante empírica, obtida por técnicas de regressão a partir de dados experimentais disponíveis.

Kuehl e Goldshmidt (1990) apresentaram dados experimentais para o R-22 em escoamento adiabático. Todas as medições experimentais foram realizadas com muito cuidado, mas o diâmetro interno e a rugosidade do tubo capilar não foram adequadamente avaliadas. Foram medidas distribuições de temperatura e, com isso, o atraso na vaporização, bem como a perda de carga na entrada do tubo.

Wijaya (1991) apresentou os primeiros dados experimentais para escoamento adiabático em tubos capilares com R-134a. Wijaya verificou a influência do óleo no escoamento, não encontrando qualquer efeito significativo. Wijaya também fez medições com R-12 e concluiu que a diferença entre os dois refrigerantes aumentava de acordo com o comprimento do tubo, com o R-134a gerando um fluxo de massa superior ao R-12.

2.2 - ANÁLISE DOS TRABALHOS EXPERIMENTAIS EM TUBOS CAPILARES

Na maioria dos trabalhos experimentais disponíveis, não é feita nenhuma menção às incertezas das medições, de temperatura, pressão e fluxo de massa. Apenas em trabalhos mais recentes (Lin et al., 1991; Wijaya, 1991) esse tipo de informação é fornecido. A determinação das incertezas de medição é indispensável para se poder estimar o grau de incerteza das correlações empíricas que porventura venham a ser desenvolvidas.

A ocorrência do fenômeno da metaestabilidade no escoamento em tubos capilares é bastante provável. No entanto, sua quantificação torna-se difícil porque, ao se abrirem tomadas de pressão ao longo do tubo capilar, pode-se interferir no escoamento.

Estudos de visualização do escoamento em tubos capilares de vidro provavelmente não refletem o escoamento em tubos de cobre, devido à diferença de rugosidade. Em tubos de vidro, conseguem-se padrões de escoamento bifásico próximos ou tendendo ao padrão de escoamento em névoa ("fog flow"). Assim, pode-se afirmar que, em tubos de cobre, o escoamento é

homogêneo. Isto se deve à maior rugosidade dos tubos de cobre, o que garante a existência de vários pontos de início de vaporização. Além disso, o gradiente de pressão por unidade de comprimento no tubo de cobre é maior, proporcionando assim uma taxa de vaporização também maior.

De qualquer maneira, os resultados experimentais deixam claro que o fenômeno da metaestabilidade é extremamente randômico, sujeito a variáveis difíceis de serem controladas em um experimento comum, sendo então também difícil a sua predição teórica.

A quase totalidade dos trabalhos experimentais foi realizada apenas com R-12. Em alguns trabalhos testou-se também o R-22. Só recentemente, Wijaya (1991) utilizou o R-134a, não existindo, até o momento, dados relativos ao escoamento de hidrocarbonetos em tubos capilares.

A maioria dos trabalhos experimentais identificou a ocorrência de condições de fluxo bloqueado à saída do capilar. Esta condição é relativamente fácil de ser encontrada, reduzindo-se paulatinamente a pressão de evaporação até que esta redução não mais influencie o fluxo de massa.

Na maioria dos trabalhos anteriores, não houve a preocupação de se medir adequadamente o diâmetro interno do tubo capilar. Utilizou-se, em geral, para fins de determinação de correlações experimentais, o diâmetro nominal declarado pelo fabricante. Kuijpers e Janssen (1983) foram exceção à regra. De acordo com a norma ANSI/ASTM B360-88 (ASTM, 1988), a variação aceitável no diâmetro interno de tubos capilares comerciais é de $\pm 25 \mu\text{m}$. Como o diâmetro do tubo possui grande influência sobre o escoamento, o desconhecimento do valor real deste parâmetro inviabiliza qualquer análise baseada em dados experimentais já publicados, e é a mais provável causa das discrepâncias encontradas entre eles.

A maioria dos autores estimou a rugosidade absoluta, ou então considerou o tubo capilar como liso. Sweedyk (1981) mostrou que a rugosidade das paredes internas dos tubos pode ser bastante diferente, sendo esta variação dependente do processo de fabricação do tubo, do fabricante e do lote de fabricação. A medição da rugosidade absoluta, com o uso de equipamentos adequados, como um perfilômetro padrão, é necessária para uma adequada correlação dos resultados.

Em vista dos fatos mencionados anteriormente, fica evidente a necessidade de realização de um trabalho experimental, capaz de gerar dados confiáveis. Para isso, é necessário o controle rígido das variáveis geométricas do tubo capilar (diâmetro, comprimento, rugosidade), e uma medição rigorosa das variáveis de operação (pressões, temperaturas e fluxo de massa). Tal trabalho deveria abranger vários diâmetros e comprimentos, e várias faixas de pressão, temperatura e grau de subresfriamento na entrada, de maneira a permitir a avaliação precisa dos efeitos de cada variável. Deveria abranger também os novos refrigerantes que estão sendo utilizados na substituição dos CFCs, entre eles os fluorocarbonos (HFCs) e os hidrocarbonetos

puros (HCs). Enfim, deveria propiciar um melhor entendimento do fenômeno do escoamento viscoso em regime de não-equilíbrio através de tubos capilares.

2.3 - MODELOS DE ANÁLISE E MÉTODOS DE SELECÇÃO DE TUBOS CAPILARES

Os dispositivos de expansão, particularmente os tubos capilares, exercem uma grande influência sobre o desempenho dos sistemas de refrigeração. Isto é ressaltado por vários autores (Erth, 1970; Stoecker e Jones, 1985). Erth (1970), inclusive, salienta que os tubos capilares só podem ser comparados com outros dispositivos de expansão, no aspecto de consumo de energia do sistema, quando operam estritamente dentro de suas condições de projeto. Tudo isso evidencia a necessidade de um bom projeto, ou seja, o correto dimensionamento do tubo capilar para um determinado sistema de refrigeração.

Apesar da sua influência significativa, os tubos capilares são ainda dimensionados com poucos critérios e, além disso, poucas são as informações disponíveis sobre o comportamento deste dispositivo com os novos refrigerantes, destinados a substituir os CFCs e HCFCs.

Ainda hoje o método mais comum de seleção de um tubo capilar é o de "cut-and-try", ou seja, "cortar-e-testar". Inicialmente instala-se no sistema de refrigeração um tubo capilar suficientemente longo, com o qual inevitavelmente a pressão de evaporação de equilíbrio resultará mais baixa do que o pretendido. O tubo é então cortado e o sistema testado novamente. Essa operação é repetida sucessivamente, até que eventualmente se obtenha a pressão de evaporação desejada.

Obviamente, o processo descrito anteriormente é pouco prático, demandando a fabricação e teste de vários protótipos, consumindo tempo e recursos.

Métodos de análise teórica do escoamento de refrigerantes em tubos capilares se fazem, então, necessários. Estes devem:

- (a) determinar o diâmetro e o comprimento aproximado do tubo, antes da realização dos testes finais com o produto, reduzindo assim significativamente a quantidade de testes necessários para se chegar ao projeto final;
- (b) proporcionar meios rápidos de se redimensionar o tubo no caso de mudança nas condições iniciais de operação ou do tipo de refrigerante;
- (c) proporcionar uma visão global das características do escoamento, auxiliando na compreensão do comportamento do dispositivo de expansão;
- (d) possibilitar a simulação numérica global do sistema de refrigeração, tanto em regime permanente quanto transiente.

Procedimentos gráficos, baseados em diagramas, passaram a ser utilizados já na década de 40 (Swart, 1946; Staebler, 1948). O mais conhecido é o método gráfico da ASHRAE, que inclusive ainda é apresentado no "1994 Refrigeration Handbook" (ASHRAE, 1994). Os gráficos da ASHRAE seguem basicamente o modo de apresentação utilizado por Hopkins (1950), porém com valores recalculados a partir dos resultados do trabalho de Whitesel (1957a, 1957b). Como os resultados de Whitesel são somente para a condição de refrigerante saturado na entrada do tubo, não fica claro, na apresentação da ASHRAE, como foram obtidos os resultados para uma condição de líquido subresfriado.

Erth (1970) mostrou que o modelo analítico de Whitesel apresenta erros de até 20% em relação a seus próprios dados experimentais. Essa discrepância está relacionada com as aproximações assumidas na avaliação das propriedades termodinâmicas e na avaliação da pressão crítica, e com a determinação do coeficiente de perda de carga na entrada do tubo.

Conseqüentemente, o método gráfico da ASHRAE fornece resultados bastante imprecisos, como mostram Scott (1976) e Kuehl e Goldschmidt (1991). Scott, inclusive, propôs, e apresentou, uma correção dos diagramas da ASHRAE. Kuehl e Goldschmidt (1991) mostraram que os diagramas de Scott fornecem resultados bem melhores que os diagramas da ASHRAE, embora estes também não sejam totalmente satisfatórios.

A ASHRAE apresenta também um procedimento para testar a capacidade de tubos capilares, estabelecido pela norma ASHRAE 28-1988 (ASHRAE, 1988), e que consiste em se medir o fluxo de nitrogênio seco, sob determinadas condições, através do tubo capilar. Os resultados obtidos com esse procedimento não definem as características do escoamento ao longo do tubo, sendo indicado apenas para análises comparativas (Sweedyk, 1981).

No item 2.1, vários estudos foram apresentados, tanto experimentais quanto teóricos, sobre o escoamento em tubos capilares. Uma grande variedade de modelos numéricos foi desenvolvida, e tais modelos foram validados contra conjuntos específicos de dados experimentais. Neste procedimento, algumas correlações empíricas são normalmente utilizadas. Melo et al. (1992), entretanto, mostraram que tal procedimento é dotado de um grau considerável de liberdade.

A incerteza dos dados experimentais disponíveis, deixa todos os modelos numéricos existentes no mesmo nível de confiabilidade. Por essa razão, esforços devem ser concentrados na geração de informações experimentais confiáveis, com controle adequado de todas as variáveis envolvidas. A partir daí, pode-se desenvolver novos modelos numéricos.

2.4 - ESCOPO DA DISSERTAÇÃO

Neste trabalho será apresentado um modelo teórico para a análise do escoamento em tubos capilares, bem como sua implementação computacional. Tal modelo permite a inclusão de diversas correlações existentes na literatura, para o cálculo dos fatores de atrito e dos efeitos da metaestabilidade. Uma análise de sensibilidade do modelo numérico é apresentada, enfatizando uma comparação entre as diversas correlações, e a influência dos parâmetros geométricos.

Um trabalho experimental, envolvendo vários tubos capilares, várias condições de operação e três refrigerantes, será apresentado de forma resumida.

Uma comparação entre as diversas versões do modelo teórico com os dados experimentais obtidos será também apresentada. Tal comparação permitirá identificar a configuração que melhor reproduz os dados experimentais.

Finalmente, o modelo será utilizado para uma análise comparativa, mostrando a influência dos diversos parâmetros envolvidos, e do tipo de refrigerante, como forma de melhor compreender o funcionamento de um tubo capilar.

3 - MODELO TEÓRICO PROPOSTO

Serão apresentados, neste capítulo, os fundamentos teóricos referentes ao escoamento de fluidos refrigerantes em tubos capilares. Primeiramente as hipóteses básicas e simplificativas que definem o modelo são estabelecidas. Em seguida as equações governantes e as diversas correlações empíricas existentes na literatura são colocadas e discutidas. Por fim, uma análise de sensibilidade do modelo, em relação às diversas variáveis independentes é efetuada, identificando-se as variáveis mais críticas.

3.1 - HIPÓTESES BÁSICAS: DEFINIÇÃO DO MODELO

O modelo em questão, similar ao introduzido por Melo e Negrão (1988), é baseado nas seguintes hipóteses básicas:

- (a) o capilar é um tubo reto, horizontal e de seção transversal constante;
- (b) o escoamento através do capilar é viscoso, unidimensional, adiabático e em regime permanente;
- (c) o escoamento é isento de óleo;
- (d) o escoamento encontra-se em regime de equilíbrio termodinâmico;
- (e) o capilar não é considerado como um tubo liso;
- (f) o escoamento bifásico líquido-vapor é homogêneo.

Segundo Collier (1981), o modelo homogêneo, ou modelo de escoamento em névoa, apresenta as seguintes premissas básicas: (i) velocidades iguais para o líquido e o vapor; (ii) equilíbrio termodinâmico entre as fases e (iii) uso de um fator de atrito definido de maneira similar a um fator de atrito monofásico.

Desta maneira, o escoamento bifásico é considerado como um escoamento monofásico de um pseudo-fluido cujas propriedades são calculadas como a média ponderada das propriedades de cada fase.

Baseando-se nas hipóteses apresentadas anteriormente, e nas evidências experimentais, discutidas no Capítulo 2, pode-se ainda estabelecer as seguintes premissas:

- (a) o escoamento dar-se-á sempre em regime turbulento;

- (b) o escoamento monofásico da região líquida é incompressível;
 (c) o escoamento bifásico líquido-vapor é compressível e se constitui num exemplo clássico de escoamento de Fanno: adiabático, com atrito, em um duto de seção transversal constante.

O modelo será apresentado, baseando-se no esquema mostrado na Figura 3.1, que apresenta os pontos principais e as regiões do escoamento. Neste diagrama, a escala de temperatura corresponde à pressão de saturação, calculada em função da temperatura local.

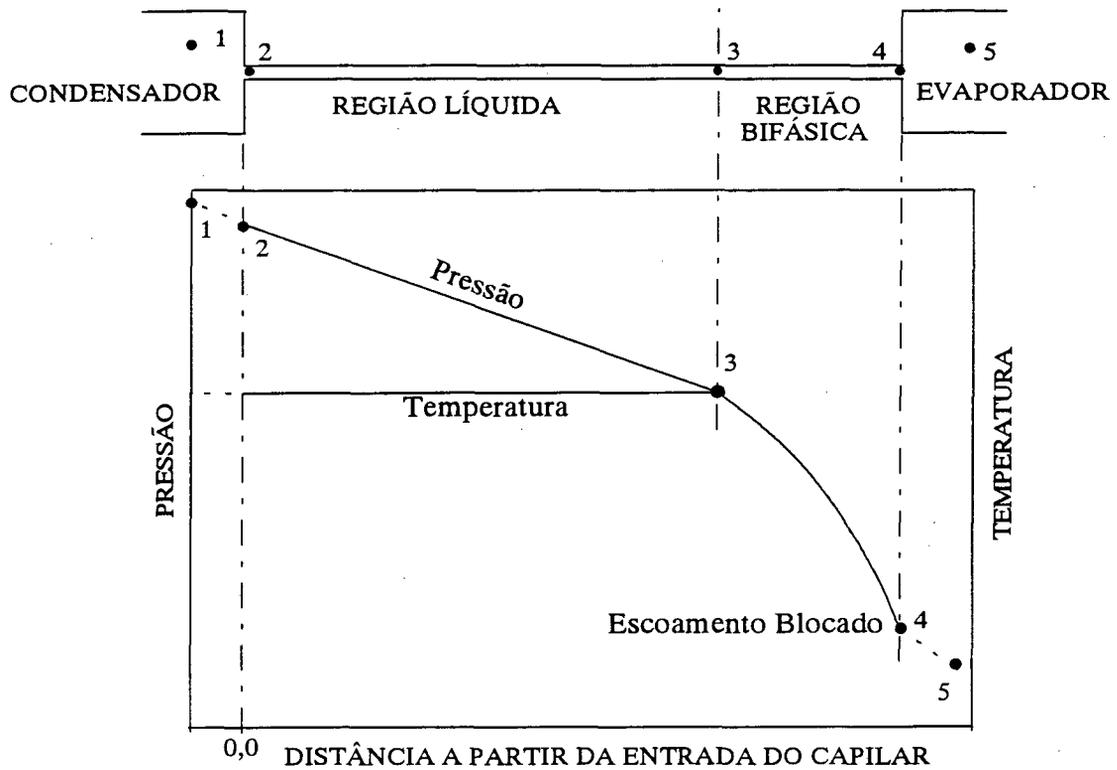


FIGURA 3.1 - Escoamento em um tubo capilar.

3.2 - EQUACÕES GOVERNANTES

Para se analisar o escoamento no interior de tubos capilares, considere-se o elemento de fluido de comprimento dL , mostrado na Figura 3.2.

Conservação da Massa. Considerando as hipóteses básicas do problema, e aplicando o princípio da conservação da massa (equação da continuidade) ao elemento de fluido, indicado na Figura 3.2, obtém-se:

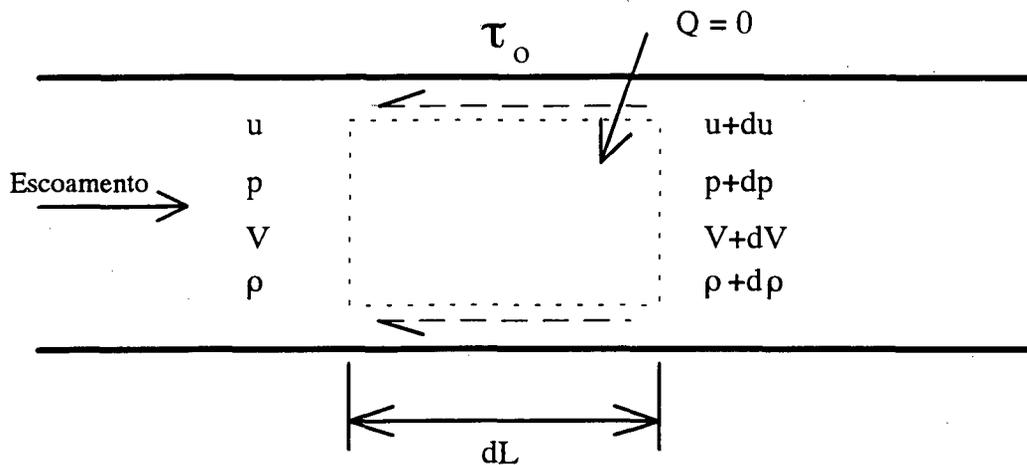


FIGURA 3.2 - Elemento de fluido para aplicação das equações de conservação.

$$\rho \cdot A \cdot V - \left[\rho \cdot A \cdot V + \frac{d}{dL}(\rho \cdot A \cdot V) \cdot dL \right] = 0 \quad (3.1)$$

ou

$$d(\rho \cdot A \cdot V) = 0 \quad (3.2)$$

Como a área da seção transversal é constante,

$$d(\rho \cdot V) = 0 \quad (3.3)$$

Assim,

$$\rho \cdot V = \text{constante} \quad (3.4)$$

A velocidade média do fluido na seção transversal, V , é definida como:

$$V = \frac{\dot{m}}{\rho \cdot A} \quad (3.5)$$

Conservação da Quantidade de Movimento. A aplicação do princípio da conservação da quantidade de movimento ao mesmo elemento, fornece:

$$p \cdot A - \left(p + \frac{dp}{dL} \cdot dL \right) \cdot A - \tau_0 \cdot \pi \cdot D \cdot dL = \left(V + \frac{dV}{dL} dL - V \right) \cdot \rho \cdot V \cdot A \quad (3.6)$$

Dividindo ambos os lados da equação por A , obtém-se:

$$dp + \frac{4 \cdot \tau_0}{D} \cdot dL + \rho \cdot V \cdot dV = 0 \quad (3.7)$$

Considerando que:

$$\tau_0 = f \cdot \frac{\rho \cdot V^2}{8} \quad (3.8)$$

onde f é o coeficiente de atrito de Darcy (Moody, 1944), e substituindo a Equação (3.8) na Equação (3.7), obtém-se:

$$dp + \frac{f \cdot \rho \cdot V^2}{2 \cdot D} \cdot dL + \rho \cdot V \cdot dV = 0 \quad (3.9)$$

Definindo a vazão mássica por unidade de área como:

$$G = \frac{\dot{m}}{A} \quad (3.10)$$

tem-se que:

$$V^2 = \frac{G^2}{\rho^2} \quad (3.11)$$

e substituindo a Equação (3.11) na Equação (3.9),

$$dp + \frac{f \cdot G^2}{2 \cdot \rho \cdot D} \cdot dL + \rho \cdot V \cdot dV = 0 \quad (3.12)$$

Conservação da Energia. Aplicando-se o princípio da conservação de energia ao mesmo elemento de fluido, obtém-se:

$$\rho \cdot V \cdot A \cdot \left(u + \frac{V^2}{2} + \frac{p}{\rho} \right) - \quad (3.13)$$

$$- \left\{ \rho \cdot V \cdot A \cdot \left(u + \frac{V^2}{2} + \frac{p}{\rho} \right) + \frac{d}{dL} \cdot \left[\rho \cdot V \cdot A \cdot \left(u + \frac{V^2}{2} + \frac{p}{\rho} \right) \right] \cdot dL \right\} = 0$$

Da Equação (3.3), e com a área da seção transversal constante, obtém-se:

$$d \left(u + \frac{V^2}{2} + \frac{p}{\rho} \right) = d \left(h + \frac{V^2}{2} \right) = 0 \quad (3.14)$$

ou

$$h + \frac{V^2}{2} = \text{constante} = H_0 \quad (3.15)$$

A quantidade H_0 é chamada de entalpia de estagnação.

3.3 - EQUACÕES CONSTITUTIVAS DO MODELO

3.3.1 - QUEDA DE PRESSÃO NA REGIÃO DE ENTRADA DO TUBO

Aplicando o princípio da conservação da energia, entre os pontos 1 e 2, mostrados na Figura 3.1, obtém-se:

$$\frac{p_1}{\rho} + \frac{V_1^2}{2} = \frac{p_2}{\rho} + \frac{V_2^2}{2} + h_L \quad (3.16)$$

onde h_L representa a perda de carga localizada na entrada do tubo capilar.

A equação da continuidade, Equação (3.3), aplicada entre os mesmos pontos, fornece:

$$\rho \cdot V_1 \cdot A_1 = \rho \cdot V_2 \cdot A_2 \quad (3.17)$$

Como a massa específica é constante, nesta região, obtém-se:

$$V_1 = V_2 \cdot \left(\frac{A_2}{A_1} \right) \quad (3.18)$$

Substituindo a Equação (3.18) na Equação (3.16), obtém-se:

$$\frac{p_2}{\rho} = \frac{p_1}{\rho} + \frac{V_2^2}{2} \cdot \left[\left(\frac{A_2}{A_1} \right)^2 - 1 \right] - h_L \quad (3.19)$$

Considerando que $A_1 \gg A_2$, tem-se:

$$\left(\frac{A_2}{A_1} \right)^2 \rightarrow 0 \quad (3.20)$$

A perda de carga, na entrada do tubo capilar, pode ser expressa pela equação a seguir (Fox e McDonald, 1981):

$$h_L = k \cdot \frac{V_2^2}{2} \quad (3.21)$$

Segundo Fox e McDonald (1981), o coeficiente de perda de carga k assume o valor de 0,5. Collier (1981) também afirma que, para a condição em que $A_2 / A_1 \rightarrow 0$, $k \rightarrow 0,5$. Tong (1965), para a mesma condição, indica que $k \rightarrow 0,385$. Scott (1976) realizou extensivos experimentos em tubos capilares, utilizando água, e, apesar da grande dispersão dos seus resultados, encontrou um valor médio para k igual a 0,4.

Melo et al. (1992) mostraram que, para o caso do escoamento de refrigerantes em tubos capilares, o valor do coeficiente k não tem uma influência significativa sobre os resultados numéricos globais. Por esse motivo, resolveu-se adotar, para k , o valor de 0,5. No item 3.5, far-se-á uma análise da sensibilidade do modelo numérico ao coeficiente k , para analisar sua influência.

Desta forma, a equação (3.19) pode ser reescrita na seguinte forma:

$$p_2 = p_1 - \rho \cdot \frac{V_2^2}{2} \cdot (1 + k) \quad (3.22)$$

A equação (3.22) pode ainda ser reescrita como segue:

$$p_2 = p_1 - \frac{N}{\rho} \cdot (1 + k) \quad (3.23)$$

onde:

$$N = \frac{G^2}{2} \quad (3.24)$$

Para essa região do escoamento, onde o refrigerante se encontra na condição de líquido subresfriado, a massa específica pode ser aproximada pela massa específica do líquido saturado à mesma temperatura, ou seja,

$$\rho \cong \rho_{\text{sat},1} = \zeta(T_{\text{sat}} = T_2 = T_1) \quad (3.25)$$

Por sua vez, a temperatura do ponto 1, ou seja, a temperatura na entrada do tubo capilar, é determinada pelo grau de subresfriamento na entrada do tubo, ΔT_{in} , que é o dado de entrada normalmente usado no modelo. Assim:

$$T_1 = T_{\text{sat},1} - \Delta T_{\text{in}} \quad (3.26)$$

A temperatura de saturação na entrada, $T_{\text{sat},1}$, por sua vez, é a temperatura de saturação equivalente à pressão local, p_1 :

$$T_{\text{sat},1} = \zeta(p_1) \quad (3.27)$$

3.3.2 - COMPRIMENTO DA REGIÃO LÍQUIDA

Na região líquida o fluido refrigerante se encontra na condição de líquido subresfriado. Por isso, o escoamento pode ser considerado como incompressível, e a massa específica como constante. Integrando a equação (3.12) entre os pontos 2 e 3 da Figura 3.1, têm-se:

$$\int_2^3 dp + \int_2^3 \frac{f \cdot G^2}{2 \cdot \rho \cdot D} \cdot dL + \int_2^3 \rho \cdot V \cdot dV = 0 \quad (3.28)$$

Admitindo um fator de atrito médio para toda a região,

$$(p_3 - p_2) + \frac{\bar{f}_{sp} \cdot G^2}{2 \cdot \rho \cdot D} \int_2^3 dL + \rho \cdot \frac{1}{2} \cdot (V_3^2 - V_2^2) = 0 \quad (3.29)$$

onde \bar{f}_{sp} é o fator de atrito de Darcy. Como a massa específica é constante, $V_3 = V_2$. Denominando o comprimento da região monofásica de L_{sp} , têm-se:

$$(p_2 - p_3) = \bar{f}_{sp} \cdot \frac{L_{sp}}{D} \cdot \frac{G^2}{2 \cdot \rho} \quad (3.30)$$

ou,

$$L_{sp} = \frac{(p_2 - p_3) \cdot D \cdot \rho}{N \cdot \bar{f}_{sp}} \quad (3.31)$$

Como a massa específica do líquido subresfriado pode ser aproximada pela massa específica de líquido saturado à mesma temperatura, tem-se, para esta região do escoamento,

$$\rho \cong \rho_{sat,l} = \zeta(T_{sat} = T_3) \quad (3.32)$$

Igualmente, a viscosidade do líquido subresfriado também pode ser aproximada pela viscosidade do líquido saturado à mesma temperatura. Dessa maneira, o fator de atrito médio para a região líquida pode ser dado pelo fator de atrito correspondente ao ponto 3, o qual é função apenas das propriedades termodinâmicas do ponto 3, ou seja:

$$\bar{f}_{sp} \cong f_{sp,3} = \zeta(T_{sat} = T_3) \quad (3.33)$$

Por sua vez, a temperatura do ponto 3, devido ao fato do escoamento ser adiabático, é idêntica à temperatura no ponto 1, ou seja, à temperatura na entrada do tubo capilar. A pressão do ponto 3 é a pressão de saturação equivalente à temperatura no ponto 3. Assim:

$$p_3 = p_{sat,3} = \zeta(T_3) \quad (3.34)$$

3.3.3 - COMPRIMENTO DA REGIÃO BIFÁSICA

Multiplicando a equação (3.12) pela massa específica e integrando-a entre os pontos 3 e 4, obtém-se:

$$\int_3^4 \rho \cdot dp + \int_3^4 \frac{f \cdot G^2}{2 \cdot D} \cdot dL + \int_3^4 \rho^2 \cdot V \cdot dV = 0 \quad (3.35)$$

Admitindo também um fator de atrito médio para toda a região bifásica, e considerando a definição (3.11), obtém-se:

$$\int_3^4 \rho \cdot dp + \frac{\bar{f}_p \cdot G^2}{2 \cdot D} \cdot \int_3^4 dL + G^2 \cdot \int_3^4 \frac{1}{V} \cdot dV = 0 \quad (3.36)$$

onde \bar{f}_p é o fator de atrito de Darcy na região bifásica. Denominando o comprimento da região bifásica de L_{tp} ,

$$\int_3^4 \rho \cdot dp + \frac{\bar{f}_p \cdot G^2 \cdot L_{tp}}{2 \cdot D} + G^2 \cdot \ln\left(\frac{V_4}{V_3}\right) = 0 \quad (3.37)$$

Da equação da continuidade, (3.4), têm-se:

$$\frac{V_4}{V_3} = \frac{\rho_3}{\rho_4} \quad (3.38)$$

Assim, a equação (3.37) pode ser reescrita como:

$$L_{tp} = \frac{2 \cdot D}{\bar{f}_p} \cdot \left[\ln\left(\frac{\rho_4}{\rho_3}\right) - \frac{1}{G^2} \cdot \int_3^4 \rho \cdot dp \right] \quad (3.39)$$

3.3.4 - DETERMINAÇÃO DO TÍTULO NA REGIÃO BIFÁSICA

Na região bifásica, o escoamento apresenta duas fases distintas. Para condições de escoamento homogêneo, e de saturação, as propriedades termodinâmicas do fluido, passam a ser função ou da pressão ou da temperatura de saturação e do título, ou seja:

$$\rho, v, h, s = f(T_{\text{sat}}, x) \quad (3.40)$$

onde o título, ou fração mássica, x , é definido como indicado a seguir:

$$x = \frac{\dot{m}_v}{\dot{m}_l + \dot{m}_v} = \frac{\dot{m}_v}{\dot{m}} \quad (3.41)$$

onde \dot{m}_l e \dot{m}_v são respectivamente o fluxo de massa de líquido e de vapor, e \dot{m} o fluxo de massa total. Para a determinação do título na região bifásica, aplica-se a equação (3.15) entre o ponto 3 e um ponto qualquer na região bifásica, cuja posição é denotada pelo sub-índice i , obtendo-se

$$h_3 + \frac{G^2}{2} \cdot v_3^2 = h_i + \frac{G^2}{2} \cdot v_i^2 \quad (3.42)$$

Denominando o termo à esquerda da equação de entalpia de estagnação do ponto 3, $H_{0,3}$, e exprimindo a entalpia e o volume específico do ponto i em função do título, da seguinte maneira:

$$h_i = h_{v,i} \cdot x_i + (1 - x_i) \cdot h_{l,i} = h_{l,i} + (h_{v,i} - h_{l,i}) \cdot x_i \quad (3.43)$$

$$v_i = v_{v,i} \cdot x_i + (1 - x_i) \cdot v_{l,i} = v_{l,i} + (v_{v,i} - v_{l,i}) \cdot x_i \quad (3.44)$$

obtém-se:

$$h_{l,i} + (h_{v,i} - h_{l,i}) \cdot x_i + \frac{G^2}{2} \cdot [v_{l,i} + (v_{v,i} - v_{l,i}) \cdot x_i]^2 = H_{0,3} \quad (3.45)$$

Rearranjando os termos, obtém-se:

$$\left[\frac{G^2}{2} \cdot (v_{v,i} - v_{l,i})^2 \right] \cdot x_i^2 + \left[G^2 \cdot v_{l,i} \cdot (v_{v,i} - v_{l,i}) + (h_{v,i} - h_{l,i}) \right] \cdot x_i + \left[h_{l,i} + v_{l,i}^2 \cdot \frac{G^2}{2} - H_{0,3} \right] = 0 \quad (3.46)$$

A equação anterior é uma equação do segundo grau ($a \cdot x_i^2 + b \cdot x_i + c = 0$), onde:

$$a = (v_{v,i} - v_{l,i})^2 \cdot \frac{G^2}{2} \quad (3.47)$$

$$b = (h_{v,i} - h_{l,i}) + (v_{v,i} - v_{l,i}) \cdot v_{l,i} \cdot G^2 \quad (3.48)$$

$$c = h_{l,i} + v_{l,i}^2 \cdot \frac{G^2}{2} - H_{0,3} \quad (3.49)$$

Assim, conhecida a pressão no ponto i, determinam-se $h_{l,i}$, $h_{v,i}$, $v_{l,i}$ e $v_{v,i}$, podendo então o título ser facilmente obtido.

Determinada a variação do título com a variação da pressão, torna-se possível determinar os valores locais das propriedades termodinâmicas ao longo da região de escoamento bifásico, como, por exemplo, a massa específica:

$$\frac{1}{\rho} = v_l + x \cdot (v_v - v_l) \quad (3.50)$$

3.3.5 - DETERMINAÇÃO DA PRESSÃO DE BLOCAGEM

A solução da equação (3.39), para a determinação do comprimento da região bifásica, demanda o conhecimento da pressão no ponto 4, ou seja, à saída do tubo. Caso ocorra condição de escoamento bloqueado, a pressão no ponto 4 será a pressão de bloqueio do escoamento, de acordo com o discutido no Capítulo 2. Para um escoamento de Fanno (Figura 2.2), pode-se afirmar que a condição de escoamento bloqueado dá-se quando:

$$\left(\frac{ds}{dT} \right) = 0 \quad (3.51)$$

Para a condição de saturação do fluido, a equação (3.51) também pode ser escrita da seguinte forma:

$$\left(\frac{ds}{dp_{sat}} \right) = 0 \quad (3.52)$$

Com o título, calculado de acordo com o procedimento descrito no item 3.3.4, pode-se determinar os valores de entropia ao longo da região de escoamento bifásico, da seguinte forma:

$$s = s_1 + x.(s_v - s_1) \quad (3.53)$$

Assim, através de um procedimento numérico simples, pode-se definir a pressão para a qual a entropia é máxima, ou seja, a pressão crítica ou de blocagem.

3.3.6 - FATOR DE ATRITO NA REGIÃO LÍQUIDA DO ESCOAMENTO

Para a determinação do fator de atrito médio na região líquida do escoamento, levando-se em conta a característica do tubo capilar que não pode ser considerado como tubo liso, a equação mais largamente utilizada é a de Colebrook (1938), válida para tubos com rugosidade diferente de zero e regime turbulento:

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = -2,0 \cdot \log \left[\frac{e/D}{3,7} + \frac{2,51}{Re \cdot \sqrt{f}} \right] \quad (3.54)$$

onde f é o fator de atrito de Darcy. Esta equação é implícita, e necessita de solução iterativa.

Para contornar a necessidade de solução iterativa, Swamee e Jain (1976) propuseram a seguinte equação, válida para $4000 < Re < 10^8$ e $10^{-8} < e/D < 0,05$:

$$f = \frac{1,325}{\left[\ln \left(\frac{e/D}{3,7} + \frac{5,74}{Re^{0,9}} \right) \right]^2} \quad (3.55)$$

Esta equação difere em torno de 1% dos valores fornecidos pela equação de Colebrook, como mostrado na Figura 3.3, a seguir.

As equações (3.54) e (3.55) são aplicáveis para escoamento turbulento, isto é, para escoamentos com número de Reynolds acima de 3000, aproximadamente.

Porém, eventualmente poderão ocorrer casos em que o escoamento apresente números de Reynolds inferiores. Neste caso, para $Re < 2100$, o que caracteriza regime laminar, o fator de atrito deixa de ser função da rugosidade relativa e torna-se função apenas do número de Reynolds. A equação de Hagen-Poiseuille define o fator de atrito para esse regime:

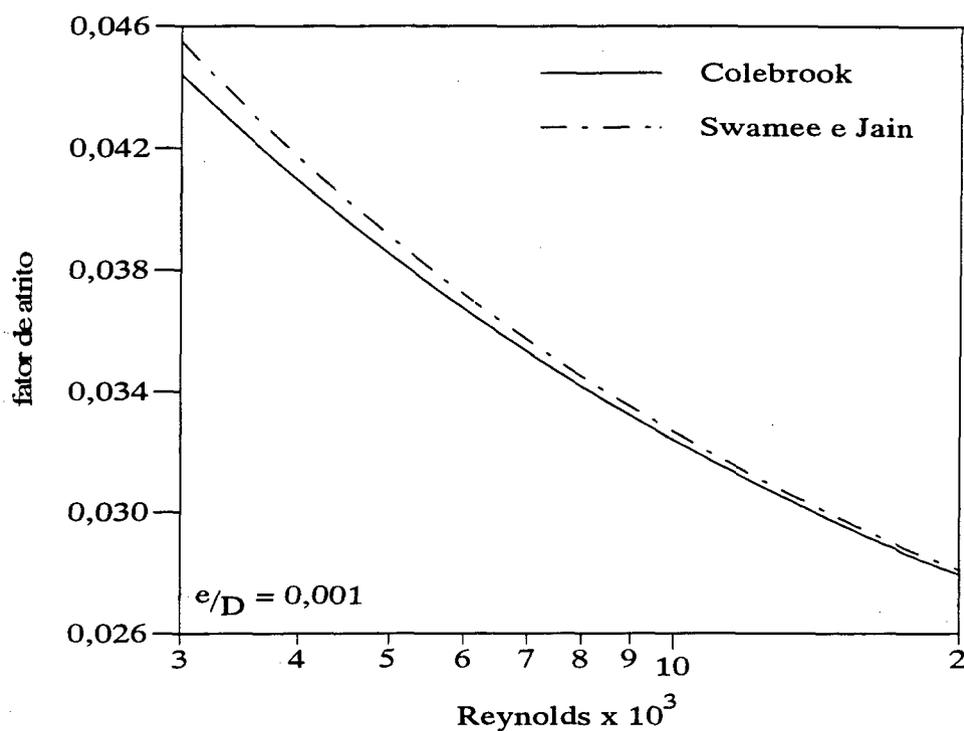


FIGURA 3.3 - Comparação entre as equações (3.54) e (3.55).

$$f = \frac{64}{Re} \quad (3.56)$$

Para o regime de transição laminar-turbulento, onde $2100 < Re < 3000$, Churchill (1977) derivou uma equação empírica a partir de dados experimentais de outros autores, mostrada a seguir:

$$f = 5,68 \times 10^{-9} \cdot Re^2 \quad (3.57)$$

No mesmo trabalho, Churchill (1977) propôs uma correlação única para o fator de atrito, abrangendo todos os regimes: laminar, transicional e turbulento. As equações (3.52) e (3.57) foram compostas com a seguinte equação para o regime turbulento, válida para $Re > 3000$ e para tubos tanto lisos quanto rugosos:

$$\frac{1}{f^{0,5}} = 2,457 \cdot \ln \left[\frac{1}{(7/Re)^{0,9} + 0,27 \cdot (e/D)} \right] \quad (3.58)$$

sendo que o fator de atrito fornecido por esta equação corresponde a 1/8 do fator de atrito de Darcy.

Esta equação fornece valores similares aos da equação de Swamee e Jain, ou seja, valores cerca de 1% superiores aos fornecidos pela equação de Colebrook. A equação de Churchill assume então o seguinte formato:

$$f = 8. \left[\left(\frac{8}{\text{Re}} \right)^{12} + \frac{1}{(A+B)^{1,5}} \right]^{\frac{1}{12}} \quad (3.59)$$

onde:

$$A = \left[2,457. \ln \frac{1}{\left(\frac{7}{\text{Re}} \right)^{0,9} + 0,27. \left(\frac{e}{D} \right)} \right]^{16} \quad (3.60)$$

$$B = \left(\frac{37530}{\text{Re}} \right)^{16} \quad (3.61)$$

Essa equação é válida para qualquer número de Reynolds e qualquer rugosidade relativa. Na Figura 3.4, apresenta-se uma comparação entre a equação de Churchill, (3.59), e as suas equações constituintes, (3.56), (3.57) e (3.58):

Muitos autores utilizam, para o regime turbulento, a correlação de Blasius para tubos lisos. Blasius, que foi o primeiro a correlacionar os resultados para tubos lisos em escoamento turbulento, apresentou a seguinte correlação, válida para $3000 < \text{Re} < 100.000$:

$$f = \frac{0,316}{\text{Re}^{0,25}} \quad (3.62)$$

Na Figura 3.5 apresenta-se uma comparação entre os valores de fator de atrito de Darcy fornecidos pelas equações de Blasius (3.62), Colebrook (3.54) e Churchill (3.59), para uma faixa de Reynolds usual em escoamento em tubos capilares. Os valores fornecidos pela equação de Churchill são em média 1% superiores aos valores fornecidos pela equação de Colebrook. Os valores fornecidos pelas duas últimas equações, por sua vez, são em média 4% superiores aos valores fornecidos pela equação de Blasius, para o valor de rugosidade relativa considerado. Isto evidencia a necessidade de se considerar a rugosidade relativa no cálculo do fator de atrito. Pode-se concluir, portanto, que a correlação de Churchill é a mais apropriada, pois abrange qualquer regime de escoamento, facilitando sua implementação em modelos computacionais.

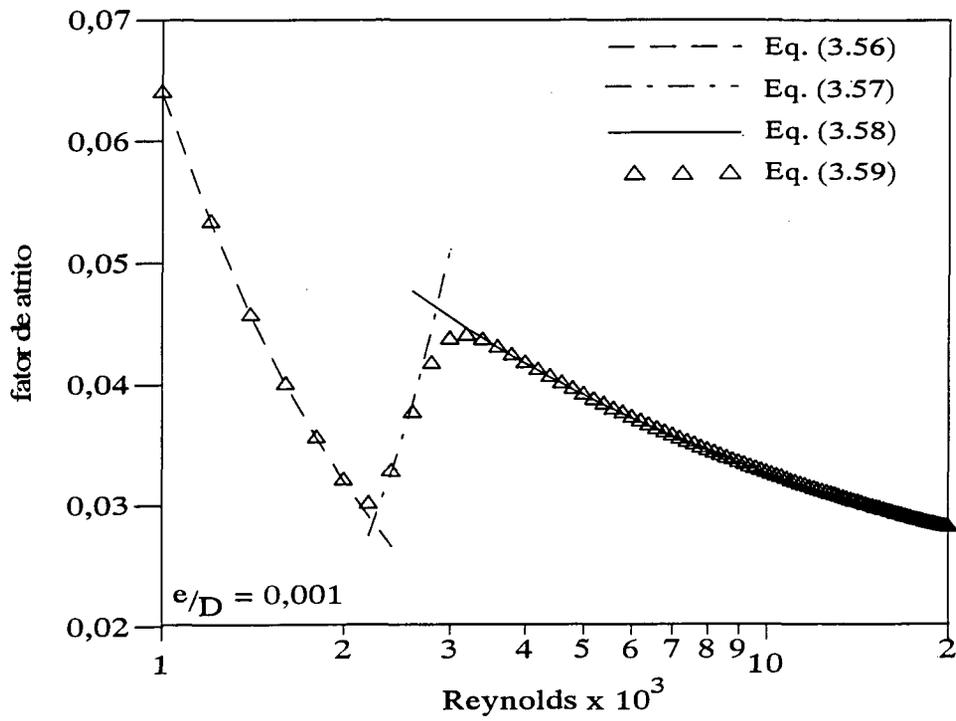


FIGURA 3.4 - Comparação da equação de Churchill e suas equações constituintes.

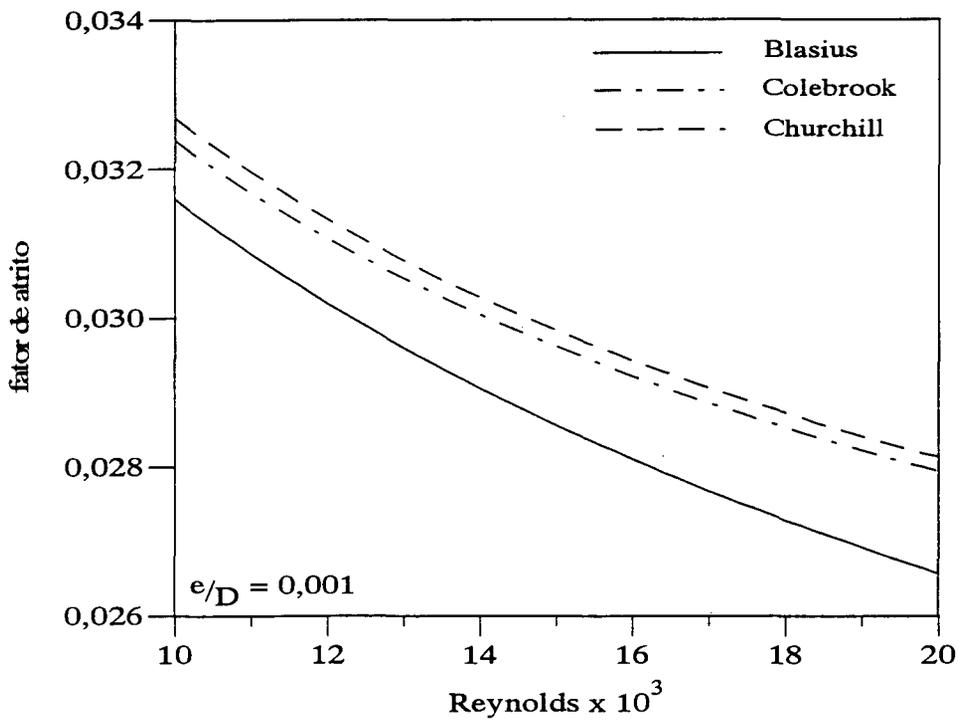


FIGURA 3.5 - Comparação das equações para estimação do fator de atrito na região líquida.

3.3.7 - FATOR DE ATRITO NA REGIÃO BIFÁSICA DO ESCOAMENTO

Para a determinação do fator de atrito médio na região bifásica do escoamento, existem na bibliografia inúmeras correlações diferentes, como se pôde comprovar através da revisão bibliográfica apresentada no Capítulo 2. Isto ocorre basicamente porque a teoria do escoamento bifásico é fortemente empírica. Assim, cada investigador, realizando trabalhos experimentais nesta área, sugere um modelo que melhor reproduza seus próprios dados experimentais. Daí a diversidade entre os modelos existentes.

Segundo a literatura, pode-se utilizar três modos distintos para se estimar este fator de atrito:

Utilização da correlação de Blasius para tubos lisos. Na bibliografia corrente em escoamento bifásico (Wallis, 1969; Collier, 1981), sugere-se, normalmente, estimar o fator de atrito bifásico em escoamento homogêneo, através da correlação de Blasius, equação (3.62), sendo o número de Reynolds correspondente, Re_{tp} , dado pela seguinte equação:

$$Re_{tp} = \frac{G.D}{\mu_{tp}} \quad (3.63)$$

Para estimar a viscosidade absoluta bifásica, μ_{tp} , são propostas diversas correlações. A mais comum, é a correlação introduzida por Cicchitti et al. (1960):

$$\mu_{tp} = x \cdot \mu_v + (1 - x) \cdot \mu_l \quad (3.64)$$

Outra correlação bem conhecida é a proposta por McAdams et al. (1942):

$$\mu_{tp} = \frac{\mu_l \cdot \mu_v}{x \cdot \mu_l + (1 - x) \cdot \mu_v} \quad (3.65)$$

Dukler et al. (1964) sugeriram a seguinte correlação:

$$\mu_{tp} = \frac{x \cdot v_v \cdot \mu_v + (1 - x) \cdot v_l \cdot \mu_l}{x \cdot v_v + (1 - x) \cdot v_l} \quad (3.66)$$

Wallis (1969) sugere ainda a possibilidade de se utilizar apenas o valor de viscosidade absoluta do líquido saturado, ou seja,

$$\mu_{tp} = \mu_l \quad (3.67)$$

quando os valores do título forem baixos.

Uso de correlações para tubos rugosos. Como visto no item 3.3.6, a utilização de equações para escoamento turbulento em tubos rugosos, na região líquida, fornece fatores de atrito consideravelmente superiores aos encontrados para tubos lisos. É de se esperar que tal influência ocorra também no escoamento bifásico. Assim, outra possibilidade para a avaliação do fator de atrito na região bifásica é a utilização da equação de Churchill (3.59), sendo o número de Reynolds bifásico calculado através de uma das equações para viscosidade absoluta bifásica apresentadas anteriormente (3.64 a 3.67).

Uso de correlações empíricas. Devido à característica intrinsecamente empírica do escoamento bifásico, a alternativa mais coerente é a utilização de uma correlação para o fator de atrito, que tenha sido obtida a partir da análise de escoamentos similares aos que serão submetidos à simulação. Da revisão bibliográfica, realizada no Capítulo 2, identificaram-se as seguintes correlações:

(a) Correlação de Hopkins (1950):

$$f_{tp} = \frac{0,21165}{Re_{tp}^{0,2}} \quad (3.68)$$

sendo a viscosidade absoluta bifásica calculada pela equação de Cicchitti et al. (1960).

(b) Correlação de Cooper et al. (1957). É sugerida a utilização da equação de Blasius para tubo liso (3.62), sendo o número de Reynolds bifásico, calculado de acordo com a seguinte expressão:

$$Re_{tp} = Re_{sp,l} + \frac{x}{2} \cdot (Re_{sp,v} - Re_{sp,l}) \quad (3.69)$$

onde $Re_{sp,l}$ e $Re_{sp,v}$ referem-se, respectivamente, aos números de Reynolds para um escoamento totalmente líquido ou totalmente vapor, como segue:

$$Re_{sp,l} = \frac{G \cdot D}{\mu_l} \quad e \quad Re_{sp,v} = \frac{G \cdot D}{\mu_v} \quad (3.70)$$

(c) Correlação de Whitesel (1957). Neste modelo, o fator de atrito bifásico *médio* ao longo de todo o tubo, é calculado de acordo com a seguinte expressão:

$$\bar{f}_{tp} = K_w \cdot [\bar{x} \cdot f_{sp,l} + (1 - \bar{x}) \cdot f_{sp,v}] \quad (3.71)$$

onde \bar{x} é o título médio ao longo de toda a região bifásica. Os fatores de atrito para as fases de líquido e vapor, $f_{sp,l}$ e $f_{sp,v}$, são calculados de acordo com as expressões a seguir:

$$f_{sp,l} = \frac{0,328}{Re_{sp,l}^{0,25}} \quad e \quad f_{sp,v} = \frac{0,328}{Re_{sp,v}^{0,25}} \quad (3.72)$$

As viscosidades absolutas das fases líquida e vapor são calculadas em função de uma pressão de saturação média ao longo da região bifásica, e o fator de correção K_w é expresso como:

$$K_w = \exp \left[\frac{(26 - \sqrt{p_{in}})^2 \cdot (1 - x_{in}^9)}{450} \right] \quad (3.73)$$

onde p_{in} e x_{in} são respectivamente a pressão e o título na entrada do tubo capilar. O valor da pressão de entrada deve ser expresso em [psi]. Naturalmente, para o caso do refrigerante subresfriado na entrada do capilar, x_{in} será igual a zero.

(d) Correlação de Erth (1970). Este trabalho foi baseado no trabalho de Whitesel, propondo assim uma correlação para o fator de atrito de aspecto semelhante. Erth eliminou o termo relativo à pressão de entrada e apresentou a seguinte equação:

$$\bar{f}_{tp} = \frac{3,1}{\sqrt{Re_{tp}}} \cdot \exp \left[\frac{(1 - x_{in}^{0,25})}{2,4} \right] \quad (3.74)$$

Neste caso a viscosidade absoluta bifásica é calculada pela equação de Cicchitti, em função do título na entrada do tubo capilar, ou seja,

$$\mu_{tp} = x_{in} \cdot \mu_{v,in} + (1 - x_{in}) \cdot \mu_{l,in} \quad (3.75)$$

É importante notar que, para o caso de condição de líquido subresfriado, na entrada do capilar, x_{in} é igual a zero, e a equação de Erth se resume a:

$$\bar{f}_{tp} = \frac{4,7024}{\sqrt{Re_{l,in}}} \quad (3.76)$$

onde o número de Reynolds é calculado a partir da viscosidade absoluta do líquido saturado nas condições de entrada do tubo capilar.

(e) Correlação de Koizumi e Yokoyama (1980). É proposta a utilização da equação de Blasius, porém com o número de Reynolds da região bifásica sendo calculado da seguinte forma:

$$Re_{tp} = \frac{G.D.v}{\nu_l} \quad (3.77)$$

onde ν_l é a viscosidade cinemática do líquido saturado e v é o volume específico do escoamento bifásico, calculado em função do título:

$$v = x.v_v + (1-x).v_l \quad (3.78)$$

(f) Correlação de Lin et al. (1991). Neste trabalho foi proposta a utilização da equação de Churchill (1977), porém sendo o número de Reynolds da região bifásica estimado a partir da seguinte expressão para a viscosidade absoluta:

$$\mu_{tp} = \frac{\mu_l \cdot \mu_v}{\mu_v + x^{1,4} \cdot (\mu_l - \mu_v)} \quad (3.79)$$

Esta expressão nada mais é que a viscosidade absoluta bifásica de McAdams et al. (1942), corrigida à luz dos dados experimentais obtidos pelos autores.

3.3.8 - METAESTABILIDADE

A região de metaestabilidade compreende a região na qual o refrigerante se encontra no estado de líquido superaquecido, ou seja, o refrigerante permanece líquido a uma temperatura superior à sua temperatura de saturação correspondente a pressão em que se encontra, como mostrado no esquema da Figura 3.6, abaixo. Convém lembrar que, neste tipo de diagrama, a escala de temperatura indica a pressão de saturação correspondente.

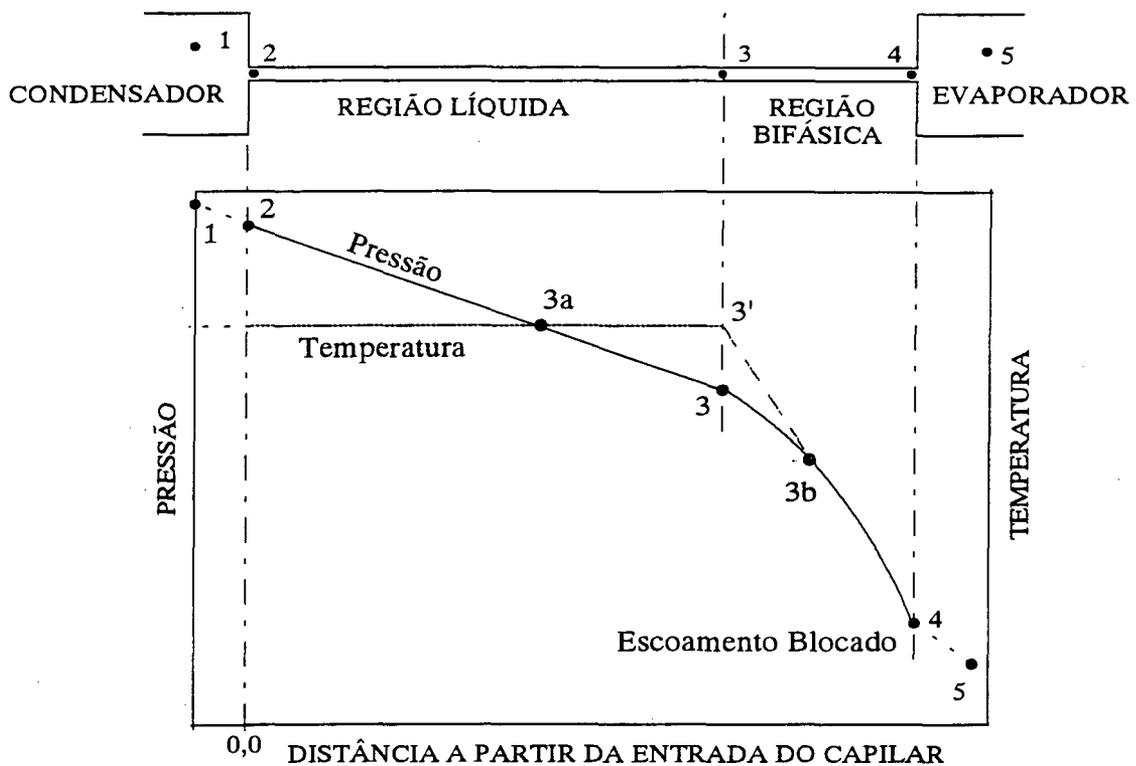


FIGURA 3.6 - Escoamento metaestável em tubos capilares.

Na Figura anterior, estão representadas as quatro regiões de escoamento (Mikol e Dudley, 1964), quais sejam:

- (a) escoamento de refrigerante líquido subresfriado, região 2-3a;
- (b) escoamento de líquido metaestável, região 3a-3;
- (c) escoamento bifásico líquido-vapor, metaestável, região 3-3b;
- (d) escoamento bifásico líquido-vapor, em equilíbrio termodinâmico, região 3b-4.

Vários autores propuseram correlações para estimar o atraso na vaporização. Entretanto a análise mais difundida deste fenômeno é a de autoria de Chen et al. (1990). Esta análise baseia-se na teoria clássica de nucleação de bolhas de vapor em líquido (Collier, 1981).

O modelo de Chen et al. calcula a diferença de pressão entre o ponto teórico de saturação e o ponto real de início de vaporização, $(p_{3a} - p_3)$. O modelo apresenta constantes empíricas que foram obtidas por técnicas de regressão a partir de um conjunto de 238 dados experimentais para o R-12. Em relação a estes mesmos dados, a correlação proposta apresenta um erro padrão de 26%. A correlação proposta é a seguinte:

$$\frac{(p_{3a} - p_3) \cdot \sqrt{K \cdot T_{3a}}}{\sigma^{1,5}} = 0,679 \cdot \left(\frac{v_{v,3a}}{v_{v,3a} - v_{l,3a}} \right) \cdot Re_{3a}^{0,914} \cdot \left(\frac{\Delta T_{in}}{T_c} \right)^{-0,208} \cdot \left(\frac{D}{D'} \right)^{-0,318} \quad (3.80)$$

onde:

K	- Constante de Boltzman = $1,380662 \times 10^{-23}$ [J.K ⁻¹]
σ	- tensão superficial do refrigerante à temperatura T_{3a} , [N.m ⁻¹]
T_c	- temperatura crítica do refrigerante, [K]
ΔT_{in}	- grau de subresfriamento à entrada do tubo capilar, [K]
D'	- dimensão de referência, [m]

O diâmetro de referência é dado por:

$$D' = \sqrt{\frac{K \cdot T_{3a}}{\sigma}} \times 10^4 \quad (3.81)$$

Essa correlação é válida para as seguintes faixas: $4640 < Re < 37600$, $0 < \Delta T_{in} < 17$ °C e $0,66 < D < 1,17$ mm. Assim, o comprimento da região de líquido metaestável será:

$$L_{sp,met} = \frac{2 \cdot D \cdot \rho_{l,3a} \cdot (p_{3a} - p_3)}{f_{sp,3} \cdot G^2} \quad (3.82)$$

As propriedades da região de líquido metaestável, são aproximadas pelas propriedades do líquido saturado à mesma temperatura.

3.3.9 - CÁLCULO DAS PROPRIEDADES TERMODINÂMICAS E TERMOFÍSICAS DOS REFRIGERANTES

O modelo necessita de alguns algoritmos para o cálculo das propriedades de refrigerantes, quais sejam:

- cálculo da temperatura de saturação em função da pressão de saturação;
- cálculo da pressão de saturação em função da temperatura de saturação;
- cálculo das propriedades termodinâmicas, quais sejam, entalpia, entropia e volume específico, na condição de líquido e vapor saturado, em função da temperatura de saturação;

(d) cálculo da viscosidade do líquido e do vapor saturado, em função da temperatura de saturação.

Estes algoritmos foram desenvolvidos a partir do programa REFPROP (Gallagher et al., 1993). Através deste programa, obtém-se as propriedades termodinâmicas e termofísicas de 38 diferentes refrigerantes puros. Há a possibilidade de se obter também as propriedades de qualquer mistura destes refrigerantes, em qualquer proporção, com até 5 componentes diferentes.

A partir deste programa, foram obtidas tabelas das variáveis de interesse, listadas nos itens (a) a (d), para a região de saturação. A partir destas tabelas, foi possível obter as equações desejadas para utilização no presente modelo.

As equações obtidas possuem geralmente uma forma polinomial, do tipo:

$$y = \sum_{j=0}^n A_j \cdot x^j \quad (3.83)$$

Deve-se ressaltar, entretanto que algumas outras formas de equações foram também empregadas. A sua descrição detalhada foge ao contexto desta dissertação.

O método utilizado para o ajuste das equações foi o dos mínimos quadrados (Carnahan et al., 1969; Taylor, 1982). As equações são válidas para uma faixa de temperatura de saturação de -30 °C a 70 °C.

Incertezas associadas à determinação das propriedades. O trabalho de Gallagher et al. (1993) apresenta poucos dados sobre a incerteza associada às equações por eles utilizadas. Os dados experimentais nos quais essas equações se baseiam são provenientes de diversas fontes e de diferentes autores, sendo muito difícil um levantamento adequado das incertezas de medição envolvidas. Por sua vez, na análise da precisão de suas equações, Gallagher et al. apresentam apenas os erros máximos, na forma:

$$\text{Erro} = \frac{|(x_{\text{calc}} - x_{\text{med}})|}{x_{\text{med}}} \cdot 100 \quad (3.84)$$

e assim mesmo apenas para os refrigerantes R-12 e R-134a. A variável x_{calc} refere-se ao valor calculado pela equação, e x_{med} refere-se ao valor experimental.

Baseado nestes dados, pode-se afirmar que a determinação da massa específica do líquido saturado, da pressão de saturação ou da temperatura de saturação atinge um erro máximo da ordem de $\pm 0,1\%$ a $\pm 0,5\%$. A determinação da entalpia e da entropia apresenta um erro máximo da ordem de $\pm 1,0\%$.

Maiores problemas são encontrados no cálculo da massa específica do vapor saturado, que pode atingir erros máximos da ordem de $\pm 2\%$ a 3% , e na viscosidade absoluta, cuja estimativa pode apresentar erros de até $\pm 4\%$ a 5% .

Quanto às equações empregadas no presente modelo, foi possível controlar adequadamente o grau de incerteza associado a cada uma delas. A análise do erro padrão de estimativa (Taylor, 1982) mostrou que, para a grande maioria das equações, este não excedeu a $\pm 0,2\%$.

Novamente, as exceções foram as equações para a determinação da viscosidade absoluta, que apresentaram erros padrões de até $\pm 1,25\%$. Desta forma, fica evidenciado que o cálculo da viscosidade é crítico, para a precisão dos resultados calculados.

De acordo com Taylor (1982), a combinação das incertezas associadas aos dois processos, quais sejam, a obtenção das tabelas de dados a partir do programa REFPROP, e a obtenção de equações ajustadas a partir destas tabelas, fornecerá a incerteza global da estimativa destas propriedades.

A Tabela 3.1 fornece então os valores *aproximados* das incertezas associadas à determinação das propriedades termodinâmicas e termofísicas.

TABELA 3.1 - Incertezas na determinação das propriedades.

Propriedade	Erro máximo (REFPROP)	Erro padrão (Eq. ajustadas)	Incerteza
Pressão ou temperatura de saturação	0,5%	0,2%	$\approx 0,5\%$
volume específico do líquido	0,5%	0,2%	$\approx 0,5\%$
volume específico do vapor	3,0%	0,2%	$\approx 3,0\%$
entalpia e entropia	1,0%	0,2%	$\approx 1,0\%$
viscosidade absoluta	5,0%	1,25%	$\approx 5,0\%$

3.4 - METODOLOGIA DE SOLUÇÃO DO MODELO

O modelo teórico desenvolvido pode ser empregado com duas finalidades, a saber:

- (a) para fins de dimensionamento, ou seja, para determinar o comprimento e o diâmetro interno, necessários para se obter dado fluxo de massa, sob determinadas condições de operação;
- (b) para fins de simulação do sistema de refrigeração, quando se deseja conhecer o fluxo de massa através de um capilar conhecido, operando sob determinadas condições de operação.

Para o primeiro caso, através do presente modelo, as equações (3.31) e (3.39) precisam ser resolvidas uma única vez, sendo o comprimento do tubo capilar determinado por:

$$L = L_{sp} + L_{tp} \quad (3.85)$$

No segundo caso, o processo tem de ser iterativo, devido à relação entre a pressão dinâmica, expressa em função da velocidade média na seção transversal, e o fluxo de massa (vide equações 3.10 e 3.11). Desta maneira, é necessário arbitrar um fluxo de massa inicial, calcular o comprimento, e em seguida compará-lo com o comprimento real. O fluxo de massa é então reestimado de acordo com:

$$\dot{m}_{n+1} = \frac{L_{calc}}{L_{med}} \cdot \dot{m}_n \quad (3.86)$$

onde L_{calc} e L_{med} são, respectivamente, o comprimento calculado com a equação (3.85), para o fluxo de massa arbitrado, e o comprimento real do tubo capilar. Pode-se notar que, se o comprimento calculado for maior que o real, isto significa dizer que o fluxo de massa foi arbitrado demasiadamente baixo, devendo então ser aumentando na próxima iteração. Ao contrário, se o comprimento calculado for menor que o medido, isto significa dizer que o fluxo de massa arbitrado foi muito alto, devendo então ser reduzido para a próxima iteração. O processo iterativo continua, até que se obtenha a convergência. O critério de convergência assumido é o de que a diferença entre duas iterações sucessivas deve ser menor que 0,1% do valor do comprimento real.

O processo iterativo descrito anteriormente pode não convergir em alguns casos. Foi necessário, então, introduzir um coeficiente de relaxação, C_r , da seguinte forma:

$$\dot{m}_{n+1} = C_r \cdot \dot{m}_n + (1 - C_r) \cdot \frac{L_{calc}}{L_{med}} \cdot \dot{m}_n \quad (3.87)$$

ou

$$\dot{m}_{n+1} = \left[\frac{L_{\text{calc}}}{L_{\text{med}}} + C_r \cdot \left(1 - \frac{L_{\text{calc}}}{L_{\text{med}}} \right) \right] \cdot \dot{m}_n \quad (3.88)$$

Os valores de C_r , necessários para garantir convergência, variaram entre 0,1 e 0,9. O valor final utilizado, que apresenta os menores tempos de convergência, foi de 0,5.

A utilização de tal procedimento, em detrimento de outros mais sofisticados ou com base teórica mais consistente, como por exemplo o método de Newton-Raphson (Carnahan et al., 1969), não se justificaram, pelo fato do presente procedimento ter apresentado convergência mais rápida, na grande maioria dos casos, quando o coeficiente de relaxação é igual a 0,5.

No Apêndice I, são apresentados os fluxogramas computacionais para os dois casos.

3.4.1 - DETERMINAÇÃO DO FATOR MÉDIO DE ATRITO NA REGIÃO BIFÁSICA

Para a solução das equações (3.31) e (3.39), é necessário o cálculo de um fator médio de atrito ao longo da região de integração.

No caso do cálculo de L_{sp} , não há necessidade de nenhum procedimento especial, pois, como já dito, as propriedades do líquido subresfriado podem ser aproximadas pelas propriedades do líquido saturado à mesma temperatura. Dessa maneira, o fator de atrito médio para a região líquida pode ser dado pelo fator de atrito correspondente ao ponto 3.

No caso do cálculo de L_{tp} , existem duas alternativas. Para o caso dos modelos de fator de atrito propostos por Whitesel, equação (3.71), e por Erth, equação (3.74), não é necessário nenhum procedimento especial, podendo o valor obtido por essas equações ser diretamente aplicado na equação (3.39).

Já no caso dos outros modelos apresentados no item 3.3.7, os quais fornecem valores *locais* do fator de atrito, a solução da equação (3.39) não é direta, exigindo um procedimento numérico alternativo. Duas diferentes soluções foram empregadas, envolvendo a discretização da região bifásica (Figura 3.7), quais sejam:

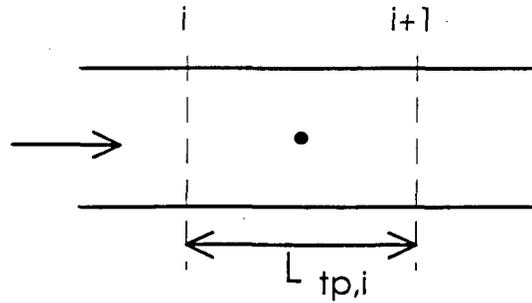


FIGURA 3.7 - Discretização da região bifásica - elemento de fluido "i".

(a) cálculo de um fator de atrito médio: por este procedimento, o diferencial de pressão ao longo da região bifásica é dividido em "n" incrementos iguais. O diferencial de pressão em cada incremento é igual a:

$$\Delta p_i = (p_i - p_{i+1}) = \frac{(p_3 - p_4)}{n} \quad (3.89)$$

A pressão média no incremento é:

$$\bar{p}_i = \frac{(p_i + p_{i+1})}{2} \quad (3.90)$$

Assim, para cada incremento, calcula-se a pressão média e, em função desta, pode-se calcular o título (item 3.3.4) médio e o fator de atrito local (item 3.3.7):

$$f_{tp,i} = \zeta(\bar{p}_i, \bar{x}) \quad (3.91)$$

Com isso, o fator de atrito médio é:

$$\bar{f}_{tp} = \frac{\sum f_{tp,i}}{n} \quad (3.92)$$

O valor fornecido pela Equação (3.92) é então aplicado na Equação (3.39).

(b) discretização da região bifásica: o diferencial de pressão ao longo da região bifásica é dividido em "n" incrementos iguais, de maneira idêntica ao procedimento anterior. Porém, no lugar de se fazer o cálculo do fator de atrito médio, aplica-se diretamente a equação (3.35) a cada incremento:

$$\int_i^{i+1} \rho \cdot dp + \int_i^{i+1} \frac{f \cdot G^2}{2 \cdot D} \cdot dL + \int_i^{i+1} \rho^2 \cdot V \cdot dV = 0 \quad (3.93)$$

Integrando-se a equação (3.93), obtém-se:

$$L_{tp,i} = \frac{2 \cdot D}{\bar{f}_{tp,i}} \cdot \left[\ln \left(\frac{\rho_{i+1}}{\rho_i} \right) - \frac{1}{G^2} \cdot \int_i^{i+1} \rho \cdot dp \right] \quad (3.94)$$

O fator de atrito médio do incremento é calculado da mesma maneira que no item anterior, em função da pressão média do incremento, dada pela equação (3.90):

$$\bar{f}_{tp,i} = \zeta(\bar{p}_i, \bar{x}) \quad (3.95)$$

O comprimento total da região bifásica é:

$$L_{tp} = \sum L_{tp,i} \quad (3.96)$$

Os dois métodos de solução apresentados mostram uma pequena diferença no resultado final, dependendo do modelo de fator de atrito utilizado. Isto será analisado posteriormente no item 3.5.

3.4.2 - SOLUÇÃO NUMÉRICA DA INTEGRAL

A integral presente nas equações (3.39) e (3.94) precisa ser resolvida numericamente, pois a massa específica da região bifásica é função da pressão e do título. O título, por sua vez, é função da pressão e da entalpia de estagnação do escoamento (ver item 3.3.4).

Esta integração é realizada por meio da regra trapezoidal, em conexão com o princípio de Romberg (Carnahan et al., 1969). Os estados inicial e final, ou seja, as pressões inicial e final devem ser fornecidas. Também é necessário elaborar uma subrotina que sistematize o procedimento de cálculo da massa específica. O fluxograma de tal procedimento está descrito no Apêndice I, Figura A.3.

O processo de integração numérica foi testado com funções que apresentavam resultado exato para a integral e mostrou muito boa concordância.

3.4.3 - DETERMINAÇÃO DA PRESSÃO DE BLOCAGEM

Para a determinação da pressão de blocagem, de acordo com o item 3.3.5, é necessário determinar para qual pressão a seguinte expressão é válida:

$$\left(\frac{ds}{dp_{\text{sat}}} \right) = 0 \quad (3.52)$$

A derivada da entropia em função da pressão, em um ponto "i" do escoamento (cuja pressão é p_i), é determinada numericamente como:

$$\left(\frac{ds}{dp_{\text{sat}}} \right)_i = \frac{s_{i+\frac{\Delta p}{2}} - s_{i-\frac{\Delta p}{2}}}{\Delta p} \quad (3.97)$$

A entropia é calculada em função do título local, que por sua vez é função da pressão de saturação. Assim,

$$s_{i+\frac{\Delta p}{2}} = \zeta \left(p = p_i - \frac{\Delta p}{2} \right) \quad s_{i-\frac{\Delta p}{2}} = \zeta \left(p = p_i + \frac{\Delta p}{2} \right) \quad (3.98)$$

Normalmente, usa-se um diferencial de pressão, Δp , em torno de 0,01 bar. O incremento de pressão:

$$\Delta p = p_i - p_{i+1} \quad (3.99)$$

inicialmente é arbitrado em 0,5 bar. Quando o valor da derivada segunda da função torna-se negativo, indicando que o processo aproxima-se da convergência (ver Figura 2.2), aplica-se o método de Newton à função derivada primeira, pois o que se deseja encontrar é o valor de pressão para o qual a equação (3.52) é válida. Assim:

$$\Delta p = - \frac{(ds/dp)_i}{(d^2s/dp^2)_i} \quad (3.100)$$

A derivada segunda no ponto "i" é calculada como:

$$\left(\frac{d^2s}{dp^2}\right)_i = \frac{2}{dp^2} \cdot [s_{i+\frac{1}{2}} + s_{i-\frac{1}{2}} - 2 \cdot s_i] \quad (3.101)$$

onde

$$s_i = \zeta(p = p_i) \quad (3.102)$$

O procedimento de procura da pressão está convergido quando o incremento de pressão, calculado pela equação (3.100), for inferior a 0,005 bar. Dessa maneira, a incerteza numérica da determinação da pressão de bloqueio é igual a este valor.

Este procedimento garante um bom compromisso entre a rapidez de convergência e a precisão.

3.5 - ANÁLISE DE SENSIBILIDADE DO MODELO

Será apresentada a seguir uma análise de sensibilidade do modelo numérico, similar à realizada por Melo et al. (1992). Esta consiste em identificar, através de uma análise paramétrica, o efeito quantitativo, no resultado final, das principais variáveis envolvidas, dos modelos para a avaliação dos parâmetros do escoamento, e dos procedimentos numéricos empregados.

As condições de operação utilizadas na maioria dos casos simulados, apresentados a seguir, correspondem às condições comumente empregadas como condição de teste de refrigeradores domésticos:

- temperatura de condensação: 54,4 °C;
- temperatura de evaporação: -23,3 °C;
- grau de subresfriamento na entrada do tubo capilar: 5,5 °C;

Para estes testes, utilizou-se a seguinte configuração do modelo:

- fator de atrito da região líquida calculado segundo o modelo de Churchill (Eq. 3.59);
- viscosidade da região bifásica calculada segundo a equação de Cicchitti (Eq. 3.64);
- fator de atrito da região bifásica calculado segundo o modelo de Churchill;
- fator de atrito bifásico médio calculado segundo o procedimento (b) do item 3.4.1;
- sem região de metaestabilidade;
- rugosidade absoluta assumida igual a 0,5 μm;
- refrigerante R-12.

3.5.1 - EFEITO DO DIÂMETRO INTERNO

O modelo assume que a seção transversal do tubo capilar é circular, com diâmetro constante ao longo do seu comprimento. Essa situação não é comumente encontrada na prática. A norma ANSI/ASTM B360-88 (ASTM, 1988) estabelece uma variação aceitável de $\pm 25 \mu\text{m}$ no diâmetro nominal de tubos capilares comerciais, decorrente do processo de fabricação, o que representa, por exemplo, uma variação de $\pm 4\%$ para um diâmetro de 0,6 mm.

Se essa variação é considerada no modelo, o fluxo de massa apresenta a variação mostrada na Figura 3.8. Esta variação depende fortemente do diâmetro e levemente do comprimento considerados. Para o diâmetro de 1,0 mm, a diferença entre os limites da faixa de tolerância chega a aproximadamente 15%.

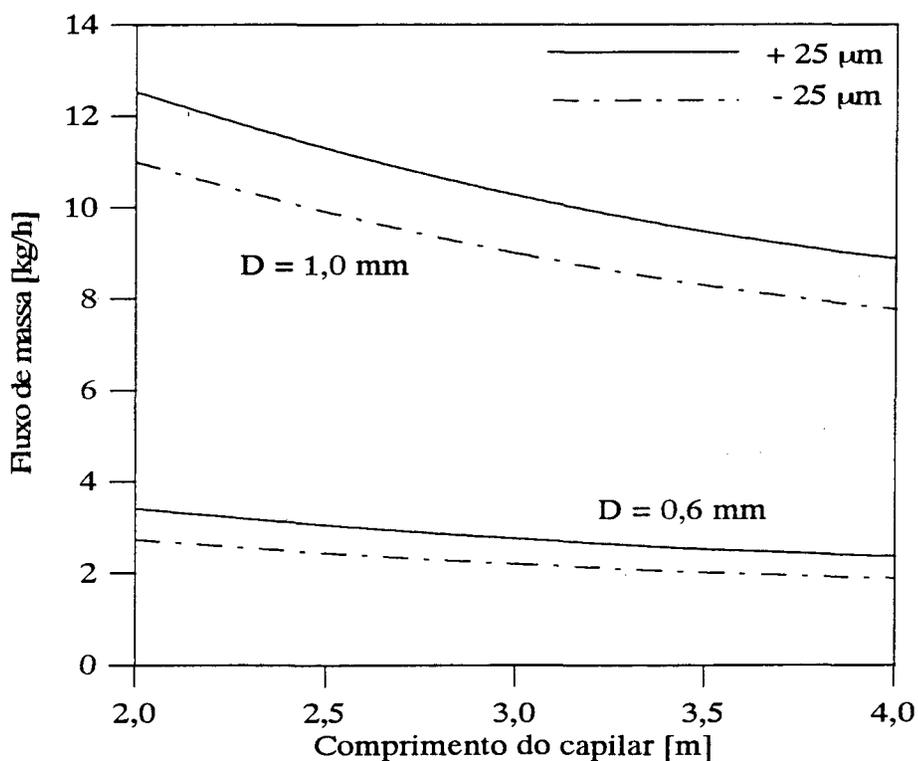


FIGURA 3.8 - Influência do diâmetro interno do tubo sobre o fluxo de massa.

A Figura 3.8 demonstra a forte influência do diâmetro sobre os resultados, evidenciando desta forma a necessidade de se avaliar cuidadosamente o diâmetro interno, quando se desenvolvem estudos de validação de modelos numéricos. Correlações empíricas e exercícios de validação numérica baseados em diâmetros nominais não são, portanto, confiáveis.

3.5.2 - EFEITO DO COMPRIMENTO

O modelo assume um tubo capilar reto e horizontal. No entanto, quando se mede o comprimento de um tubo capilar, incertezas surgem em decorrência do fato do tubo não ser perfeitamente "reto" (ver item 4.1).

Na Tabela 3.2, são apresentados os resultados do cálculo do fluxo de massa, quando uma variação de ± 10 mm é adicionada a determinado comprimento, para um diâmetro de 0,6 mm. Pode-se constatar que essa variável exerce pouca influência sobre os resultados finais, e dessa forma sua avaliação não necessita ser tão criteriosa quanto a medição do diâmetro.

TABELA 3.2 - Influência do comprimento do tubo sobre o fluxo de massa.

Comprimento [m]	Variação [mm]	Fluxo de massa [kg/h]	Diferença
2	+ 10	3,046	0,5%
	- 10	3,061	
4	+ 10	2,102	0,3%
	- 10	2,108	

3.5.3 - EFEITO DA RUGOSIDADE SUPERFICIAL

O modelo numérico assume um tubo capilar rugoso. Desta forma, é necessário medir a rugosidade das paredes internas do tubo capilar. Naturalmente, à qualquer medição estão associadas incertezas.

Na Tabela 3.3, abaixo, são apresentados os resultados do cálculo do fluxo de massa, quando uma variação de $\pm 0,1$ μm é considerada, em relação ao valor básico de 0,5 μm , o que corresponde a uma variação de $\pm 20\%$. O comprimento de tubo utilizado foi de 2 m.

TABELA 3.3 - Influência da rugosidade do tubo sobre o fluxo de massa.

Diâmetro [mm]	Rugosidade [μm]	Fluxo de massa [kg/h]	Diferença
0,6	0,6	3,04	1,0 %
	0,4	3,07	
1,0	0,6	11,70	1,0 %
	0,4	11,82	

Pode-se constatar que essa variável exerce uma influência pequena, porém recomenda-se sua avaliação criteriosa. O uso de valores de rugosidade "típicos" ou arbitrados deve ser evitado, quando se desenvolvem estudos de validação de modelos numéricos, inclusive porque os valores de rugosidade variam consideravelmente, mesmo para tubos de uma mesma amostra fornecida por um mesmo fabricante (Sweedyk, 1981).

3.5.4 - EFEITO DO COEFICIENTE DE PERDA DE CARGA NA ENTRADA

O modelo assumiu para o coeficiente de perda de carga na entrada do tubo, k (Equação 3.21) um valor igual a 0,5 (ver item 3.3.1). No entanto, é oportuno testar o desempenho do modelo para valores diferentes deste.

Na Tabela 3.4, são apresentados os resultados do cálculo do fluxo de massa, para uma ampla variação deste parâmetro, para um diâmetro de 1,0 mm e comprimento de 2 m. Para esse diâmetro e comprimento têm-se maiores fluxos de massa, e a perda de carga é diretamente proporcional a esta variável.

TABELA 3.4 - Influência do coeficiente de perda de carga na entrada do tubo sobre o fluxo de massa.

Coeficiente de perda de carga na entrada, k	Fluxo de massa [kg/h]	Diferença
0,1	11,802	0,75%
0,5	11,757	
0,9	11,714	

Pode-se constatar que a influência deste parâmetro também afeta de maneira pouco significativa o desempenho do modelo. Resolveu-se então adotar o valor de 0,5, até que dados confiáveis venham a ser obtidos experimentalmente.

3.5.5 - EFEITO DO MODELO DE CÁLCULO DO FATOR DE ATRITO NA REGIÃO LÍQUIDA

O modelo assume o tubo capilar como rugoso, e utiliza para o cálculo do fator de atrito o modelo de Churchill (Equação 3.59). No entanto, como mostrado no item 3.3.6, esta equação difere da equação de Colebrook (Equação 3.54), em aproximadamente 1%. É necessário, então,

avaliar o impacto dessa diferença quando ambas as equações são empregadas no modelo. A Tabela 3.5 mostra esta comparação, para um tubo de 2 m de comprimento e 1,0 mm de diâmetro interno, isto é, com um elevado número de Reynolds.

TABELA 3.5 - Influência do modelo de cálculo do fator de atrito na região líquida sobre o fluxo de massa.

Modelo	Fluxo de massa [kg/h]	Diferença
Colebrook	11,763	0,05 %
Churchill	11,757	

Como o modelo de Colebrook fornece um valor de fator de atrito menor, o resultado do fluxo de massa é maior. Como se pode verificar, o efeito nos resultados finais (fluxo de massa) é muito pequeno, e por isso, desprezível. Dessa maneira, a escolha do modelo de Churchill, devido à sua adequação a todos os regimes de escoamento e a todas as faixas de rugosidade relativa, é adequada.

3.5.6 - EFEITO DO MODELO DE CÁLCULO DO FATOR DE ATRITO NA REGIÃO BIFÁSICA

O fator de atrito na região bifásica é o principal parâmetro a influenciar o cálculo do fluxo de massa no escoamento em tubos capilares. Isso porque é na região bifásica que ocorre a principal restrição ao fluxo, devido à aceleração do fluido e ao atrito em si.

O valor do fator de atrito pode variar substancialmente, de acordo com o modelo utilizado. Um exemplo disto são os resultados apresentados nas figuras seguintes.

Na literatura corrente de escoamento bifásico, sugere-se frequentemente para o cálculo do fator de atrito bifásico a equação de Blasius (Equação 3.62), obtida para tubos lisos. A Figura 3.9 apresenta os resultados do modelo, quando se utiliza essa equação, em comparação com os resultados obtidos com a equação de Churchill. O cálculo do número de Reynolds bifásico é feito com a equação de Cicchitti em ambos os casos. Os resultados são para um diâmetro de 1,0 mm.

Pode-se observar que a diferença nos resultados finais é pequena, menor que 0,7%. Isso porque a rugosidade relativa (e/D) utilizada, de 0,0005, é relativamente pequena. Naturalmente, os resultados com a equação de Blasius fornecem valores de fluxo de massa maiores, pois a perda por atrito é menor em um tubo liso.

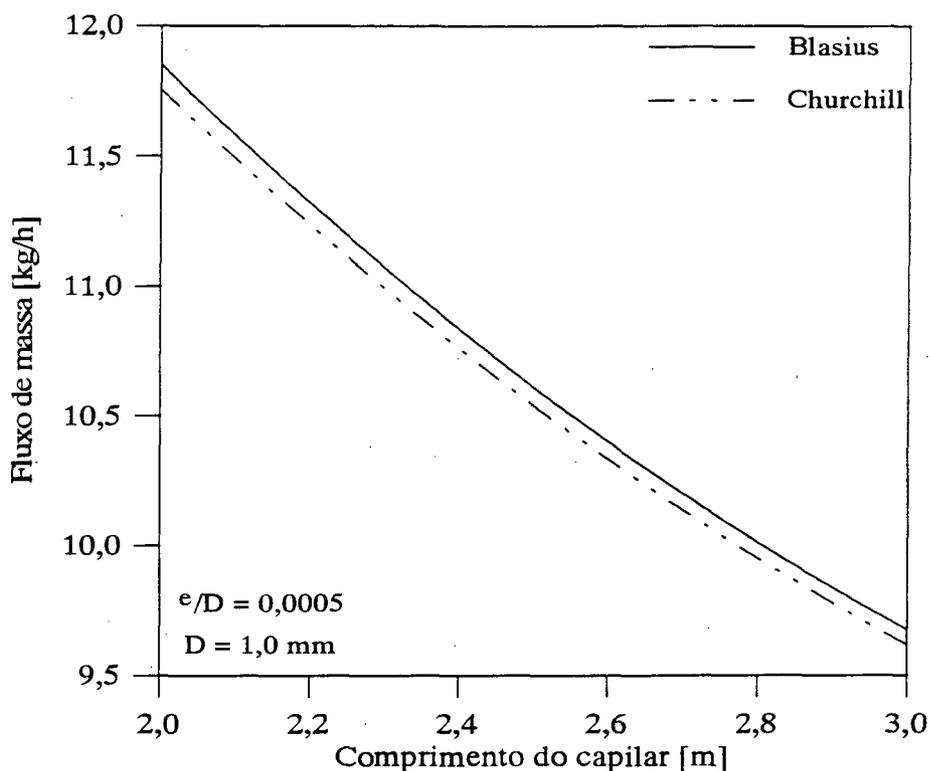


FIGURA 3.9 - Influência do modelo de cálculo do fator de atrito na região bifásica sobre o fluxo de massa - comparação entre as equações de Blasius e Churchill.

O procedimento numérico para a determinação do fator de atrito médio, na região bifásica, empregado quando se deseja utilizar os modelos de fator de atrito locais, e que é baseado na discretização da região bifásica, permite a observação da evolução das variáveis em função do título. A Figura 3.10 mostra a evolução do título com a redução de pressão na região bifásica, para o caso de um tubo de 4,0 m de comprimento e 1,0 mm de diâmetro, operando sob as condições padrão relacionadas no início deste item.

Existem diversos modelos para o cálculo da viscosidade absoluta do escoamento bifásico homogêneo, como apresentado no item 3.3.7. Na Figura 3.11, pode-se observar a evolução do valor da viscosidade bifásica, em função do título, para cada um destes modelos. Observa-se que o modelo de Cicchitti é o único que mostra um aumento do valor da viscosidade, com o aumento de título. Já os modelos de McAdams e Dukler valorizam mais a contribuição da fase de vapor, tendendo, inclusive, a viscosidade bifásica à viscosidade do vapor saturado para valores de título em torno de 0,3.

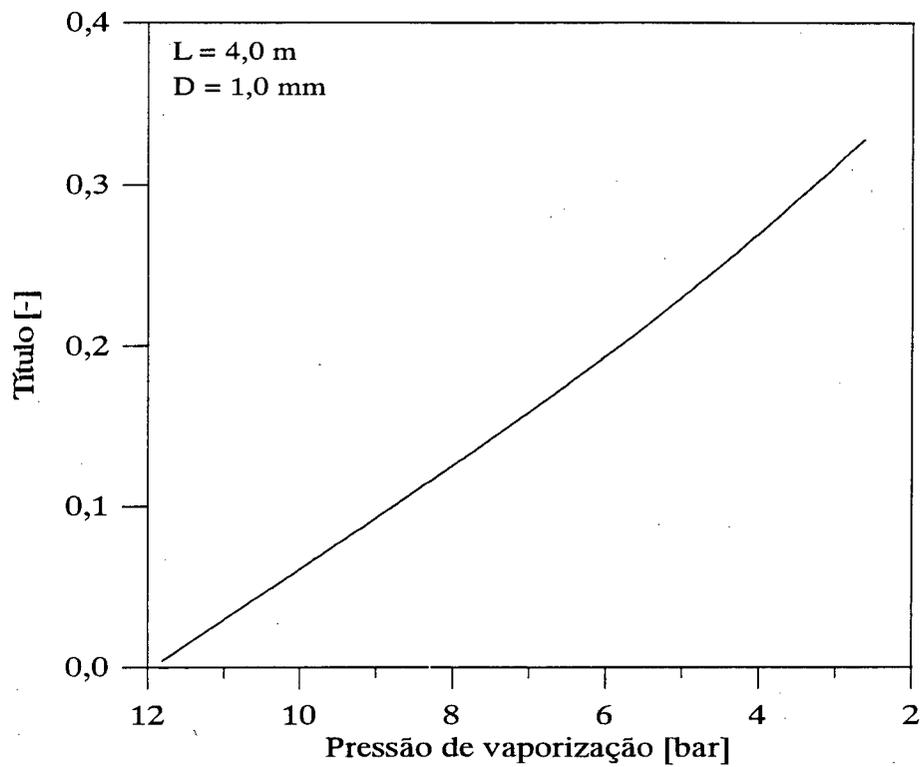


FIGURA 3.10 - Variação do título com a pressão de saturação na região bifásica.

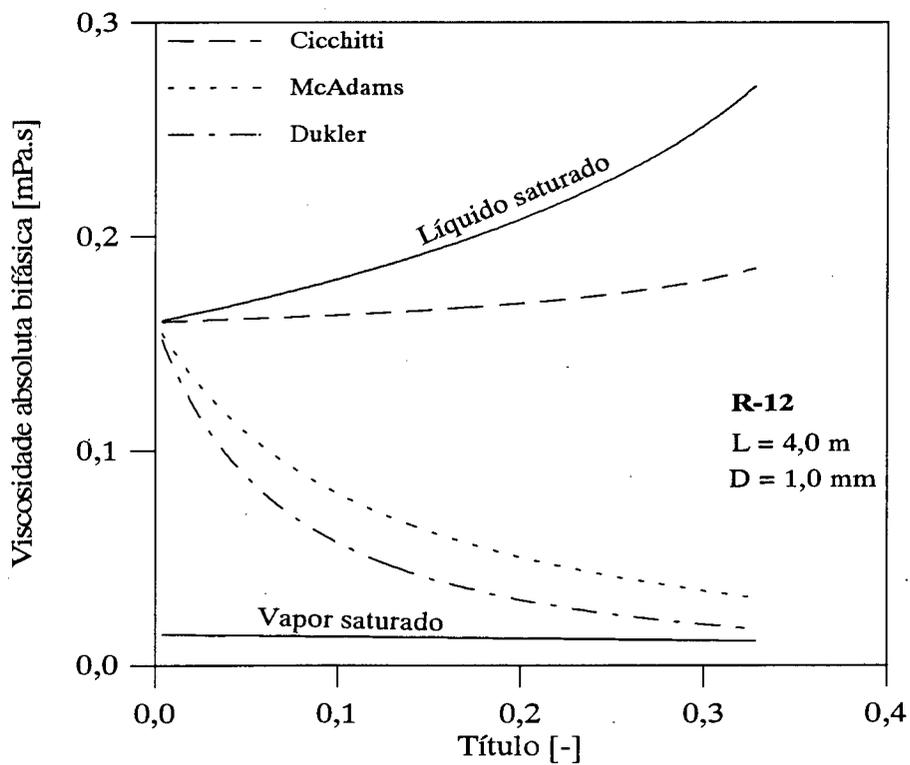


FIGURA 3.11 - Variação da viscosidade bifásica com o título.

A Figura 3.12 apresenta uma comparação entre os fluxos de massa fornecidos pelo modelo utilizando cada uma destas equações. Os resultados são para um diâmetro de 1,0 mm, e o modelo de fator de atrito empregado foi o de Churchill.

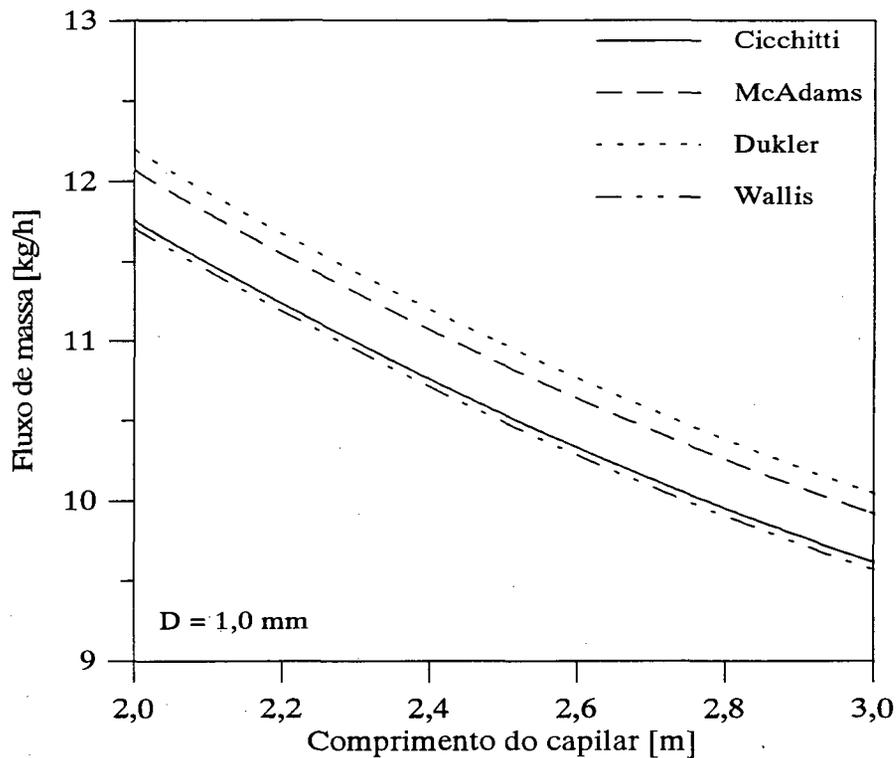


FIGURA 3.12 - Influência do modelo de cálculo do fator de atrito na região bifásica sobre o fluxo de massa - comparação entre os modelos de viscosidade bifásica.

Pode-se observar que há uma significativa diferença entre os resultados, de mais de 4,5% entre o maior e o menor. Naturalmente, por utilizar uma viscosidade constante e igual a do líquido saturado, o modelo de Wallis é o que causa maior restrição, fornecendo desta maneira um maior fator de atrito e um menor fluxo de massa. Os resultados para os demais modelos estão de acordo com os resultados da Figura 3.11.

Como exposto no Capítulo 2, existem na literatura específica de tubos capilares diversos modelos empíricos, para o cálculo do fator de atrito na região bifásica de escoamento. Na Figura 3.13, pode-se observar a evolução do valor do fator de atrito na região bifásica, em função do título, para cada um destes modelos. Para fins de comparação, é apresentado também o fator de atrito determinado pelas equações de Churchill e de Blasius, obtidos com a viscosidade bifásica calculada pela equação de Cicchitti.

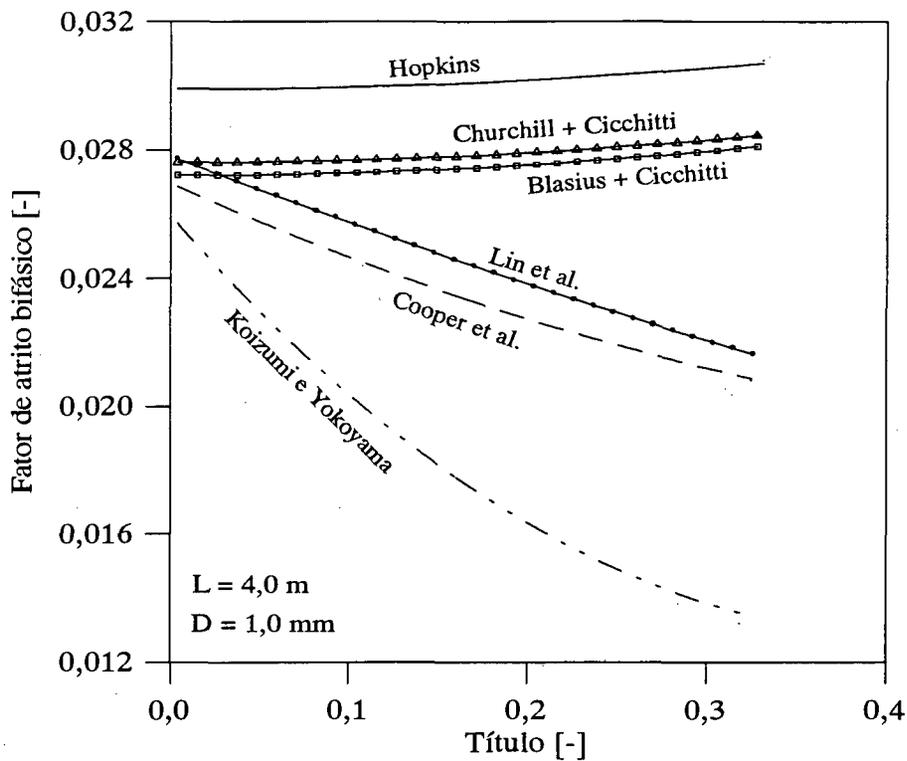


FIGURA 3.13 - Variação do fator de atrito bifásico com o título.

Pode-se notar que o modelo de Hopkins apresenta comportamento similar às equações de Churchill e de Blasius. Isso deve-se ao fato de a viscosidade ser calculada em todos estes modelos de acordo com o procedimento sugerido por Cicchitti. O modelo de Koizumi e Yokoyama, apesar de utilizar a viscosidade cinemática do líquido saturado, apresenta os menores valores.

A Figura 3.14 apresenta uma comparação dos resultados de fluxo de massa obtidos com cada um dos modelos citados no item 3.3.7. Os resultados são para um diâmetro de 1,0 mm.

Pode-se observar a grande disparidade (de quase 20% entre o maior e o menor) entre os resultados fornecidos quando são utilizados diferentes modelos para avaliar o fator de atrito na região bifásica. Os modelos que fornecem valores médios para o fator de atrito, quais sejam, os de Whitesel e Erth, apresentam os maiores valores, ocasionando maior restrição e fornecendo o menor fluxo de massa.

Cabe lembrar que os modelos de Whitesel e Erth são diretamente empregados na Equação (3.39), enquanto que para os demais modelos empregou-se o procedimento (b) descrito no item 3.4.1.

As condições de operação, nos testes anteriores, referem-se a um grau de subresfriamento de 5,5 °C. Os modelos de Whitesel e Erth, que calculam diretamente um fator de atrito médio, dependem das condições na entrada do tubo. Um resultado curioso é obtido quando se testa o modelo para uma condição saturada na entrada. Na Figura 3.15, são mostrados os resultados para as mesmas condições da Figura 3.14, porém com um título de 0,1 na entrada:

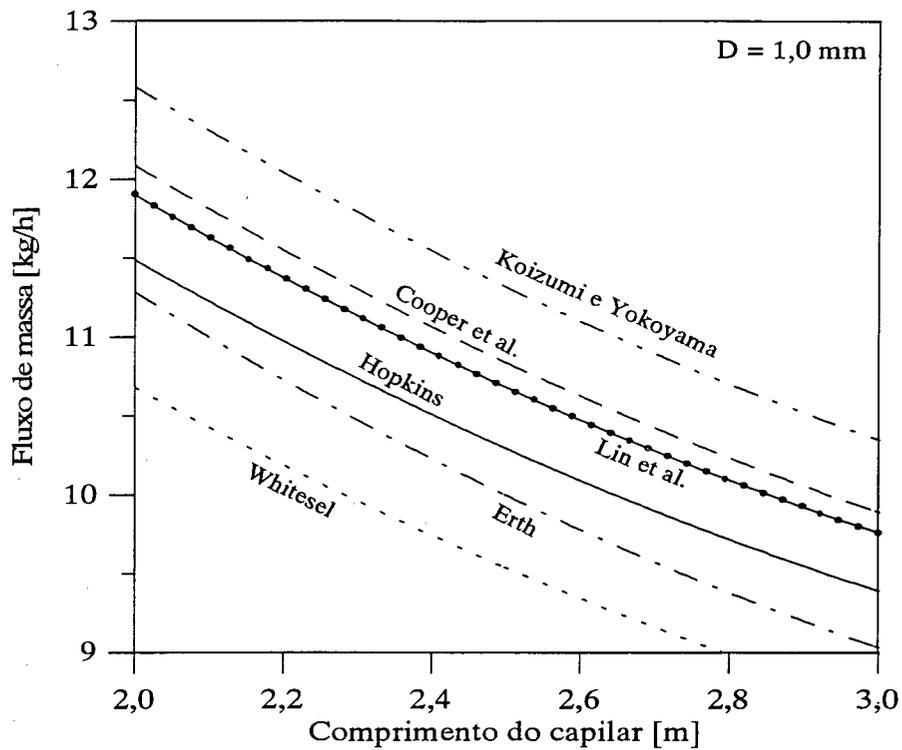


FIGURA 3.14 - Influência do modelo de cálculo do fator de atrito na região bifásica sobre o fluxo de massa - comparação entre os modelos empíricos.

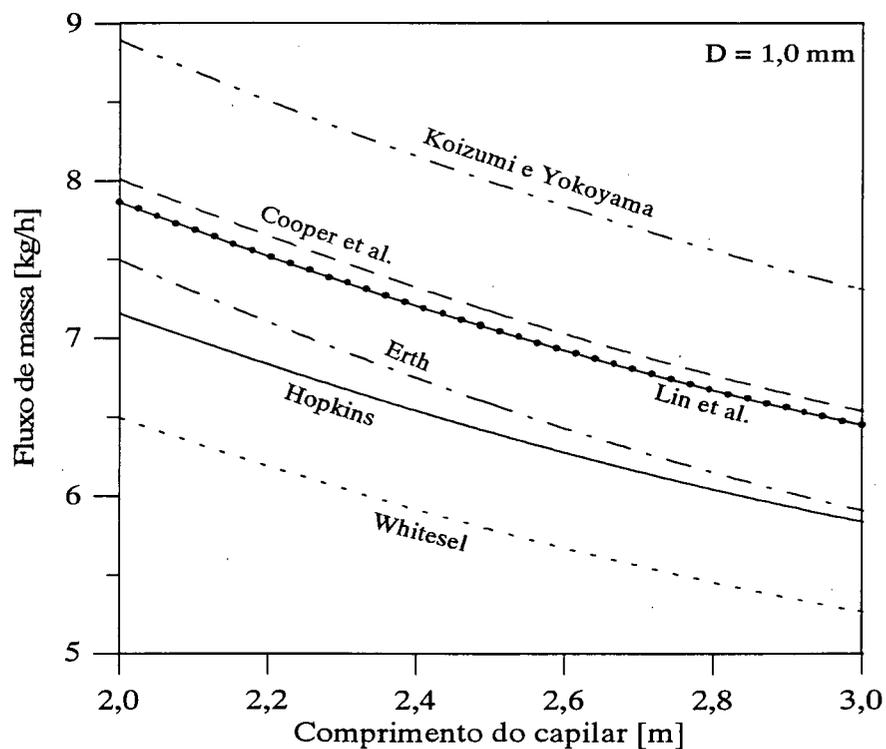


FIGURA 3.15 - Influência do modelo de cálculo do fator de atrito na região bifásica sobre o fluxo de massa - comparação entre os modelos empíricos - condição de entrada saturada.

Com a condição de entrada saturada, com título diferente de zero, o valor do fator de atrito fornecido pelo modelo de Erth muda significativamente, ficando menor que o de Hopkins. Os modelos de fator de atrito *local* mantêm o seu comportamento.

Esta mudança de comportamento pode ser melhor explicada através da Figura 3.16, onde verifica-se o destoante aumento do fator de atrito e a conseqüente queda do fluxo de massa, quando da utilização da equação de Erth.

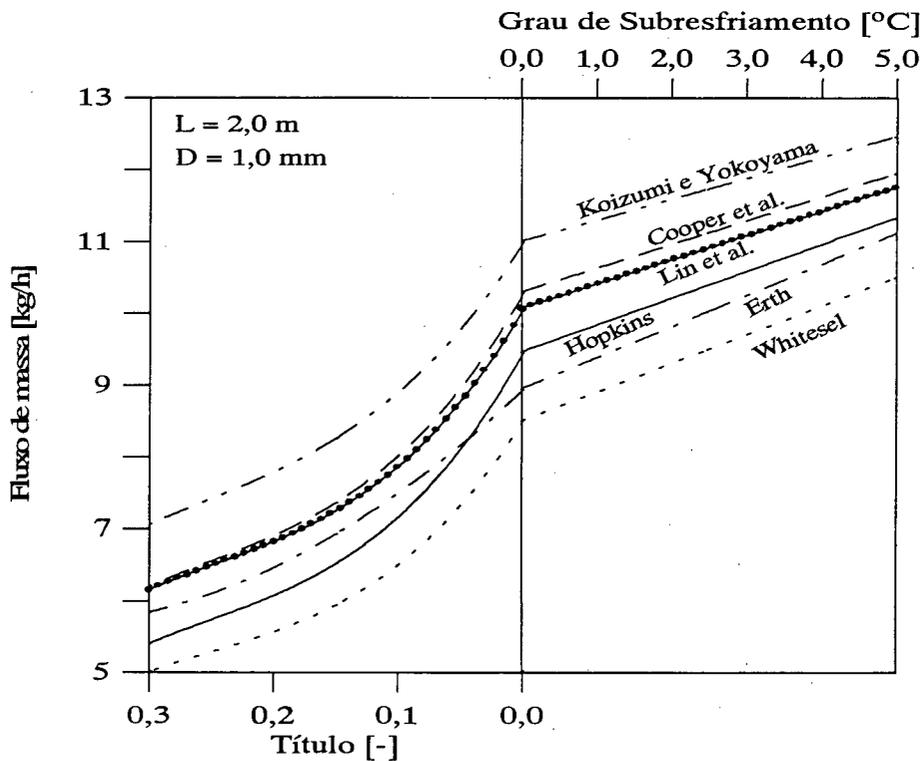


FIGURA 3.16 - Influência do modelo de cálculo do fator de atrito na região bifásica sobre o fluxo de massa - comparação entre os modelos empíricos - variação da condição de entrada.

Como se pôde verificar nesta análise, os modelos apresentam grandes diferenças entre si. Por isso, é necessária a obtenção de dados experimentais confiáveis, com os quais poder-se-á determinar qual o modelo de fator de atrito mais adequado, para ser empregado na modelação da região bifásica de tubos capilares.

3.5.7 - EFEITO DO FENÔMENO DE METAESTABILIDADE.

A consideração do fenômeno da metaestabilidade afeta o escoamento no tubo capilar, no sentido de que, com o atraso na vaporização, o comprimento da região líquida torna-se maior e, conseqüentemente, provoca uma menor perda de pressão ao longo do tubo.

O efeito do atraso na vaporização, calculado de acordo com o modelo de Chen et al. (ver item 3.3.8), sobre o fluxo de massa, é ilustrado na Figura 3.17, para um diâmetro de 0,7 mm. Tal efeito equivale a um acréscimo de 1,6% no fluxo de massa calculado. Foi usado o diâmetro de 0,7 mm porque o modelo de Chen et al. só é válido para a faixa de diâmetro de 0,66 mm a 1,17 mm.

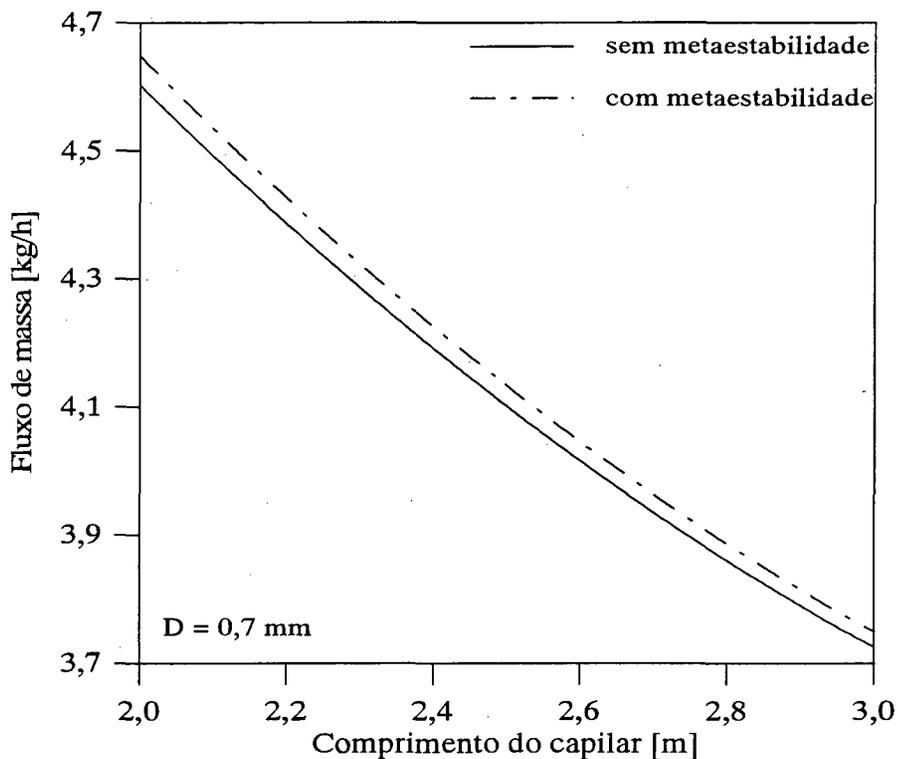


FIGURA 3.17 - Influência da metaestabilidade sobre o fluxo de massa.

Da análise da Equação (3.80), verifica-se que o atraso na vaporização, expresso em unidades de pressão, é função de várias variáveis envolvidas no processo. No entanto, a correlação desta variável com cada uma das outras não é direta. Por exemplo, ao se variar o grau de subresfriamento na entrada, altera-se também o valor da temperatura no ponto 3a, caso seja mantida a mesma pressão de entrada. Ao se variar o diâmetro interno, altera-se também o número de Reynolds, e assim por diante.

As Figuras 3.18, 3.19 e 3.20 mostram a influência de cada uma das variáveis independentes sobre o atraso na vaporização, $(p_{3a} - p_3)$, calculada pela Equação (3.80). As condições de operação são as mesmas utilizadas em todos os gráficos anteriores deste item.

Em linhas gerais, o atraso na vaporização é diretamente proporcional à pressão de entrada, e inversamente proporcional ao diâmetro interno, ao grau de subresfriamento e ao comprimento.

Pode-se notar que o modelo, apesar de ser válido para qualquer grau de subresfriamento entre 0 °C e 17 °C, parece divergir quando este se aproxima de zero.

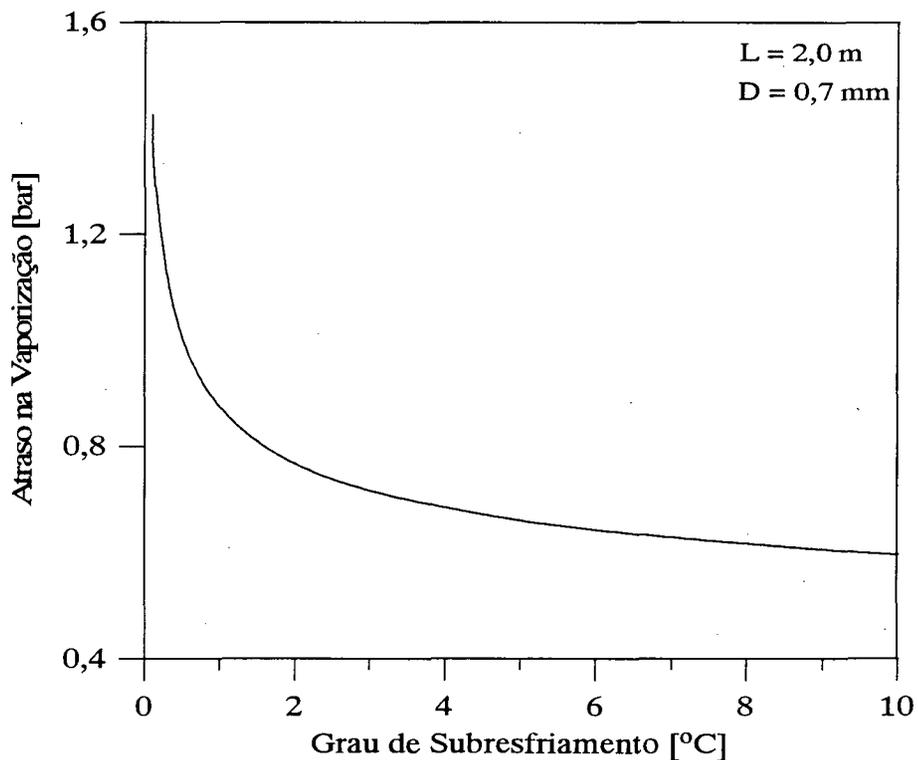


FIGURA 3.18 - Influência do grau de subresfriamento na entrada do tubo sobre a subpressão de vaporização.

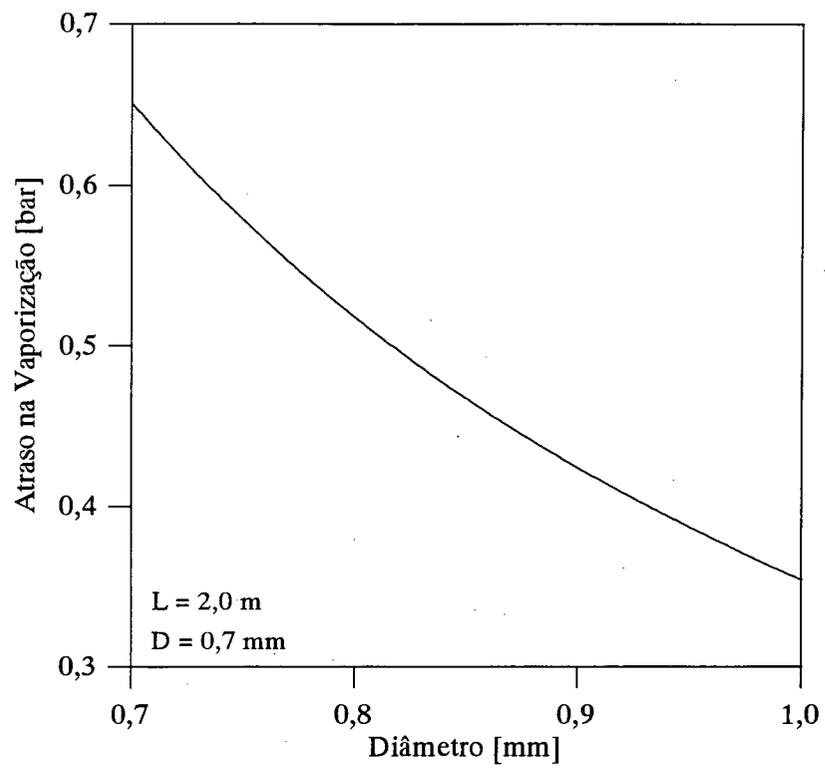


FIGURA 3.19 - Influência do diâmetro sobre a subpressão de vaporização.

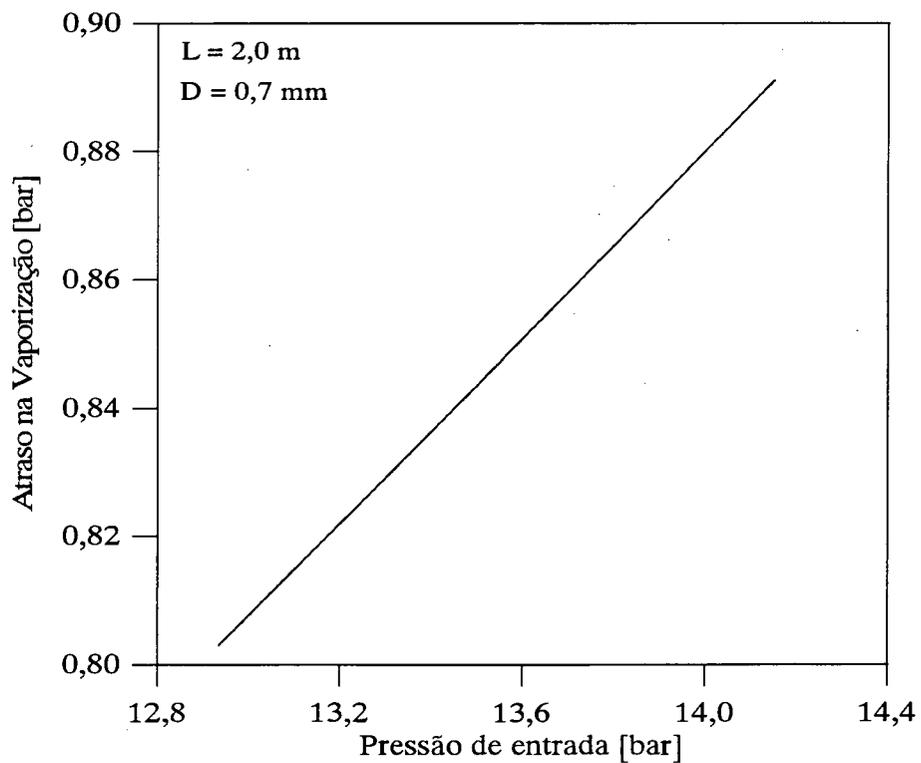


FIGURA 3.20 - Influência da pressão de entrada no tubo sobre a subpressão de vaporização.

Como se pôde verificar a inclusão dos efeitos de metaestabilidade afeta as previsões do modelo numérico. Infelizmente a única equação disponível e de fácil utilização é a equação apresentada no item 3.3.8. Tal equação, além de apresentar uma faixa de erro considerável em relação aos dados experimentais, utilizados no seu desenvolvimento, é válida apenas para uma faixa restrita de diâmetro e comprimento, e somente para o R-12. Estudos experimentais devem ser desenvolvidos no sentido de se remover tal restrição.

3.5.8 - EFEITO DO PROCEDIMENTO DE OBTENÇÃO DO FATOR DE ATRITO MÉDIO NA REGIÃO BIFÁSICA

No item 3.4.1 discutiram-se duas maneiras de se avaliar o fator de atrito médio para a região bifásica. É oportuno testar o desempenho do modelo com cada um dos procedimentos de avaliação apresentados.

A Tabela 3.6 apresenta uma comparação entre os resultados, para cada um dos modelos empíricos, incluindo-se a equação de Churchill, calculada com a viscosidade dada pela equação de Cicchitti. O comprimento utilizado foi de 2,0 m e o diâmetro, 0,6 mm. A diferença indicada é em relação ao procedimento (a).

TABELA 3.6 - Influência do procedimento de cálculo do fator de atrito médio na região bifásica sobre o fluxo de massa (dados em [kg/h]).

Modelo de fator de atrito	Churchill	Hopkins	Cooper et al.	Koizumi e Yokoyama	Lin et al.
Procedimento (a)	3,04	3,01	3,22	3,47	3,17
Procedimento (b)	3,05	3,02	3,15	3,31	3,15
Diferença	0,33%	0,33%	-2,17%	-4,61%	-0,63%

Conforme pode ser observado os fatores de atrito médios, calculados pelas alternativas de integração (a) ou (b) (ver item 3.4.1), são diferentes, particularmente para os modelos de Cooper et al. e Koizumi e Yokoyama. Apesar da alternativa (b) requerer um tempo computacional aproximadamente 250% superior à alternativa (a), para o cálculo do fluxo de massa, ela será adotada neste trabalho, por representar, na opinião do autor, mais realisticamente a situação física em questão.

4 - TRABALHO EXPERIMENTAL

No Capítulo 2 ficou evidenciada a necessidade de um trabalho experimental que pudesse gerar dados completos e confiáveis para o escoamento de refrigerantes em tubos capilares.

Essa tarefa é objeto de um extenso programa experimental desenvolvido pelo Núcleo de Refrigeração, Ventilação e Condicionamento de Ar (NRVA) do Departamento de Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Santa Catarina (UFSC), que na sua parte I (Melo et al., 1993), realizada ao longo do ano de 1993, contou com a participação direta deste mestrando, ao lado de outros membros do Núcleo. Neste período as seguintes atividades foram desenvolvidas:

- (a) construção, operacionalização e calibração da bancada experimental;
- (b) determinação das características geométricas dos tubos capilares;
- (c) testes com os refrigerantes R-12, R-134a e R-600a.

Nesta parte I, as medições se limitaram ao fluxo de massa, e às pressões e temperaturas à entrada e à saída dos tubos. A parte II deste programa, que vem sendo desenvolvida ao longo do ano de 1994, compreende a medição das distribuições de temperatura e pressão ao longo dos mesmos tubos capilares utilizados na Fase I. De posse destes dados, poder-se-á estudar com mais detalhes o escoamento e seus fenômenos pertinentes, como o escoamento bifásico, a metaestabilidade e a blocagem.

O trabalho experimental em tubos capilares é o objeto da dissertação de Gonçalves (1994), sendo então esta a principal referência sobre o assunto, e onde poderão ser obtidos maiores detalhes. O autor apresenta, a seguir, uma descrição resumida do trabalho experimental desenvolvido.

4.1 - GEOMETRIA DOS TUBOS CAPILARES

Foram testados 6 diferentes tubos capilares de cobre com três diâmetros internos e dois comprimentos distintos.

Medição do Diâmetro. A medição do diâmetro é crítica devido à grande influência deste parâmetro sobre o escoamento, como mostrado no item 3.5.

Na verdade, o tubo de cobre, devido a sua maleabilidade, e ao próprio processo de fabricação, não apresenta uma seção circular constante ao longo de seu comprimento. É

necessário o emprego de técnicas especiais de medição com o objetivo de se determinar um diâmetro equivalente.

Assim, três amostras de cada diâmetro, com aproximadamente 3 mm de comprimento, totalizando dessa maneira 9 amostras, foram embutidas em uma matriz de bakelite.

As áreas da seção transversal interna do tubo foram medidas por um método óptico. Este método consiste em ampliar a imagem da seção transversal do tubo em 50 vezes, e integrar a área diretamente por um processo computadorizado. Para reduzir a incerteza de medição, foram realizadas 9 medições para cada amostra, totalizando assim 27 medições para cada diâmetro sendo avaliado. O diâmetro equivalente é então obtido a partir da área média obtida das 27 medições.

A incerteza de medição deste método foi avaliada em $\pm 0,02$ mm.

Medição do Comprimento. Para a medição do comprimento, foi utilizada uma trena flexível, com divisões de escala de 1,0 mm. Os tubos foram mantidos tão retos quanto possível, tensionando-os entre duas morsas de bancada. Foi tomado o devido cuidado para que os tubos não sofressem deformações.

A incerteza de medição deste procedimento foi estimada em $\pm 2,0$ mm.

Medição da Rugosidade. Para a medição da rugosidade superficial das paredes internas do tubo, foram utilizadas 6 amostras de cada diâmetro em consideração.

As amostras eram constituídas por pequenas seções longitudinais, de aproximadamente 10 mm de comprimento, embutidas em uma matriz de bakelite. As superfícies internas dos tubos foram expostas através de um processo cuidadoso de polimento. Estas superfícies foram avaliadas em um microscópio, para se detectar possíveis alterações causadas pelo processo de polimento.

As medições foram feitas por um rugosímetro padrão, Form Talysurf 120, de acordo com a norma britânica B.S. 1134 (British Standards Institution, 1988). O valor de rugosidade medido corresponde à média aritmética do valor absoluto das diferenças entre o perfil de rugosidade medido e sua linha média, ao longo do comprimento da amostra. Este é, basicamente, o mesmo procedimento adotado por Sweedyk (1981).

A incerteza de medição deste processo foi estimada em $\pm 0,01$ μ m.

Resumo das Características Geométricas. Apresenta-se na Tabela 4.1, a seguir, as características geométricas dos seis tubos testados.

Os diâmetros medidos se mantiveram dentro da faixa de tolerância estipulada pela norma ANSI/ASTM B360-88. Isto, porém, não elimina a necessidade de se medir este parâmetro, durante o processo de análise do escoamento em um tubo capilar.

TABELA 4.1 - Geometria dos tubos capilares testados.

Parâmetro	Tubo Capilar					
	1	2	3	4	5	6
Diâmetro interno [mm]	0,77	0,84	1,05	0,77	0,84	1,05
Comprimento [m]	2,926	3,027	3,020	2,009	1,993	2,030
Rugosidade superficial [μm]	0,75	0,59	0,72	0,75	0,59	0,72
Rugosidade relativa [-]	0,00097	0,00070	0,00069	0,00097	0,00070	0,00069

A rugosidade superficial apresentou uma variação de mais de 25%. Isto demonstra que os tubos capilares não podem ser considerados lisos e que a adoção de uma rugosidade "típica", não é prática recomendável.

4.2 - APARATO EXPERIMENTAL

A bancada experimental utilizada é mostrada esquematicamente na Figura 4.1.

Tal bancada é constituída por um sistema de refrigeração, com dois compressores herméticos alternativos (1), um condensador duplo-tubo, contra-corrente, resfriado a água (2), um evaporador do tipo aletado em contato direto com o ar ambiente (3), e a seção de teste propriamente dita, constituída pelo tubo capilar (4). O tubo é soldado a dois acopladores, facilitando assim a sua montagem e desmontagem da bancada. A seção de testes é isolada termicamente, com lã de vidro.

Dois separadores de óleo instalados em série (5) e um filtro de óleo (6) são posicionados entre os compressores e o condensador, de forma a garantir que o escoamento através do tubo capilar esteja o mais isento de óleo possível. O óleo purgado nestes elementos é retornado aos compressores através da linha de sucção. Os separadores de óleo são do tipo normalmente empregados em sistemas de refrigeração. O filtro de óleo é de concepção própria, e consiste em uma carcaça metálica totalmente preenchida com palha de aço.

Um filtro de refrigerante (7) é usado para eliminar quaisquer impurezas que possam existir, impedindo-as de adentrar no fluxímetro e no capilar, onde poderiam provocar obstrução. Este filtro é também responsável pela remoção de umidade.

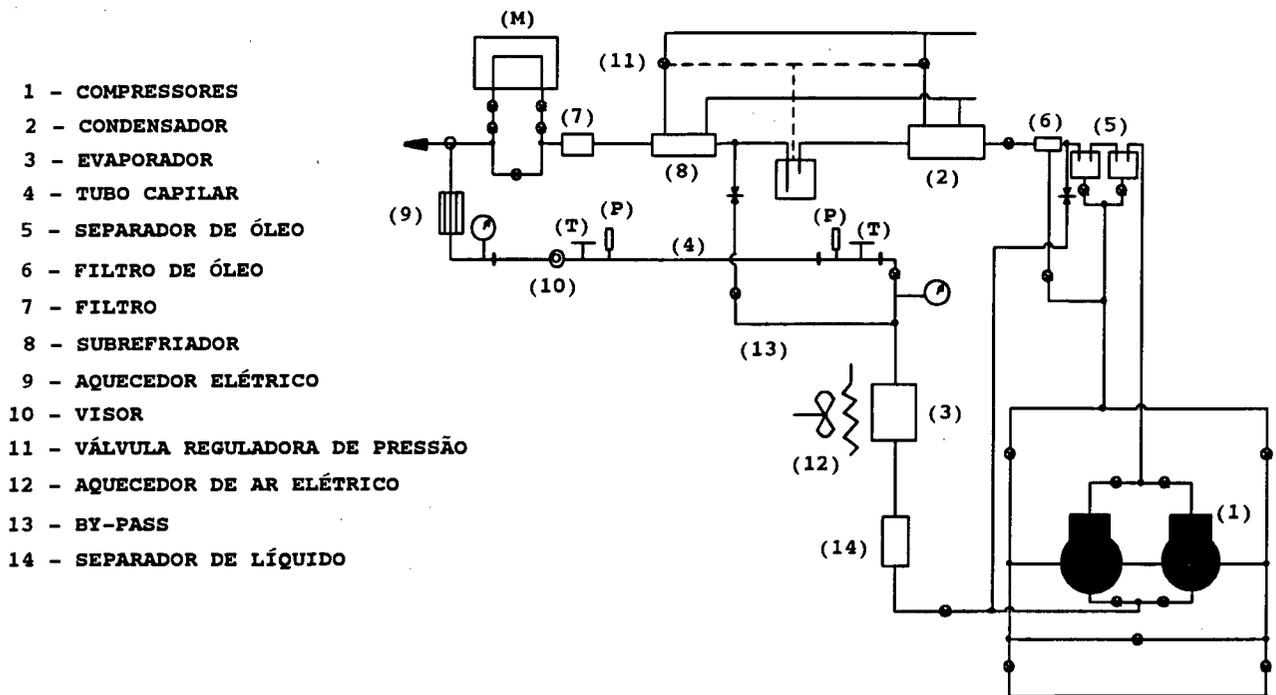


FIGURA 4.1 - Diagrama esquemático da bancada experimental.

Um subresfriador duplo-tubo, contra-corrente, resfriado a água (8) e uma resistência elétrica, alimentada por um variador de tensão (9), são utilizados para controlar o grau de subresfriamento à entrada do tubo. Um visor (10), instalado próximo da entrada do capilar, permite uma análise visual do escoamento, possibilitando verificar a possível ocorrência de bolhas, ou seja, de escoamento bifásico.

A pressão de condensação é determinada pelo fluxo de água através do condensador. A pressão de condensação é estabelecida manualmente e controlada automaticamente por uma válvula reguladora de pressão (11), que atua sobre o fluxo da água.

A pressão de evaporação é controlada por um by-pass (13) e, eventualmente, por um aquecedor de ar elétrico (12).

Um separador de líquido (14) garante que o fluido sucionado pelos compressores esteja inteiramente na fase vapor.

Transdutores de pressão (P) são utilizados para a medição da pressão absoluta à entrada e à saída do tubo capilar. Foram utilizados transdutores de pressão, do tipo strain-gage. Estes transdutores foram submetidos a rigorosa calibração (Gonçalves, 1994), sendo a incerteza máxima de medição estabelecida em $\pm 0,02$ bar, para a faixa de pressão até 20 bar.

Termopares tipo T (T), de cobre-constantan, com um diâmetro de 0,13 mm, são utilizados para medir a temperatura à entrada e à saída do tubo. A medição de temperatura à entrada é feita com o termopar *inserido* no escoamento, a uma distância de aproximadamente 5 mm do início do

tubo. A medição de temperatura à saída, por não ser relevante, é feita com o termopar preso à superfície externa da tubulação. A medição de temperatura também foi submetida a cuidadosa calibração (Gonçalves, 1994), sendo a incerteza de medição máxima estimada em $\pm 0,2$ °C, para a faixa de 0 °C a 100 °C.

O fluxo de massa é medido com um fluxímetro (M), do tipo Coriolis. A incerteza de medição deste processo (Gonçalves, 1994) foi avaliada em $\pm 0,03$ kg/h, para a faixa de fluxo de massa de até 15 kg/h.

Os sinais de todos os transdutores são medidos por um sistema de aquisição de sinais totalmente automatizado, controlado por um microcomputador tipo PC. Os sinais são automaticamente medidos, processados e gravados em disco, de acordo com uma programação pré-estabelecida.

4.3 - PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL E OBTENÇÃO DOS DADOS

No início do dia, os compressores são ligados e as condições de operação são estabelecidas grosseiramente. A pressão de condensação é determinada pelas válvulas que controlam o fluxo de água no condensador. A pressão de evaporação é obtida pela carga térmica imposta e pelo fluxo de massa através do by-pass. O grau de subresfriamento é controlado pelo fluxo de água no subresfriador e pelo reaquecimento produzido pela resistência elétrica. O sistema normalmente requer entre 1 e 1,5 horas, após a partida dos compressores, para atingir condições estáveis de funcionamento.

Após este tempo, é feito então um ajuste fino das condições, de acordo com o desejado. O uso do by-pass de gás quente a alta pressão também permite um ajuste fino da pressão de condensação. Finalmente, o ajuste fino do grau de subresfriamento é conseguido com o variador de voltagem que alimenta as resistências de aquecimento. Após qualquer ajuste, é necessário aguardar algo em torno de 15 minutos, para que o sistema possa se "reacomodar".

O comportamento de todas as grandezas físicas medidas na bancada é monitorado continuamente através do micro-computador. Durante a operação, estas variáveis são mostradas na tela do computador, em função do tempo, possibilitando dessa maneira verificar se o sistema está operando em condições de regime permanente.

Quando o regime permanente é atingido, um teste é gravado, ao longo de um período de 20 a 30 minutos. O comportamento das principais variáveis de interesse, em um teste típico, é mostrado na Figura 4.2.

Como se pode verificar, as variáveis de interesse não se mantêm num valor constante. Isto se deve à própria característica dinâmica do sistema, e aos seus controles. Note-se, entretanto, que as faixas de variação dessas grandezas são bastante estreitas e que, com sistemas de medição pouco precisos, estas variações não seriam detectadas.

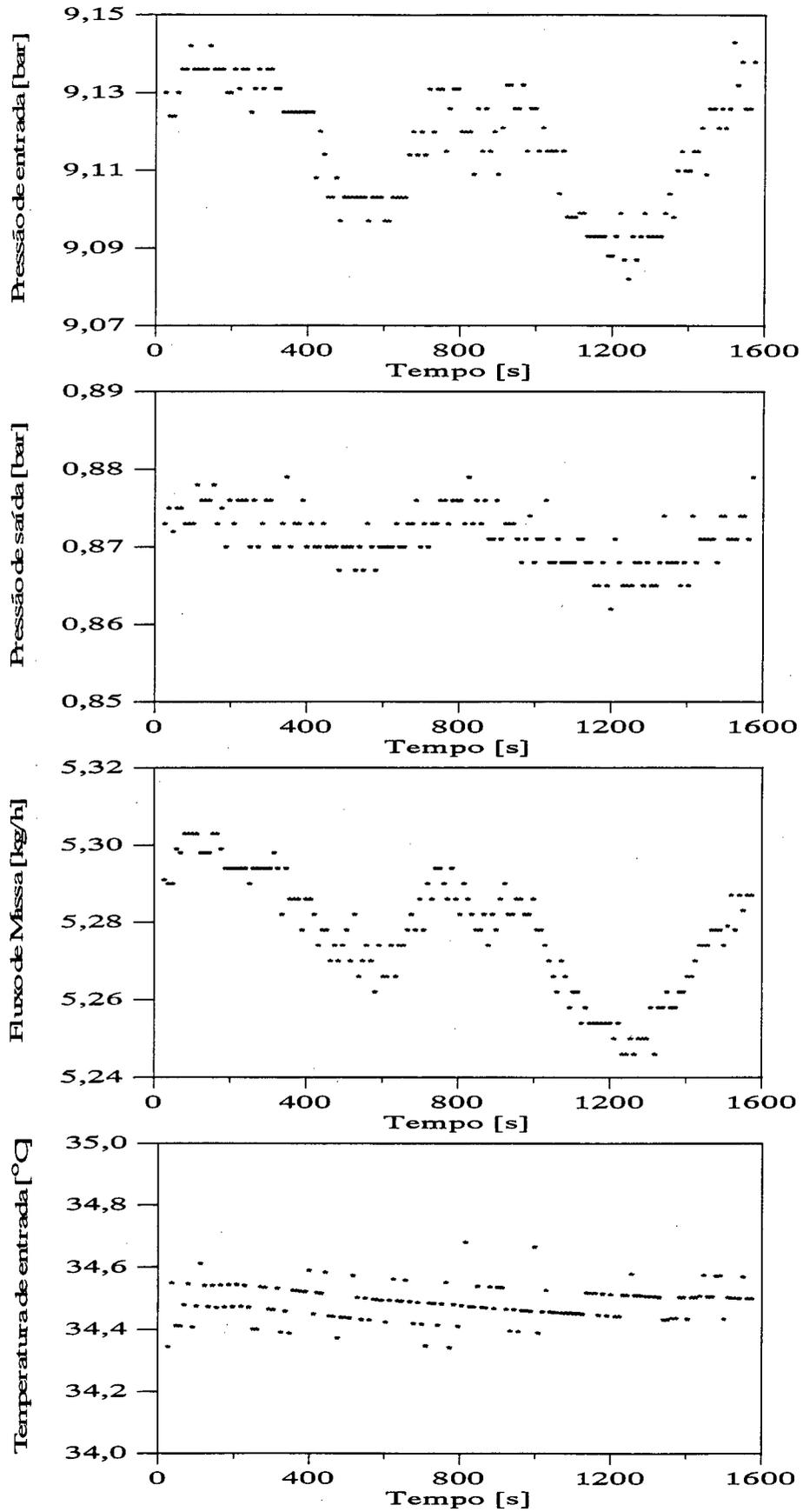


FIGURA 4.2.- Resultados de um teste típico, em função do tempo.

É necessário, então, se determinar critérios para qualificar o regime de escoamento como permanente. Através da experiência na operação da bancada e da análise dos resultados, considerou-se o regime como permanente quando a temperatura e a pressão à entrada do capilar apresentavam variações, entre o máximo e o mínimo valor, inferiores a 0,4 °C e 0,2 bar, respectivamente.

Cada teste é gravado e processado, gerando-se um relatório de ensaio. Este relatório contém gráficos, mostrando o comportamento das variáveis em função do tempo, similares aos mostrados na Figura 4.2. Um "ponto" experimental é determinado a partir dos resultados, selecionando-se um determinado tempo e em seguida determinando-se as demais variáveis, neste mesmo tempo, através de análise gráfica. Apesar de ser um procedimento "manual", os erros que advêm deste procedimento foram estimados e são bem menores que as incertezas de medição do experimento (Melo et al., 1993).

Após a conclusão dos ensaios com cada capilar, este era lavado com clorofórmio. A solução obtida após a lavagem, foi analisada e verificou-se a inexistência de óleo no escoamento.

Amostras dos refrigerantes R-12 e R-134a foram extraídas da bancada durante a realização dos ensaios, e analisadas em um cromatógrafo. Este procedimento permitiu verificar que os refrigerantes sendo utilizados apresentavam um grau de pureza superior a 99,9% em volume. Para o R-600a o procedimento não pôde ser realizado, mas o fabricante do refrigerante garante um grau de pureza mínimo de 99,5%, valor este plenamente aceitável.

Um elevado número de testes foi realizado, 288 com o refrigerante R-12, 245 com o R-134a e 189 para o R-600a, utilizando os tubos capilares indicados na Tabela 4.2, e as pressões de condensação indicadas na Tabela 4.3. A numeração dos tubos capilares refere-se à Tabela 4.1.

Note-se que nem todos os tubos foram testados com todos os refrigerantes. Por exemplo, o R-600a foi testado apenas com os capilares 1 e 4, pois estes eram os tubos que forneciam fluxos de massa na faixa de aplicação de interesse comercial.

TABELA 4.2 - Tubos capilares testados.

Refrigerante	Tubo Capilar					
	1	2	3	4	5	6
R-12	X	X	X	X	X	X
R-134a	X		X	X		X
R-600a	X			X		

TABELA 4.3 - Pressões de condensação testadas.

Refrigerante	Pressão de Condensação [bar]				
	18	14	11	9	7
R-12	X	X	X	X	
R-134a		X	X	X	
R-600a			X	X	X

A pressão de evaporação foi mantida tão baixa quanto possível, em torno de 1 bar ou menor, para se garantir, para todos os testes, a condição de fluxo bloqueado à saída do capilar.

Foram utilizados graus de subresfriamento na entrada do tubo na faixa de 2 a 15 °C.

4.4 - DETERMINAÇÃO EXPERIMENTAL DA PRESSÃO DE BLOCAGEM

O escoamento no interior de tubos capilares normalmente atinge regime crítico ou sônico na sua extremidade, como visto no Capítulo 2. A pressão de blocagem, em cada condição de escoamento, deve ser adequadamente determinada pois, caso seja superior à pressão de evaporação, formará com a pressão de entrada do tubo o diferencial de pressão que induz o escoamento através do tubo capilar.

Durante os testes não é possível determinar experimentalmente a pressão crítica. Desta forma, necessita-se de um modelo teórico para inferir a pressão crítica, de maneira a se poder determinar a pressão de evaporação a ser empregada durante o teste, como forma de se garantir a ocorrência de escoamento bloqueado.

Este modelo teórico nada mais é que o próprio modelo numérico apresentado no Capítulo 3, mais especificamente o procedimento apresentado no item 3.3.5.

Para a validação deste modelo, ensaios específicos para a determinação da pressão crítica são necessários. Este ensaio consiste em aumentar a pressão à saída do tubo, mantendo as demais condições constantes, até se notar uma queda no fluxo de massa (ver Figura 2.3). Neste instante, a pressão de saída do tubo tornou-se maior que a pressão crítica do escoamento, ou seja, esta última não é mais atingida dentro do tubo.

Para controlar a pressão à saída do tubo capilar, utilizou-se uma válvula montada logo após o acoplador de saída. Variando-se a posição do obturador desta válvula, podia-se elevar a pressão de saída do tubo sem alterar a pressão de evaporação do sistema, não afetando assim o restante do sistema e dessa maneira mantendo as demais variáveis de interesse constantes.

Foram realizados testes apenas com o capilar n° 1. A Figura 4.3 mostra a comparação entre os resultados experimentais e teóricos, para uma pressão e grau de subresfriamento na

entrada de 11,0 bar e 10,0 °C, respectivamente. A pressão crítica, estimada pelo modelo teórico, é indicada por um traço vertical.

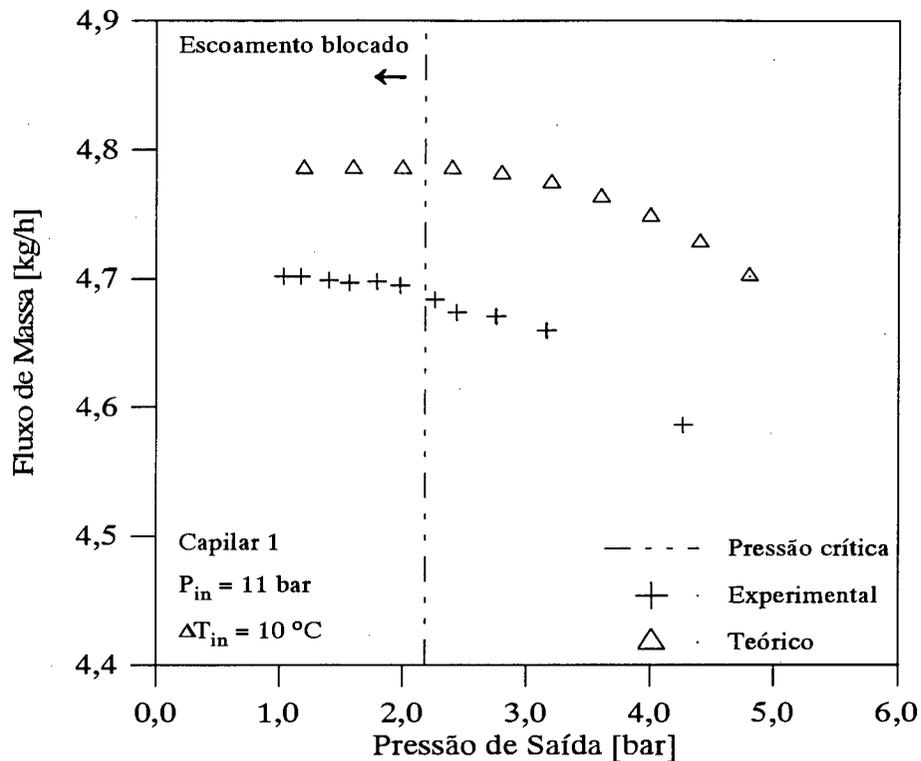


FIGURA 4.3 - Determinação da pressão crítica - comparação numérico-experimental.

Os resultados são quantitativamente diferentes, mas essa diferença, como se pode verificar, é pequena, e se encontra dentro da faixa de incerteza do modelo (ver Capítulo 5). Quanto ao aspecto qualitativo, o modelo teórico parece reproduzir bem a tendência de queda do fluxo de massa com a elevação da pressão de saída, captada nos resultados experimentais.

Convém notar que durante a realização do ensaio, a pressão de entrada variou numa faixa de $\pm 0,1$ bar e o grau de subresfriamento em $\pm 0,25$ °C, o que explica as pequenas diferenças quantitativas entre dois pontos experimentais consecutivos, na faixa de regime bloqueado. No entanto o comportamento geral não fica prejudicado.

4.5 - RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Como já afirmado, um elevado número de medições foi efetuado, e estão disponíveis em um formato tabular (Melo et al., 1993), onde são fornecidos os valores reais das pressões de entrada e saída, do grau de subresfriamento e do fluxo de massa.

As Figuras 4.4 a 4.7 mostram, como exemplo, os resultados experimentais para os capilares 1 e 4, empregando R-12, R-134a e R-600a. Foi visto que as condições de operação não se mantêm num valor constante. Por isso, para uma apresentação gráfica adequada, pequenas variações na pressão de entrada foram desconsideradas. As pressões, indicadas nos gráficos, representam os valores limites entre os quais se encontram as pressões reais de entrada. Todos os ensaios foram realizados com escoamento bloqueado à saída do capilar.

Pode ser verificado que o R-12 e o R-134a fornecem quase o mesmo fluxo de massa, à mesma pressão de entrada, sendo esta tendência levemente afetada pela geometria do tubo e pelas condições de operação. Pode ser observado também que, para ambos os capilares e pressões de entrada, os fluxos de massa para o R-600a são aproximadamente 33% menores que os do R-12 ou do R-134a, sendo este valor levemente afetado pelo grau de subresfriamento.

Pode ser observado também que, em alguns casos, ocorre uma razoável dispersão dos resultados (ver, por exemplo, os resultados para o R-600a na Figura 4.4). Estes resultados sugerem a ocorrência de metaestabilidade, que afeta o fluxo de massa, mas se manifesta de uma maneira fortemente aleatória.

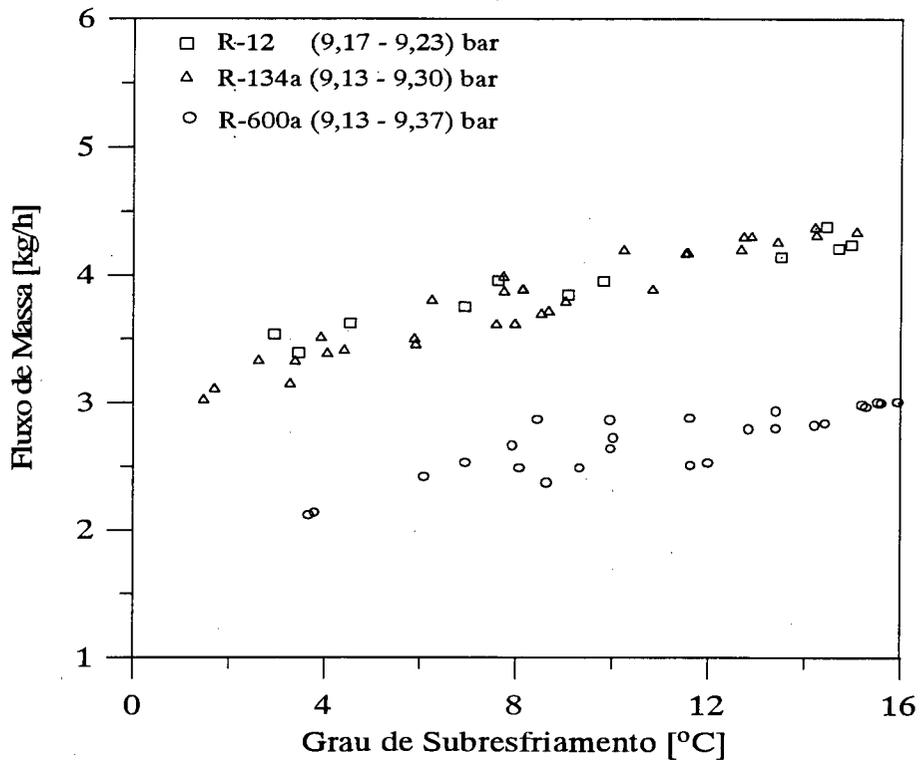


FIGURA 4.4 - Resultados experimentais - Capilar n° 1 - pressão de entrada 9 bar.

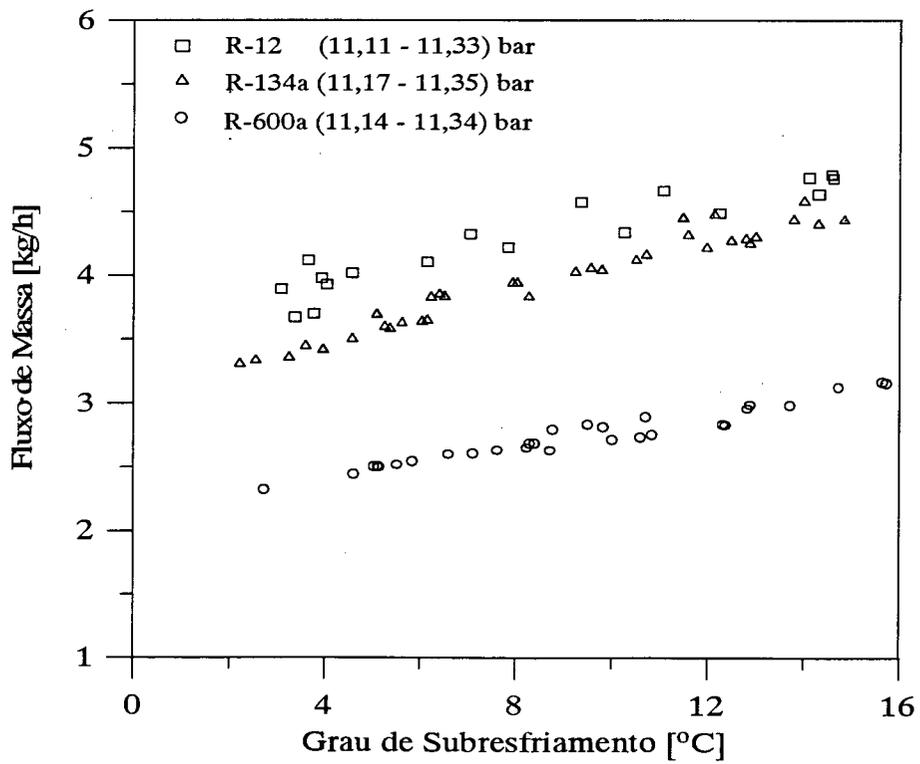


FIGURA 4.5 - Resultados experimentais - Capilar n° 1 - pressão de entrada 11 bar.

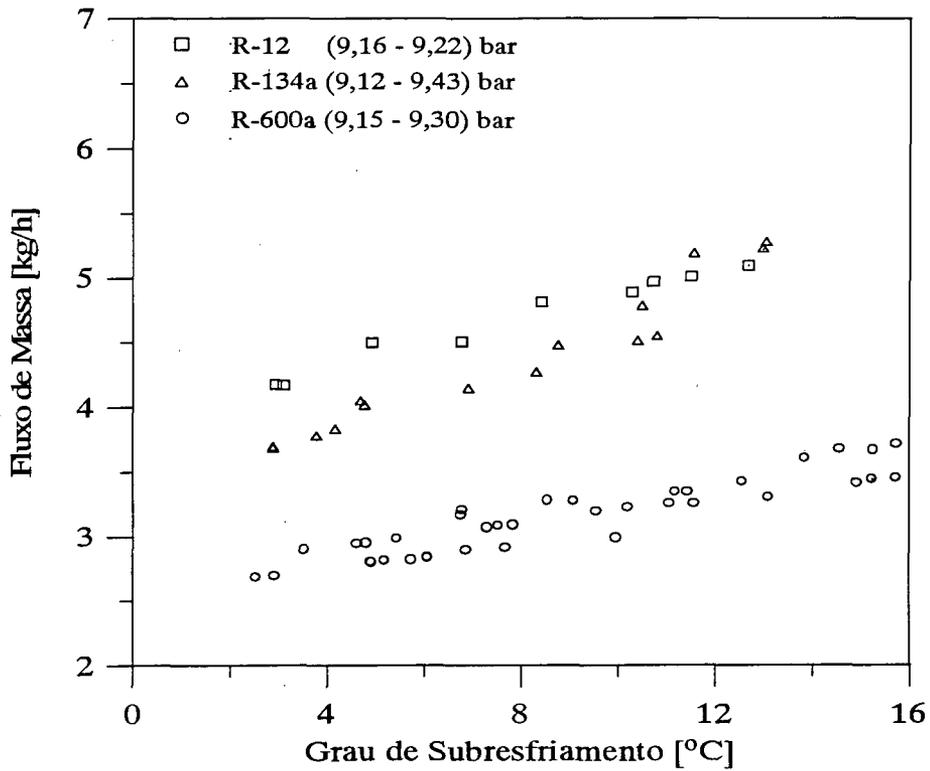


FIGURA 4.6 - Resultados experimentais - Capilar nº 4 - pressão de entrada 9 bar.

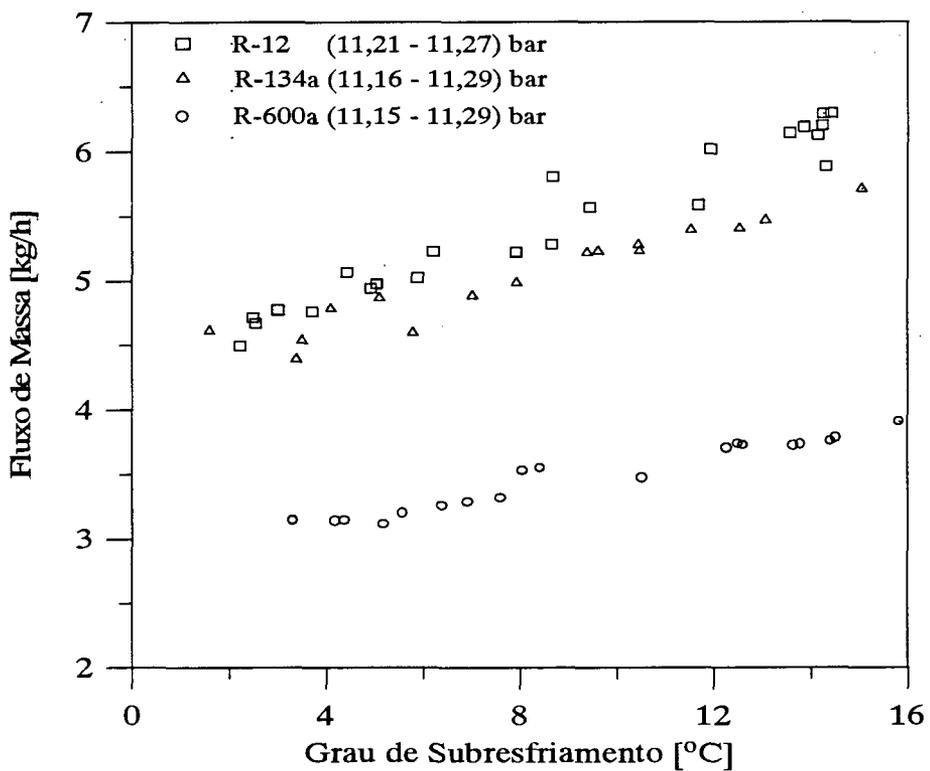


FIGURA 4.7 - Resultados experimentais - Capilar nº 4 - pressão de entrada 11 bar.

5 - VALIDAÇÃO DO MODELO TEÓRICO

Apresenta-se, neste capítulo, a comparação dos dados experimentais obtidos, com os resultados fornecidos pelo modelo numérico. Inicialmente, porém, far-se-á uma avaliação da incerteza do modelo. Em seguida, as diversas configurações possíveis para o modelo serão comparadas com os dados experimentais, permitindo a identificação da configuração mais adequada.

5.1 - ANÁLISE DA INCERTEZA DO MODELO TEÓRICO

No item 3.5, analisou-se a influência qualitativa e quantitativa de cada parâmetro envolvido sobre o modelo numérico.

No âmbito da validação do modelo, os dados experimentais coletados, quais sejam, as características geométricas dos tubos e as condições de operação, serão utilizados como dados de entrada do modelo numérico. Este fornecerá um fluxo de massa calculado que será então comparado aos valores efetivamente medidos.

Faz-se necessário avaliar qual a incerteza do modelo teórico, originada das incertezas de medição dos dados experimentais, para se poder estabelecer uma margem de erro dentro da qual o modelo numérico possa ser considerado confiável.

No Capítulo 4, apresentaram-se as incertezas de medição dos parâmetros relevantes do experimento. A Tabela A.I, que se encontra no Apêndice II, fornece um sumário das incertezas de medição absolutas e relativas. A Figura 5.1 mostra a influência da combinação das incertezas de medição de todas as variáveis de entrada do modelo numérico sobre os seus resultados. Cabe lembrar que a incerteza de medição do grau de subresfriamento à entrada do tubo, que é o dado de entrada utilizado pelo presente modelo, é igual à incerteza de medição da temperatura (Melo et al., 1993).

Pode-se verificar que a faixa de incerteza ficou em $\pm 6\%$. Na Figura 3.8, verificou-se que a principal influência é a do diâmetro interno do tubo. Naquela figura a faixa de incerteza foi avaliada para uma variação de $\pm 25 \mu\text{m}$, enquanto que a incerteza de medição experimental é de $\pm 20 \mu\text{m}$.

Cabe lembrar que o processo de cálculo das propriedades dos refrigerantes foi considerado como absoluto, isto é, não se levou em conta qualquer incerteza associada com este cálculo.

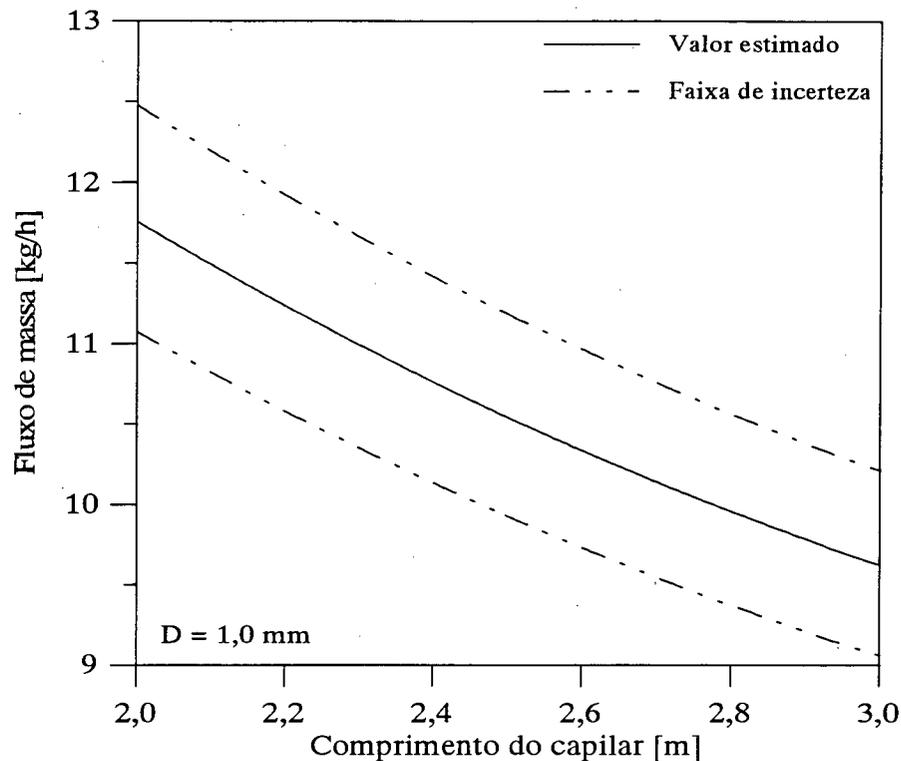


FIGURA 5.1 - Influência das incertezas de medição sobre o fluxo de massa.

Outro aspecto a considerar é que o fenômeno da metaestabilidade do escoamento é fortemente aleatório, e bastante dependente do histórico do ensaio, isto é, do "caminho" pelo qual se atingiu as condições de operação em questão. Ensaio com condições de operação muito próximas, quase idênticas, chegaram a apresentar diferenças no valor de fluxo de massa de até 16% (Figura 4.5). Essa aleatoriedade dos resultados é impossível de ser prevista teoricamente.

Levando-se em conta as simplificações do modelo numérico, a aleatoriedade do fenômeno da metaestabilidade do escoamento, e as incertezas de medição dos dados de entrada, estabeleceu-se uma margem de erro aceitável, de $\pm 10\%$, para a validação numérica.

5.2 - VALIDAÇÃO DO MODELO TEÓRICO

A configuração básica do modelo foi inicialmente utilizada para a comparação numérico-experimental. Tal configuração é idêntica à utilizada para as análises realizadas no item 3.5, e apresenta as seguintes características:

- fator de atrito da região monofásica calculado segundo o modelo de Churchill (Eq. 3.59);
- viscosidade absoluta da região bifásica calculada segundo a equação de Cicchitti (Eq. 3.64);

- fator de atrito da região bifásica calculado segundo o modelo de Churchill;
- fator de atrito bifásico médio calculado segundo o procedimento (b) do item 3.4.1;
- sem região de metaestabilidade;

Como se estará analisando e comparando diversas configurações do modelo, será útil utilizar a seguinte padronização, apresentada na Tabela 5.1, a seguir.

TABELA 5.1 - Configurações utilizadas no modelo teórico.

Configuração do modelo	Modelo de cálculo			Proced. de cálculo do fator de atrito médio bifásico
	fator de atrito região líquida	fator de atrito bifásico	viscosidade bifásica	
básica	Churchill	Churchill	Cicchitti	(b)
1	Churchill	Churchill	Wallis	(b)
2	Churchill	Hopkins	Cicchitti	(b)
3	Churchill	Cooper et al.	-	(b)
4	Churchill	Whitesel	-	-
5	Churchill	Erth	-	-
6	Churchill	Koizumi e Yokoyama	-	(b)
7	Churchill	Lin et al.	-	(b)

Para a avaliação qualitativa da comparação numérico-experimental foram utilizadas as seguintes definições:

(a) Erro médio: calculado como a média da diferença entre o fluxo de massa calculado pelo modelo e o valor efetivamente medido, em relação a este último, ou seja:

$$E_1 = \frac{\sum_n \left(\frac{(\dot{m}_{\text{calc}} - \dot{m}_{\text{med}})}{\dot{m}_{\text{med}}} \cdot 100 \right)}{n} \quad (5.1)$$

onde n é o número total de ensaios. O erro médio E_1 dá uma idéia de erro relativo, isto é, de quanto, em média, o modelo está superestimando ($E_1 > 0$) ou subestimando ($E_1 < 0$) o fluxo de massa.

(b) Erro absoluto médio: calculado como a média do *valor absoluto* da diferença entre o fluxo de massa calculado pelo modelo e o valor efetivamente medido, em relação a este último, ou seja:

$$E_2 = \frac{\sum_n \left(\frac{|\dot{m}_{\text{calc}} - \dot{m}_{\text{med}}|}{\dot{m}_{\text{med}}} \cdot 100 \right)}{n} \quad (5.2)$$

O erro absoluto médio E_2 dá uma idéia da qualidade do "ajuste" global, isto é, da dispersão dos resultados do modelo numérico em relação ao experimental.

(c) Erro absoluto máximo: representa o maior valor do erro absoluto, E_2 , calculado com a equação (5.2), ou seja:

$$E_3 = \text{máx}(E_2) \quad (5.3)$$

O erro absoluto máximo E_3 dá uma idéia da maior diferença encontrada entre os resultados numéricos e experimentais.

As Figuras 5.2 a 5.4 apresentam, respectivamente, os resultados da comparação numérico-experimental para os refrigerantes R-12, R-134a e R-600a. A Tabela 5.2 fornece os resultados qualitativos.

TABELA 5.2 - Comparação numérico-experimental - configuração básica.

Refrigerante	E_1 [%]	E_2 [%]	E_3 [%]	pontos c/ $E_2 < 10\%$
R-12	7,07	7,48	16,62	68,06 %
R-134a	6,68	7,22	19,30	66,53 %
R-600a	0,74	4,85	17,00	89,42 %

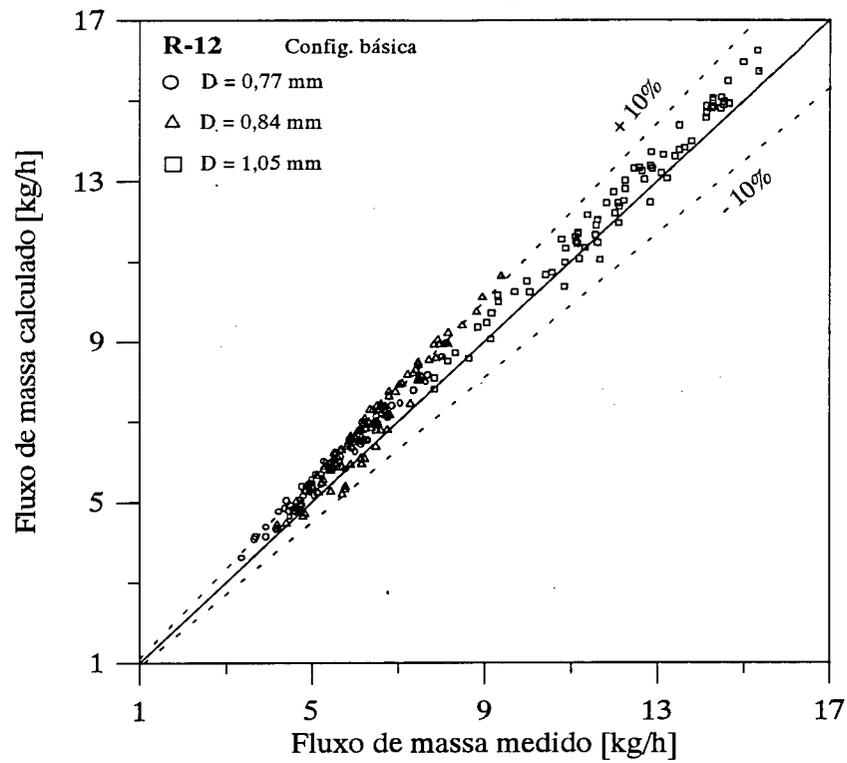


FIGURA 5.2 - Comparação numérico-experimental - configuração básica - R-12.

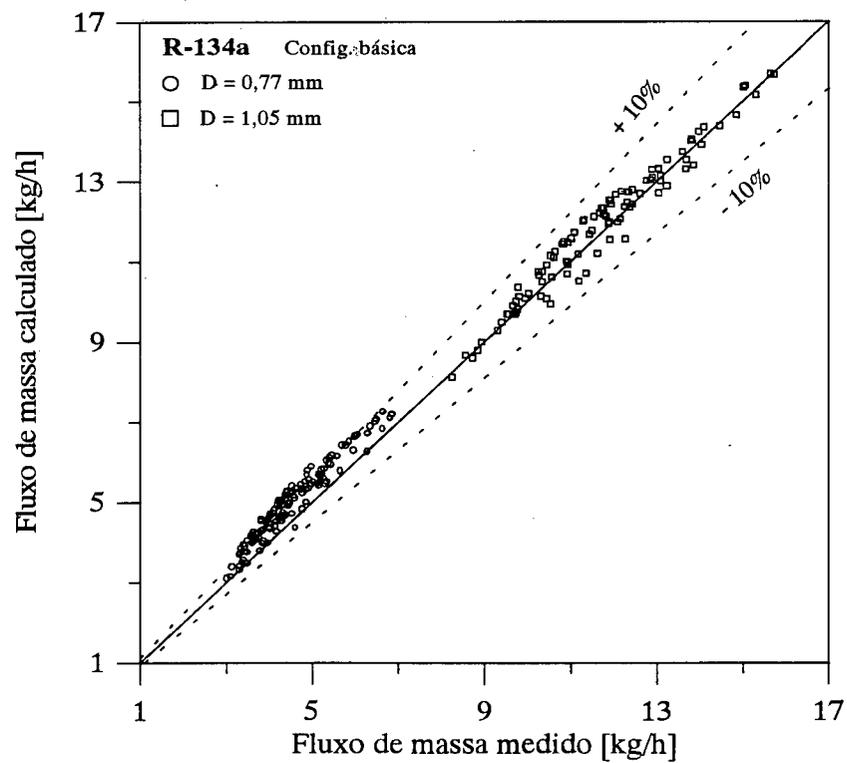


FIGURA 5.3 - Comparação numérico-experimental - configuração básica - R-134a.

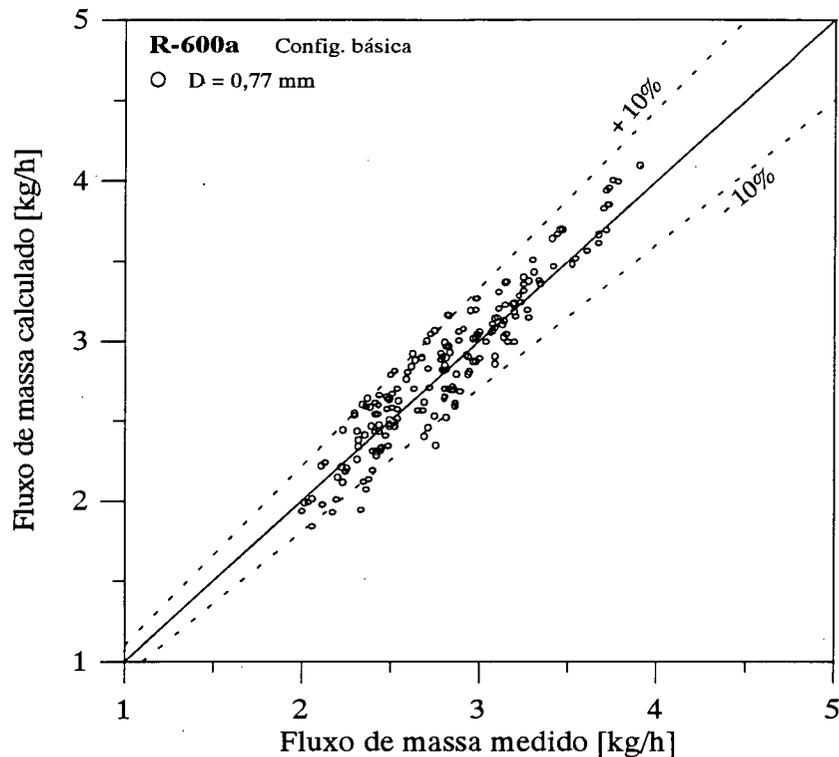


FIGURA 5.4 - Comparação numérico-experimental - configuração básica - R-600a.

Pode-se observar uma nítida tendência do modelo numérico em superestimar o fluxo de massa, com exceção dos resultados para o R-600a, que se apresentam bem "ajustados". Isso pode ser confirmado pela Tabela 5.2, onde, para o R-12 e o R-134a os resultados apontam um erro médio E_1 em torno de + 7%, enquanto que para o R-600a este erro fica em torno de 0,7%.

Outra tendência bem clara é que o erro médio absoluto é maior para os menores diâmetros. Essa tendência é bem explícita nos resultados do R-134a (Figura 5.3). É possível que esta tendência se deva ao modelo do fator de atrito. Apesar da equação de Churchill representar muito bem o universalmente aceito diagrama de Moody, este, aparentemente, não correlaciona adequadamente a perda de pressão por atrito em tubos com diâmetros da magnitude em questão.

Esta tendência pode estar também relacionada com o cálculo das propriedades do fluido. Isto poderia explicar o fato de que, para o diâmetro de 0,77 mm, o modelo tenha se mostrado preciso para o R-600a (Figura 5.4), e tenha superestimado os resultados para o R-12 e R-134a.

Para este fato, a causa pode ser também a ocorrência do fenômeno da metaestabilidade. A tensão superficial do R-600a é maior que a dos outros dois refrigerantes. Uma maior tensão superficial significa maior atraso na vaporização (ver Eq. 3.80). Isto significa que os fluxos de massa medidos para o R-600a seriam maiores, relativamente ao R-12 e ao R-134a. Por isso, para o modelo teórico, os resultados para estes dois últimos são superestimados, enquanto que os resultados para o primeiro apresentam boa concordância.

Além disso, quando se analisam os resultados para um mesmo diâmetro e para um mesmo refrigerante, pode-se notar que os menores valores de fluxo de massa são subestimados, e os maiores valores, superestimados pelo modelo. Esta tendência deve estar associada ao número de Reynolds e mostra, novamente, a inadequação do modelo de fator de atrito sendo adotado.

As Figuras 5.5, 5.6 e 5.7 fornecem um panorama dos números de Reynolds no ponto 3 (Figura 3.1), isto é, no ponto de início de vaporização, para todos os ensaios, respectivamente para os refrigerantes R-12, R-134a e R-600a. O ponto de início de vaporização é bem representativo do escoamento pois, além de retratar o regime de escoamento na região de fase líquida, fornece uma indicação do regime de escoamento na região bifásica, que, devido à vaporização, apresentará um número de Reynolds sempre superior ao do ponto 3.

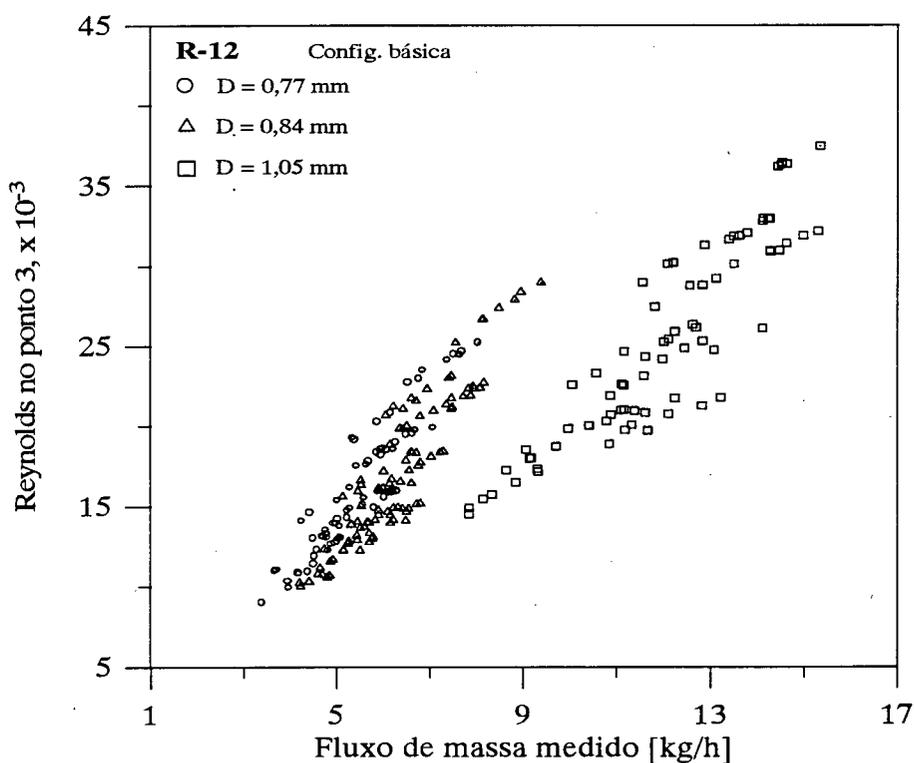


FIGURA 5.5 - Resultados numéricos - número de Reynolds no ponto 3 - configuração básica - R-12.

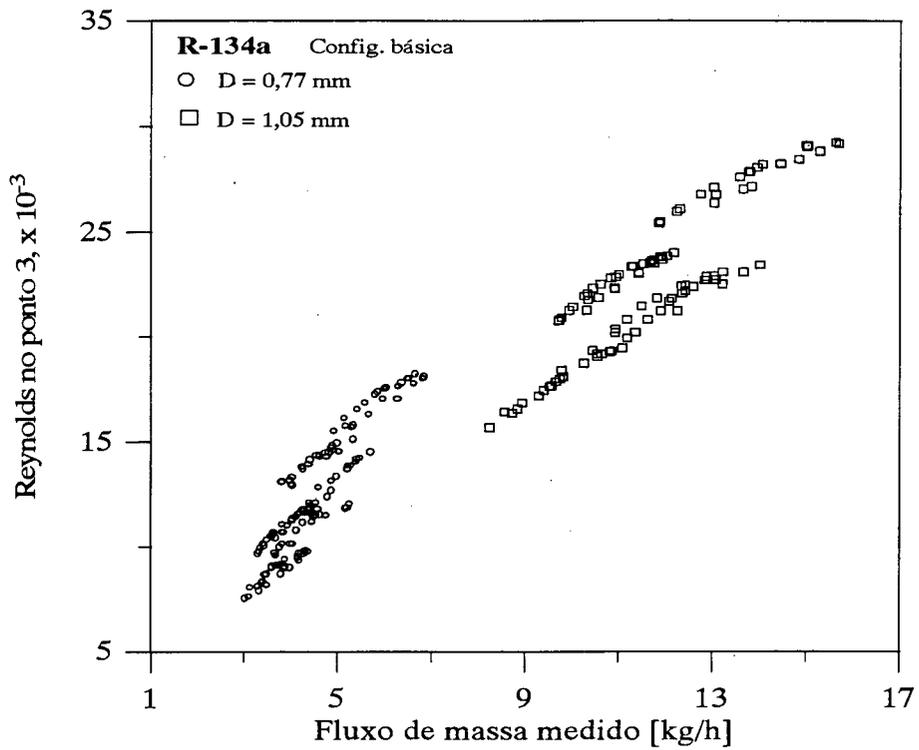


FIGURA 5.6 - Resultados numéricos - número de Reynolds no ponto 3 - configuração básica - R-134a.

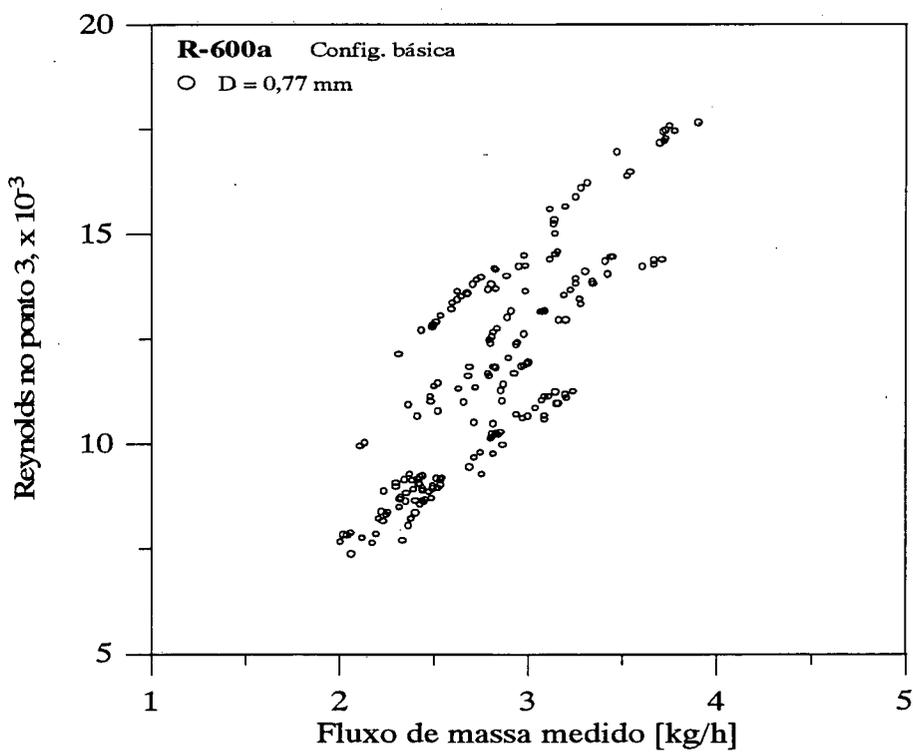


FIGURA 5.7 - Resultados numéricos - número de Reynolds no ponto 3 - configuração básica - R-600a.

Pode-se notar a existência de "curvas" de Reynolds bem distintas. Estas estão relacionadas às pressões de condensação utilizadas (ver Tabelas 4.2 e 4.3). Quanto maior a pressão de condensação, maior o fluxo de massa e maior o número de Reynolds.

O escoamento ocorreu sempre em regime turbulento, com números de Reynolds sempre maiores que 7000. O número de Reynolds é diretamente proporcional ao grau de subresfriamento na entrada do tubo, isto é, para uma mesma pressão de condensação, quanto maior o grau de subresfriamento na entrada, maior o comprimento da região líquida, maior o fluxo de massa e maior o número de Reynolds.

Analisando-se os resultados fornecidos pelo modelo, constata-se que existe a necessidade de se reduzir suas estimativas de fluxo de massa, pelo menos para os refrigerantes R-12 e R-134a. Isto é, o modelo numérico precisa apresentar maior restrição ao escoamento.

Em relação ao fator de atrito na região líquida, já está sendo empregado o modelo que fornece os maiores fatores de atrito (ver Figura 3.5).

A consideração do fenômeno da metaestabilidade em nada ajudaria no presente caso, pois, como demonstra a Figura 3.17, a consideração de um atraso na vaporização diminui a restrição ao aumentar o comprimento da região líquida.

Resta, então, à modelação do fator de atrito na região bifásica, a responsabilidade maior sobre o controle da restrição imposta ao escoamento, como já tinha sido evidenciado na análise empreendida no item 3.5.6.

Dada a importância deste parâmetro, testar-se-ão todos os modelos empíricos apresentados na literatura, ainda que alguns apresentem fatores de atrito ainda menores que os fornecidos pela configuração básica do modelo.

5.2.1 - RESULTADOS PARA O R-12

A Tabela 5.3 apresenta os resultados quantitativos da comparação numérico-experimental, para cada uma das configurações descritas na Tabela 5.1, para o refrigerante R-12.

Como já afirmado, o erro médio E_1 dá uma idéia de quanto o modelo superestima ou subestima o fluxo de massa. Da análise da Tabela 5.3, pode-se verificar que os resultados deste erro refletem com precisão os resultados das Figuras 3.12 e 3.14.

A configuração com o modelo do fator de atrito bifásico de Whitesel, foi a única a apresentar tendência de subestimação.

TABELA 5.3 - Comparação numérico-experimental - R-12.

Configuração	E_1 [%]	E_2 [%]	E_3 [%]	pontos c/ $E_2 < 10\%$
básica	7,07	7,48	16,62	68,06 %
1	6,70	7,18	16,08	70,49 %
2	5,82	6,49	15,56	76,04 %
3	9,91	10,09	20,97	51,39 %
4	-1,52	4,90	19,76	89,24 %
5	1,35	5,05	18,19	90,28 %
6	14,11	14,12	27,68	21,18 %
7	8,19	8,48	18,25	61,46 %

As Figuras 5.8 e 5.9 mostram respectivamente os resultados da comparação numérico-experimental para as configurações 4 e 5.

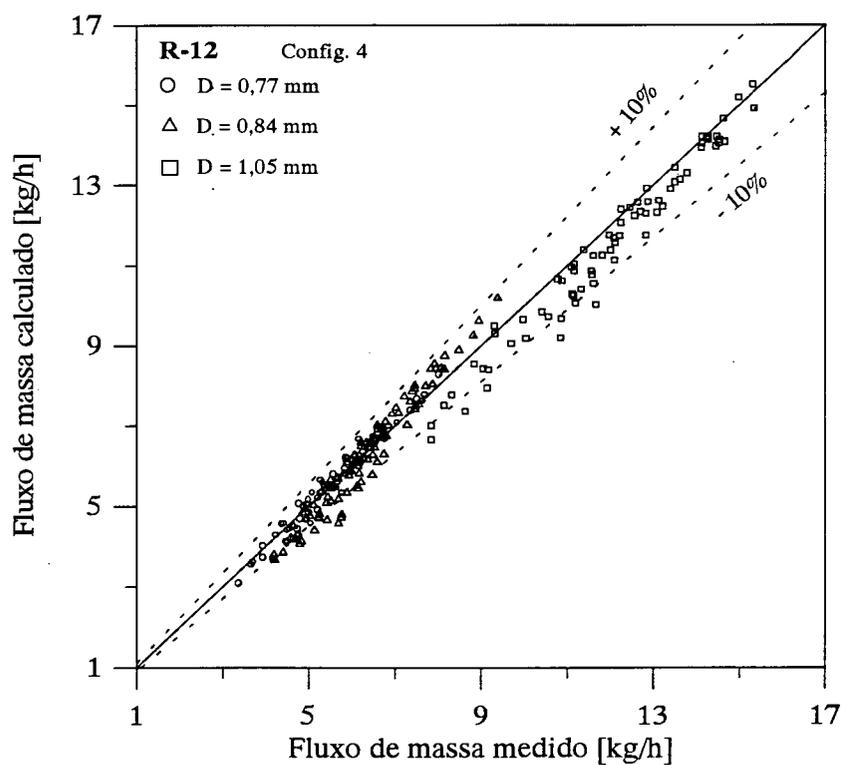


FIGURA 5.8 - Comparação numérico-experimental - configuração 4 - R-12.

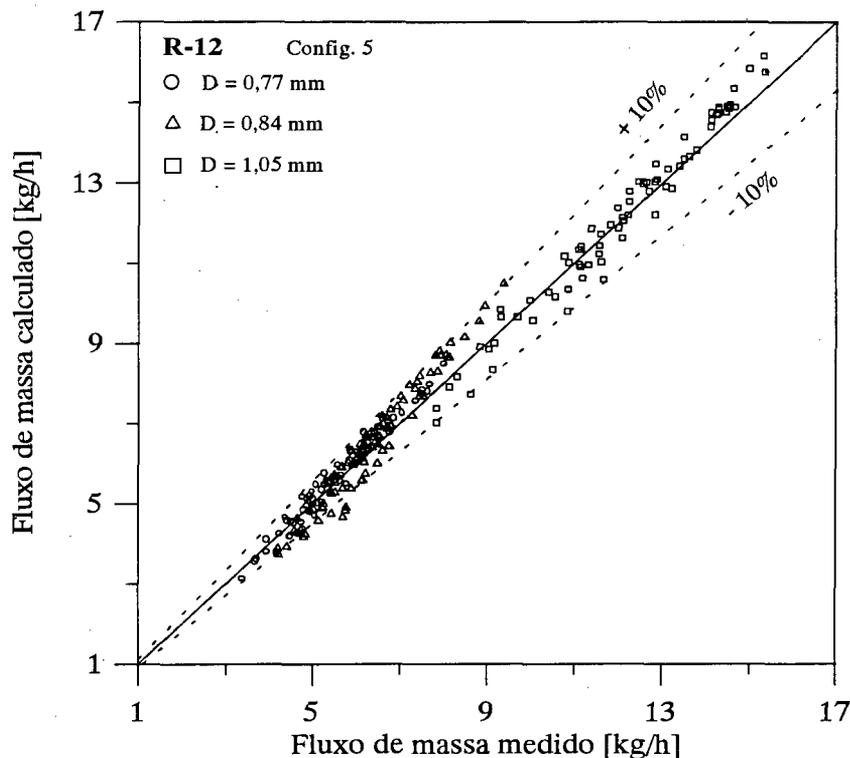


FIGURA 5.9 - Comparação numérico-experimental - configuração 5 - R-12.

Pode-se constatar que a configuração 5 é a que apresenta os melhores resultados, embora não muito diferentes da configuração 4.

Este resultado é intrigante pois, de acordo com Erth (1970) os resultados do modelo analítico de Whitesel apresentavam erros de até 20% em relação aos seus próprios dados experimentais. Esses erros eram devidos às aproximações feitas por Whitesel na avaliação das propriedades termodinâmicas, na avaliação da pressão crítica, e na determinação do fator de perda de carga na entrada do tubo (ver item 3.3.1). Além disso, a equação de Whitesel foi obtida a partir de dados experimentais onde a condição de entrada era sempre de saturação. Os tubos capilares empregados por Whitesel tinham diâmetros variando entre 0,91 e 2,29 mm, fora, portanto, da faixa de diâmetros abrangida pelos presentes dados experimentais. Aparentemente estas discrepâncias são compensadas pelo presente modelo.

Apesar de Erth ter detectado e eliminado as aproximações do modelo de Whitesel, a sua equação fornece basicamente os mesmos resultados, quando utilizada dentro do contexto do presente modelo.

Pode-se constatar ainda que os resultados para os tubos de 0,84 mm de diâmetro apresentaram uma dispersão maior que os resultados para os demais diâmetros. De fato, estes capilares foram justamente os capilares que apresentaram maior dispersão nos resultados experimentais (Gonçalves, 1994). Argumenta-se que esta dispersão possa estar associada ao fenômeno da metaestabilidade. Através da Tabela 4.1, pode-se constatar que os capilares de 0,84

mm de diâmetro são os que apresentam menores valores de rugosidade, indicando que talvez possa haver uma relação inversa entre a rugosidade superficial e a ocorrência de metaestabilidade. Isto está de acordo com as observações feitas em trabalhos experimentais anteriores (Cooper et al., 1957; Mikol e Dudley, 1964).

5.2.2 - RESULTADOS PARA O R-134a

A Tabela 5.4 apresenta os resultados quantitativos da comparação numérico-experimental, para cada uma das configurações descritas na Tabela 5.1, para o refrigerante R-134a.

TABELA 5.4 - Comparação numérico-experimental - R-134a.

Configuração	E_1 [%]	E_2 [%]	E_3 [%]	pontos c/ $E_2 < 10\%$
básica	6,68	7,22	19,30	66,53 %
1	6,38	7,01	18,87	69,80 %
2	5,75	6,75	18,56	72,65 %
3	9,24	9,37	24,46	57,55 %
4	-1,27	5,41	18,60	86,53 %
5	1,12	4,95	18,45	87,76 %
6	13,14	13,14	31,41	43,67 %
7	7,75	8,07	21,73	62,86 %

As Figuras 5.10 e 5.11 mostram os resultados da comparação numérico-experimental para as configurações 4 e 5, respectivamente.

Da análise destas figuras e da Tabela 5.4, pode-se constatar mais uma vez que a configuração 5 é a que apresenta os melhores resultados.

Apesar da equação de Erth para o fator de atrito ter sido obtida a partir de dados experimentais para o R-12, esta aplicou-se bem ao R-134a, devido à semelhança das propriedades termodinâmicas e termofísicas destes dois refrigerantes.

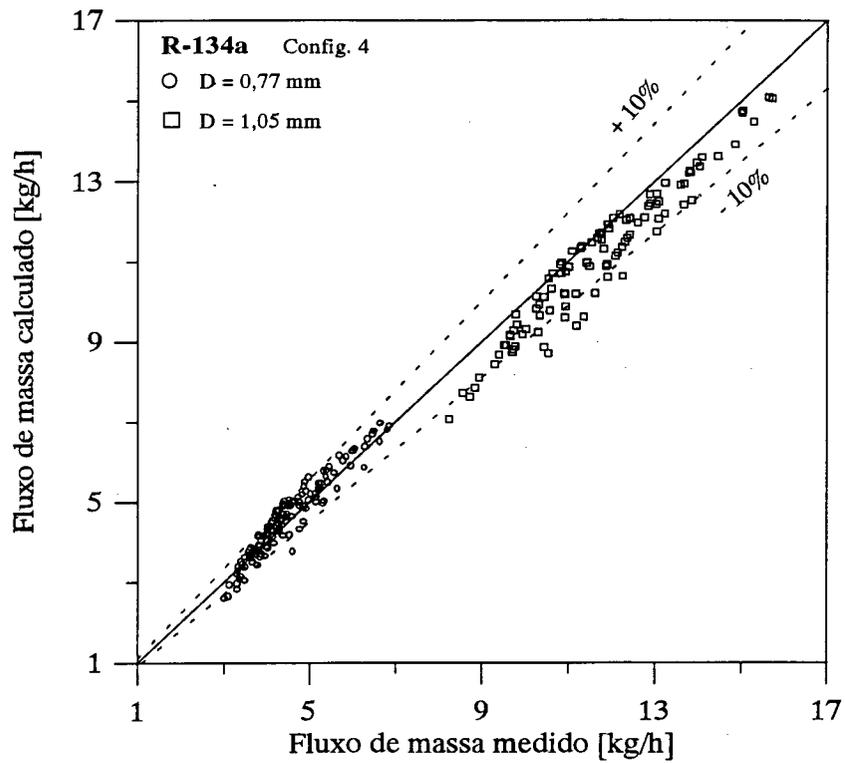


FIGURA 5.10 - Comparação numérico-experimental - configuração 4 - R-134a.

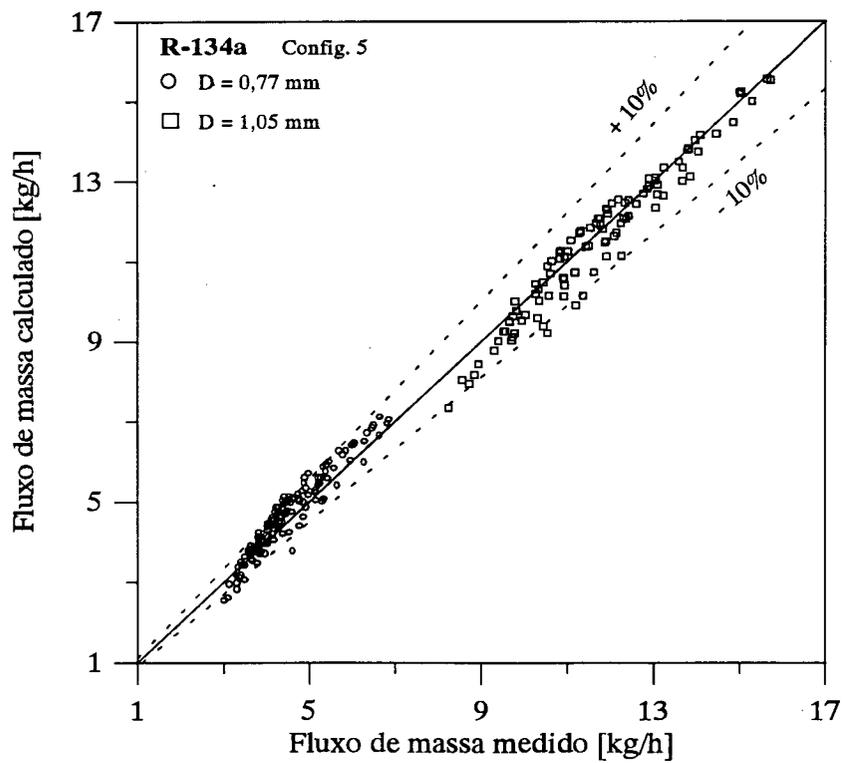


FIGURA 5.11 - Comparação numérico-experimental - configuração 5 - R-134a.

5.2.3 - RESULTADOS PARA O R-600a

A Tabela 5.5 apresenta os resultados quantitativos da comparação numérico-experimental, para as configurações descritas na Tabela 5.1, para o refrigerante R-600a.

TABELA 5.5 - Comparação numérico-experimental - R-600a.

Configuração	E_1 [%]	E_2 [%]	E_3 [%]	pontos c/ $E_2 < 10\%$
básica	0,74	4,85	17,00	89,42 %
1	0,44	4,83	17,44	88,89 %
2	0,17	4,76	17,33	88,89 %
3	2,89	5,31	14,16	86,77 %
4	-7,51	8,22	28,58	66,14 %
5	-5,13	6,81	26,95	74,60 %
6	6,81	7,41	18,69	68,78 %
7	1,72	4,94	15,46	89,95 %

As Figuras 5.12 a 5.14 mostram os resultados da comparação numérico-experimental para as configurações 1, 2 e 7, respectivamente. Da análise da Tabela 5.5, pode-se verificar que as configurações 1, 2 e 7 fornecem resultados bastante satisfatórios, assim como a configuração básica. Aliás, os resultados destas quatro configurações são bastante semelhantes.

Pode-se verificar que a configuração 2, embora não abranja tantos pontos dentro da margem de erro de $\pm 10\%$ quanto a configuração 7, é a que apresenta o menor erro médio. Como a diferença de abrangência de pontos em relação à configuração 7 é de apenas 1%, a configuração 2 foi escolhida como a mais representativa dos dados experimentais.

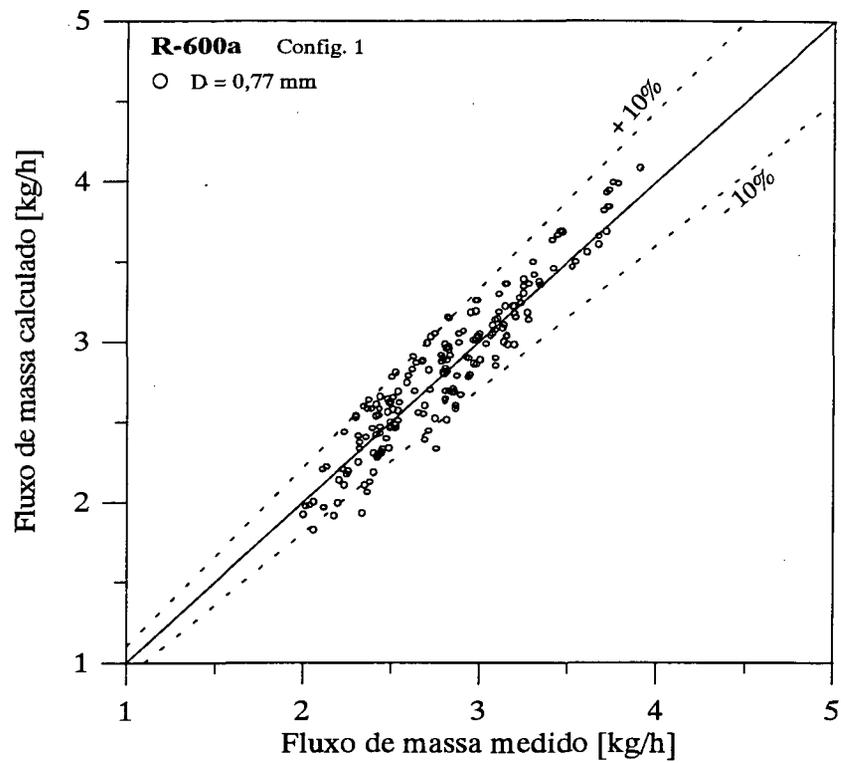


FIGURA 5.12 - Comparação numérico-experimental - configuração 1 - R-600a.

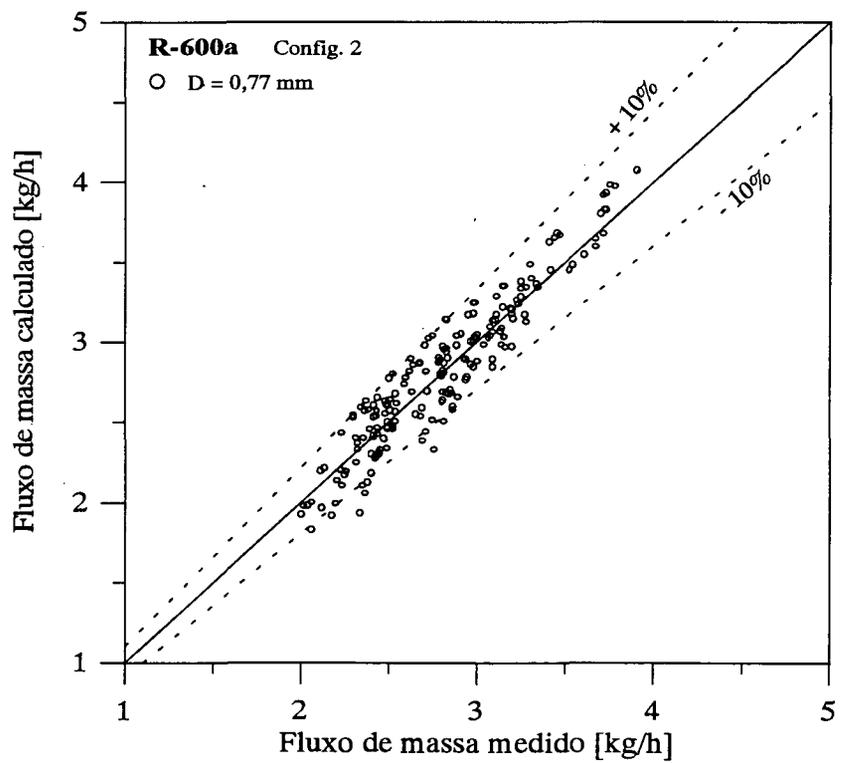


FIGURA 5.13 - Comparação numérico-experimental - configuração 2 - R-600a.

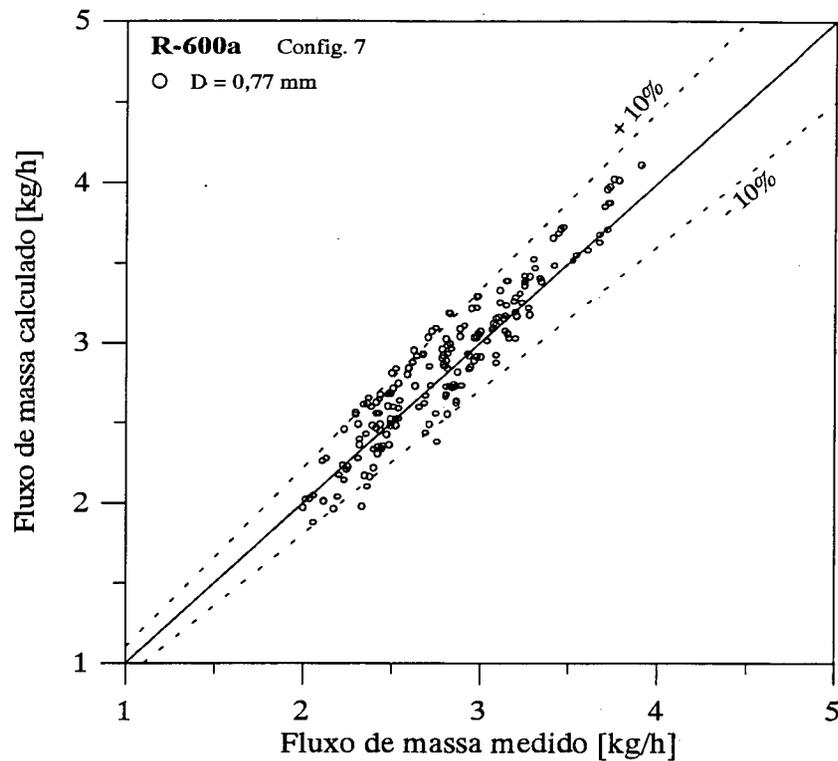


FIGURA 5.14 - Comparação numérico-experimental - configuração 7 - R-600a.

5.2.4 - DETERMINAÇÃO DO MODELO FINAL

Como se pôde verificar nas análises precedentes, o modelo numérico que melhor reproduz os dados experimentais varia de um refrigerante para outro. Por conseguinte, determina-se não uma, mas 2 configurações do modelo, em função do refrigerante utilizado.

A Tabela 5.6 sintetiza as melhores configurações do modelo para cada refrigerante.

TABELA 5.6 - Modelo numérico final - configurações.

Refrigerante	Modelo de cálculo			Proced. de cálculo do fator de atrito médio bifásico
	fator de atrito da região líquida	fator de atrito bifásico	viscosidade bifásica	
R-12	Churchill	Erth	-	-
R-134a	Churchill	Erth	-	-
R-600a	Churchill	Hopkins	Cicchitti	(b)

Devê ser lembrado que o presente modelo apresenta as seguintes faixas de validade:

- pressão de condensação : 7 a 18 bar
- grau de subresfriamento : 2 a 15 °C (K)
- diâmetro : 0,77 a 1,05 mm
- comprimento : 1,993 a 3,027 m
- rugosidade : 0,59 a 0,75 μm
- refrigerantes : R-12, R-134a e R-600a

5.2.5 - DETERMINAÇÃO DE UM MODELO GLOBAL

Procurou-se identificar, também, uma única configuração que fornecesse os melhores resultados, considerando-se todos os ensaios, com todos os refrigerantes.

Para tanto, analisaram-se os dados globalmente e chegou-se à conclusão que a configuração 5, com o modelo de fator de atrito bifásico de Erth, é a que fornece os melhores resultados, englobando 85,3% de todos os 722 dados disponíveis dentro da margem de erro de $\pm 10\%$. Essa comparação global pode ser avaliada na Figura 5.15.

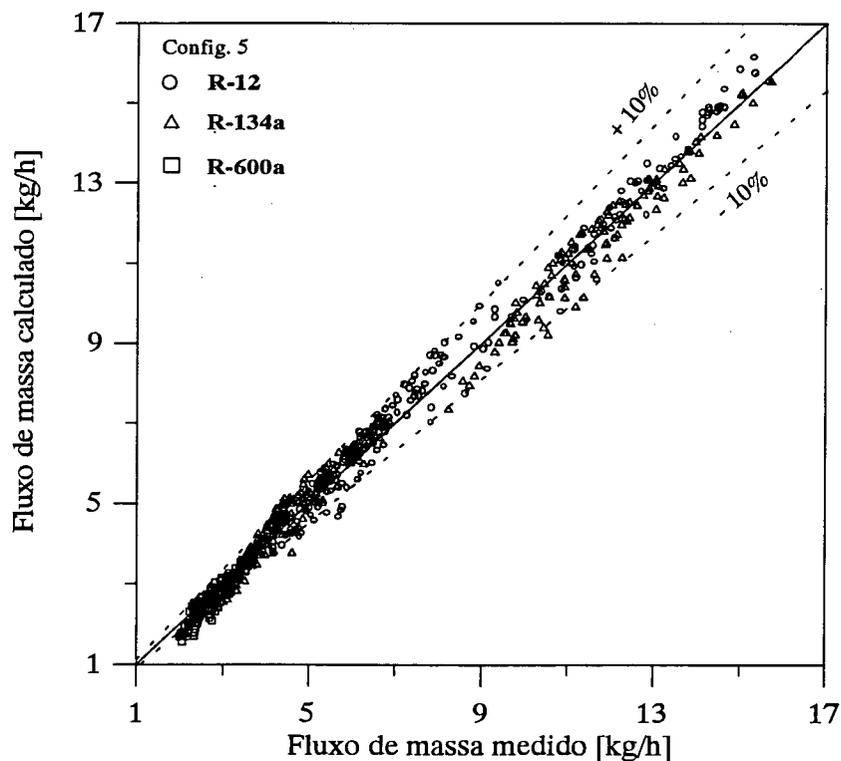


FIGURA 5.15 - Comparação numérico-experimental - configuração 5 - global.

5.3 - ANÁLISE DA INCERTEZA DO CÁLCULO DAS PROPRIEDADES

Na análise desenvolvida anteriormente, consideraram-se as propriedades termodinâmicas e termofísicas como variáveis absolutas. No entanto, no item 3.3.9, identificaram-se as incertezas associadas com a estimativa destas propriedades.

No item 5.2 deste capítulo, sugeriu-se que o cálculo das propriedades, notadamente a viscosidade, poderia explicar certas tendências apresentadas pelo modelo, quando da sua comparação com dados experimentais.

Na análise empreendida no item 3.3.9, identificaram-se duas variáveis críticas: o volume específico do vapor saturado e a viscosidade, tanto do líquido como do vapor saturado.

Na Figura 5.16, apresenta-se uma comparação entre os resultados obtidos pelo modelo quando se aumentam as viscosidades do líquido e do vapor saturado em 5%. Esta é a incerteza máxima estimada para o cálculo desta propriedade. Utilizaram-se os resultados para o R-134a, com a configuração 5 (ver Figura 5.11).

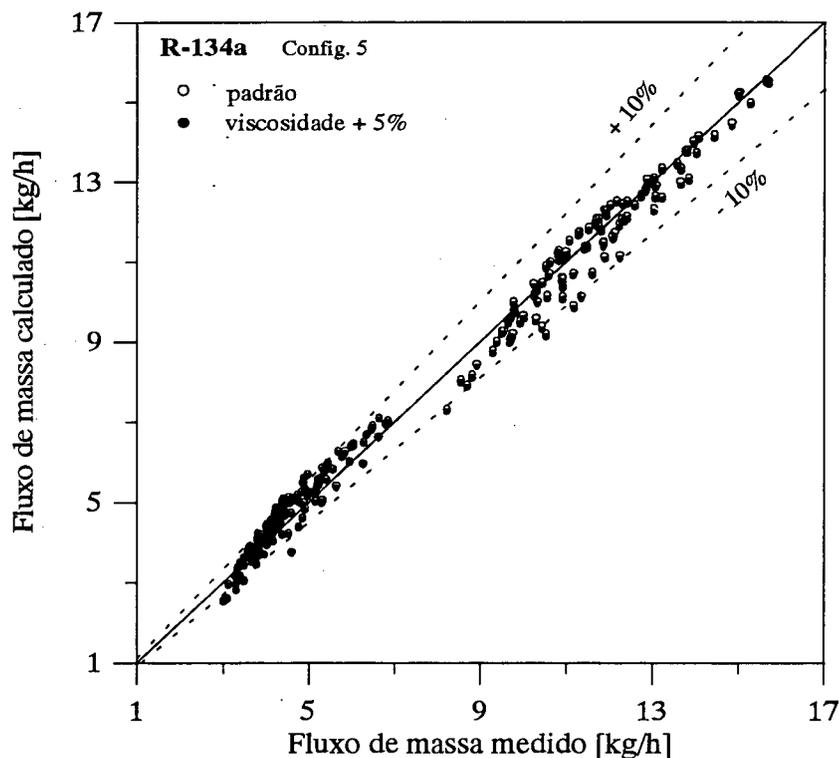


FIGURA 5.16 - Comparação numérico-experimental - configuração 5 - R-134a.

O aumento da viscosidade absoluta provoca um aumento das perdas por atrito e, conseqüentemente, diminui o fluxo de massa calculado. Pode-se observar que este aumento da viscosidade não influenciou de forma significativa os resultados. A maior influência observada foi

para os tubos com diâmetro de 1,05 mm, isto é, para os escoamentos de maior número de Reynolds.

Na Figura 5.17, apresenta-se uma comparação similar à figura anterior, mas aumentando o volume específico do vapor saturado em 3%. Esta é a incerteza máxima estimada para o cálculo desta propriedade.

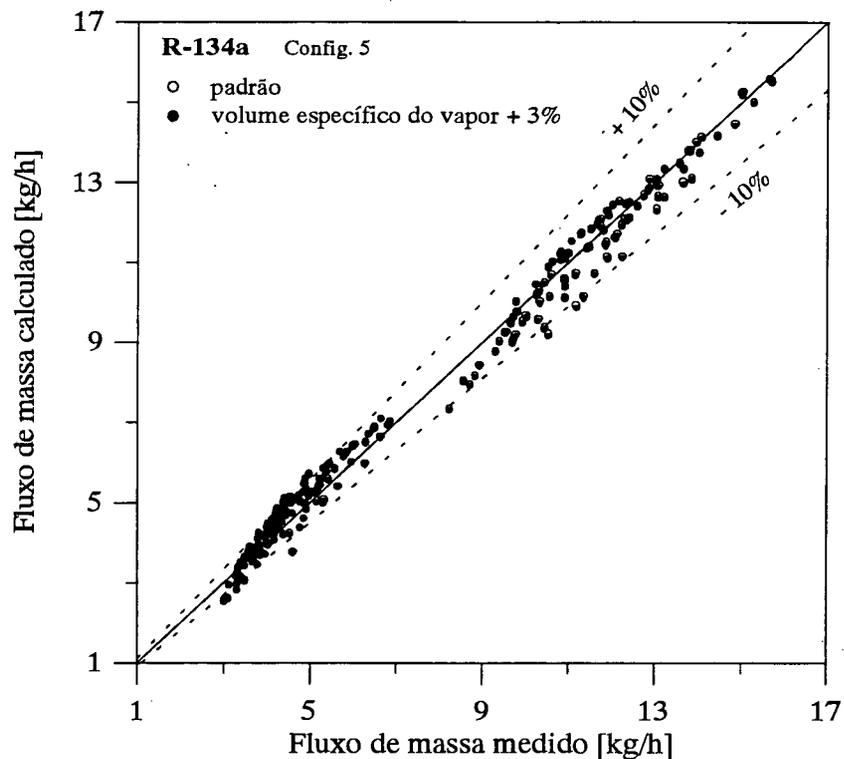


FIGURA 5.17 - Comparação numérico-experimental - configuração 5 - R-134a.

O aumento do volume específico do vapor implica em uma maior queda de pressão no escoamento devido à aceleração do fluido. Pode-se observar que o aumento em questão do volume específico não afetou significativamente os resultados. Da mesma forma que a viscosidade, a influência é maior para os tubos capilares de maior diâmetro.

Na Tabela 5.7, apresentam-se os resultados da comparação numérico-experimental, para a configuração 5 e considerando as duas variações de propriedades apresentadas.

TABELA 5.7 - Comparação numérico-experimental - R-134a.

Configuração	E_1 [%]	E_2 [%]	E_3 [%]	pontos c/ $E_2 < 10\%$
5	1,12	4,95	18,45	87,76 %
viscosidade + 5%	0,26	4,87	19,46	89,39 %
volume específico + 3%	0,71	4,96	19,11	87,76 %

Esta análise permite concluir que as incertezas existentes no processo de cálculo das propriedades não influenciou significativamente os resultados, como se supunha inicialmente. As correlações para os fatores de atrito permanecem então como as principais responsáveis pelas tendências apresentadas pelo modelo.

6 - ANÁLISE NUMÉRICA COMPARATIVA

Uma vez validado, o modelo numérico pode então ser utilizado em análises comparativas. No momento, uma das principais áreas de atuação em refrigeração, é a análise do impacto da substituição do R-12, por fluidos alternativos.

A Figura 6.1 mostra o fluxo de massa através de um tubo de 0,77 mm de diâmetro, nas mesmas condições-padrão, utilizadas no item 3.5, para os refrigerantes: R-12, R-134a e R-600a.

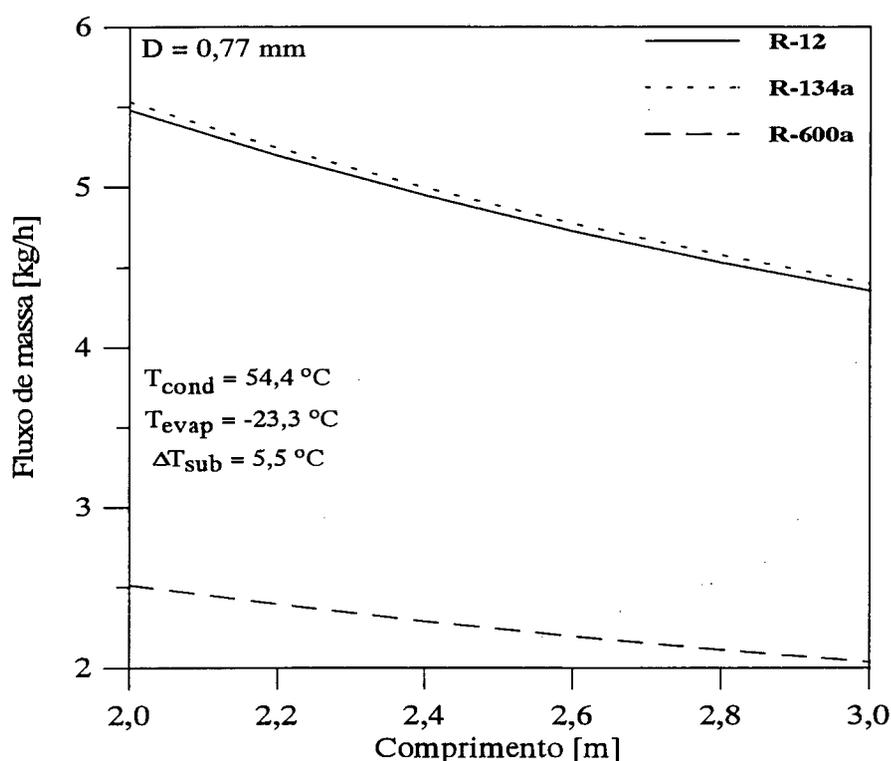


FIGURA 6.1 - Comparação do desempenho do tubo capilar para diferentes refrigerantes.

Como se pode observar, nestas condições, o refrigerante R-134a fornece um fluxo de massa levemente superior (cerca de 1%) ao R-12. Já o R-600a fornece um fluxo de massa 54% menor que o R-12.

A Figura 6.2 mostra o mesmo tipo de comparação, mas para um diâmetro de 1,0 mm. Neste caso, o R-134a fornece um fluxo de massa cerca de 0,8% superior ao R-12. Já o R-600a fornece um fluxo de massa em média 56% menor que o R-12.

As pequenas diferenças observadas, em função do diâmetro interno, levou à construção da Figura 6.3.

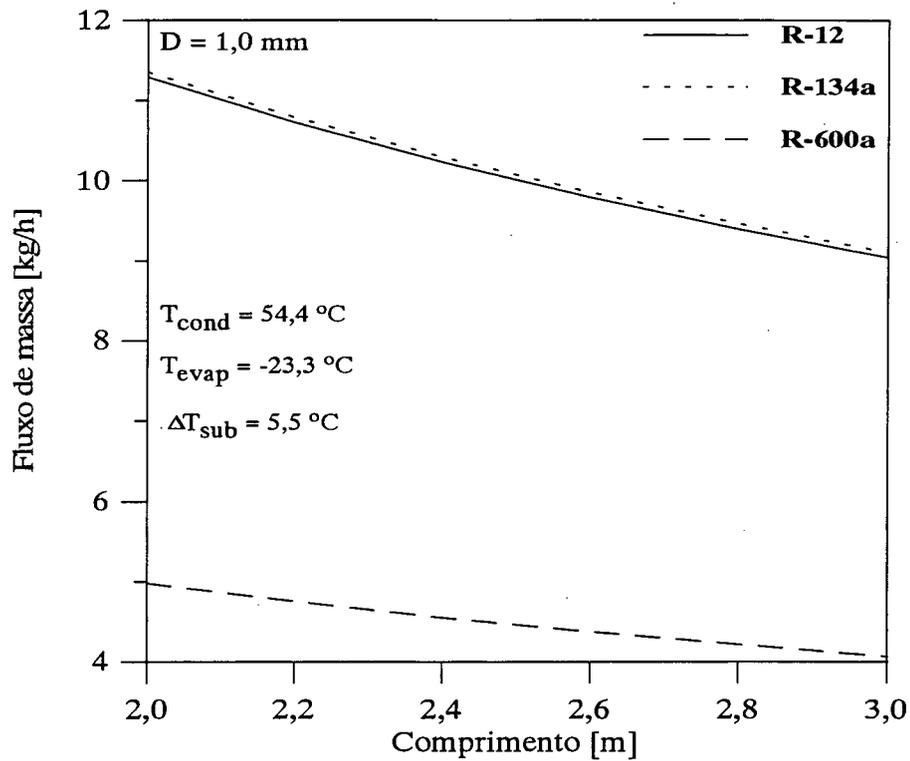


FIGURA 6.2 - Comparação do desempenho do tubo capilar para diferentes refrigerantes.

A Figura 6.3, mostra o fluxo de massa através de um tubo capilar de 3 m de comprimento, em função do diâmetro interno. Pode-se notar que as diferenças entre os fluxos de massa de R-12 e de R-134a se mantêm praticamente constantes, com a variação do diâmetro interno. Por outro lado, a diferença absoluta entre os fluxos de massa de R-600a e R-12 aumenta com o aumento do diâmetro.

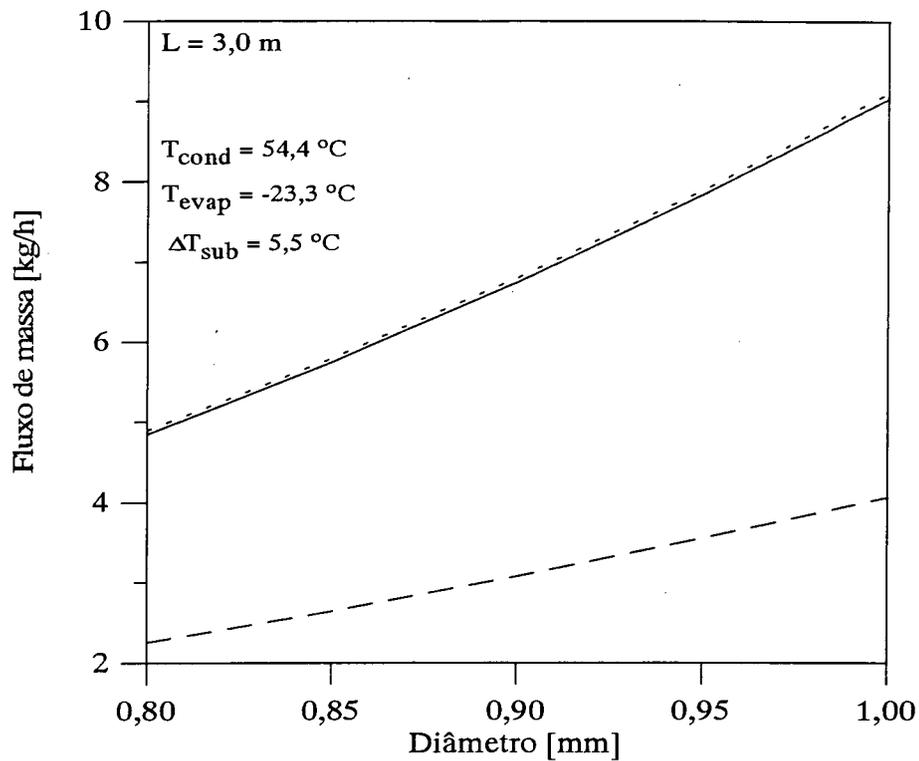


FIGURA 6.3 - Comparação do desempenho do tubo capilar para diferentes refrigerantes.

A Tabela 6.1 mostra uma comparação dos comprimentos de capilar necessários, para uma mesma capacidade de refrigeração (600 Btu/h ou 176 W), considerando 3 diâmetros diferentes. O fluxo de massa necessário, para o R-12, R-134a e R-600a, foi de 6,733, 5,405 e 3,032 kg/h, respectivamente, considerando-se um superaquecimento na saída do evaporador de 3,0 °C.

TABELA 6.1 - Comparação do comprimento do tubo capilar necessário para uma mesma capacidade de refrigeração.

Diâmetro [mm]	Comprimento [m]		
	R-12	R-134a	R-600a
0,8	1,6679	2,5163	1,6779
0,9	3,0008	4,4674	3,0841
1,0	5,0083	7,4003	5,2415

Pode ser observado que o R-134a requer comprimentos em média 49% maiores que o R-12. Isto é claro pois, como ambos fornecem aproximadamente o mesmo fluxo de massa nas

mesmas condições (Figuras 6.1 a 6.3), o capilar para o sistema com R-134a precisa fornecer maior restrição, pois o fluxo de massa necessário é menor.

Pode também ser observado que o R-600a necessita de tubos entre 0,5% e 5% maiores que o R-12, para manter a mesma capacidade. Isto significa que, praticamente, não são necessárias mudanças no tubo capilar, quando se desejar substituir o R-12 pelo R-600a em um sistema de refrigeração.

7 - CONCLUSÕES

O trabalho apresenta um modelo teórico capaz de simular o desempenho de tubos capilares, utilizados como dispositivos de expansão em sistemas de refrigeração. Tal modelo baseia-se em análises e trabalhos experimentais apresentados na literatura.

É necessário confrontar o modelo numérico com dados experimentais, para se avaliar o seu grau de confiabilidade. Para tanto, analisou-se os dados experimentais existentes na literatura e comprovou-se que estes eram incompletos e/ou não confiáveis. Identificou-se assim a necessidade de se gerar dados experimentais confiáveis acerca do assunto.

Um trabalho experimental foi então desenvolvido, onde gerou-se um banco de dados englobando 6 diferentes geometrias de tubos capilares, operando com 3 diferentes refrigerantes em uma ampla faixa de condições de operação.

Da confrontação desse banco de dados experimentais com o modelo teórico, concluiu-se que:

(a) o modelo numérico, apesar de simplificado, apresenta uma concordância muito boa com os dados experimentais obtidos, e apresenta um tempo computacional relativamente baixo. De fato, a maioria dos modelos numéricos existentes envolvem a solução de um sistema de equações diferenciais (Mezavila, 1994; Dirik et al., 1994; Wong et al., 1994), que consomem muito mais tempo computacional que o presente modelo. Obviamente, esses modelos permitem registrar, passo a passo, a evolução do escoamento no interior do tubo, coisa que o presente modelo não permite. No entanto, considerando-o como uma ferramenta de projeto, para a seleção de um tubo capilar, ou como uma rotina em programas de simulação global de sistemas térmicos, a vantagem do menor tempo computacional é incontestável, inclusive viabilizando a sua implementação em microcomputadores.

(b) as correlações para o fator de atrito bifásico, existentes na literatura, não são capazes de reproduzir satisfatoriamente os dados experimentais. As correlações selecionadas durante o processo de validação numérica, como sendo as que melhor representam o escoamento, são válidas apenas para a faixa de condições de operação e geometrias utilizadas no presente trabalho experimental.

(c) a não medição dos perfis de pressão e temperatura ao longo dos tubos impossibilitou a avaliação do fenômeno da metaestabilidade. Porém, a dispersão apresentada pelos resultados experimentais é um indício forte da ocorrência deste fenômeno. Os modelos de predição da

metaestabilidade mostraram-se também inadequados e insuficientes para prever tal dispersão. A conclusão do autor é que este fenômeno é fortemente aleatório, sendo sua modelagem extremamente difícil. Além disso, é sentimento do autor que o ganho em precisão no modelo não seria tão significativo.

(d) a utilização de modelos numéricos mais sofisticados, englobando a bi ou tridimensionalidade, fases separadas para o escoamento bifásico, etc., não são justificáveis, em primeiro lugar devido à já citada aleatoriedade do fenômeno da metaestabilidade. Em segundo lugar, a característica intrinsecamente empírica do estudo do escoamento bifásico limita a precisão de quaisquer modelos às incertezas experimentais. Quanto mais detalhado o modelo numérico, mais correlações empíricas são necessárias, e estas dependem da realização de experimentos sofisticados. Por si só, as incertezas atualmente existentes no cálculo das propriedades termodinâmicas e termofísicas dos refrigerantes desqualificam quaisquer melhoramentos que poderiam ser conseguidos com modelos mais refinados.

Por isso, dentro do que se propôs, ou seja, um modelo numérico voltado para a seleção de tubos capilares ou para a simulação de sistemas, o presente modelo apresenta-se como o de melhor relação custo-resultado. Além disso, pelo menos dentro do conhecimento do autor, este é o único modelo teórico que abrange o refrigerante R-600a, que tem-se mostrado um potencial substituto dos CFCs.

Em vista das conclusões enumeradas, apresentam-se, a seguir, sugestões para trabalhos futuros.

(1) ampliação do atual banco de dados experimentais adiabáticos, no sentido de abranger outras faixas de comprimento, diâmetro interno e rugosidade, outras condições de operação, incluído condições de entrada com título diferente de zero. Isto permitirá não só uma compreensão mais ampla do fenômeno, como tornará o atual modelo teórico mais abrangente.

(2) medir as distribuições de temperatura e/ou pressão ao longo do tubo capilar, com o mesmo rigor metrológico adotado no presente trabalho.

(3) desenvolver novas correlações para o fator de atrito, tanto na região líquida quanto na região bifásica, a partir dos perfis obtidos no item (2).

(4) desenvolvimento de um modelo, envolvendo a solução passo a passo do escoamento, com o emprego de um sistema de equações diferenciais. Isto seria interessante para analisar

detalhadamente o escoamento, principalmente quando dados experimentais de distribuição de temperatura e pressão estiverem disponíveis.

(5) estudar, com maior profundidade, o fenômeno da metaestabilidade. Para tanto, são imprescindíveis as medições de temperatura e pressão ao longo dos tubos. No entanto, medições de pressão sem dúvida alteram o padrão de escoamento. Uma possibilidade poderia ser a utilização de tubos de vidro ou de outro material transparente, com a rugosidade superficial das paredes internas do tubo artificialmente alteradas para a faixa normalmente encontrada em tubos capilares de cobre. Outra possibilidade seria a medição apenas das distribuições de temperatura, comparando-as com o comprimento líquido previsto teoricamente.

(6) avaliar, mais precisamente, as propriedades termodinâmicas e termofísicas dos refrigerantes. Incertezas de até 5% no cálculo das viscosidades introduzem uma incerteza adicional no modelo numérico.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

AMERICAN SOCIETY FOR TESTING AND MATERIALS. **Hard-drawn Copper Capillary Tube for Restrictor Applications**, ANSI/ASTM B360-88, 1988.

AMERICAN SOCIETY OF HEATING, REFRIGERATING AND AIR-CONDITIONING ENGINEERS. **ASHRAE Guide and Data Book**. Atlanta : American Society of Heating, Refrigerating and Air-Conditioning Engineers, 1972. Chapter 20.

AMERICAN SOCIETY OF HEATING, REFRIGERATING AND AIR-CONDITIONING ENGINEERS. **Capillary Tubes Method of Testing Flow Capacity of Refrigerant** , ANSI/ASHRAE 28-1988.

AMERICAN SOCIETY OF HEATING, REFRIGERATING AND AIR-CONDITIONING ENGINEERS. **Number Designation and Safety Classification of Refrigerants**, ANSI/ASHRAE 34-1992.

AMERICAN SOCIETY OF HEATING, REFRIGERATING AND AIR-CONDITIONING ENGINEERS. **1993 ASHRAE Fundamentals Handbook (SI)**. Atlanta : American Society of Heating, Refrigerating and Air-Conditioning Engineers Inc., 1993. Chapter 17.

AMERICAN SOCIETY OF HEATING, REFRIGERATING AND AIR-CONDITIONING ENGINEERS. **1994 ASHRAE Refrigeration Handbook (SI)**. Atlanta : American Society of Heating, Refrigerating and Air-Conditioning Engineers Inc., 1994. Chapter 44, p. 44.21-44.30.

BOLSTAD, M. M.; JORDAN, R. C. Theory and Use of the Capillary Tube Expansion Device. **Refrigerating Engineering**, [S.I.], v. 56, n. 12, p. 519-523 e 552, Dec. 1948.

____; _____. Theory and Use of the Capillary Tube Expansion Device : Part II, Nonadiabatic Flow. **Refrigerating Engineering**, [S.I.], v. 57, n. 6, p. 577-583, June 1949.

BRITISH STANDARDS INSTITUTION. **Assessment of Surface Texture. Part 1 : Methods and Instrumentation**. BS 1134 : Part 1, 1988.

CAREY, V. P. **Liquid-Vapor Phase-Change Phenomena**. [United States] : Hemisphere, 1992.

- CARNAHAN, B.; LUTHER, H. A.; WILKES, J. O. **Applied Numerical Methods**. New York : John Wiley & Sons, 1969.
- CICCHITTI, A.; LOMBARDI, C.; SILVESTRI, M.; SOLDAINI, G.; ZAVALLUILLI, R. Two-Phase Cooling Experiments - pressure drop, heat transfer and burnout measurements. **Energia Nucl.**, Milano, v. 7, p. 407-425, 1960.
- CHEN, Z. H.; LI, R.Y.; LIN, S.; CHEN, Z. Y. A Correlation for Metastable Flow of Refrigerant 12 Through Capillary Tubes. **ASHRAE Transactions**, Atlanta, v. 96, Part I, p. 550-554, 1990.
- CHURCHILL, S. W. Friction-Factor Equation Spans all Fluid-Flow Regimes. **Chemical Engineering**, [S.l.], v. 84, p. 91-92, Nov. 1977.
- COLEBROOK, C. F. Turbulent Flow in Pipes, with Particular Reference to the Transition Region between the Smooth and Rough Pipe Laws. **J. Inst. Civil Engineers**, London, v. 11, p. 133-156, 1938-1939.
- COLLIER, J. G. **Convective Boiling and Condensation**. 2. ed. New York : McGraw-Hill, 1981.
- COOPER, L.; CHU, C. K.; BRISKEN, W. R. Simple Selection Method for Capillaries Derived from Physical Flow Conditions. **Refrigerating Engineering**, [S.l.], v. 65, n. 7, p. 37-41, 88, 92-104, 107, July 1957.
- DIRIK, E.; INAN, C.; TANES, M. Y. Numerical and Experimental Studies On Adiabatic and Nonadiabatic Capillary Tubes. In: 1994 INTERNATIONAL REFRIGERATION CONFERENCE AT PURDUE (July 19-22, 1994 : West Lafayette, Indiana, USA). **Proceedings**. West Lafayette : Purdue University, 1994. p. 365-370.
- DOEHLINGER, M. The Success of Hydrocarbons in Domestic Refrigeration: Energy Efficiency and Environmentally Friendly. In: REFRIGERATION AND AIR CONDITIONING TECHNOLOGY WORKSHOP (June 1993 : Breckenridge, USA). Resumo do Evento. [S.l. : s.n.], 1991.
- DOSSAT, R. J. **Princípios de Refrigeração**. São Paulo : Hemus, [198-].

- DUKLER, A. E.; WICKS, M.; CLEVELAND, R. G. Frictional Pressure Drop in Two-Phase Flow: Parts A and B. **AICHE Journal**, [S.l.], p. 38 e 44, Jan. 1964.
- EMBRACO - EMPRESA BRASILEIRA DE COMPRESSORES S/A. **Technical Information: Hydrocarbon Refrigerants as Substitutes to R-12**. Joinville, Oct. 1993.
- EMBRACO - EMPRESA BRASILEIRA DE COMPRESSORES S/A. **Relatório Interno: Utilização do R134a em Sistemas Herméticos de Refrigeração LBP**. Joinville, [199-].
- ERTH, R. A. **Two-Phase Flow in Refrigeration Capillary Tubes : Analysis and Prediction**. West Lafayette, 1970. Ph. D. Thesis - Purdue University.
- FISHER, S. K.; FAIRCHILD, P. D.; HUGHES, P. J. Global Warming Implications of Replacing CFCs. **ASHRAE Journal**, New York, p. 14-19, Apr. 1992.
- FOX, R. W.; MCDONALD, A. T. **Introdução à Mecânica dos Fluidos**. 2.ed. Rio de Janeiro: Guanabara Dois, 1981.
- GALLAGHER, J.; McLINDEN, M.; MORRISON, G.; HUBER, M. **NIST Thermodynamic Properties of Refrigerants and Refrigerant Mixtures-Version 4**. Gaithersburg : U.S. Department of Commerce, National Institute of Standards and Technology, Nov. 1993.
- 12th GERMAN BUNDESTAG'S ENQUETE COMISSION "PROTECTING THE EARTH'S ATMOSPHERE". **Climate Change - A Threat to Global Development**. Bonn : Economica Verlag; Karlsruhe : Müller, 1992.
- GOLDSTEIN, S. D. A Computer Simulation Method for Describing Two-Phase Flashing Flow in Small Diameter Tubes. **ASHRAE Transactions**, Atlanta, v. 87, Part 2, p. 51-60, 1981.
- GONÇALVES, J. M. **Análise Experimental do Escoamento de Fluidos Refrigerantes em Tubos Capilares**. Florianópolis, 1994. Dissertação (Mestrado em Engenharia) - Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina.
- GOSNEY, W. B. **Principles of Refrigeration**. Cambrige, U.K. : Cambridge University Press, 1982.
- HOPKINS, N. E. Rating the Restrictor Tube. **Refrigerating Engineering**, [S.l.], v. 58, n. 11, p. 1087-1095, Nov. 1950.

- INCROPERA, F. P.; DeWITT, D. P. **Fundamentals of Heat Transfer**. [S.l.] : John Wiley & Sons, 1981.
- IPCC - INTERGOVERNMENTAL PANEL ON CLIMATE CHANGE. WORLD METEOROLOGICAL ORGANIZATION / UNITED NATIONS ENVIRONMENT PROGRAMME. **Climate Change: The IPCC Scientific Assessment**. Cambridge, U.K. : Cambridge University Press, 1990.
- JOHN, J. E. A. **Gas Dynamics**. 2. ed. Boston : Allyn and Bacon, 1984.
- KAKAÇ, S.; SHAH, R. K.; AUNG, W. (Ed.). **Handbook of Single-Phase Convective Heat Transfer**. [New York] : John Wiley & Sons, 1987.
- KIM, R. H. Computer-Aided Design of a Capillary Tube for the Expansion Valve of the Refrigeration Machine. **ASHRAE Transactions**, Atlanta, v. 93, Part 2 (preprint), 1987.
- KOIZUMI, H.; YOKOYAMA, K. Characteristics of Refrigerant Flow in a Capillary Tube. **ASHRAE Transactions**, Atlanta, v. 86, Part 2, p. 19-27, 1980.
- KUEHL, S. J.; GOLDSCHMIDT, V. W. Steady Flows of R-22 Through Capillary Tubes: Test Data. **ASHRAE Transactions**, Atlanta, v. 96, Part 1, p. 719-728, 1990.
- _____; _____. Modelling of Steady Flows of R-22 Through Capillary Tubes. **ASHRAE Transactions**, Atlanta, v. 97, Part 1, p. 139-148, 1991.
- KUIJPERS, L. J. M.; JANSSEN, M. J. P. Influence of Thermal Non-Equilibrium on Capillary Tube Mass Flow. In: INTERNATIONAL CONGRESS OF REFRIGERATION (16. : 1983 : Paris). **Proceedings**. Paris : [s.n.], 1983. v.II, p. 689-698.
- LATHROP, H. F. Application and Characteristics of Capillary Tubes. **Refrigerating Engineering**, [S.l.], v. 56, n. 2, p. 129-133, Aug. 1948.
- LI, R. Y.; LIN, S.; CHEN, Z. H. Numerical Modelling of Thermodynamic Non-Equilibrium Flow of Refrigerant Through Capillary Tubes. **ASHRAE Transactions**, Atlanta, v. 96, Part 1, p. 542-549, 1990.

- _____;_____;_____; CHEN, Z. Y. Metastable Flow of R-12 Through Capillary Tubes. **International Journal of Refrigeration**, [S.l.], v. 13, p. 181-186, 1990.
- LIN, S.; KWOK, C. C. K.; LI, R. Y.; CHEN, Z. H.; CHEN, Z. Y. Local Frictional Pressure Drop During Vaporization of R-12 Through Capillary Tubes. **International Journal of Multiphase Flow**, Oxford, v. 17, n. 1, p. 95-102, 1991.
- LORENTZEN, G. Revival of Carbon Dioxide as a Refrigerant. In: REFRIGERANTS BEYOND THE CRISIS: PRACTICAL SOLUTIONS (Nov. 4th, 1993 : London). Resumo da Conferência. London : The Society of Environmental Engineers, 1993.
- MACZEK, K.; KROLICKI, Z.; SOCHANECKA, E. Model of Throttling Capillary Tube with Metastable Process. In: INTERNATIONAL CONGRESS OF REFRIGERATION (16. : 1983 : Paris). **Proceedings**. Paris : [s.n.], 1983. v. II, p. 154-161.
- MADURO, R. A.; SCHAUERHAMMER, R. **The Holes in the Ozone Scare: The Scientific Evidence That The Sky Isn't Falling**. Washington D.C. : 21st Century Science Associates, 1992.
- MARCY, G. P. Pressure Drop with Change of Phase in a Capillary Tube. **Refrigerating Engineering**, [S.l.], v. 57, n. 1, p. 53-57 e p. 86-88, Jan. 1949.
- MARTINELLI, R. C.; NELSON, D. B. Prediction of Pressure Drop During Forced Circulation Boiling of Water. **Transactions of the ASME**, [S.l.], v. 70, p. 675-702, 1948.
- MCADAMS, W. H.; WOODS, W. K.; HEROMAN, L. C. Vaporization Inside Horizontal tubes, II. Benzene-oil Mixture. **Transactions of the ASME**, [S.l.], v. 64, p. 193, 1942.
- MELO, C.; NEGRÃO, C. O. R. Simulação Numérica de Tubos Capilares utilizados como Dispositivo de Expansão em Sistemas de Refrigeração. In: 2º ENCONTRO NACIONAL DE CIÊNCIAS TÉRMICAS (6 a 8 de Dezembro de 1988 : Águas de Lindóia, SP). **Anais**. [S.l.] : ABCM, 1988. p.221-224.
- MELO, C.; FERREIRA, R. T. S.; WOLFF, I. **Tubos Capilares**. Florianópolis, Setembro de 1991. 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.

- MELO, C. **Modelação de Tubos Capilares: Uma Análise Crítica**. Florianópolis, Março de 1992. Monografia - Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina.
- MELO, C.; FERREIRA, R. T. S.; PEREIRA, R. H. Modelling Adiabatic Capillary Tubes: a Critical Analysis. In: 1992 INTERNATIONAL REFRIGERATION CONFERENCE - ENERGY, EFFICIENCY AND NEW REFRIGERANTS (July 14-17, 1992 : West Lafayette, Indiana, USA). **Proceedings**. West Lafayette : Purdue University, 1992. v. I, p. 113-122.
- MELO, C.; FERREIRA, R. T. S.; BOABAI NETO, C.; GONÇALVES, J. M.; WOLFF, I.; KNIES, M. **Análise do Desempenho de Tubos Capilares - Parte I**. Florianópolis, Dezembro de 1993. 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.
- MEZAVILA, M. M. **Análise do Desempenho de Trocadores de Calor Tubo Capilar - Linha de Sucção**. Florianópolis, [1995?]. Dissertação (Mestrado em Engenharia) - Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina.
- MIKOL, E. P.; DUDLEY, J. C. A Visual and Photographic Study of the Inception of Vaporization in Adiabatic Flow. **Journal of Basic Engineering**, [S.l.], p. 257-264, June 1964.
- MOODY, L. F. Friction Factors for Pipe Flows. **Transactions of the ASME**, [S.l.], v. 66, n. 8, p. 671-684, Nov. 1944.
- MOLINA, M. J.; ROWLAND, F. S. Stratospheric Sink for Chlorofluoromethanes: Chlorine Atom Catalyzed Destruction of Ozone. **Nature**, [S.l.], v. 249, p. 810-812, 1974.
- NIAZ, R. H.; DAVIS, G. V. Adiabatic Two-Phase Flow In a Capillary Tube. In: CONCURRENT GAS-LIQUID FLOW - SYMPOSIUM SERIES OF THE CANADIAN SOCIETY OF CHEMICAL ENGINEERS (1968 : University of Waterloo, Canada). **Proceedings**. [S.l.] : Plenum Press, 1969. v. 1, p. 259-269.
- NOWOTNY, S., MAYER, M. D. A. Alternative Refrigerants for Use in Domestic Refrigeration - A Case Study. In: REFRIGERANTS BEYOND THE CRISIS: PRACTICAL SOLUTIONS (Nov. 4th, 1993 : London). Resumo da Conferência. London : The Society of Environmental Engineers, 1993.

- PROSEK, J. R. A Practical Method of Selecting Capillary Tubes. **Refrigerating Engineering**, [S.l.], v. 61, n. 6, p. 644-647, June 1953.
- ROWLAND, F. S. The CFC Controversy: Issues and Answers. **ASHRAE Journal**, New York, p. 20-27, Dec. 1992.
- SAMI, S. M.; DUONG, T. An Improved Model for Predicting Refrigerant Flow Characteristics in Capillary Tubes. **ASHRAE Transactions**, Atlanta, v. 93, Part 2 (preprint), 1987.
- SCHULZ, U. W. State of the Art: The Capillary Tube for, and in, Vapor Compression Systems. **ASHRAE Transactions**, Atlanta, v. 91, Part 1A, p. 92-105, 1985.
- SCOTT, T. C. **Flashing Refrigerant Flow in Small Bore Tubes**. Michigan, 1976. Ph. D. Thesis - University of Michigan.
- STAEBLER, L. A. Theory and Use of A Capillary Tube for Liquid Refrigerant Control. **Refrigerating Engineering**, [S.l.], v. 55, n. 1, p. 55-59 e 102-105, Jan. 1948.
- STOECKER, W. F.; JONES, J. P. **Refrigeração e Ar Condicionado**. São Paulo : McGraw-Hill, 1985.
- STOLARKI, R. S. The Antarctic Ozone Hole. **Scientific American**, [S.l.], v. 258, n. 1, p. 20-26, Jan. 1988.
- SWAMEE, P. K.; JAIN, A. K. Explicit Equations for Pipe-Flow Problems, **J. Hydr. Div., Proc. ASCE**, [S.l.], p. 657-664, May 1976.
- SWART, R. H. Capillary Tube Heat Exchangers. **Refrigerating Engineering**, [S.l.], v. 54, n. 9, p. 221-224 e 248-249, Sept. 1946.
- SWEEDYK, J. M. Capillary Tubes - Their Standardization and Use. **ASHRAE Transactions**, Atlanta, v. 87, Part I, p. 1069-1076, 1981.
- TAYLOR, J. R. **An Introduction to Error Analysis**. [S.l.] : University Science Books, 1982.
- TONG, L. S. **Boiling Heat Transfer and Two-Phase Flow**. New York : John Wiley & Sons, 1965.

- UNGAR, E. W.; STEIN, R. A.; BOYD, R. S.; BECK, W. D. **Analysis of the Potentialities of Using Analog Computers in the Development of Residential Refrigeration (Phase I) - Report to Whirpool Corporation.** Ohio : Battelle Memorial Institute, 1960.
- WALLIS, G. B. **One-Dimensional Two-Phase Flow.** [S.l.] : McGraw-Hill, 1969.
- WHITESEL, H. A. Capillary Two-Phase Flow. **Refrigerating Engineering**, [S.l.], v. 65, n. 4, p. 42-44 e p. 98-99, Apr. 1957a.
- _____. Capillary Two-Phase Flow, Part II. **Refrigerating Engineering**, [S.l.], v. 65, n. 9, pp. 35-40, Sept. 1957b.
- WIJAYA, H. An Experimental Evaluation of Adiabatic Capillary Tube Performance for HFC-134a and CFC-12. In: INTERNATIONAL CFC AND HALON ALTERNATIVES CONFERENCE (December 3-5, 1991 : Baltimore, Maryland, USA). **Proceedings.** [S.l. : s.n.], 1991. p.474-483.
- WONG, T. N.; OOI, K. T.; KHOO, C. T. A Study On Capillary Flow. In: 1994 INTERNATIONAL REFRIGERATION CONFERENCE AT PURDUE (July 19-22, 1994 : West Lafayette, Indiana, USA). **Proceedings.** West Lafayette : Purdue University, 1994. p. 371-376.

APÊNDICE I

FLUXOGRAMAS DOS PROCEDIMENTOS COMPUTACIONAIS DO MODELO TEÓRICO

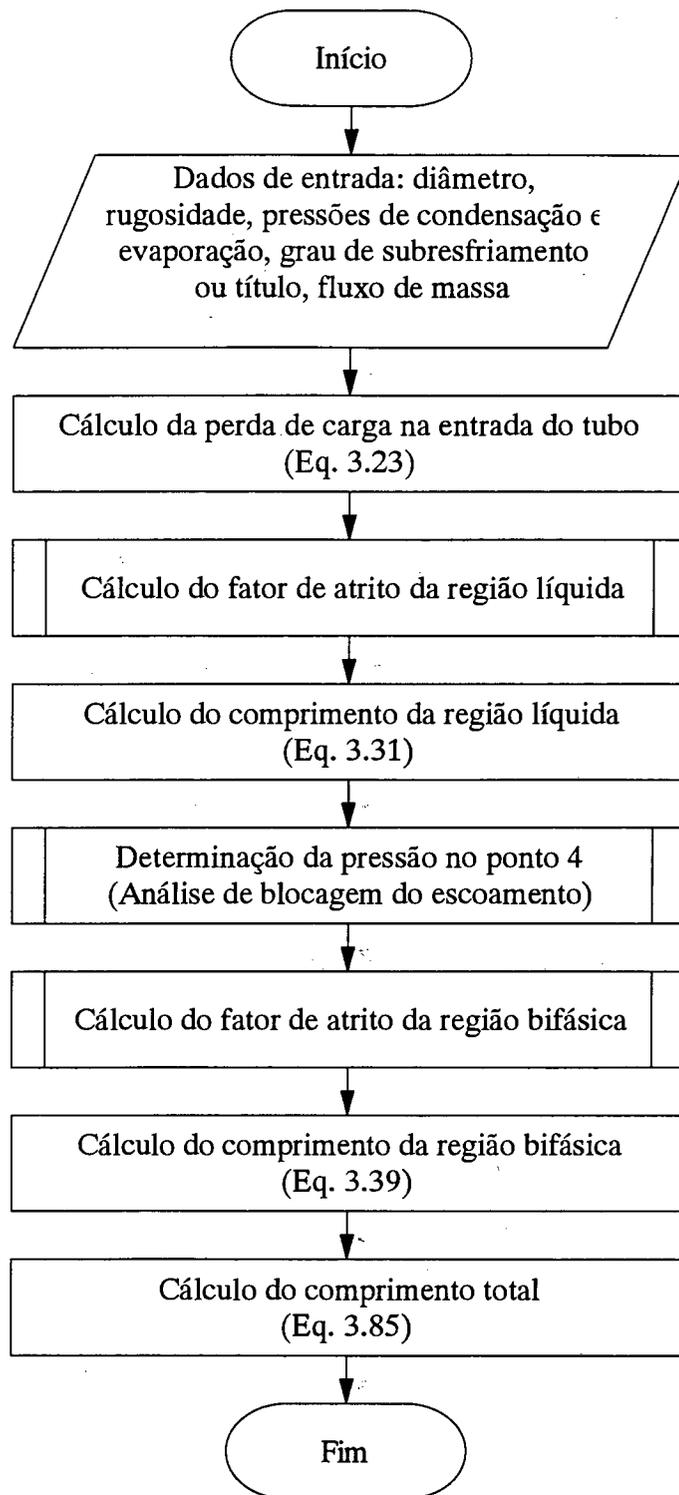


Figura A.1 - Fluxograma do procedimento computacional para obtenção do comprimento

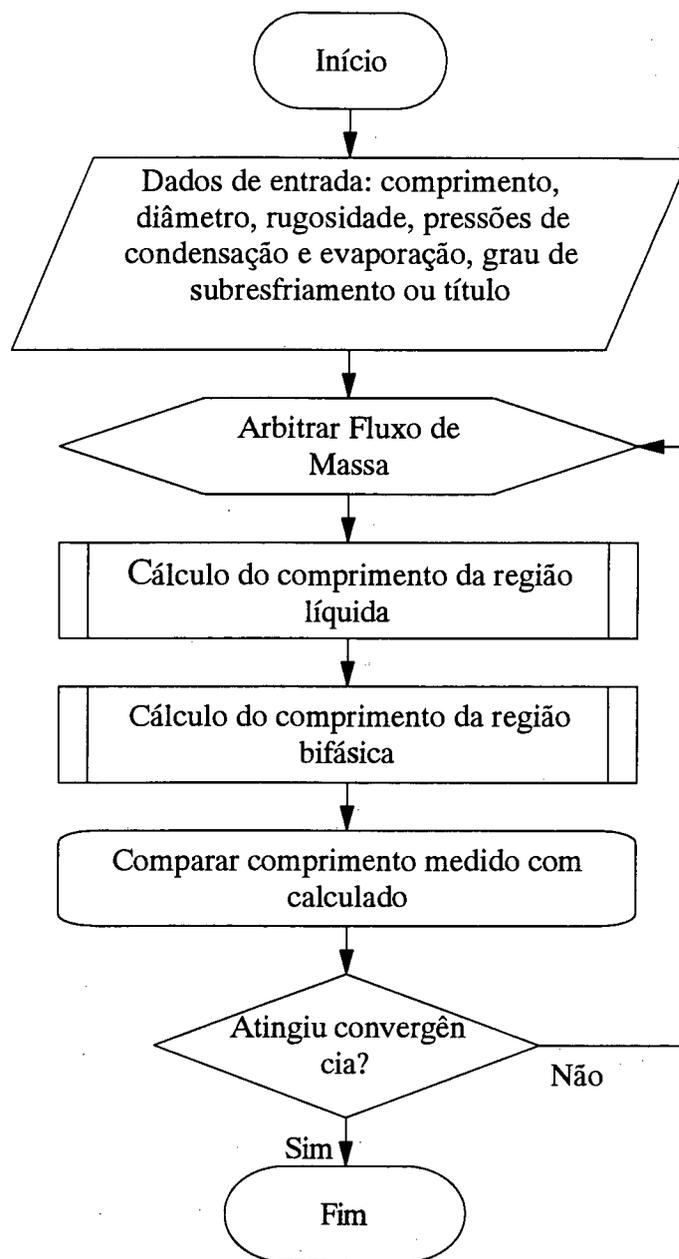


Figura A.2 - Fluxograma do procedimento computacional para obtenção do fluxo de massa

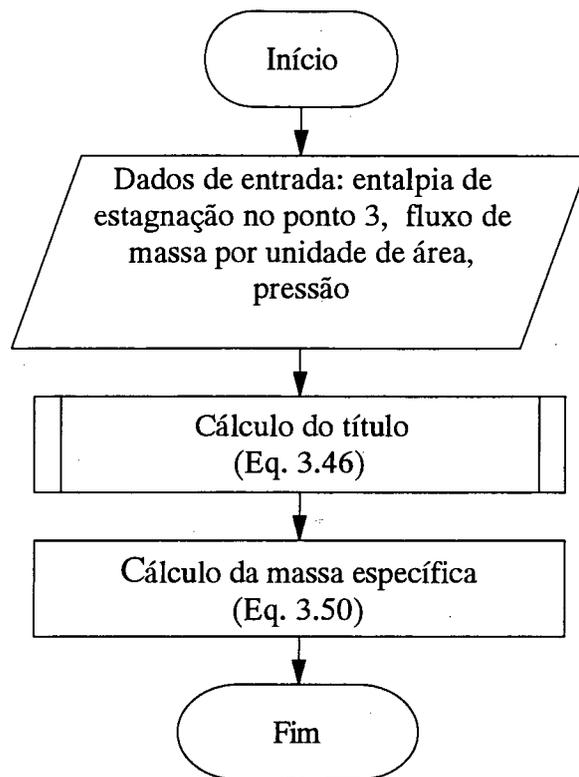


Figura A.3 - Fluxograma do procedimento computacional para obtenção da massa específica na região bifásica

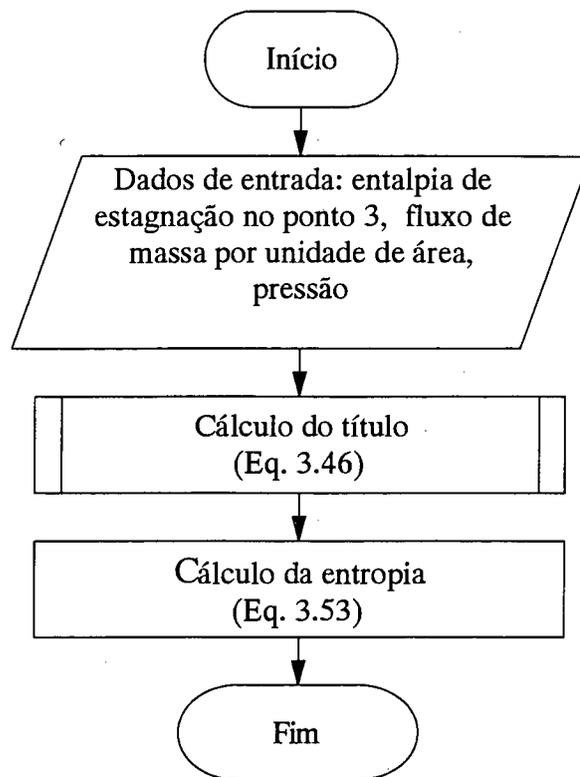


Figura A.4 - Fluxograma do procedimento computacional para obtenção da entropia na região bifásica

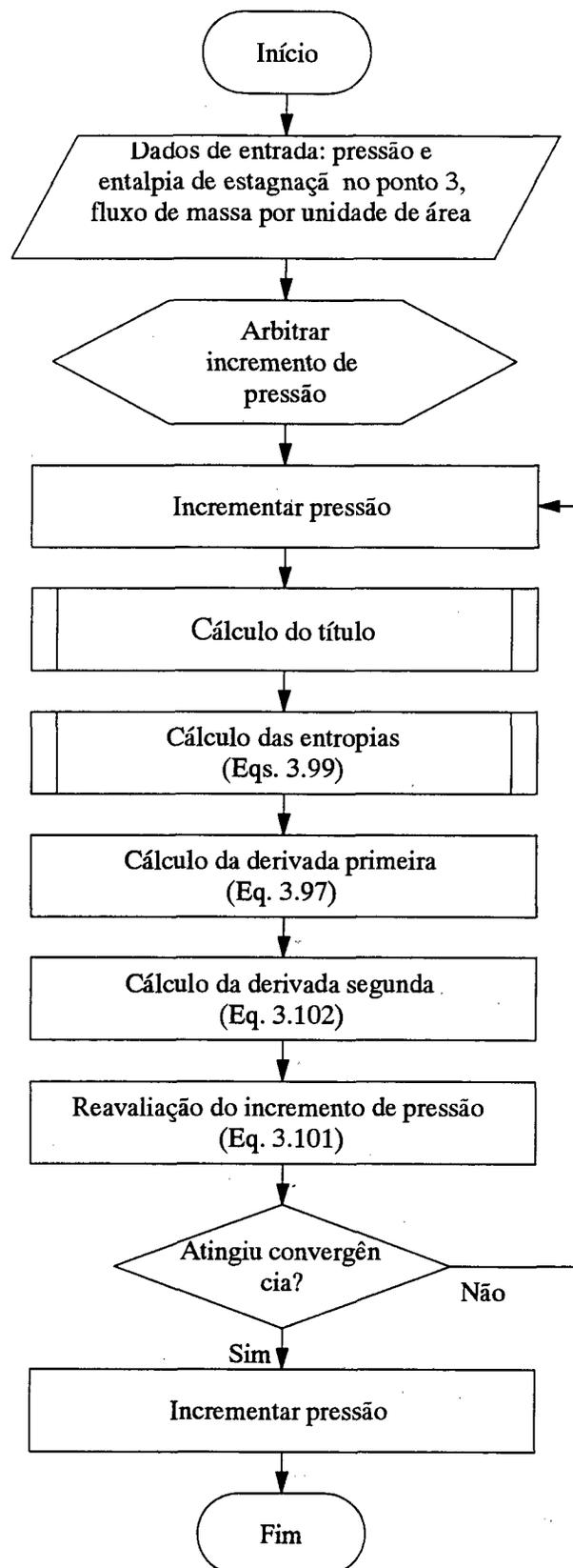


Figura A.5 - Fluxograma do procedimento computacional para obtenção da pressão crítica

APÊNDICE II

TRABALHO EXPERIMENTAL - INCERTEZAS DE MEDIÇÃO

Tabela A.I - Valores típicos de incerteza de medição

Variável	Unidade	Valor Mínimo	Incerteza	Incerteza Máxima [%]
Comprimento	[m]	2,0	0,002	0,1
Diâmetro	[mm]	0,77	0,02	2,6
Rugosidade	[μm]	0,59	0,01	1,7
Pressão Absoluta	[bar]	7,0	0,02	0,3
Temperatura Absoluta	[K]	270,0	0,2	0,07
Fluxo de massa	[kg/h]	3,0	0,03	1,0