

**UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA  
MECÂNICA**

Gil Goss Júnior

**TRANSFERÊNCIA DE CALOR E QUEDA DE PRESSÃO  
DURANTE A CONDENSAÇÃO CONVECTIVA DO  
R-134a EM MICROCANAIS PARALELOS**

Florianópolis(SC)

2011



Gil Goss Júnior

**TRANSFERÊNCIA DE CALOR E QUEDA DE PRESSÃO  
DURANTE A CONDENSAÇÃO CONVECTIVA DO  
R-134a EM MICROCANAIS PARALELOS**

Dissertação submetida ao Programa  
de Pós-graduação em Engenharia Me-  
cânica para a obtenção do Grau de  
Mestre em Engenharia.

Orientador: Prof. Júlio César Passos,  
Dr.

Florianópolis(SC)

2011

Catálogo na fonte elaborada pela biblioteca da  
Universidade Federal de Santa Catarina

A ficha catalográfica é confeccionada pela Biblioteca Central.

Tamanho: 7cm x 12 cm

Fonte: Times New Roman 9,5

Maiores informações em:

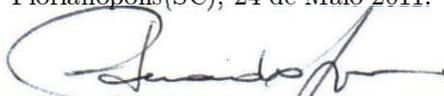
<http://www.bu.ufsc.br/design/Catalogacao.html>

Gil Goss Júnior

**TRANSFERÊNCIA DE CALOR E QUEDA DE PRESSÃO  
DURANTE A CONDENSAÇÃO CONVECTIVA DO  
R-134a EM MICROCANAIS PARALELOS**

Esta Dissertação foi julgada aprovada para a obtenção do Título de “Mestre em Engenharia”, e aprovada em sua forma final pelo Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica.

Florianópolis(SC), 24 de Maio 2011.



---

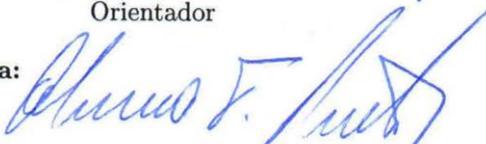
Prof. Eduardo Alberto Fancello, D.Sc  
Coordenador



---

Prof. Júlio César Passos, Dr.  
Orientador

**Banca Examinadora:**



---

Prof. Álvaro Toubes Prata, Ph.D.  
Presidente



---

Prof. Antônio Carlos Bannwart, Dr.





---

Eng. Luciana Wasnievski da Silva, Ph.D.



---

Eng. Rafaela Frota Reinaldo, Dr.



Dedico esse trabalho à toda minha família, pelo apoio e carinho e à vovó Celina, cujos ensinamentos jamais serão esquecidos.



## AGRADECIMENTOS

Venho, por meio desse espaço, expressar minha enorme gratidão a todos que, contribuindo direta ou indiretamente, tornaram possível a realização desse trabalho.

Agradeço ao meu orientador, professor Júlio César Passos, por ter acreditado e confiado em meu trabalho, e por ter sido, também, um grande motivador, desde a minha graduação.

Ao CNPq, a CAPES, à UFSC, ao POSMEC e ao LEPTEN/Boiling por terem proporcionado condições financeira e estrutural necessárias para que eu desenvolvesse esse trabalho de pesquisa.

A todos os colegas de trabalho do grupo Boiling, em especial a Isac, Tefo e Dudinho, que trabalharam diretamente com esse projeto e contribuíram muito para a montagem da bancada experimental e realização dos testes.

Aos colegas de mestrado Augusto, Borin, Joel, Paulo e Moser pelas intermináveis noites de estudo e discussão que contribuíram não somente para a minha formação intelectual, mas também, pessoal. E as redes de *fast foods* que permitiram tantas horas ininterruptas de estudos no POLO.

A todos os amigos que sempre estiveram do meu lado em todos os momentos. Em especial ao Amaury, certamente um amigo para a vida toda.

A meu pai Gil, por ter me dado, não somente seu nome, mas também, toda a atenção que um filho necessita.

A minha mãe Selene, que foi, além de uma grande educadora, uma formadora de caráter.

A minha irmã Marina, que sempre esteve ao meu lado para ouvir todos os meus problemas e tentar resolvê-los, mesmo quando estes não podiam ser resolvidos.

Ao tio Djalminha, tia Eneida e Fernanda, por me acolherem em tantos fins de semana e terem feito papéis de pai, mãe e irmã, quando eles não estavam presentes.

A minha linda, carinhosa e compreensiva namorada Fernanda, que sempre confiou no meu potencial e esteve comigo quando eu mais precisei.

Agradeço também à todos que fizeram e fazem parte da minha vida.

*Os que se encantam com a prática sem a ciência são como os timoneiros que entram no navio sem timão nem bússola, nunca tendo certeza do seu destino.*

Leonardo da Vinci



## RESUMO

Condensadores constituídos de microcanais são considerados uma boa solução tecnológica em resposta à crescente demanda por sistemas compactos, que garantam a redução de custos de materiais e o uso de menor quantidade de fluidos refrigerantes. O presente trabalho tem como objetivo estudar o comportamento termo-hidráulico da condensação convectiva do R-134a no interior de oito microcanais paralelos, arranjados horizontalmente, com diâmetros de 0,8 mm. O comportamento do coeficiente de transferência de calor por convecção,  $h$ , e da queda de pressão por atrito, obtidos experimentalmente, é analisado em função de diferentes variáveis, como título de vapor,  $x_v$ , fluxo de calor,  $q''$ , velocidade mássica,  $G$ , e temperatura do fluido,  $T_f$ . As condições de teste são as seguintes:  $0,55 < x_v < 1$ ;  $7,3 \text{ bar} < p < 9,7 \text{ bar}$ ;  $28^\circ\text{C} < T_f < 38^\circ\text{C}$ ;  $17 \text{ kW.m}^{-2} < q'' < 53 \text{ kW.m}^{-2}$  e  $230 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1} < G < 445 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ . O resfriamento da superfície de condensação é obtido por meio de três resfriadores do tipo Peltier (RPs), cuja calibração é considerada uma inovação do presente trabalho. Os resultados mostram que o título de vapor, o fluxo de calor e a velocidade mássica exercem importante influência sobre o  $h$ , enquanto que a queda de pressão por atrito é função direta da velocidade mássica e da temperatura do escoamento. Uma conclusão importante do trabalho é que a queda de pressão em microcanais é bem estimada com o uso de formulações desenvolvidas para escoamentos bifásicos adiabáticos em canais de grandes diâmetros. Já para a transferência de calor, os resultados mostram que a previsão dos  $h$ 's requerem modelos semi-empíricos ou correlações para escoamentos em condensação no interior de microcanais.

**Palavras-chave:** condensação convectiva, microcanais, transferência de calor, queda de pressão



## ABSTRACT

Condensers comprised of microchannels are considered a good technological solution in response to the increasing demand for compact systems, ensuring a decrease in the material costs and the use of a lower quantity of refrigerants. The objective of this study was to investigate the thermal-hydraulic behavior of the refrigerant R-134a, under convective condensation conditions, in eight, 0.8 mm diameter, parallel microchannels assembled horizontally. The behavior of the convective heat transfer coefficient,  $h$ , and pressure drop due to friction were obtained experimentally and analyzed as a function of several different variables, such as vapor quality,  $x_v$ , heat flux,  $q''$ , mass velocity,  $G$ , and fluid temperature,  $T_f$ . The test conditions were:  $0.55 < x_v < 1$ ;  $7.3 \text{ bar} < p < 9.7 \text{ bar}$ ;  $28^\circ\text{C} < T_f < 38^\circ\text{C}$ ;  $17 \text{ kW}\cdot\text{m}^{-2} < q'' < 53 \text{ kW}\cdot\text{m}^{-2}$  and  $230 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1} < G < 445 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ . The condensation surface was cooled using three Peltier Coolers (RPs), for which the calibration presented herein is considered to be innovative. The results show that vapor quality, heat flux and mass velocity have an important influence on  $h$ , while the pressure drop due to friction varies mainly as a function of the mass velocity and flow temperature. An important conclusion drawn from the study is that the use of the equations developed for adiabatic multi-phase flow in channels with large diameters provides a good estimate of the pressure drop. However, to predict the heat transfer coefficient results semi-empirical models or correlations for condensation in microchannels is required.

**Keywords:** convective condensation, microchannels, heat transfer, pressure drop



## LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 Tipos de condensadores utilizados na refrigeração industrial: a) resfriado a ar; b) e c) resfriado a água; d) evaporativo. Modificado de Stoecker e Jabardo (2002).....	39
Figura 2.2 Efeito do diâmetro da tubulação sobre as diferentes forças durante a ebulição para $G = 200 \text{ kg.m}^{-2}\text{s}^{-1}$ e $q'' = 1 \text{ MW.m}^{-2}$ , (KANDLIKAR, 2010).....	42
Figura 2.3 Tensões interfaciais agindo sobre uma gota em repouso.	44
Figura 2.4 Força de adesão.....	45
Figura 2.5 Força de coesão.....	46
Figura 2.6 Diferentes configurações de uma gota em repouso sobre uma superfície sólida.....	47
Figura 2.7 Curvas de condensação para o vapor d'água. Adaptado de Tanasawa (1991) (MARTO, 1998).....	48
Figura 2.8 Condesação em gotas sobre superfície de PVDF (GANZELES, 2002).....	49
Figura 2.9 Perfil de temperatura na condensação de um vapor puro saturado.....	51
Figura 2.10 Princípio de funcionamento de um termopar.....	54
Figura 2.11 Vista em corte do resfriador Peltier.....	55
Figura 2.12 Elemento termoelétrico que compõe o resfriador Peltier.....	55
Figura 2.13 Distribuição do escoamento em dez canais em função do título de vapor.....	58
Figura 2.14 Distribuidores de seção transversal variável, (IDELCHIK, 1994).....	58
Figura 2.15 Distribuição das fases líquido/vapor no escoamento em um tubo de dimensões convencionais. Modificado de Collier e Thome (1994).....	61
Figura 2.16 Padrões de escoamento em microcanais, (CHENG; RIBATSKI; THOME, 2008).....	63
Figura 2.17 Mapa de Felcar, Ribatski e Jabardo (2007) desenvolvido para escoamentos adiabáticos em canais de pequeno diâmetro ( $1 < D_h < 5 \text{ mm}$ ).....	64
Figura 2.18 Comparação entre os mapas de padrão para o R-134a	

em condensação e ar-água no interior de um tubo medindo 2 mm de diâmetro (YANG; SHIEH, 2001). . . . .	65
Figura 2.19 Mapa de padrões desenvolvido por Coleman e Garimella para canais de seção transversal quadrada e $D_h = 1\text{ mm}$ . . . . .	66
Figura 2.20 Linhas de transição entre os regimes em função do diâmetro da tubulação (COLEMAN; GARIMELLA, 1999). . . . .	67
Figura 2.21 Comparação entre os mapas de regime para canais circulares e retangulares (COLEMAN; GARIMELLA, 1999). . . . .	68
Figura 2.22 Efeito do $D_h$ no padrão de escoamento intermitente (COLEMAN; GARIMELLA, 2000). . . . .	69
Figura 2.23 Efeito do $D_h$ no padrão de escoamento anular (COLEMAN; GARIMELLA, 2000). . . . .	70
Figura 2.24 Componentes da queda de pressão total em <i>manifolds</i> , (STEINKE; KANDLIKAR, 2006). . . . .	72
Figura 2.25 Resultado da comparação entre escoamentos no interior de canais com diferentes formas. Extraído de Wang e Rose (2006). . . . .	93
Figura 3.1 Esquema do circuito experimental. . . . .	95
Figura 3.2 Vista isométrica da bancada experimental: 1) caldeira elétrica; 2) superaquecedor; 3) seção de teste; 4) fluxímetro mássico; 5) pós-condensador; 6) bomba. . . . .	96
Figura 3.3 Fotografia da bancada experimental: 1) caldeira elétrica; 2) superaquecedor; 3) seção de teste; 4) fluxímetro mássico; 5) pós-condensador; 6) bomba. . . . .	97
Figura 3.4 Vista externa (a) e interna (b) da caldeira elétrica . . . . .	98
Figura 3.5 Vista explodida da seção de teste: 1) microcanais; 2) placa de cobre; 3) resfriadores Peltier; 4) bloco de cobre; 5) sumidouro de calor. . . . .	100
Figura 3.6 Esquema da montagem dos microcanais com a chapa de cobre e os <i>manifolds</i> de entrada e saída. . . . .	101
Figura 3.7 Fotografia do resfriador Peltier da marca Danvic, utilizado no experimento. . . . .	103
Figura 3.8 Fotografia (a) e dimensões, em <i>mm</i> (b) do sumidouro de calor. . . . .	103
Figura 3.9 Vista do pós-condensador em corte. . . . .	104
Figura 3.10 Fotografia do tubo utilizado na homogeneização da temperatura das juntas frias dos termopares. . . . .	107
Figura 3.11 Fotografia (a) e corte longitudinal (b) da bucha de teflon montada na tubulação. . . . .	112

Figura 3.12	Localização dos furos na chapa de cobre, com dimensões em mm, para a medição de temperatura de parede do microcondensador. . . . .	113
Figura 3.13	Face inferior da placa de cobre após a fixação dos termopares e preenchimento com cola. . . . .	113
Figura 3.14	Fotografia de uma etapa da montagem do sistema de calibração do resfriador Peltier. . . . .	115
Figura 3.15	Fotografia da montagem do sistema de calibração do resfriador Peltier. . . . .	116
Figura 3.16	Curvas de calibração de um dos resfriadores para $3 A < I_{RP} < 8 A$ . . . . .	117
Figura 3.17	Comparação entre as curvas de calibração para três resfriadores. . . . .	118
Figura 4.1	Diagrama de bloco do procedimento de testes. . . . .	124
Figura 4.2	Intervenções realizadas nas etapas denotadas por “A” e “B” na figura anterior. . . . .	125
Figura 4.3	Dados medidos durante um intervalo de 90 s. . . . .	127
Figura 4.4	Diagrama de blocos referente ao tratamento de dados. . . . .	128
Figura 4.5	Representação esquemática das parcelas de queda de pressão. . . . .	129
Figura 4.6	Área de distribuição considerada nos cálculos (dimensões em <i>mm</i> ). . . . .	131
Figura 4.7	Sensibilidade do cálculo do título de vapor na saída da seção de teste para as condições apresentadas na Tabela 4.3 . . . .	136
Figura 5.1	Pontos experimentais plotados no mapa de padrões proposto por Coleman e Garimella. . . . .	140
Figura 5.2	Contribuição de cada parcela de queda de pressão experimental em todos os testes. . . . .	141
Figura 5.3	Influência da velocidade mássica sobre $\Delta p_{atrato}$ . . . . .	142
Figura 5.4	Influência do fluxo de calor sobre $\Delta p_{atrato}$ . . . . .	143
Figura 5.5	Influência da temperatura de saturação do fluido de trabalho sobre $\Delta p_{atrato}$ . . . . .	145
Figura 5.6	Comparação dos resultados experimentais para a queda de pressão por atrito com modelos da literatura. . . . .	149
Figura 5.7	Temperaturas, <i>h</i> e título de vapor em função da posição na seção de teste e do fluxo de calor para $G = 445 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ e $p = 8,4 \text{ bar}$ . . . . .	151

Figura 5.8	Influência do título de vapor sobre o $h$ para diferentes condições. ....	153
Figura 5.9	Influência da velocidade mássica sobre o $h$ em função da posição na seção de teste (a e c) e do título de vapor (b e d) para duas diferentes condições de teste. ....	155
Figura 5.10	Números de Reynolds da fase líquida para as mesmas condições de teste apresentadas nas Figuras 5.9c e 5.9d. ....	156
Figura 5.11	Influência do fluxo de calor médio sobre o $h$ para diferentes condições em função de: a) posição na seção de teste e b) título de vapor. ....	157
Figura 5.12	Médias locais das temperaturas da parede em função do título de vapor para as mesmas condições de teste apresentadas na Figura 5.11. ....	158
Figura 5.13	Influência da pressão (temperatura) de saturação sobre o $h$ para $G = 230 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ e $q''_m = 21 \text{ kW.m}^{-2}$ em função de: a) posição na seção de teste e b) título de vapor. ....	159
Figura 5.14	Influência da pressão (temperatura) de saturação sobre o $h$ para $G = 335 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ e $q''_m = 24 \text{ kW.m}^{-2}$ em função de: a) posição na seção de teste e b) título de vapor. ....	159
Figura 5.15	Comparação dos resultados experimentais para a transferência de calor com modelos da literatura. ....	165
Figura 5.16	Comparação entre as espessuras de condensado calculadas através de diferentes formulações. ....	167
Figura A.1	Condensação sobre uma parede vertical de largura $b$ . .	185
Figura B.1	Esquema de um escoamento anular no interior de uma tubulação circular. ....	191
Figura C.1	Fotografia da seção de visualização após o embutimento. ....	195
Figura C.2	Detalhe do capilar preenchido com a resina. ....	196
Figura D.1	Esquema da primeira seção de teste projetada. ....	199
Figura D.2	Dimensões da chapa de cobre usinada. ....	200
Figura D.3	Vista isométrica da chapa de cobre usinada. ....	200
Figura D.4	Esquema da montagem da matriz de aperto. ....	201
Figura D.5	Fotografia da matriz de aperto montada. ....	202
Figura D.6	Resultados dos testes de soldagem por difusão. ....	203
Figura D.7	Resultado do teste de soldagem por difusão para torque de aperto de $2 \text{ kgf.m}$ . ....	204

Figura D.8 Resultado do teste de soldagem por difusão para torque de aperto de $3\text{ kgf.m}$ .	204
Figura D.9 Seção de teste projetada para utilizar RPs com microcanais usinados a partir de eletroerosão.	205
Figura D.10 Detalhe dos microcanais a serem usinados com eletroerosão.	205
Figura E.1 Comparação dos resultados para a queda de pressão por atrito experimental e calculados pelas correlações de Blasius.	211
Figura E.2 Comparação dos resultados para a queda de pressão por atrito experimental e calculados pelas correlações de Phillips (1987).	211
Figura E.3 Resultados experimentais de temperatura de parede, temperatura do fluido e $h$ para uma determinada condição de teste.	213
Figura E.4 Comparação do $h$ para diferentes condições de teste.	214
Figura E.5 Comparação entre o $h$ obtido experimentalmente com o calculado através da correlação de <i>Dittus-Boelter</i> .	214
Figura E.6 Comparação entre o $h$ obtido experimentalmente com o calculado através da correlação de Gnielinski (1976).	215
Figura E.7 Comparação entre o $h$ obtido experimentalmente com o calculado através da correlação de Sieder e Tate (1936).	215
Figura E.8 Comparação entre o $h$ obtido experimentalmente com o calculado através da correlação de Petukhov (1970).	216
Figura F.1 Valores de incerteza padrão relativa para o coeficiente de transferência de calor por convecção em função do título de vapor.	222



## LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1	Condições experimentais de diversos trabalhos.....	53
Tabela 2.2	Grupos adimensionais .....	59
Tabela 2.3	Valores propostos por Lockhart e Martinelli (1949) para a constante $C$ para os diferentes regimes de escoamento.....	78
Tabela 2.4	Resumo dos resultados encontrados na literatura sobre a influência das variáveis sobre a $\Delta p$ e o $h$ .....	94
Tabela 3.1	Rugosidade dos tubos capilares utilizados nesse trabalho, medidas de outros autores.....	100
Tabela 3.2	Características dos transdutores de pressão. ....	105
Tabela 3.3	Coefficientes das curvas de calibração obtidas para cada termopar.....	109
Tabela 3.4	Propriedades do R-134a à $p = 8,4 \text{ bar}$ .....	121
Tabela 4.1	Parcelas de queda de pressão referentes à entrada da seção de teste .....	130
Tabela 4.2	Parcelas de queda de pressão referentes à saída da seção de teste.....	135
Tabela 4.3	Condições de teste utilizadas na Figura 4.7.....	137
Tabela 5.1	Resumo dos resultados obtidos experimentalmente sobre a influência das variáveis sobre a $\Delta p$ e o $h$ .....	169
Tabela E.1	Parcelas da queda de pressão para o teste com $G = 3520 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ .....	210



## LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

CTC	Coefficiente de transferência de calor na condensação convectiva
CPL	Sistema de Bombeamento Capilar ( <i>Capillary Pumped Loop</i> )
DDP	Diferença de potencial
IAM	Incerteza Absoluta Média
LABMETRO	Laboratórios de Metrologia
LEPTEN	Laboratórios de Engenharia de Processos de Conversão e Tecnologia de Energia
LMPT	Laboratório de Meios Porosos e Propriedades Termofísicas
NRVA	Núcleo de Pesquisa em Refrigeração, Ventilação e Condicionamento de Ar
POLO	Laboratórios de Pesquisa em Refrigeração e Termofísica
RP	Resfriador Peltier
ST	Seção de teste
TP	Termopar



## LISTA DE SÍMBOLOS

### Alfabeto Latino:

Símbolo	Definição	Unidade
$A$	Área	$[m^2]$
$Bo$	Número de <i>Bond</i>	$[-]$
$b$	Largura	$[m]$
$C_c$	Coefficiente de contração	$[-]$
$c_p$	Calor específico à pressão constante	$[J.kg^{-1}.K^{-1}]$
$Co$	Número de confinamento	$[-]$
$D$	Diâmetro	$[m]$
$Eo$	Número de Eötvös	$[-]$
$f$	Fator de atrito	$[-]$
$F$	Força	$[N]$
$F'$	Força por unidade de comprimento	$[N.m^{-1}]$
$F''$	Força por unidade de área	$[N.m^{-2}]$
$Fr$	Número de <i>Froude</i>	$[-]$
$Fr_t$	Número de <i>Froude</i> modificado	$[-]$
$F_{TP}$	Multiplicador bifásico	$[-]$
$G$	Velocidade mássica	$[kg.m^{-2}.s^{-1}]$
$Ga$	Número de <i>Galileo</i>	$[-]$
$g$	Aceleração da gravidade	$[m.s^{-2}]$
$h$	Coefficiente de transferência de calor	$[W.m^{-2}.K^{-1}]$
$i$	Entalpia específica	$[J/kg]$
$I$	corrente elétrica	$[A]$
$i_{lv}$	Entalpia de vaporização	$[J/kg]$
$j$	Velocidade superficial	$[m.s^{-1}]$
$Ja$	Número de <i>Jakob</i>	$[-]$
$k$	Condutividade térmica	$[W.m^{-1}.K^{-1}]$
$K$	Coefficiente de perda	$[-]$
$L$	Comprimento	$[m]$
$\dot{m}$	Vazão mássica	$[kg.s^{-1}]$
$N_i$	$i$ -ésimo segmento	$[\ ]$
$Nu$	Número de <i>Nusselt</i>	$[-]$
$p$	Pressão	$[Pa]$
$Pr$	Número de <i>Prandtl</i>	$[-]$
$Q$	Potência	$[W]$
$q$	Calor	$[J]$

$q''$	Fluxo de calor por unidade de área	$[W.m^{-2}]$
$R_a$	Rugosidade média	$[\mu m]$
$Re$	Número de <i>Reynolds</i>	$[-]$
$R$	Raio	$[m]$
$s$	Coefficiente de Seebeck	$[V.K^{-1}]$
$T$	Temperatura	$[^{\circ}C]$
$T_r$	Temperatura adimensional	$[-]$
$T^+$	Temperatura turbulenta adim.	$[^{\circ}C]$
$u^*$	Velocidade de atrito	$[m.s^{-1}]$
$u$	Incerteza padrão	$[ ]$
$U$	Incerteza expandida	$[ ]$
$We$	Número de <i>Weber</i>	$[-]$
$v$	Velocidade	$[m.s^{-1}]$
$V$	Tensão/Volume	$[V]/ [m^3]$
$X$	Parâmetro de <i>Lockhart - Martinelli</i>	$[-]$
$x_v$	Título de vapor	$[V.K^{-1}]$
$z$	Posição	$[m]$

### Alfabeto Grego:

$\alpha$	Fração de vazio	$[-]$
$\delta$	Espessura da película de condensado	$[m]$
$\delta^+$	Espessura do condensado adim.	$[-]$
$\Delta p$	Queda de pressão	$[Pa]$
$\epsilon$	Rugosidade relativa	$[-]$
$\gamma$	Relação entre áreas	$[-]$
$\mu$	Viscosidade dinâmica	$[kg.m^{-1}.s^{-1}]$
$\Omega$	Fator de correção	$[-]$
$\phi$	Multiplicador bifásico	$[-]$
$\Psi$	Multiplicador bifásico	$[-]$
$\rho$	Massa específica	$[kg.m^{-3}]$
$\sigma$	Tensão superficial	$[N.m^{-1}]$
$\theta$	Ângulo	$[^{\circ}]$
$\zeta$	Coefficiente de resistência	$[-]$

### Índices:

$a$	adesão
$amb$	ambiente
$at$	atrito
$b$	termômetro de bulbo

<i>c</i>	coesão / combinada
<i>cond</i>	condução
<i>cont</i>	contração
<i>crit</i>	crítico
<i>dist</i>	distribuição
<i>desac</i>	desaceleração
<i>bif</i>	bifásico
<i>e</i>	espalhamento
<i>ent</i>	entrada
<i>eq</i>	equivalente
<i>estrat</i>	estratificado
<i>exp</i>	expansão
<i>f</i>	fluido / lado frio
<i>fab</i>	fornecido pelo fabricante
<i>h</i>	homogêneo / hidráulico
<i>hom</i>	homogêneo
<i>i</i>	inércia / interface
<i>Joule</i>	efeito Joule
<i>l</i>	líquido
<i>lim</i>	limite
<i>lo</i>	líquido somente ( <i>liquid only</i> )
<i>lv</i>	interface líquido-vapor
<i>m</i>	medido
<i>M</i>	quantidade de movimento
<i>micro</i>	microcanais
<i>mo</i>	modificado
<i>p</i>	parede
<i>Peltier</i>	efeito Peltier
<i>pol</i>	polinômio
<i>q</i>	lado quente
<i>r, resist</i>	resistência elétrica
<i>red</i>	reduzida
<i>RP</i>	resfriador Peltier
<i>sat</i>	saturação
<i>sl</i>	interface sólido-líquido
<i>sv</i>	interface sólido-vapor
<i>st</i>	seção de teste
$\tau$	atrito
<i>v</i>	vapor
<i>V</i>	leitura de tensão
<i>vo</i>	vapor somente ( <i>vapor only</i> )

*0*  
*90*

referência  
curva em  $90^\circ$

# SUMÁRIO

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO</b>	p. 35
<b>2</b>	<b>REVISÃO BIBLIOGRÁFICA</b>	p. 39
2.1	Tipos de Condensadores . . . . .	p. 39
2.1.1	Condensador de Contato Direto . . . . .	p. 39
2.1.2	Condensador de Contato Indireto . . . . .	p. 40
2.1.3	Condensador Evaporativo . . . . .	p. 40
2.2	Distinção entre Macro e Microcanais . . . . .	p. 41
2.3	Ângulo de Contato e Molhabilidade . . . . .	p. 43
2.4	Modos de Condensação . . . . .	p. 47
2.4.1	Condensação em Gotas . . . . .	p. 48
2.4.2	Condensação em Película . . . . .	p. 50
2.5	Maneiras de Promover a Condensação . . . . .	p. 51
2.5.1	Resfriador Peltier . . . . .	p. 52
2.5.2	Princípio de Funcionamento . . . . .	p. 52
2.5.3	Equacionamento . . . . .	p. 55
2.6	Distribuição do Escoamento . . . . .	p. 57
2.7	Definições Importantes . . . . .	p. 58
2.8	Padrões de Escoamento na Condensação . . . . .	p. 61
2.8.1	Classificação . . . . .	p. 62
2.8.2	Mapas de Padrões de Escoamento . . . . .	p. 63
2.9	Fração de Vazio . . . . .	p. 68
2.10	Queda de Pressão . . . . .	p. 71
2.10.1	Escoamento Monofásico . . . . .	p. 72
2.10.2	Escoamento em Condensação . . . . .	p. 75
2.10.2.1	Modelo Homogêneo . . . . .	p. 75
2.10.2.2	Modelo Heterogêneo . . . . .	p. 76
2.10.2.3	Modelos e Correlações . . . . .	p. 77
2.10.3	Influência de Parâmetros sobre a Queda de Pressão Bifásica . . . . .	p. 81
2.11	Transferência de Calor . . . . .	p. 83
2.11.1	Modelos para Escoamento Monofásico . . . . .	p. 83
2.11.2	Modelos para Condensação em Regime Estratificado . . . . .	p. 84
2.11.3	Modelos para Condensação em Regime Anular . . . . .	p. 86
2.11.4	Modelos Multi-Regimes . . . . .	p. 90
2.11.5	Correlações Empíricas . . . . .	p. 90

2.11.6	Influência de Parâmetros sobre o $h$ . . . . .	p. 91
2.12	Resumo . . . . .	p. 94
<b>3</b>	<b>APARATO EXPERIMENTAL</b> . . . . .	p. 95
3.1	Descrição da Bancada . . . . .	p. 95
3.1.1	Caldeira Elétrica . . . . .	p. 97
3.2	Seção de Teste . . . . .	p. 99
3.2.1	Características dos RP's utilizados . . . . .	p. 102
3.3	Pós-condensador . . . . .	p. 103
3.4	Sistemas de Medição . . . . .	p. 104
3.4.1	Pressão . . . . .	p. 105
3.4.2	Temperatura . . . . .	p. 106
3.4.2.1	Calibração dos Termopares . . . . .	p. 106
3.4.2.2	Incerteza dos Termopares . . . . .	p. 109
3.4.2.3	Medição da Temperatura do fluido . . . . .	p. 111
3.4.2.4	Medição da Temperatura de Parede na Seção de Teste . . . . .	p. 111
3.4.3	Vazão . . . . .	p. 112
3.4.4	Fluxo de Calor . . . . .	p. 114
3.4.5	Incerteza . . . . .	p. 119
3.5	Propriedades Termofísicas do R-134a . . . . .	p. 120
<b>4</b>	<b>DESCRIÇÃO DOS PROCEDIMENTOS</b> . . . . .	p. 123
4.1	Realização dos Testes . . . . .	p. 123
4.2	Tratamento dos Dados . . . . .	p. 127
4.2.1	Comparação dos Resultados Experimentais com os Teóricos . . . . .	p. 135
4.2.2	Escolha do Número de Segmentos . . . . .	p. 136
4.2.3	Resumo . . . . .	p. 137
<b>5</b>	<b>RESULTADOS E DISCUSSÕES</b> . . . . .	p. 139
5.1	Caracterização das Condições de Teste . . . . .	p. 139
5.2	Resultados para a Queda de Pressão . . . . .	p. 140
5.2.1	Efeito da Velocidade Mássica . . . . .	p. 141
5.2.2	Efeito do Fluxo de Calor . . . . .	p. 142
5.2.3	Efeito da Temperatura de Saturação . . . . .	p. 144
5.2.4	Comparação com Modelos . . . . .	p. 144
5.3	Resultados para a Transferência de Calor . . . . .	p. 150
5.3.1	Efeito do Título de Vapor . . . . .	p. 151
5.3.2	Efeito da Velocidade Mássica . . . . .	p. 154
5.3.3	Efeito do Fluxo de Calor . . . . .	p. 157
5.3.4	Efeito da Temperatura de Saturação . . . . .	p. 159

5.3.5	Comparação com Modelos . . . . .	p. 160
5.4	Aplicabilidade da Teoria de Nusselt . . . . .	p. 166
5.5	Resumo . . . . .	p. 168
<b>6</b>	<b>CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES</b>	p. 171
	<b>REFERÊNCIAS</b>	p. 175
	<b>APÊNDICE A – Modelo de Nusselt</b>	p. 185
	<b>APÊNDICE B – Dedução da Espessura da Película de Condensado</b>	p. 191
	<b>APÊNDICE C – Determinação Experimental do Diâmetro do Tubo Capilar</b>	p. 195
	<b>APÊNDICE D – Descrição das Tentativas de Projeto da Seção de Teste</b>	p. 199
	<b>APÊNDICE E – Resultados do Escoamento Monofásico de Líquido</b>	p. 209
	<b>APÊNDICE F – Incerteza Experimental no Cálculo de <math>h</math></b>	p. 219



# 1 INTRODUÇÃO

Microcondensadores são importantes componentes de trocadores de calor compactos. Sua utilização é motivada por três fatores importantes: redução do espaço disponível para transferência de calor, diminuição do custo com materiais utilizados em trocadores de calor e a pressão de órgãos ambientais pela diminuição do uso de fluidos refrigerantes, os quais contribuem para o aumento do efeito estufa. Além de tudo isso, trocadores de calor que utilizam escoamentos com mudança de fase em microcanais, apresentam altos coeficientes de transferência de calor. Por outro lado, esses sistemas operam com altos valores de queda de pressão, o que sobrecarrega o sistema de bombeamento do fluido.

O domínio e a compreensão dos mecanismos físicos envolvidos na condensação em microcanais é, por conseguinte, condição essencial na perdurável busca pelo aumento da efetividade dos sistemas que os utilizam. As pesquisas na área de ebulição em microcanais, evoluíram consideravelmente nas últimas duas décadas, devido à necessidade de remoção de grandes fluxos de calor, principalmente na indústria de resfriamento de componentes eletrônicos. Entretanto, pesquisas referentes à queda de pressão e à transferência de calor na condensação em microcanais continuam muito limitadas, principalmente em geometrias submilimétricas.

Condensadores são, todavia, importantes componentes em sistemas de refrigeração, de cujo bom funcionamento depende o coeficiente de performance do ciclo termodinâmico. Assim como microtrocadores de calor necessitam remover altas taxas de calor (microevaporadores), a taxa com que o calor é rejeitado para o ambiente deve ser, também, mantida em patamares elevados. Por isso, a otimização de microcondensadores é uma área de fundamental importância no estudo da miniaturização de sistemas de refrigeração e resfriamento.

A condensação no interior de microcanais é aplicada em diversos sistemas, como por exemplo, em condicionadores de ar automotivos. Esses equipamentos utilizam canais com diâmetros hidráulicos na faixa de 0,5 mm a 1,5 mm em seu condensador, (MATKOVIC et al., 2009). Equipamentos utilizados em outros sistemas de resfriamento complexos, como no controle térmico de satélites e em sistemas de resfriamento miniaturizados, como CPL (*Capillary Pumped Loops*) e minitubos de calor, têm a possibilidade de aperfeiçoar seus projetos, com o melhor entendimento de escoamentos bifásicos no interior de microca-

nais. Através dessas constatações, vê-se a necessidade de novos estudos na área de condensação em microcanais, principalmente porque a maioria dos trabalhos que envolvam condensação, são desenvolvidos para canais com  $D_h \geq 1$  mm, (GARIMELLA, 2006).

Esse trabalho visa a contribuir para a melhor compreensão de escoamentos em condensação no interior de pequenas geometrias, através da análise experimental do comportamento termo-hidráulico da condensação de R-134a em oito microcanais paralelos, arranjados horizontalmente, com 0,8 mm de diâmetro. Serão analisados o coeficiente de transferência de calor por condensação (CTC),  $h$ , e a queda de pressão devida ao atrito na condensação do fluido de trabalho. Para isso, foi projetada e construída uma bancada experimental, onde vapor de R-134a é gerado em uma caldeira elétrica e condensado por meio de resfriadores do tipo Peltier (RPs). A seção de teste é instrumentada com dezessete termopares, dois transdutores de pressão e três RPs. Os resultados obtidos são analisados em função dos seguintes parâmetros: velocidade mássica, temperatura, fluxo de calor e título de vapor do fluido refrigerante.

A validação de formulações encontradas na literatura para a predição do  $h$  e da queda de pressão também é realizada. Entre modelos semi-empíricos e correlações são testadas 10 formulações propostas para o  $h$  e 8 para a queda de pressão. A capacidade de predição em microcanais, por correlações e modelos desenvolvidos para canais convencionais é, também, discutida no trabalho.

Este trabalho está estruturado conforme é descrito a seguir.

No segundo capítulo, são apresentados alguns tipos de condensadores e modos de se obter a condensação. Fundamentos da condensação também são apresentados ao leitor, como por exemplo, o processo de formação de condensado, os diferentes modos de condensação e os padrões de escoamentos em tubos horizontais. Além disso, é exposto o estado da arte no que diz respeito à influência dos diversos parâmetros na condensação convectiva em microcanais. São apresentados, também, modelos e correlações propostas para o cálculo do  $h$  e da queda de pressão no interior de dutos horizontais.

No capítulo terceiro, é descrito o aparato experimental utilizado para a obtenção dos dados. São apresentados os equipamentos, bem como os instrumentos e procedimentos de medição utilizados.

No quarto capítulo, são expostos os procedimentos adotados na realização dos testes experimentais, bem como no tratamento dos dados obtidos.

No capítulo cinco, apresentam-se os resultados experimentais ob-

tidos na condensação em microcanais. Faz-se uma análise da influência de diversos parâmetros sobre o coeficiente de transferência de calor e a queda de pressão na condensação. Além disso, os resultados experimentais são comparados com modelos e correlações presentes na literatura.

O sexto capítulo apresenta as conclusões obtidas no presente estudo, bem como recomendações para trabalhos futuros.

No fim, são listadas as referências bibliográficas utilizadas ao longo desse trabalho.

No apêndice A, é apresentada a dedução do modelo de Nusselt, bastante utilizado mesmo quase um século depois de proposto.

O apêndice B apresenta a dedução do cálculo da espessura de condensado em um escoamento no regime anular.

O apêndice C mostra como foi determinada a avaliação do diâmetro interno dos microcanais utilizados no presente trabalho, bem como sua incerteza.

No apêndice D, são apresentados os projetos de seção de teste que antecederam o modelo utilizado neste trabalho.

O apêndice E apresenta os resultados experimentais obtidos no escoamento monofásico de líquido no interior de microcanais.

Finalmente, o apêndice F mostra o cálculo das incertezas inerentes à avaliação do  $h$  experimental.



## 2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

### 2.1 TIPOS DE CONDENSADORES

Na indústria, são encontrados diferentes tipos de condensadores, como ilustrado na Figura 2.1. Eles podem ser classificados quanto ao modo construtivo em condensadores de contato direto, indireto e evaporativo.

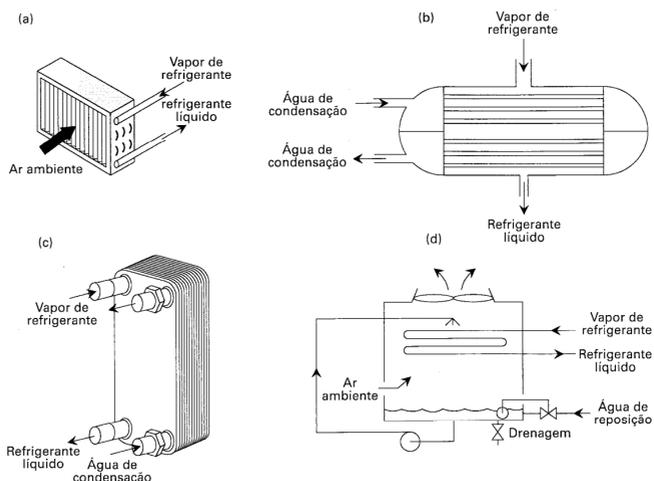


Figura 2.1: Tipos de condensadores utilizados na refrigeração industrial: a) resfriado a ar; b) e c) resfriado a água; d) evaporativo. Modificado de Stoecker e Jabardo (2002).

#### 2.1.1 Condensador de Contato Direto

Condensadores de contato direto são aqueles em que ocorre a mistura do fluido frio, também chamado condensador, com um fluido quente a ser condensado. Geralmente se caracteriza por um baixo custo de instalação, alta transferência de calor para uma baixa potência e baixo custo de manutenção. Porém, como ocorre uma mistura entre fluidos isto o torna impraticável em várias aplicações. Podem utilizar combinações do mesmo fluido em fases diferentes, no qual vapor a ser

condensado é misturado com a fase líquida do mesmo fluido, como também a mistura entre dois fluidos imiscíveis.

A torre de resfriamento é o tipo de condensador de contato direto mais comum na indústria. Esse equipamento é utilizado no resfriamento de água, a qual é aspergida contra uma corrente de ar ambiente. Calor e massa são transferidos da água para o ar, diminuindo a temperatura da água em questão.

### **2.1.2 Condensador de Contato Indireto**

Este tipo de trocador de calor tem como principal característica a não mistura dos fluidos durante o processo de condensação. A transferência de calor acontece através de placas ou superfícies de metal que separam os fluidos, motivo de também serem chamados de condensadores de superfície. Os tipos a, b e c da Figura 2.1 representam variações desse tipo de condensador.

### **2.1.3 Condensador Evaporativo**

Neste equipamento, ilustrado na Figura 2.1d, o vapor a ser condensado escoar no interior de uma serpentina exposta a uma corrente de ar que flui externamente à tubulação. Neste tipo de condensador também não há mistura entre os fluidos. O vapor é admitido pela tubulação na parte superior do condensador e para aumentar a transferência de calor, água é aspergida sobre a superfície externa dos tubos, criando um escoamento em contra-corrente de água, descendente, e de ar, ascendente. O calor é transferido do fluido no interior da serpentina para a película evaporativa de água, que por sua vez é transferido para a corrente de ar em convecção. Esses condensadores muito se assemelham com torres de resfriamento, onde água é resfriada a partir de uma contra corrente de ar. Todavia, condensador evaporativo é a evolução mais sensata dos sistemas com grande capacidade (por exemplo condensadores de ciclo com amônia) que utilizam um trocador de calor e uma torre de arrefecimento em conjunto, pois possuem instalação e operação mais simples, além de ocupar menor espaço.

## 2.2 DISTINÇÃO ENTRE MACRO E MICROCANAIS

Diversos autores como Coleman e Garimella (1999), Kim et al. (2003) e Chung e Kawaji (2004), demonstraram que os regimes de transição entre os padrões não são os mesmos em micro e microcanais. Isso ocorre devido à diferente influência das forças que agem sobre o escoamento: a de atrito, a de tensão superficial e a gravitacional. Na microescala, as forças de atrito e de tensão superficial tornam-se mais importantes que a força gravitacional, comportamento oposto ao que ocorre em escoamentos no interior de canais convencionais. Um exemplo disso é que em geometrias muito pequenas não se observa a estratificação do escoamento no interior da tubulação, regime muito comum em canais de grande diâmetro.

Dessa maneira, a extrapolação de correlações desenvolvidas para canais com diâmetros convencionais em microcanais pode introduzir erros significativos na avaliação da queda de pressão e da transferência de calor. Por isso, torna-se necessário conhecer um limite de transição entre macro e microescala, o que é um assunto muito discutido, pois de fato não há unanimidade quanto a esse limite. Alguns critérios baseiam-se apenas no tamanho do diâmetro da tubulação para identificar o limite, não dando importância para as propriedades do fluido envolvido no processo. Todavia, essa classificação torna-se frágil à medida que se analisa a motivação de tal distinção, que é a diferente influência das forças que agem sobre o escoamento.

Com essa motivação, Kandlikar (2010) apresentou um trabalho que compara a magnitude de cinco forças importantes na ebulição convectiva em diferentes diâmetros. São elas: Forças de inércia, de tensão superficial, de atrito, gravitacional (de empuxo) e de evaporação (variação da quantidade de movimento). Para isso, o autor compara a ordem de grandeza das forças por unidade de área da seção transversal da tubulação. Tais forças são apresentadas a seguir:

$$\text{Força de inércia:} \quad F''_i \sim \frac{G^2}{\rho} \quad (2.1)$$

$$\text{Força de tensão superficial:} \quad F''_\sigma \sim \frac{\sigma}{D} \quad (2.2)$$

$$\text{Força de atrito:} \quad F''_\tau \sim \frac{\mu G}{\rho D} \quad (2.3)$$

$$\text{Força gravitacional:} \quad F''_g \sim (\rho_l - \rho_v) g D \quad (2.4)$$

$$\text{Força de evaporação:} \quad F''_M \sim \left( \frac{Q}{i_{lv}} \right)^2 \frac{1}{\rho_v G} \quad (2.5)$$

A Figura 2.2 apresenta o efeito do diâmetro da tubulação para um escoamento de R123 com velocidade mássica de  $200 \text{ kg.m}^{-2}\text{s}^{-1}$  e  $q'' = 1 \text{ MW.m}^{-2}$ .

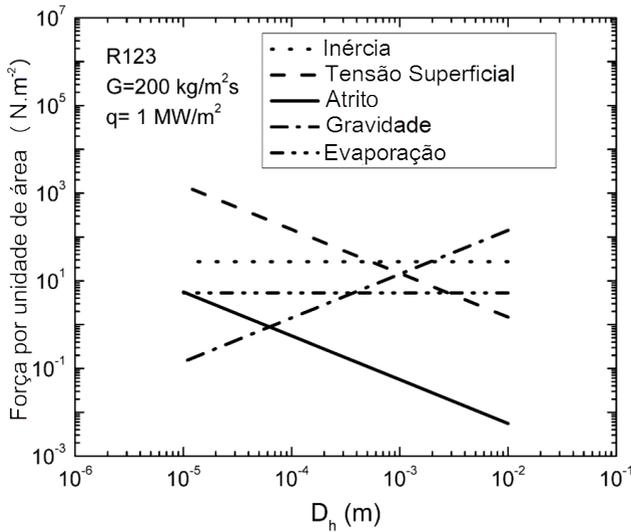


Figura 2.2: Efeito do diâmetro da tubulação sobre as diferentes forças durante a ebulição para  $G = 200 \text{ kg.m}^{-2}\text{s}^{-1}$  e  $q'' = 1 \text{ MW.m}^{-2}$ , (KANDLIKAR, 2010).

Os resultados mostram que para grandes diâmetros ( $D = 10 \text{ mm}$ ) a força gravitacional e a de inércia apresentam maiores ordens de grandeza, seguidas pelas forças de tensão superficial, de evaporação e, por

último, a de atrito. À medida que o diâmetro da tubulação diminui, a força de tensão superficial passa a exercer um papel mais importante, seguida da força de inércia, de atrito, evaporação, e por último, de gravidade. Esse resultado corrobora que um critério de transição deve ser embasado fenomenologicamente.

Kew e Cornwell (1997) propuseram um critério de transição baseado no número de confinamento,  $Co$ , definido pela razão entre o comprimento capilar -proporcional ao diâmetro de partida das bolhas na ebulição, e o diâmetro hidráulico do canal.

$$Co = \frac{\sqrt{\sigma/g(\rho_l - \rho_v)}}{D_h} \quad (2.6)$$

Segundo Kew e Cornwell (1997), a transição ocorre quando  $Co = 0,5$ , ou seja,  $Co > 0,5$  - microcanal; e  $Co < 0,5$  - macrocanal.

Brauner e Maron (1992) utilizam a estabilidade do escoamento estratificado como critério de transição entre macro e microcanais, baseando-se no número de Eötvos,  $EO$ , apresentado na Equação 2.7.

$$EO = \frac{(2\pi)^2\sigma}{(\rho_l - \rho_v)gD_h^2} \quad (2.7)$$

Segundo os autores quando  $EO > 1$ , há o predomínio das forças de tensão superficial no escoamento, caracterizando-se um microcanal. Para um tubo de diâmetro  $D$ , tem-se a seguinte relação entre os números de confinamento e de Eötvos:

$$EO = (2\pi Co)^2 \quad (2.8)$$

O que torna o critério de Brauner e Maron (1992), mais restritivo do que aquele de Kew e Cornwell (1997), pois a condição  $EO > 1$  equivale a  $Co > 0,16$ .

Antes da discussão sobre os modos de condensação, é importante entender-se os conceitos de ângulo de contato e molhabilidade, que serão apresentados a seguir.

### 2.3 ÂNGULO DE CONTATO E MOLHABILIDADE

Uma gota de líquido em contato com uma superfície sólida em um meio de gás ou vapor pode assumir diferentes formas, dependendo da interrelação entre as energias interfaciais do sistema sólido-líquido-vapor. A Figura 2.3 apresenta um corte com um plano normal à su-

perfície sólida sobre a qual repousa uma gota líquida em equilíbrio com seu vapor.

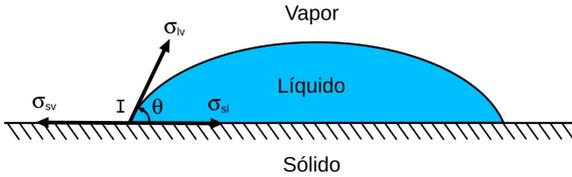


Figura 2.3: Tensões interfaciais agindo sobre uma gota em repouso.

O ângulo de contato,  $\theta$ , mede o ângulo entre a interface sólido-líquido e a tangente à interface líquido-vapor, no ponto I, comum às três fases na intersecção de um plano vertical normal à superfície sólida.

Considerando as três forças por unidade de comprimento da linha tripla (lugar geométrico onde se encontram as três fases), em  $N/m$  ou, de forma equivalente, as energias interfaciais, por unidade de área ( $J.m^{-2}$ ), que mantém o ponto I da Figura 2.3 em equilíbrio, tem-se a seguinte equação de equilíbrio de forças em I:

$$\sigma_{sl} - \sigma_{sv} + \sigma_{lv}\cos\theta = 0 \quad (2.9)$$

rearranjando, tem-se:

$$\sigma_{sv} = \sigma_{sl} + \sigma_{lv}\cos\theta. \quad (2.10)$$

onde  $\sigma_{lv}$ ,  $\sigma_{sl}$  e  $\sigma_{sv}$  representam as forças por unidade de comprimento, ou energias interfaciais, nas interfaces líquido-vapor, líquido-sólido e sólido-vapor, respectivamente. A Eq. 2.10 é conhecida como *fórmula de Neumann* ou *equação de Young* (CAREY, 1992).

A afinidade do líquido com o sólido define o conceito de molhabilidade, cuja quantificação pode ser feita por meio do ângulo de contato,  $\theta$ , (CAREY, 1992). Desse modo, quanto menor o ângulo de contato, maior é a molhabilidade. Todavia, para entender-se melhor a relação entre tais conceitos, deve-se definir as forças de adesão e coesão, como apresentado em Tanasawa (1991).

Quando uma gota com formato de meia esfera encontra-se sobre uma superfície, a força adesiva  $F'_a$ , entre o líquido e o sólido é derivada de um experimento mental, ilustrado na Figura 2.4.

O trabalho reversível de adesão, ou força de adesão por unidade de comprimento da linha tripla, representa a energia superficial requerida para recolocar em contato uma gota de líquido envolta por um

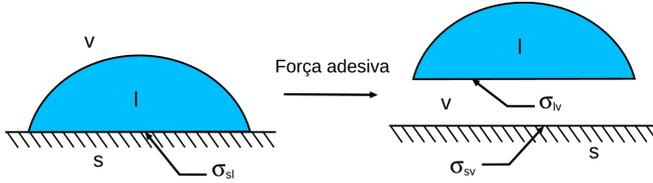


Figura 2.4: Força de adesão.

meio gasoso. Na Figura 2.4 são esquematizadas duas situações: a da esquerda, em que a gota tem a sua base em contato com o sólido e a interface hemisférica, com o vapor; e a da direita, em que a gota de líquido está envolvida por vapor e a superfície sólida está em contato com o vapor. A energia de superfície, ou seja, energia necessária para formar todas as interfaces, na situação da direita é igual a:

$$2\sigma_{lv} + \sigma_{sv} \quad (2.11)$$

enquanto a da esquerda é:

$$\sigma_{lv} + \sigma_{sl} \quad (2.12)$$

A diferença entre as energias de superfície nas duas situações representa o trabalho reversível de adesão da gota, representado pela Eq. 2.13:

$$F'_a = \sigma_{sv} + \sigma_{lv} - \sigma_{sl} \quad (2.13)$$

Combinando as Equações 2.9 e 2.13 chega-se a *equação de Young-Dupree*, Equação 2.14:

$$F'_a = \sigma_{lv}(1 + \cos\theta) \quad (2.14)$$

Por outro lado, se a força de adesão, que mantém a gota líquida em contato com a superfície é muito forte para desprendê-la, a gota pode quebrar-se ao meio, formando duas gotas: uma depositada sobre a superfície sólida; e outra completamente envolta pelo vapor. Essa situação é ilustrada à direita da Figura 2.5.

Neste caso, a energia superficial para formar as interfaces na situação da direita é igual a:

$$3\sigma_{lv} + \sigma_{sl} \quad (2.15)$$

A energia superficial para o caso anterior ao desmembramento

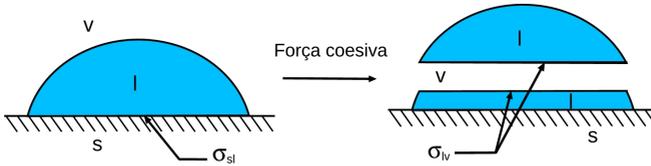


Figura 2.5: Força de coesão.

da gota é:

$$\sigma_{lv} + \sigma_{sl} \quad (2.16)$$

A diferença de energia superficial entre estas duas situações é a energia superficial de coesão, ou força de coesão por unidade de comprimento,  $F'_c$ , representada pela Eq. 2.17:

$$F'_c = 2\sigma_{lv} \quad (2.17)$$

A molhabilidade de um líquido em um sólido, ou afinidade entre o líquido e o sólido, resulta da competição entre as forças de adesão e coesão. A energia superficial de espalhamento,  $F'_e$ , é igual à diferença entre as energias superficiais de adesão e de coesão:

$$F'_e = F'_a - F'_c = \sigma_{sv} - \sigma_{lv} - \sigma_{ls} \quad (2.18)$$

A força de espalhamento também representa a energia necessária para reduzir a área da interface sólido-líquido. Substituindo-se a Equação 2.9, chega-se na Equação 2.19:

$$F'_e = \sigma_{lv}(\cos\theta - 1) \quad (2.19)$$

Assim, podem ser obtidas algumas situações, representadas na Figura 2.6:

$F'_e = 0$ ;  $\theta = 0^\circ \rightarrow$  Líquido totalmente molhante

$F'_e < 0 \left\{ \begin{array}{l} 0^\circ < \theta < 90^\circ \rightarrow \text{Líquido molhante} \\ 90^\circ < \theta < 180^\circ \rightarrow \text{Líquido não-molhante} \\ \text{ou parcialmente molhante} \end{array} \right.$

$F'_e = -2\sigma_{lv}$ ;  $\theta = 180^\circ \rightarrow$  Líquido totalmente não-molhante

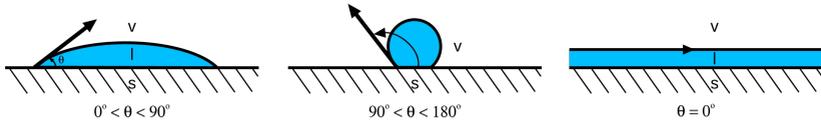


Figura 2.6: Diferentes configurações de uma gota em repouso sobre uma superfície sólida.

## 2.4 MODOS DE CONDENSAÇÃO

Quando se tem vapor em contato com uma superfície, cuja temperatura é mantida suficientemente menor que a temperatura de saturação do fluido, pode ocorrer a mudança de fase vapor-líquido sobre a mesma, a qual chamamos de condensação heterogênea. Tal fenômeno pode ser classificado em dois modos, ou regimes: condensação em película ou em gotas. A condensação em película é mais fácil de ser obtida que a condensação em gotas, entretanto, segundo Tanasawa (1991), é difícil prever o tipo de condensação que será obtido por um vapor sobre uma superfície.

Assim como no processo de ebulição, onde pode-se observar os diferentes regimes em uma curva, chamada de curva de Nukiyama, ou de ebulição, o mesmo ocorre na condensação. A curva de condensação, apresentada na Figura 2.7 divide o processo em três diferentes regiões: película, gota e de transição.

Na Figura 2.7 têm-se no eixo das abscissas a diferença entre as temperaturas de saturação do fluido e da parede sólida  $e$ , nas ordenadas, o fluxo de calor. Mantendo-se, por exemplo, um valor fixo de fluxo de calor, quanto mais à esquerda no gráfico, maior o coeficiente de transferência de calor, pois consegue-se trocar a mesma quantidade de calor com uma diferença de temperatura entre fluido e parede menor. De maneira semelhante, mantendo-se constante um valor de diferença de temperatura, quanto maior a velocidade do vapor, maior é o fluxo de calor transferido. Isso porque consegue-se obter um fluxo de calor maior com as mesmas temperaturas de fluido e parede, o que significa maior CTC. Assim, pela Figura 2.7, fica claro que a condensação em gotas é o modo mais eficiente de transferência de calor.

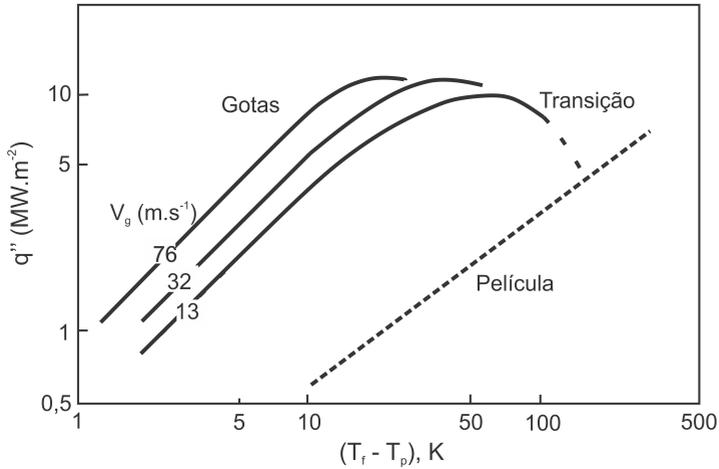


Figura 2.7: Curvas de condensação para o vapor d'água. Adaptado de Tanasawa (1991) (MARTO, 1998).

### 2.4.1 Condensação em Gotas

Este é um modo muito complexo da condensação, cuja ocorrência é percebida em casos especiais onde o fluido é parcialmente molhante, e sua manutenção é, na maioria dos casos, bastante difícil. Tal condição pode ser alcançada através da adição de contaminantes (promotores de gotas) no fluido, ou uso de superfícies chamadas hidrofóbicas (não molhantes ao fluido), como ouro, prata ou polímeros especiais. Todavia, conforme Carey (1992), para líquidos com baixa tensão interfacial, como refrigerantes em geral, nenhum promotor da condensação em gotas foi mencionado na literatura.

A Figura 2.8 é parte de um trabalho desenvolvido por Ganzeles (2002), a qual apresenta a condensação de vapor d'água sobre uma placa de fluoreto de polivinilideno (PVDF), posicionada na vertical em um trocador de calor.

Nela podem-se perceber alguns padrões diferentes da condensação em gotas:

- I Trilha praticamente seca formada imediatamente após a drenagem.
- II Pequenas gotas com tamanho praticamente igual devido ao crescimento por condensação.

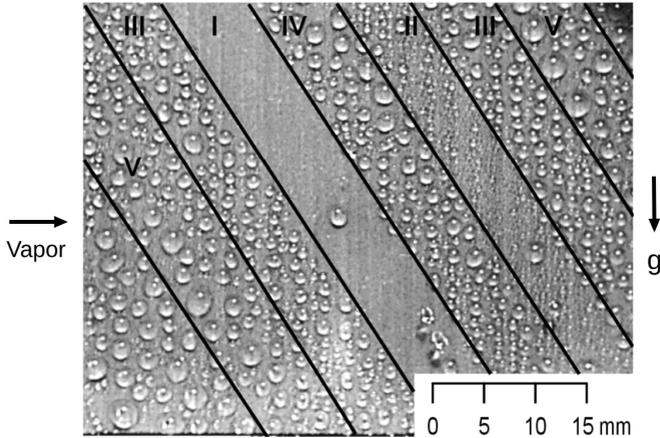


Figura 2.8: Condesação em gotas sobre superfície de PVDF (GANZELES, 2002)

- III Gotas pequenas e grandes formadas principalmente pela coalescência.
- IV Gotas maiores e pequenas devido à coalescência.
- V Gotas grandes com algumas pequenas, onde a drenagem pode ocorrer muito em breve.

A condensação em gotas é composta por subprocessos combinados aleatoriamente: formação, crescimento (com ou sem coalescência) e partida da gota; cuja sequência é denominada “ciclo de vida” (MARTO, 1998) e (TANASAWA, 1991). Esse processo é altamente dinâmico e apesar de já ter sido muito estudado, há diversas questões não respondidas sobre a natureza de alguns fenômenos.

Apesar de numerosos estudos sobre a formação da gota, este mecanismo é um assunto muito debatido no meio científico. Isso porque há dois diferentes modelos propostos para este processo. O primeiro deles (provavelmente proposto por Eucken (1937), segundo Carey (1992)) defende que o ciclo inicia com a nucleação heterogênea de gotas microscópicas, as quais são formadas e crescem nos chamados sítios de nucleação, enquanto outras partes da superfície permanecem secas. Esta última situação pode ser observada na Trilha I da Figura 2.8.

O segundo modelo defende que a formação das gotas se dá a partir da quebra de uma película líquida pré-existente. Nesse caso

as gotas são formadas quando a película atinge uma espessura crítica (de aproximadamente  $1\ \mu\text{m}$ , segundo Carey (1992)). A superfície em questão apresenta, dessa maneira, tanto gotas quanto películas.

Em função da constante condensação de vapor na sua superfície, a gota já formada cresce muito rapidamente e pode coalescer, caso haja o contato com outras gotas, e deslocar-se constantemente sobre a superfície. Quando a gota atinge certo tamanho, ela desprende-se da superfície, por ação da gravidade ou força de arraste causada por movimento de vapor, permitindo o reinício do ciclo.

Segundo Marto (1998), na condensação de vapor d'água à pressão atmosférica, sobre superfícies de cobre, a condensação em gotas pode apresentar coeficientes de transferência de calor 10 a 20 vezes maiores que em película. Por este motivo, este modo é amplamente estudado há mais de 30 anos. Em contrapartida, a condensação em gotas ainda é um mistério e informações contraditórias sobre o assunto são bastante comuns na literatura.

#### **2.4.2 Condensação em Película**

Este é o modo mais frequente de condensação na maioria dos sistemas de engenharia (GHIAASIAAN, 2008). Ocorre quando o líquido condensado forma uma película sobre a superfície sólida resfriada, a qual pode permanecer estagnada ou escoar em regime laminar ou turbulento. Tal modo de condensação ocorre tão somente com fluidos molhantes. Com fluidos não molhantes a coalescência das gotas geradas tende a formar a película de líquido, principalmente para fluxos de calor elevados. Escoamentos em condensação no interior de microcanais exibem a ocorrência desse modo de condensação na maior parte da sua configuração, como será visto na Seção 2.8.

Quando se fala em condensação em película, a primeira coisa que surge na mente de um engenheiro é o modelo de Nusselt (1916). Pela sua importância nessa área de pesquisa (continua sendo muito utilizado até hoje, quase um século após seu desenvolvimento), este modelo é apresentado no Apêndice A. O modelo de Nusselt (1916), apesar de ter sido desenvolvido para situações ideais, pode ser aplicado a diversas condições, através de algumas modificações. Sua teoria é a base para grande parte dos modelos desenvolvidos para a condensação convectiva em regime estratificado, como apresentado na Seção 2.11.2.

Na condensação em película de um vapor saturado puro, Figura 2.9, podemos citar quatro processos de transferência de calor na

direção radial de uma tubulação: a convecção entre parede e película líquida, a condução de calor através da película condensada e do vapor; e a convecção na interface líquido-vapor.

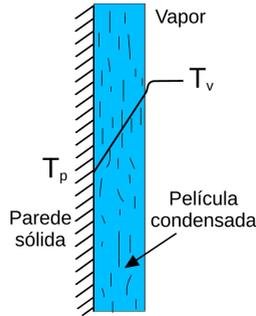


Figura 2.9: Perfil de temperatura na condensação de um vapor puro saturado

A condução de calor no lado do vapor existe, pois a temperatura da interface é menor do que a temperatura de saturação do vapor. Todavia, sua magnitude é normalmente desprezada na grande maioria das aplicações práticas, salvo para pressões suficientemente baixas (STEPHAN, 1992). Como a condensação do vapor na interface da película ocasiona altas taxas de transferência de calor, a condução de calor através da película líquida é geralmente a resistência dominante à transferência de calor nesse modo de condensação (GHIAASIAAN, 2008). Por isso, em problemas envolvendo a condensação em película, um parâmetro muito importante quando se deseja calcular a taxa de calor transferido é a espessura da película líquida, base da dedução da teoria de condensação em película no modelo de Nusselt (1916).

É importante lembrar que, na prática, dificilmente tem-se a condição de vapor puro de qualquer substância. Na grande maioria dos casos há gases não condensáveis misturados ao vapor - ar em muitos casos, os quais são responsáveis pela redução da taxa de transferência de calor na condensação em película (TANASAWA, 1991).

## 2.5 MANEIRAS DE PROMOVER A CONDENSAÇÃO

Diversos trabalhos têm sido publicados na literatura envolvendo a condensação no interior de tubos. Uma das primeiras discussões que se faz, quando se decide estudar esse processo, é a respeito da

maneira como o calor será removido do vapor, a fim de promover-se a mudança de fase. A Tabela 2.1 apresenta as condições de teste de diversos trabalhos experimentais recentes, que são citados ao longo desse texto. A última coluna apresenta os métodos de resfriamento utilizados nos respectivos estudos.

Pode-se notar que, de todos os trabalhos citados na Tabela 2.1, somente um deles não utiliza um fluido secundário como promotor da condensação: o de Baird, Fletcher e Haynes (2003). Este trabalho utiliza resfriadores do tipo Peltier - conhecidos comercialmente como pastilhas termelétricas, cujas características são abordadas na Seção 2.5.1. No trabalho de Baird, Fletcher e Haynes (2003), o cálculo do fluxo de calor removido por esses elementos é feito utilizando as equações deduzidas na Seção 2.5.3, as quais são difíceis de utilizar com precisão. Além disso, os autores apresentam essa equação de maneira errada em seu trabalho. Curiosamente, tal equação, fornece o valor do fluxo de calor removido pelos RPs com incerteza considerada baixa, de  $\pm 10\%$ , segundo os autores.

### **2.5.1 Resfriador Peltier**

Como relatado anteriormente, a grande maioria dos experimentos na área de condensação utilizam água como elemento promotor da condensação. Este trabalho apresenta uma opção pouco comum, assim como o trabalho desenvolvido por Baird, Fletcher e Haynes (2003), que é o uso de resfriadores do tipo Peltier (RPs). Tais elementos são, basicamente, refrigeradores em miniatura, os quais, segundo Chein e Chen (2005), são os únicos refrigeradores desse tipo viáveis comercialmente. Eles são encontrados em alguns equipamentos já bastante comercializados, como adegas portáteis, principalmente pelo fato de serem silenciosos. Seu coeficiente de performance (COP), entretanto, é mais baixo que o de outros ciclos de refrigeração de compressão de vapor. A seguir, serão apresentados os funcionamento desses elementos, bem como as características dos resfriadores utilizados.

### **2.5.2 Princípio de Funcionamento**

Os RPs funcionam baseados basicamente nos efeitos Seebeck e Peltier. O efeito Seebeck, descoberto experimentalmente por Thomas Seebeck em 1821, baseia-se na dependência da propriedade eletrônica de

Tabela 2.1: Condições experimentais de diversos trabalhos.

Autores	Canal <sup>1</sup>	Diâmetro hidráulico (mm)	Fluido de trabalho	G ( $kg.m^{-2}.s^{-1}$ )	Método de resfriamento
Yang e Webb (1996)	M-R	1,56; 2,64	R12	400 - 1400	Água
Yan e Lin (1999)	U-C	2,0	R-134a	100 - 200	Água
Baird, Fletcher e Haynes (2003)	U-C	0,92; 1,95	R123, R11	70 - 600	Resfriador Peltier
Kim et al. (2003)	U-C	0,691	R-134a	100 - 600	Água
Koyama et al. (2003)	M-R	0,807 - 1,062	R22, R407C, R-134a	400 - 1100	Água
Garimella et al. (2005)	U,R-C	0,5 - 4,91	R-134a	150 - 750	Água
Bandhauer et al. (2006)	U-C	0,506 - 1,524	R-134a	150 - 750	Água
Matkovic et al. (2009)	U-C	0,96	R-134a, R32	100 - 1200	Água
Sapali e Patil (2010)	U-C	9,42; 9,52	R-134a, R-404A	90 - 800	Refrigerante

<sup>1</sup>M:multicanais; U:único canal; R:retangular; C:circular

diferentes materiais com relação à temperatura. Quando as junções de fios de dois materiais diferentes estão sujeitas a temperaturas distintas, é produzida uma tensão elétrica, a qual é proporcional à diferença de temperatura das extremidade dos fios. Este efeito também é o mesmo do princípio de funcionamento de um termopar, onde uma das junções é colocada em contato com a temperatura a medir e a outra a uma temperatura de referência, como mostrado no esquema da Figura 2.10.

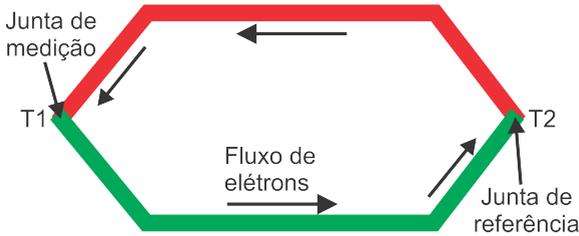


Figura 2.10: Princípio de funcionamento de um termopar.

Jean-Charles Peltier descobriu, em 1832, que se uma tensão for aplicada a um sistema desse tipo, um fluxo de calor será transferido de uma ponta a outra, como em uma bomba de calor, ou seja, pode-se obter com esses dispositivos, a transformação de energia elétrica em gradiente de temperatura. Esse efeito é utilizado para remover calor em pastilhas termoelétricas (*Thermoelectric coolers*), batizadas de resfriadores Peltier, em homenagem a seu descobridor.

O resfriador Peltier (RP) é formado, basicamente, por elementos termoelétricos e dois substratos, como mostrado na Figura 2.11. O elemento termoelétrico consiste em um termopar (composto pelos materiais tipo *n* e *p* nas figuras seguintes), formados por dois semicondutores de materiais distintos. As juntas fria e quente estão em contato com chapas de cobre paralelas, as quais, por sua vez, estão em contato com substratos de material cerâmico. A Figura 2.12 apresenta os componentes de uma pastilha, detalhados em um único elemento termelétrico.

O substrato cerâmico adjacente à junta fria, fica em contato com a superfície que se deseja remover calor - ou fonte quente. O substrato cerâmico unido à junta quente é associado a uma fonte fria (dissipador de calor), responsável pelo resfriamento dessa superfície. A potência removida depende, além da quantidade e dos materiais dos termopares, da corrente elétrica de alimentação do resfriador e das temperaturas dos dois substratos, aumentando à medida que a diferença de temperatura

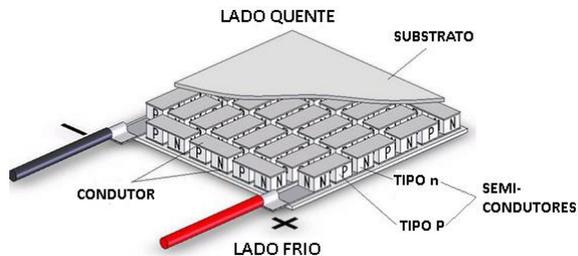


Figura 2.11: Vista em corte do resfriador Peltier.

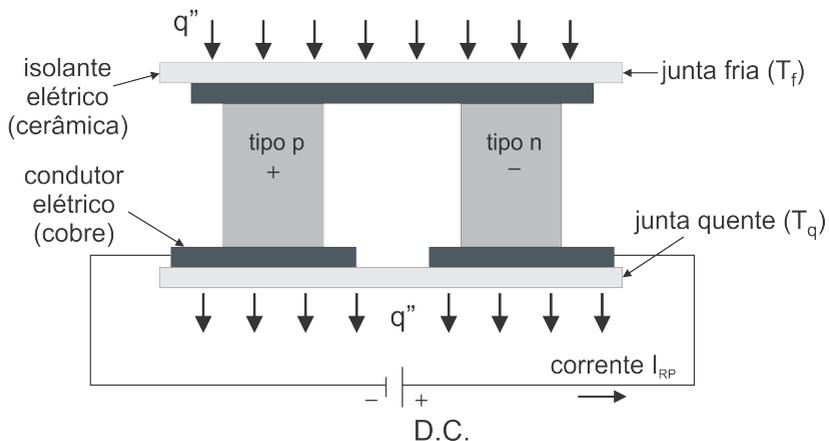


Figura 2.12: Elemento termoelétrico que compõe o resfriador Peltier.

entre os dois diminui. Dessa forma, o fluxo de calor máximo removido pelo resfriador termoelétrico para uma dada corrente elétrica, é alcançado quando as temperaturas dos dois substratos igualam-se, o que equivale a atingir o COP máximo.

### 2.5.3 Equacionamento

A seguir, são revisadas as equações para se estimar as potências removida e rejeitada pelas pastilhas resfriadoras. Essa primeira é detalhada a seguir (HOLMAN, 1980) e foi utilizada para estimar a potência removida por Chein e Chen (2005) e Baird, Fletcher e Haynes

(2003). Foi descrito anteriormente que o efeito Peltier é controlado pelo coeficiente de Peltier. Este coeficiente é definido como o produto do coeficiente de Seebeck do termopar utilizado na pastilha pela temperatura absoluta do lado frio. Assim, a potência devida ao efeito Peltier, em  $W$ , pode ser expressa por:

$$Q_{Pelt} = I_{RP} s T_f \quad (2.20)$$

onde  $I_{RP}$ ,  $s$  e  $T_f$  representam a corrente elétrica de alimentação, em  $A$ , o coeficiente de Seebeck, em  $V.K^{-1}$  e a temperatura do lado frio do RP, em  $K$ , respectivamente.

Entretanto, há duas parcelas de fluxo de calor indesejáveis, as quais deterioram esse valor da potência removida pelo resfriador. Uma delas é associada ao efeito Joule, que ocorre em função do aquecimento dos materiais que compõem os termopares, quando da passagem da corrente elétrica. Essa parcela pode ser calculada pela Equação 2.21:

$$Q_{Joule} = \frac{I_{RP}^2 \omega}{2A_{RP}} \quad (2.21)$$

onde  $\omega$  representa a resistividade elétrica dos materiais que compõem os termopares, em  $\Omega m$  e  $A_{RP}$  representa a área por unidade de comprimento do RP, em  $m$ .

A segunda parcela degradante da potência removida é relativa à difusão de calor do lado quente para o lado frio do resfriador. Esse calor é transferido através dos materiais do termopar, e pode ser calculado pela da Equação 2.22:

$$Q_{cond} = k_{RP} A_{RP} (T_q - T_f) \quad (2.22)$$

onde  $k_{RP}$  e  $T_q$  representam o coeficiente de condutividade térmica dos materiais das junções, em  $W.(mK)^{-1}$  e a temperatura do lado quente do RP.

Combinando as três equações acima, pode-se estimar a potência líquida removida pelo resfriador Peltier ( $Q_{RP}$ ) de  $N$  junções (termopares) através da Equação 2.23:

$$Q_{RP} = 2N \left[ s I_{RP} T_f - \frac{I_{RP}^2 \omega}{2A} - k_{RP} A_{RP} (T_q - T_f) \right] \quad (2.23)$$

A Eq. 2.23 apresenta uma forma bastante simples de se estimar a taxa de calor removido pelo RP. Entretanto, é necessário conhecer as propriedades dos materiais envolvidos no processo, tais como o coefi-

ente de Seebeck,  $s$ , e a condutividade térmica,  $k$ . Essas propriedades são o grande segredo das empresas que fabricam as pastilhas, pois cada empresa utiliza diferentes ligas nos termopares. Devido à dificuldade de obtenção dessas propriedades, a utilização da Eq. 2.23 torna-se difícil de utilizar com precisão.

Além disso, a Eq. 2.23 despreza algumas resistências térmicas, como a condução através do substrato cerâmico e as resistências de contato entre: elementos termelétricos - chapas de cobre - substratos cerâmicos.

## 2.6 DISTRIBUIÇÃO DO ESCOAMENTO

Com o intuito de aumentar a efetividade térmica, trocadores de calor compactos utilizam diversos microcanais em sua composição. Um dos problemas que isso remete é à má distribuição do escoamento no interior desses pequenos dutos. Em um microcondensador constituído de multicanais, por exemplo, se algum desses microcanais apresenta quantidade muito reduzida de vapor, esse pode ser condensado muito rapidamente. Já canais com maior quantidade de vapor, tendem a apresentar velocidade reduzida, dificultando a condensação. O que se obtém, é uma redução do coeficiente de transferência de calor médio desse equipamento.

Vist e Pettersen (2004), na sua revisão bibliográfica, afirmam que a distribuição do escoamento está diretamente ligada à queda de pressão nos canais. Esses autores realizaram um trabalho experimental com o objetivo de avaliar a má distribuição do escoamento de R-134a em dez microcanais paralelos, posicionados na vertical, com 4 mm de diâmetro interno cada. Uma conclusão importante do trabalho é que a distribuição da vazão do escoamento melhora à medida que o título de vapor na entrada dos canais é aumentado, tanto em escoamentos ascendentes como descendentes. Este último, apresentado na Figura 2.13, onde o eixo das ordenadas apresenta a vazão mássica relativa do tubo, que é a razão entre a vazão do canal pela vazão média de todos os tubos.

Segundo Bontemps (2005), como a distribuição do escoamento está diretamente ligada à perda de carga nos canais, diferentes rugosidades entre eles pode afetar a distribuição do escoamento.

Segundo Idelchik (1994), para se obter uma distribuição mais uniforme do escoamento deve-se utilizar um distribuidor de área variável, a qual diminui na direção do escoamento, sendo mínima em frente

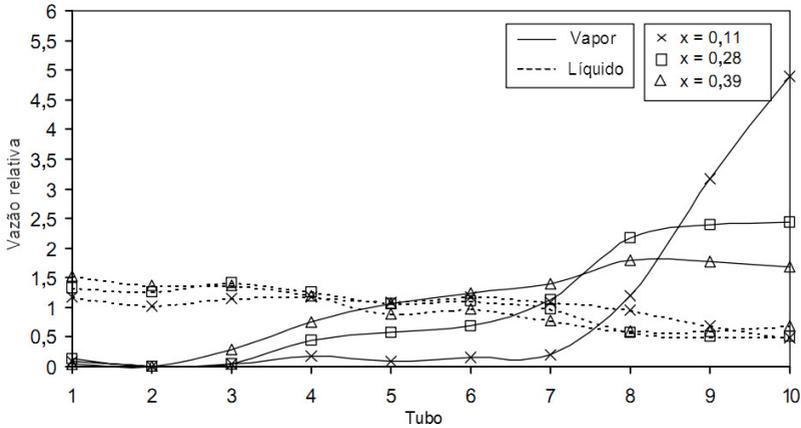


Figura 2.13: Distribuição do escoamento em dez canais em função do título de vapor.

ao último tubo, assim como mostra a Figura 2.14.

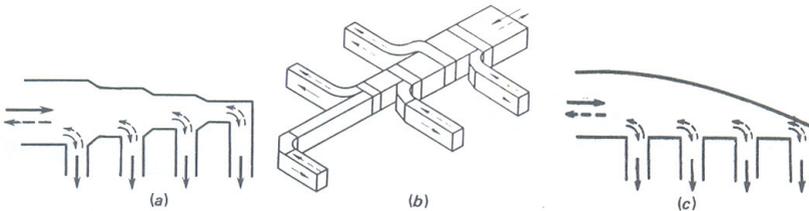


Figura 2.14: Distribuidores de seção transversal variável, (IDELCHIK, 1994).

## 2.7 DEFINIÇÕES IMPORTANTES

Nesta seção, serão apresentadas algumas relações fundamentais para o estudo de escoamentos bifásicos. Tais relações serão discutidas e utilizadas frequentemente no texto.

A primeira relação aqui apresentada é a da fração de vazio,  $\alpha$ , a qual é melhor discutida na Seção 2.9. A fração de vazio é definida como sendo a razão entre a área ocupada pelo vapor (ou gás),  $A_v$ , e a área

total da seção transversal do duto,  $A_{st}$ , em uma dada seção transversal:

$$\alpha = \frac{A_v}{A_{st}} \quad (2.24)$$

O fator de escorregamento,  $S$ , é definido como a razão entre a velocidade média das fases vapor,  $v_v$ , e líquida,  $v_l$ :

$$S = \frac{v_v}{v_l} = \frac{\rho_l}{\rho_v} \frac{x_v}{(1 - x_v)} \frac{(1 - \alpha)}{\alpha} \quad (2.25)$$

Outro parâmetro muito utilizado em escoamentos bifásicos é a velocidade superficial de cada fase. Tal parâmetro representa a velocidade que cada fase teria se escoasse sozinha através da tubulação com a velocidade mássica  $G$ . Podemos definir a velocidade superficial da fase no escoamento como a razão entre a velocidade mássica pela massa específica da fase em questão. Assim, a velocidade superficial do líquido,  $j_l$ , é definida como:

$$j_l = \frac{G(1 - x_v)}{\rho_l} \quad (2.26)$$

e a do vapor,  $j_v$ :

$$j_v = \frac{Gx_v}{\rho_v} \quad (2.27)$$

Para finalizar, a Tabela 2.2 apresenta os números adimensionais utilizados no presente trabalho, assim como seu significado físico.

Tabela 2.2: Grupos adimensionais

Parâmetro	Significado Físico	Definição
Número de Reynolds, $Re$	Razão entre as forças de inércia e viscosa	$Re = \frac{GD}{\mu}$
Número de Reynolds superficial	Número de Reynolds de cada fase	$Re_l = \frac{GD(1 - x_v)}{\mu_l}$ $Re_v = \frac{GDx_v}{\mu_v}$

Número de Reynolds líquido/vapor somente ( <i>liquid/vapor only</i> )	Número de Reynolds considerando que toda a vazão do escoamento consiste em uma única fase (líquido ou vapor)	$Re_{lo} = \frac{GD}{\mu_l}$ $Re_{vo} = \frac{GD}{\mu_v}$
Número de Reynolds bifásico, $Re_{bif}$	Número de Reynolds para o escoamento bifásico	$Re_{bif} = \frac{GD}{\mu_h}$
Número de Nusselt, $Nu$	Coefficiente de transferência de calor adimensional	$Nu = \frac{hD}{k_l}$
Número de Prandtl, $Pr$	Razão entre as difusividades de quantidade de movimento e de calor	$Pr = \frac{\mu c_P}{k}$
Número de Galileo, $Ga$	Razão entre as forças gravitacional e viscosa	$Ga = \frac{\rho_l (\rho_l - \rho_v) g D^3}{\mu_l^2}$
Número de Jakob, $Ja$	Razão entre calor sensível e latente	$Ja = \frac{c_{pl} (T_{sat} - T_p)}{i_{lv}}$
Número de Froude, $Fr$	Razão entre as forças de inércia e gravitacional	$Fr = \frac{(G/\rho_l)^2}{gD}$
Número de Weber, $We$	Razão entre as forças de inércia e de tensão superficial	$We = \frac{G^2 D}{\rho_v \sigma}$

Número de Bond, $Bo$	Razão entre as forças gravitacional e de tensão superficial	$Bo = \frac{g(\rho_l - \rho_v) D^2}{\sigma}$
----------------------	---	--

## 2.8 PADRÕES DE ESCOAMENTO NA CONDENSAÇÃO

O primeiro passo para o entendimento da condensação em microcanais, é a caracterização do escoamento, pois isto é o elo da associação entre queda de pressão e transferência de calor, (GARIMELLA, 2006). Da mesma forma que podemos caracterizar o escoamento monofásico em diferentes regimes - laminar, transição e turbulento, o mesmo ocorre em escoamentos envolvendo duas fases, (COLLIER; THOME, 1994). Nesse caso os regimes são função da configuração geométrica adotada pelas diferentes interfaces entre as fases no interior do duto. Tais configurações são também chamadas de padrões de escoamento. Em escoamentos bifásicos, podem-se obter diferentes padrões, dependendo da fração de vazio, da geometria do tubo, das propriedades do fluido, do título e da velocidade mássica do escoamento. É interessante observar que no interior de um mesmo tubo de condensador, pode-se notar a presença de diferentes padrões de escoamento à medida que se distancia da entrada do canal, como apresentado na Figura 2.15.

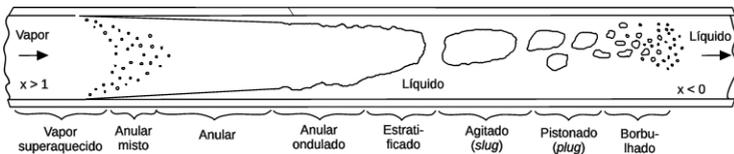


Figura 2.15: Distribuição das fases líquido/vapor no escoamento em um tubo de dimensões convencionais. Modificado de Collier e Thome (1994).

### 2.8.1 Classificação

A Figura 2.16 apresenta os padrões de escoamento “básicos” observados na condensação no interior de dutos de pequeno diâmetro. É importante deixar claro que alguns regimes aqui apresentados podem ocorrer (e de certa forma acontecem na maioria dos casos) simultaneamente, tornando o escoamento mais complexo.

- Escoamento com Névoa (Misto): Escoamentos com elevados título de vapor e velocidade mássica, tendem a “arrancar” gotículas líquidas previamente formadas na parede do duto. Estas passam a escoar misturadas ao vapor, formando uma névoa, denominada de *entrainment*.
- Escoamento Anular: Quando a quantidade de vapor é grande (alto título de vapor), este tende a escoar na parte central, “empurrando” o líquido para a parede do tubo. Por conseguinte, o líquido banha toda a superfície do tubo, formando um anel, quando o duto é circular. Caso haja a ocorrência de névoa misturada ao vapor, esse escoamento é denominado anular misto.
- Escoamento Estratificado: Este padrão ocorre para velocidades de vapor muito baixas. Caracteriza-se pela separação total entre as fases por uma interface lisa, onde líquido e vapor escoam na parte inferior e superior do tubo, respectivamente. O condensado formado no topo do tubo escoar pela parede para a piscina de líquido pela ação da gravidade.
- Escoamento Intermitente (*slug* - Agitado/*plug* - Pistonado): Este padrão caracteriza-se pela presença de bolhas de vapor alongadas. Finas películas de líquido, separam a bolha da parede e também bolhas subsequentes. Quando a frente da bolha apresenta formato arredondado, o escoamento é chamado de pistonado (*plug flow*). Quando as longas bolhas são deformadas e não apresentam arredondamento na sua parte frontal, o padrão é também chamado de agitado (*slug flow*).
- Escoamento Disperso (Borbulhado): Pequenas bolhas de vapor distorcidas tendem a escoar dispersas no líquido, preferencialmente na parte central e superior do tubo. Este regime é tipicamente encontrado em configurações de alta velocidade mássica e baixo título de vapor.

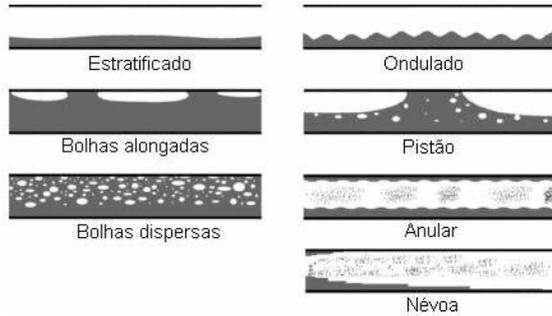


Figura 2.16: Padrões de escoamento em microcanais, (CHENG; RIBATSKI; THOME, 2008).

## 2.8.2 Mapas de Padrões de Escoamento

A fim de prever o regime presente no interior de um tubo para uma determinada condição de escoamento, bem como as linhas de transição entre tais regimes, mapas de padrões de escoamento foram construídos. Esses podem ser desenvolvidos baseados em mecanismos físicos e/ou empiricamente. Existem mapas para escoamentos bifásicos, em canais convencionais, desde a década de 50. Todavia, em microcanais poucos foram desenvolvidos, tampouco para condensação em canais com pequenos diâmetros.

A maioria dos padrões de escoamento encontrados na literatura, refere-se a escoamentos adiabáticos. Nesses casos, os fluidos ar-água, nitrogênio-água e ar-óleos são os mais utilizados. A Figura 2.17 apresenta um mapa de padrões para a predição de escoamentos adiabáticos em canais com pequenos diâmetros desenvolvido por Felcar, Ribatski e Jabardo (2007). Seguindo a forma clássica, a carta de padrões de escoamentos foi construída em função das velocidades superficiais do líquido ( $j_l$ ) e do gás ( $j_v$ ), que representam as velocidades das fases no interior do tubo e cujas definições são apresentadas na Seção 2.7. O modelo em questão foi baseado no mapa de Taitel e Dukler (1976), o qual foi desenvolvido para canais convencionais. O trabalho levou em conta o efeito da tensão superficial nas linhas de transição do modelo base, através da inclusão dos números de Weber e Eötvös. Segundo os autores, o método utilizado funciona bem para escoamentos no interior de canais com diâmetro  $1 < D_h < 5 \text{ mm}$ .

Esses escoamentos, sem transferência de calor, simulam escoamento

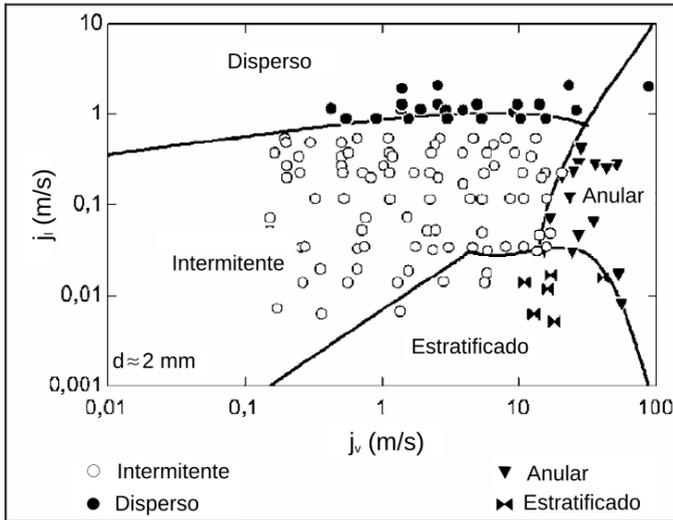


Figura 2.17: Mapa de Felcar, Ribatski e Jabardo (2007) desenvolvido para escoamentos adiabáticos em canais de pequeno diâmetro ( $1 < D_h < 5 \text{ mm}$ ).

mentos em condensação e ebulição, devido à simplificação experimental. Todavia, a extrapolação desses resultados para escoamentos em condensação não são muito apropriados, devido às diferentes propriedades dos fluidos envolvidos, como por exemplo a massa específica, que causa velocidades muito maiores para escoamentos com ar do que com vapor de fluidos refrigerantes.

Yang e Shieh (2001) estudaram os padrões em escoamentos de ar-água e R-134a em condensação no interior de tubos circulares medindo 1, 2 e 3 mm de diâmetro e para  $300 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1} < G < 1600 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ . A Figura 2.18 apresenta uma comparação entre as linhas de transição dos escoamentos de ar-água e R-134a em condensação no interior do mesmo tubo, com  $D = 2 \text{ mm}$ .

Os autores verificaram somente os regimes disperso, intermitente e anular nos escoamentos em condensação no interior de todos os tubos e para o de 1 mm adiabático. Além disso, o regime estratificado com ondas foi observado nos escoamentos adiabáticos nos tubos com  $D = 2$  e  $3 \text{ mm}$ .

Na literatura, foi encontrado somente um mapa de padrões para condensação desenvolvido para canais com  $D_h < 2 \text{ mm}$ . Em Garimella

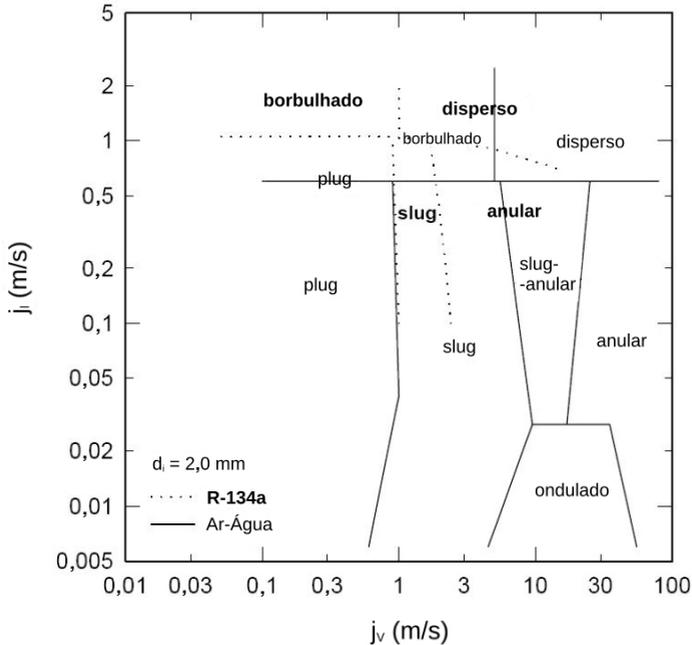


Figura 2.18: Comparação entre os mapas de padrão para o R-134a em condensação e ar-água no interior de um tubo medindo 2 mm de diâmetro (YANG; SHIEH, 2001).

(2006) são apresentadas as equações de um mapa de padrões desenvolvido por Coleman e Garimella para a condensação de R-134a em canais com seção transversal quadrada e com  $D_h = 1\text{ mm}$ , Figura 2.19. Neste caso, o mapa de padrões foi construído em função da velocidade mássica total do escoamento,  $G$ , na ordenada, e do título de vapor na abcissa. Todavia, não fica claro qual trabalho foi o pioneiro no desenvolvimento do mapa, pois Garimella (2006) cita quatro diferentes artigos para tal, sendo que as equações mostradas em Garimella (2006) para as curvas de transição não foram encontradas em nenhum deles. Além disso, um dos trabalhos citados menciona somente o mapa de padrões de 4 mm. Este modelo será usado como base para o presente trabalho, pois além de ter sido desenvolvido para dimensões parecidas, o fluido utilizado é o mesmo (R-134a).

Diversos estudos são encontrados na literatura envolvendo mapas de padrões, principalmente em escoamentos adiabáticos. Dentre

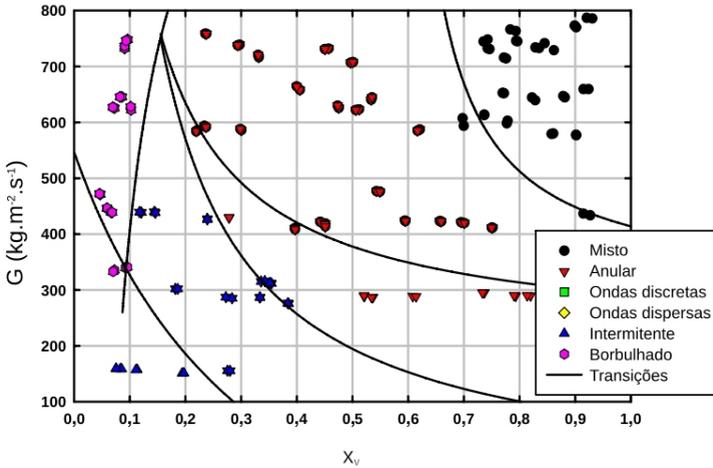


Figura 2.19: Mapa de padrões desenvolvido por Coleman e Garimella para canais de seção transversal quadrada e  $D_h = 1\text{ mm}$ .

eles alguns apresentam informações importantes sobre a influência de parâmetros do escoamento nas linhas de transição entre os regimes.

Coleman e Garimella (1999) conduziram um estudo sobre o efeito do diâmetro e da geometria do canal sobre os mapas de regime em escoamentos adiabáticos. Seus resultados foram baseados em experimentos com ar-água em tubos retangulares e circulares para  $1,3 < D_h < 5,5\text{ mm}$ . Os autores concluíram que o diâmetro hidráulico da tubulação tem grande influência nas linhas de transição, como mostra a Figura 2.20. Segundo eles isso ocorre pois com a diminuição do diâmetro, os efeitos da tensão superficial tornam-se mais dominantes e o líquido tende a molhar a parede do tubo, suprimindo o regime de escoamento disperso e aumentando a probabilidade de ocorrência dos padrões anular e intermitente. A Figura 2.20 mostra que para  $D < 2,6\text{ mm}$  o diâmetro da tubulação apresenta menor influência nas linhas de transição e o regime estratificado é suprimido.

Ainda em Coleman e Garimella (1999), a Figura 2.21 apresenta o efeito da geometria do canal no padrão de escoamento. Pode-se perceber que a transição do regime disperso para intermitente e anular é a mais influenciada pela forma geométrica. Esse comportamento ocorre, pois em canais retangulares a manutenção da película líquida nas paredes da tubulação é facilitada pela formação do menisco. Assim, o regime de gotas dispersas é menor em canais com cantos vivos.

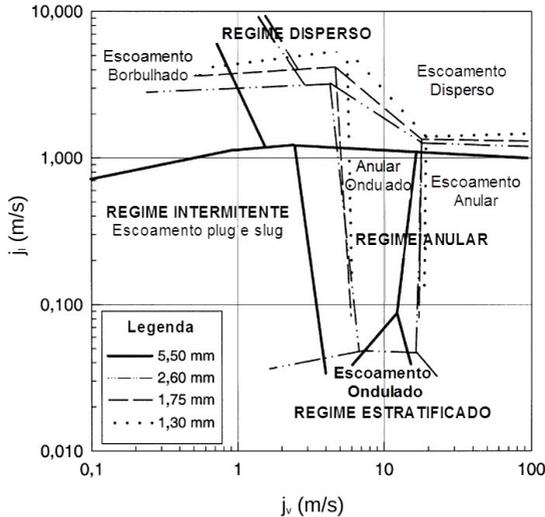


Figura 2.20: Linhas de transição entre os regimes em função do diâmetro da tubulação (COLEMAN; GARIMELLA, 1999).

É interessante notar que o mesmo trabalho analisa resultados de outros autores para grandes diâmetros (entre 11,5 e 258,0 mm) e conclui que, para canais convencionais, a influência do diâmetro tem pouco efeito nas linhas de transição. Esse resultado ocorre pois em canais grandes, as forças gravitacional e de atrito apresentam ordem de grandeza superior a da força de tensão superficial. Dessa maneira, mesmo aumentando o valor dessa última com a diminuição do diâmetro, há pouca mudança nas linhas de transição.

Coleman e Garimella (2000) desenvolveram um trabalho similar, todavia para escoamentos em condensação, onde os autores analisam a influência do diâmetro hidráulico da tubulação nas linhas de transição. As condições de teste utilizadas foram:  $0 < x < 1$ ;  $150 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} < G < 750 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ . O efeito do diâmetro da tubulação é mostrado nas Figuras 2.22 e 2.23.

Pode-se observar claramente a tendência do crescimento das regiões intermitente -Plug/Slug, (Figura 2.22) e anular (Figura 2.23) com a diminuição do diâmetro da tubulação. Os autores encontraram ainda que o regime estratificado diminui com a redução do diâmetro, até não ser mais observado para  $D_h = 3 \text{ mm}$ . O mecanismo que explica tais efeitos é o mesmo citado no trabalho citado anteriormente pelos mes-

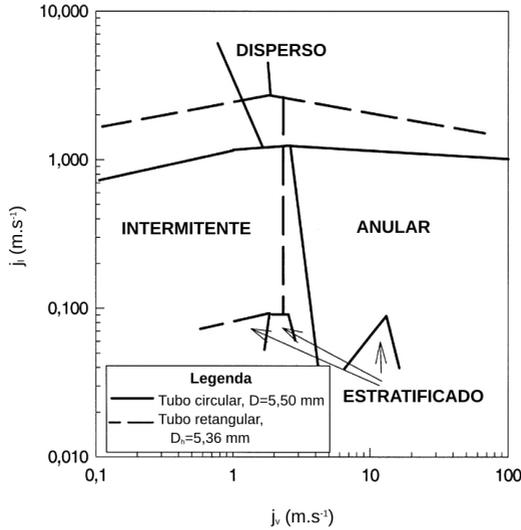


Figura 2.21: Comparação entre os mapas de regime para canais circulares e retangulares (COLEMAN; GARIMELLA, 1999).

mos autores: o aumento da força de tensão superficial frente às forças gravitacional e inercial com o decréscimo do diâmetro.

Kim et al. (2003) *apud* Cavallini et al. (2006) também conduziram um trabalho sobre a visualização de escoamentos em condensação no interior de tubos com  $D = 0,75$  mm. Foi utilizado o fluido R-134a à temperatura de  $40^{\circ}\text{C}$  na faixa de velocidades mássicas entre  $100 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$  e  $600 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ . Os autores observaram a ocorrência dos regimes anular, agitado e borbulhado. Não houve ocorrência do regime estratificado.

## 2.9 FRAÇÃO DE VAZIO

Uma informação muito importante, quando se estuda escoamentos bifásicos, diz respeito à relação entre a quantidade de líquido e de vapor presentes no interior do duto, denominada fração de vazio,  $\alpha$ , definida na Seção 2.7. Esse fator influencia tanto o regime de escoamento, quanto, conseqüentemente, a transferência de calor e queda de pressão. A diminuição da fração de vazio, por exemplo, significa menor área para o escoamento de vapor. Isso leva ao aumento da sua

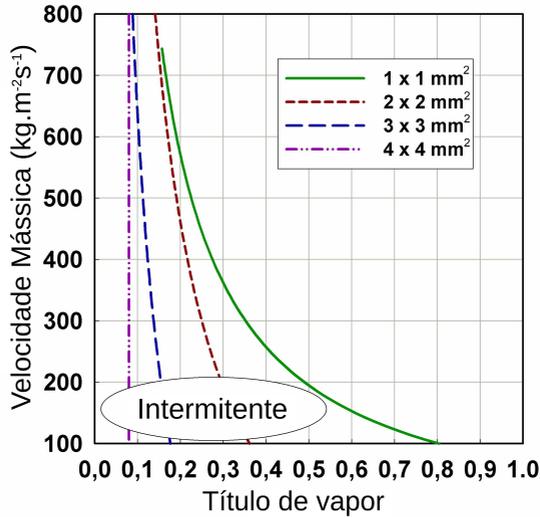


Figura 2.22: Efeito do  $D_h$  no padrão de escoamento intermitente (COLEMAN; GARIMELLA, 2000).

velocidade, que por sua vez aumenta o coeficiente de transferência de calor e a queda de pressão. Diversas correlações e modelos têm sido propostas para a determinação deste parâmetro, as quais normalmente são função do título de vapor e de propriedades dos fluidos. Segundo Thome (2004), formulações para a predição da fração de vazio desenvolvidas para canais convencionais podem ser aplicadas em microcanais, para os mesmos regimes de escoamento nas quais os modelos foram desenvolvidos.

Lockhart e Martinelli (1949) propuseram uma correlação para a fração de vazio para uma ampla faixa de condições testadas:

$$\alpha = \left[ 1 + 0,28 \left( \frac{1 - x_v}{x_v} \right)^{0,64} \left( \frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,36} \left( \frac{\mu_l}{\mu_v} \right)^{0,07} \right]^{-1} \quad (2.28)$$

A correlação de Baroczy (1965), apresentada a seguir, foi desenvolvida baseada em escoamentos adiabáticos de mercúrio líquido-nitrogênio e ar-água. Esta formulação é uma das mais utilizadas na literatura em geral e a mais precisa, segundo Carey (1992) e Stephan

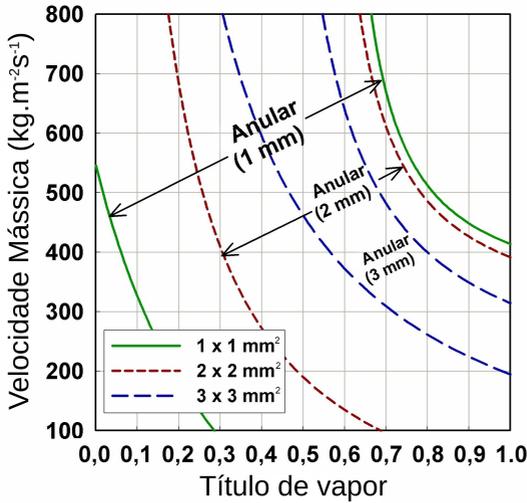


Figura 2.23: Efeito do  $D_h$  no padrão de escoamento anular (COLEMAN; GARIMELLA, 2000).

(1992):

$$\alpha = \left[ 1 + \left( \frac{1 - x_v}{x_v} \right)^{0,74} \left( \frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,65} \left( \frac{\mu_l}{\mu_v} \right)^{0,13} \right]^{-1} \quad (2.29)$$

Dalkilic e Wongwises (2009) apresentam 35 correlações para a predição da fração de vazio. Dentre elas, a única desenvolvida propriamente para a condensação é a proposta por Graham (1998). Esta correlação foi desenvolvida empiricamente para escoamentos de R-134a e R410A no interior de tubos horizontais com  $D = 7,04 \text{ mm}$  e velocidades mássicas entre  $75$  e  $450 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ :

$$\alpha = \begin{cases} 1 - e^{\{-1 - 0,3 \ln(Fr_t) - 0,0328 [\ln(Fr_t)]^2\}} & p/ \quad Fr_t > 0,01032 \\ 0 & p/ \quad Fr_t < 0,01032 \end{cases} \quad (2.30)$$

onde  $Fr_t$  representa o número de Froude modificado, definido por Hurlburt (1997), como segue:

$$Fr_t = \left[ \frac{x_v^3 G^2}{\rho_v^2 g D (1 - x_v)} \right]^{1/2} \quad (2.31)$$

Segundo Graham (1998), a correlação apresentou incerteza de 10% em relação aos dados experimentais, nos regimes anular e estratificado.

Quando se consideram que as velocidades do vapor e do líquido no interior do duto são iguais ( $S = 1$ ), têm-se o modelo homogêneo, que é melhor discutido na Seção 2.10.2.1. Neste caso, a fração de vazio é determinada da seguinte maneira:

$$\alpha_{hom} = \left[ 1 + \left( \frac{1 - x_v}{x_v} \right) \left( \frac{\rho_v}{\rho_l} \right) \right]^{-1} \quad (2.32)$$

## 2.10 QUEDA DE PRESSÃO

A avaliação da queda de pressão em microcondensadores é de fundamental importância por dois motivos, principalmente. O primeiro diz respeito ao projeto do trocador de calor. Quanto maior for a queda de pressão, maior terá que ser a capacidade de bombeamento do sistema. O segundo ponto é na questão da transferência de calor. O coeficiente de transferência de calor local ( $h$ ) depende das temperaturas locais da parede do tubo e do fluido. Esta última, na condensação, é função da pressão local do escoamento. Dessa forma, uma boa metodologia para o cálculo da queda de pressão em um condensador, remete também à baixa incerteza na estimativa da temperatura do fluido, que por sua vez, representa confiabilidade no cálculo do coeficiente de transferência de calor.

Experimentos com microcanais são normalmente providos de *plena* ou *manifolds*, componentes responsáveis pela distribuição do escoamento entre os diferentes canais. Pela facilidade de acesso, é entre esses distribuidores que a queda de pressão é geralmente medida.

Idelchik (1994) propõe um método para calcular a queda de pressão total em sistemas que possuem distribuidores. Todavia, sua utilização é restrita à canais com grandes diâmetros.

No cálculo da queda de pressão total em um microcanal para escoamento monofásico, Steinke e Kandlikar (2006) propõem considerar as parcelas de perdas devido à contração e expansão na entrada e saída do microcanal, respectivamente, ao escoamento em desenvolvimento e à queda de pressão devido ao atrito. Essas parcelas são apresentado na

Figura 2.24.

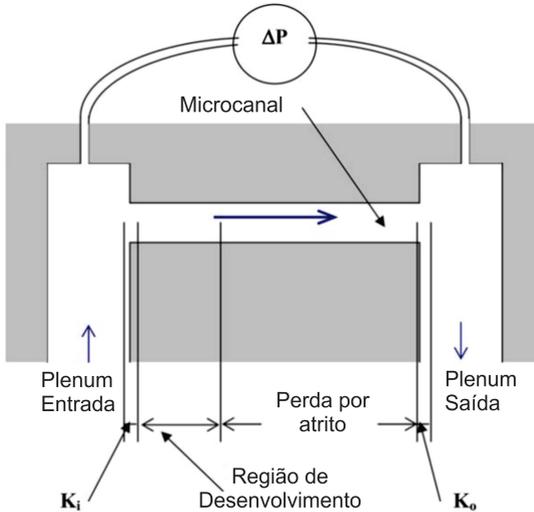


Figura 2.24: Componentes da queda de pressão total em *manifolds*, (STEINKE; KANDLIKAR, 2006).

As formulações encontradas para escoamentos monofásicos e bifásicos apresentam bastante diferença. Por esse motivo esta seção será sub-dividida em duas partes: uma para o problema monofásico e outra para a condensação.

### 2.10.1 Escoamento Monofásico

Em escoamentos monofásicos, pode-se calcular cada parcela apresentada na Eq. 4.1 através de uma única equação, a *equação de Darcy-Weisbach*, apresentada a seguir (IDELCHIK, 1994):

$$\Delta p = \zeta \frac{G^2}{2\rho} \quad (2.33)$$

onde  $\zeta$  representa o coeficiente de resistência, podendo ser relativo a perdas locais (mudanças de direção ou velocidade) ou ao atrito interfacial fluido-parede:

O coeficiente de resistência devido ao atrito pode ser calculado da seguinte forma:

$$\zeta_{atrito} = \frac{4fL}{D} \quad (2.34)$$

onde  $L$  representa o comprimento da tubulação e  $f$  o fator de atrito, ou fator de *fanning*. Este último depende de diversos fatores, como geometria e rugosidade da tubulação e regime de escoamento (laminar, de transição ou turbulento).

Para escoamento laminar ( $Re < 2300$ ) no interior de canais circulares, o fator de atrito depende apenas do número de *Reynolds* do escoamento. Pela *lei de Hagen-Poiseuille*:

$$f = \frac{16}{Re} \quad (2.35)$$

Em escoamentos turbulentos, a rugosidade da tubulação é um fator importante na determinação do fator de atrito. Idelchik (1994) propõe que tubos possam ser considerados hidraulicamente lisos para  $Re < Re_{lim}$ , onde  $Re_{lim}$  é calculado da seguinte forma:

$$Re_{lim} = \frac{26,9}{\epsilon^{1,143}} \quad (2.36)$$

onde  $\epsilon$  representa a rugosidade relativa do tubo, definida como a razão entre a rugosidade média e o diâmetro da tubulação.

Para escoamentos turbulentos em tubos lisos diversas correlações são encontradas na literatura. É bom lembrar que em escoamentos turbulentos, normalmente desconsidera-se a região de entrada, onde o escoamento não é plenamente desenvolvido, pois esta região é muito pequena. Segundo Bejan (2004), a região de entrada é aproximadamente dez vezes o diâmetro da tubulação. Dessa forma, para um tubo com  $D = 0,77 \text{ mm}$  e  $L = 114 \text{ mm}$  a região de entrada corresponde a menos de 7% do comprimento do tubo.

Blasius, em 1913, propôs a seguinte correlação para o fator de atrito em escoamentos turbulentos plenamente desenvolvidos:

$$f = 0,0791Re^{-1/4} \quad (2.37)$$

Já Phillips (1987) propôs uma correlação, apresentada na Eq. 2.38, para estimar o fator de atrito em escoamentos turbulentos tanto na região de entrada quanto na plenamente desenvolvida de dutos circulares.

$$f = ARe^B \quad (2.38)$$

onde

$$A = 0,09290 + \frac{1,01612}{z/D} \quad (2.39)$$

$$B = -0,26800 - \frac{0,32930}{z/D} \quad (2.40)$$

onde  $z$  é a distância da entrada da tubulação, em  $m$ .

Os coeficientes de resistência locais podem ser obtidos na literatura. Na expansão, segundo Ghiaasiaan (2008):

$$\zeta_{exp} = 2\gamma(1 - \gamma) \quad (2.41)$$

onde  $\gamma$  representa uma relação entre as áreas menor e maior da mudança geométrica, que para o caso de microcanais paralelos tem a seguinte forma:

$$\gamma = \frac{A_{micro}}{A_{dist}} \quad (2.42)$$

onde os sub-índices *micro* e *dist* são relativos aos microcanais e ao distribuidor, respectivamente.

Para a contração, ainda segundo Ghiaasiaan (2008):

$$\zeta_{cont} = \left[ \left( \frac{1}{C_c} - 1 \right)^2 + 1 - \gamma^2 \right] \quad (2.43)$$

onde  $C_c$  é o coeficiente de contração, que pode ser calculado, segundo Geiger e Rohrer (1966) *apud* Ghiaasiaan (2008) pela seguinte equação:

$$C_c = 1 - \frac{1 - \gamma}{2,08(1 - \gamma) + 0,5371} \quad (2.44)$$

Para o coeficiente de resistência relativo à curva em  $90^\circ$ , Phillips (1987) *apud* Garimella (2006) sugere a seguinte equação:

$$\zeta_{90} = \gamma^2 * K_{90} \quad (2.45)$$

onde  $K_{90}$  representa o coeficiente de perda, cujo valor sugerido por Idelchik (1994) é de  $K_{90} = 1,19$ .

## 2.10.2 Escoamento em Condensação

Em escoamentos bifásicos no interior de tubos posicionados na horizontal, a queda de pressão é composto de duas parcelas. Uma delas é relativa ao atrito e outra à desaceleração devido à mudança de fase, como mostra a Eq. 2.46.

$$(\Delta p)_{\text{microcanais}} = (\Delta p)_{\text{atrito}} + (\Delta p)_{\text{desaceleração}} \quad (2.46)$$

Como a massa específica do líquido é muito maior que a do vapor (em torno de 30 vezes na pressão de 8 bar para o R-134a), quando da condensação no interior de um tubo com diâmetro interno constante, a velocidade do escoamento diminui, respeitando a lei da conservação da massa. Por consequência disso, a pressão do escoamento é aumentada, segundo a conservação da quantidade de movimento. Por esse motivo, tem-se a presença da queda de pressão de desaceleração na Eq. 2.46, que na verdade representa um ganho de pressão. Seu valor pode ser calculado através da Eq. 2.47, utilizando-se o modelo homogêneo, (CAREY, 1992):

$$\Delta p_{\text{desac}} = \left[ \frac{G^2 x_v^2}{\rho_v \alpha} + \frac{G^2 (1 - x_v)^2}{\rho_l (1 - \alpha)} \right]_{\text{ent}} - \left[ \frac{G^2 x_v^2}{\rho_v \alpha} + \frac{G^2 (1 - x_v)^2}{\rho_l (1 - \alpha)} \right]_{\text{saída}} \quad (2.47)$$

A queda de pressão devido ao atrito em escoamentos bifásicos é a maior parcela de queda de pressão em um trocador de calor. Seu cálculo envolve algumas aproximações e, na literatura, encontram-se dois diferentes modelos para sua estimativa: o homogêneo e o heterogêneo, (COLLIER; THOME, 1994).

### 2.10.2.1 Modelo Homogêneo

O modelo homogêneo, apesar de ser o mais simples do ponto de vista matemático, funciona muito bem em certos regimes de escoamento, como borbulhado e disperso. Este modelo considera que as velocidades do líquido e do vapor são iguais. Em outras palavras, o fator de escorregamento,  $S$ , (ver Seção 2.7) é igual a 1.

A queda de pressão é calculada considerando-se um escoamento monofásico, onde as propriedades físicas são médias de cada fase, ou seja, define-se um pseudo-fluido, (CAREY, 1992) e (COLLIER; THOME,

1994). Assim, a formulação é a mesma que a utilizada na Seção 2.10.1.

Entretanto, a massa específica,  $\rho$ , para o escoamento considerado homogêneo é calculada da seguinte forma, (COLLIER; THOME, 1994):

$$\frac{1}{\rho_h} = \frac{x_v}{\rho_v} + \frac{1 - x_v}{\rho_l} \quad (2.48)$$

Para a viscosidade homogênea (utilizada para o cálculo de  $Re_h$  no fator de atrito), diversas correlações são encontradas na literatura. A mais comum, segundo Carey (1992) é a proposta por McAdams, Woods e Bryan (1942), apresentada a seguir:

$$\frac{1}{\mu_h} = \frac{x_v}{\mu_v} + \frac{1 - x_v}{\mu_l} \quad (2.49)$$

### 2.10.2.2 Modelo Heterogêneo

O modelo heterogêneo considera que vapor e líquido escoam cada qual com sua respectiva velocidade média, por isso é também chamado de modelo de fases separadas. Essa abordagem funciona muito bem no regime de escoamento anular, (COLLIER; THOME, 1994). Neste modelo, a queda de pressão devido ao atrito,  $\Delta p_{at}$ , é calculada em função da queda de pressão de um escoamento monofásico, multiplicada por um fator de correção,  $\phi^2$ , também chamado de multiplicador bifásico. Este, é baseado em correlações, geralmente empíricas, onde o escoamento monofásico “base” pode ser: líquido, vapor, líquido somente (*liquid only*) ou vapor somente (*vapor only*):

$$\Delta p_{at,bif} = \Delta p_{at,l} \phi_l^2 = \Delta p_{at,v} \phi_v^2 = \Delta p_{at,lo} \phi_{lo}^2 = \Delta p_{at,vo} \phi_{vo}^2 \quad (2.50)$$

Assim, utilizando-se a equação de Darcy-Weisbach, Eq. 2.33, com o conceito de velocidade mássica,  $G$ , definido na Seção 2.7 tem-se:

$$\begin{aligned} \Delta p_{at,bif} &= \frac{2(1 - x_v)^2 G^2 L}{D \rho_l} f_l \phi_l^2 = \frac{2x_v^2 G^2 L}{D \rho_v} f_v \phi_v^2 \\ &= \frac{2G^2 L}{D \rho_l} f_{lo} \phi_{lo}^2 = \frac{2G^2 L}{D \rho_v} f_{vo} \phi_{vo}^2 \end{aligned} \quad (2.51)$$

onde os fatores de atrito para os escoamentos base podem ser calculados utilizando-se correlações para escoamento monofásico, como a Eq. 2.37,

com o número de Reynolds referente à fase (ver Tabela 2.2).

### 2.10.2.3 Modelos e Correlações

Diversos modelos e correlações foram propostos na literatura para o cálculo do fator de atrito e dos multiplicadores bifásicos. As formulações denominadas clássicas para os multiplicadores bifásicos aqui apresentadas são as de Lockhart e Martinelli (1949), Chisholm (1973) e Friedel (1979). O modelo desenvolvido por Lockhart e Martinelli (1949) para os multiplicadores bifásicos é considerado o precursor nessa área, e até hoje ele serve de base para modelos mais recentes.

No modelo de Lockhart e Martinelli (1949), os multiplicadores bifásicos são funções do parâmetro de Lockhart - Martinelli,  $X$ , o qual é definido como sendo a razão entre os gradientes de pressão por atrito das fases líquida e de vapor, respectivamente:

$$X^2 = \frac{\left(\frac{dp}{dz}\right)_{at,l}}{\left(\frac{dp}{dz}\right)_{at,v}} \quad (2.52)$$

Lockhart e Martinelli (1949) definiram os multiplicadores bifásicos para líquido, vapor e líquido somente, apresentados respectivamente a seguir:

$$\phi_l^2 = 1 + \frac{C}{X} + \frac{1}{X^2} \quad (2.53)$$

$$\phi_v^2 = 1 + CX + X^2 \quad (2.54)$$

e

$$\phi_{lo}^2 = \phi_l^2 (1 - x_v)^{1,75} \quad (2.55)$$

onde  $C$  é uma constante que depende do regime de escoamento (turbulento ou laminar) de cada fase. A Tabela 2.3 apresenta os valores para essa constante, propostos por Lockhart e Martinelli (1949):

Já Chisholm (1973), sugere a inclusão dos efeitos do fluxo de massa e das propriedades do fluido nos multiplicadores bifásicos. Para isso, o autor propõe uma correlação empírica, baseada em um modelo proposto por Baroczy (1966), para o cálculo do multiplicador bifásico, baseado em experimentos com água/vapor d'água, ar/água e mercúrio/nitrogênio, apresentada a seguir.

Tabela 2.3: Valores propostos por Lockhart e Martinelli (1949) para a constante  $C$  para os diferentes regimes de escoamento.

vapor	líquido	$X$	valor de $C$
laminar	laminar	$X_{ll}$	5
laminar	turbulento	$X_{lt}$	10
turbulento	laminar	$X_{tl}$	12
turbulento	turbulento	$X_{tt}$	20

$$\phi_{lo}^2 = 1 + (Y^2 - 1) \left[ Bx_v^{(2-n)/2} (1 - x_v)^{(2-n)/2} + x_v^{2-n} \right] \quad (2.56)$$

onde

$$Y^2 = \frac{\Delta p_{at,vo}}{\Delta p_{at,lo}} \quad (2.57)$$

O parâmetro  $B$  é obtido da seguinte maneira:

$$B = \begin{cases} \frac{55}{\sqrt{G}} & p/ \quad 0 < Y < 9,5 \\ \frac{520}{Y\sqrt{G}} & p/ \quad 9,5 < Y < 28 \\ \frac{15000}{Y^2\sqrt{G}} & p/ \quad Y > 28 \end{cases} \quad (2.58)$$

O parâmetro  $n$  depende do número de Reynolds de líquido somente:

$$n = \begin{cases} 1 & p/ \quad Re_{lo} \leq 2100 \\ 0,25 & p/ \quad Re_{lo} > 2100 \end{cases} \quad (2.59)$$

Friedel (1979) desenvolveu uma correlação, também empírica, para a determinação do multiplicador bifásico. O autor baseou-se em 25000 pontos obtidos em escoamentos adiabáticos no interior de canais com  $D > 1 \text{ mm}$  para propor uma formulação, apresentada na Eq. 2.60, a qual baseia-se nos números de *Froude*,  $Fr$ , e de *Weber*,  $We$ , definidos na Tabela 2.2 :

$$\phi_{lo}^2 = E + \frac{0,324FH}{Fr^{0,045}We^{0,035}} \quad (2.60)$$

onde os parâmetros  $E$ ,  $F$  e  $H$  são determinados da seguinte forma:

$$E = (1 - x_v)^2 + x_v \left( \frac{\rho_l f_{vo}}{\rho_v f_{lo}} \right) \quad (2.61)$$

$$F = x_v^{0,78} (1 - x_v)^{0,24} \quad (2.62)$$

$$H = \left( \frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0,91} \left( \frac{\mu_v}{\mu_l} \right)^{0,19} \left( 1 - \frac{\mu_v}{\mu_l} \right)^{0,7} \quad (2.63)$$

Essa correlação proposta por Friedel (1979) é muito utilizada tanto em escoamentos na vertical quanto na horizontal. Segundo Garimella (2006), seus resultados são insatisfatórios em muitos casos. Isso ocorre principalmente porque a correlação é utilizada em condições muito diferentes das que a formulação foi proposta.

Uma correlação mais recente, proposta por Muller-Steinhagen e Heck (1986) para a predição da queda de pressão bifásica por atrito, é mais simples que as anteriores e considerada mais eficiente. Os autores desenvolveram a correlação baseados em 9300 dados obtidos com diversos fluidos em canais com diâmetros entre 4 mm e 392 mm, apresentada a seguir:

$$\Delta p_{at,bif} = F (1 - x_v)^{1/3} + \Delta p_{at,vo} x_v^3 \quad (2.64)$$

onde o parâmetro  $F$  é determinado da maneira que segue:

$$F = \Delta p_{at,lo} + 2 (\Delta p_{at,vo} - \Delta p_{at,lo}) x_v \quad (2.65)$$

Correlações desenvolvidas propriamente para o cálculo da queda de pressão por atrito, no interior de microcanais, também são encontradas na literatura. Zhang e Webb (2001) propuseram uma correlação empírica para a predição da queda de pressão por atrito, baseados em escoamentos de R-134a, R-22 e R-404A no interior de multicanais circulares com  $D = 2,13 \text{ mm}$ . Os autores utilizaram, também, dados obtidos em tubos com diâmetros medindo 6,25 mm e 3,25 mm, e propõem a seguinte fórmula para o multiplicador bifásico líquido somente,  $\phi_{lo}$ :

$$\phi_{lo} = (1 - x_v)^2 + 2,87 x_v^2 p_{red}^{-1} + 1,68 x_v^{0,8} (1 - x_v)^{0,25} p_{red}^{-1,64} \quad (2.66)$$

onde  $p_{red}$  é a pressão reduzida ( $p_{red} = p/p_{crit}$ ).

Revellin e Thome (2007) realizaram experimentos com escoamento bifásico adiabático, utilizando dois diferentes fluidos refrigerantes (R-134a e R-245f), no interior de microcanais de vidro com  $D = 0,790 \text{ mm}$ . Baseados nesses resultados, autores propuseram a seguinte correlação baseada no modelo homogêneo para o cálculo do

fator de atrito:

$$f_{bif} = 6Re_h^{-3/5} \quad (2.67)$$

onde  $Re_h$  representa o número de Reynolds do escoamento bifásico, considerando o modelo homogêneo, com  $\mu_h$  obtido através da Eq. 2.49, e cuja fórmula é apresentada na Tabela 2.2.

Seus dados, todavia, são na sua grande maioria para baixos títulos de vapor, informação importante que pode ser extraída do trabalho dos autores, mas que não é comentada pelos mesmos.

Cavallini et al. (2006) desenvolveram uma correlação empírica para o cálculo do fator de atrito e do multiplicador bifásico para líquido somente,  $f_{lo}$  e  $\phi_{lo}$ , Eqs. 2.68 e 2.69, respectivamente. A correlação é baseada em dados obtidos por diversos autores na condensação em microcanais, comportando os regimes anular e anular misto:

$$f_{bif} = 0,046Re_{lo}^{-0,2} \quad (2.68)$$

$$\phi_{lo} = Z + 3,595FH(1 - E)^W \quad (2.69)$$

os parâmetros  $Z$ ,  $F$ ,  $H$  e  $W$  são calculados da seguinte forma:

$$Z = (1 - x_v)^2 + x_v^2 \left( \frac{\rho_l}{\rho_v} \right) \left( \frac{\mu_v}{\mu_l} \right)^{0,2} \quad (2.70)$$

$$F = x^{0,9525} (1 - x_v)^{0,414} \quad (2.71)$$

$$H = \left( \frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{1,132} \left( \frac{\mu_v}{\mu_l} \right)^{0,44} \left( 1 - \frac{\mu_v}{\mu_l} \right)^{3,542} \quad (2.72)$$

$$W = 1,398p_{red} \quad (2.73)$$

onde  $p_{red}$  é a pressão reduzida do fluido ( $p_{red} = p/p_{crit}$ ).

A variável  $E$  da Eq. 2.69 representa a quantidade de líquido que escoo na forma de gotas, as quais encontram-se misturadas ao núcleo de vapor - *entrainment liquid*, característica do escoamento anular misto. Segundo Cavallini et al. (2006), o valor de  $E$  pode ser obtido através da equação proposta por Paleev e Filippovich (1966), representada na Eq. 2.74:

$$E = 0,015 + 0,44 \log \left[ \left( \frac{\rho_{vc}}{\rho_l} \right) \left( \frac{\mu_l j_v}{\sigma} \right)^2 10^4 \right] \quad (2.74)$$

O valor de  $\rho_{vc}$  é obtido através da seguinte equação:

$$\rho_{vc} = \rho_v \left[ \frac{1 + (1 - x_v)E}{x_v} \right] \quad (2.75)$$

Hewitt, Shires e Bott (1994) *apud* Garimella (2006) propuseram calcular as quedas de pressão locais em escoamento bifásico através dos modelos homogêneo ou heterogêneo. Para o cálculo de  $\Delta p_{cont}$  os autores sugerem o uso da mesma equação de *Darcy-Weisbach*, Eq. 2.33, utilizando a massa específica homogênea (Eq. 2.48). O valor de  $\zeta$  é calculado através da Eq. 2.43. Assim, a equação recomendada por Hewitt, Shires e Bott (1994) para o cálculo da queda de pressão na contração de um escoamento em condensação tem a seguinte forma:

$$\Delta p_{cont} = \frac{G^2}{2\rho_h} \left[ \left( \frac{1}{C_c} - 1 \right)^2 + 1 - \gamma^2 \right] \quad (2.76)$$

Para a expansão, Hewitt, Shires e Bott (1994) sugerem o uso do modelo heterogêneo. Assim, a queda de pressão na expansão abrupta de um escoamento bifásico pode ser calculada através da Eq. 2.33, com  $\rho = \rho_l$  e  $\zeta$  definido por:

$$\zeta_{exp,bif} = \zeta_{exp} \Psi_s \quad (2.77)$$

onde  $\zeta_{exp}$  é o coeficiente de resistência na expansão de escoamento monofásico (Eq. 2.41) e  $\Psi_s$  é o multiplicador bifásico, definido da seguinte forma:

$$\Psi_s = \left\{ 1 + \left( \frac{\rho_l}{\rho_v} - 1 \right) [0, 25x_v(1 - x_v) + x_v^2] \right\} \quad (2.78)$$

Para as perdas de pressão nas curvas em  $90^\circ$ , não foi encontrado nenhum trabalho na literatura.

### 2.10.3 Influência de Parâmetros sobre a Queda de Pressão Bifásica

Muitos são os fatores que podem alterar a queda de pressão em microcanais. A geometria do canal, tipo de fluido, velocidade mássica, temperatura do fluido e título de vapor são comumente investigadas na literatura. Alguns resultados obtidos por diferentes pesquisas são mostrados nesta seção.

Yan e Lin (1999) estudaram a condensação de R-134a em um tubo de 2,0 mm de diâmetro interno, para  $100 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1} < G < 200 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ,  $25^\circ\text{C} < T_{\text{fluido}} < 50^\circ\text{C}$  e  $10 \text{ kW.m}^{-2} < q'' < 20 \text{ kW.m}^{-2}$ . Os autores concluíram que a queda de pressão aumenta com a diminuição da temperatura do fluido e com o aumento da velocidade mássica, efeito mais acentuado para  $x_v > 0,3$ . A queda de pressão também apresentou aumento com o título de vapor, principalmente para temperaturas de saturação mais baixas. Uma figura desse mesmo trabalho compara a queda de pressão obtida para dois valores de fluxo de calor diferentes, 10 e  $20 \text{ kW.m}^{-2}$ , para  $G = 200 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  e  $T = 40^\circ\text{C}$ . A figura em questão mostra claramente que aumentando-se o fluxo de calor têm-se uma diminuição da queda de pressão para toda a faixa de título de vapor testada  $0,18 < x_v < 0,9$ . Os autores preferiram, todavia, concluir que com somente dois valores de  $q''$  não se pode comentar nada à respeito.

Garimella, Agarwal e Killion (2005) realizaram experimentos na condensação de R-134a no interior de canais de vidro com diâmetros entre 0,506 mm e 4,91 mm. Os testes foram executados para  $T_{\text{fluido}} = 52,5^\circ\text{C}$  e  $150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1} < G < 750 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  nos regimes anular, anular misto, disperso e intermitente. Seus resultados mostraram que para  $x_v < 0,2$ , a queda de pressão é pouco sensível ao aumento da velocidade mássica. Já para valores de título de vapor mais altos, nota-se o aumento da queda de pressão por atrito com o aumento da velocidade mássica. Além disso, verificou-se também que a queda de pressão aumenta com o título de vapor, principalmente para  $G > 300 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ . Neste trabalho, os autores também comparam o efeito do diâmetro do canal para as três velocidades mássicas mais altas. Verificou-se que a queda de pressão aumenta com a diminuição do diâmetro, principalmente para títulos de vapor mais elevados.

Zhang e Webb (2001), que propuseram uma correlação para o cálculo da queda de pressão bifásica em microcanais, também apresentaram uma discussão de seus resultados experimentais para escoamentos adiabáticos. A queda de pressão bifásica foi intensificada com o aumento da velocidade mássica e do título de vapor e com a diminuição da temperatura de saturação do fluido. Os testes mostrados no trabalho foram realizados para  $400 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1} < G < 1000 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ,  $25^\circ\text{C} < T_{\text{fluido}} < 55^\circ\text{C}$ .

Escoamento adiabático também foi objeto de estudo de Yang e Webb (1996). Os autores estudaram escoamentos de R-12 em canais retangulares lisos, com  $D_h = 2,64 \text{ mm}$ , e microaletados,  $D_h = 1,56 \text{ mm}$ . Para o tubo liso, foi observado um aumento da queda de pressão com

o incremento do título de vapor e da velocidade mássica, sendo esta última mais evidente à medida que o título aumenta. Para o tubo aletado, o mesmo comportamento foi observado, porém neste caso a queda de pressão aumentou de maneira mais acentuada com o título de vapor.

## 2.11 TRANSFERÊNCIA DE CALOR

Trocadores de calor que utilizam fluidos em condensação, apresentam enorme importância na indústria de refrigeração, automotiva e em processos industriais em geral. A demanda por equipamentos mais compactos e com melhor efetividade remete à busca pelo aumento dos coeficientes de transferência de calor. Todavia, isso só pode ser alcançado, quando se detém um bom conhecimento acerca dos mecanismos físicos que agem sobre esse fenômeno, os quais estão intimamente ligados aos padrões de escoamento, discutidos na Seção 2.8.

Numerosos estudos sobre esse tema são encontrados na literatura, tanto na área experimental, com o intuito de observar o comportamento do  $h$  e dos regimes de escoamento, quanto trabalhos analíticos, na tentativa de modelar o processo de transferência de calor, além de combinações entre os dois. A seguir, são apresentados alguns modelos e correlações utilizadas na literatura, subdivididos em grupos baseados nos diferentes regimes de escoamento. Mais além, é discutida a influência de diversos parâmetros sobre o coeficiente de transferência de calor.

### 2.11.1 Modelos para Escoamento Monofásico

Em escoamentos monofásicos, diversos modelos foram propostos desde o início do século passado. Aqui, são apresentados alguns deles, desenvolvidos para escoamentos turbulentos, para temperatura da parede ou fluxo de calor uniforme. Grande parte das correlações para o cálculo do número de *Nusselt* em escoamentos monofásicos,  $Nu_l$ , apresenta a seguinte forma:

$$Nu_l = C Re^n Pr_l^m \quad (2.79)$$

A correlação de *Dittus-Boelter* pode ser aplicada para  $0,7 < Pr_l < 160$ ,  $Re > 10000$  na região completamente desenvolvida. Para escoamentos submetidos a resfriamento, esta equação tem a seguinte forma:

$$Nu_l = 0,023Re^{4/5}Pr_l^{0,3} \quad (2.80)$$

Sieder e Tate (1936) propuseram uma pequena modificação na equação de *Dittus-Boelter* para corrigir variações nas propriedades do escoamento, causadas por fluxos de calor elevados:

$$Nu_l = 0,023Re^{4/5}Pr_l^{1/3} \left( \frac{\mu}{\mu_p} \right)^{0,14} \quad (2.81)$$

onde todas as propriedades são avaliadas na temperatura média do escoamento, exceto  $\mu_p$ , que é obtida com a temperatura da parede.

Petukhov (1970) desenvolveu uma correlação mais recente para o cálculo do número de *Nusselt* em escoamento monofásico turbulento e completamente desenvolvido. Esta equação é válida para  $0,5 < Pr_l < 2000$  e  $(10^4 < Re < 5 * 10^6)$ , a qual é apresentada na Eq. 2.82:

$$Nu = \frac{(f/8)RePr_l}{1,07 + 12,7(f/8)^{1/2} (Pr_l^{2/3} - 1)} \quad (2.82)$$

onde  $f$  representa o fator de atrito, o qual pode ser calculado utilizando as Eqs. 2.37 e 2.38.

Depois disso, Gnielinski (1976) propôs uma modificação da correlação anterior, para que a mesma pudesse ser utilizada para Reynolds menores. Assim, para  $3000 < Re < 5 * 10^6$  e  $0,5 < Pr_l < 2000$ :

$$Nu = \frac{(f/8)(Re - 1000)Pr_l}{1 + 12,7(f/8)^{1/2} (Pr_l^{2/3} - 1)} \quad (2.83)$$

### 2.11.2 Modelos para Condensação em Regime Estratificado

Em escoamentos onde a velocidade do vapor é muito baixa e as forças de atrito interfaciais são pequenas, observa-se geralmente o regime estratificado (COLLIER; THOME, 1994). Como realçado nesse mesmo trabalho, esse regime é normalmente observado em canais de diâmetros convencionais. Todavia, como foi mostrado na Seção 2.8.2 e afirmado por Garimella (2006), alguns autores assumem que a condensação ocorre também com predominância da gravidade, mesmo em canais da ordem de  $3\text{ mm}$ .

O mecanismo de transferência de calor nesse tipo de escoamento baseia-se na espessura da película de condensado. A maioria dos mo-

delos propostos assume que a película de líquido laminar escoo do topo para a base do tubo pela superfície interna do mesmo. Na base da tubulação, forma-se uma piscina de líquido com espessura bem superior à observada na parte superior do mesmo.

Segundo Marto (1998), nesses casos, pode-se aplicar como primeira aproximação, a equação de *Nusselt* para condensação sobre tubos horizontais modificada para o cálculo do coeficiente de transferência de calor médio em todo o perímetro do tubo, Equação 2.84.

$$h_{estrat} = \Omega \left[ \frac{\rho_l(\rho_l - \rho_v)g i_{lv} k_l^3}{D \mu_l (T_{sat} - T_p)} \right]^{1/4} \quad (2.84)$$

ou para o número de Nusselt:

$$Nu_{estrat} = \Omega \left[ \frac{D^3 \rho_l(\rho_l - \rho_v)g i_{lv}}{k_l \mu_l (T_{sat} - T_p)} \right]^{1/4} \quad (2.85)$$

onde  $\Omega$  é um fator de correção que depende da quantidade de líquido na camada estratificada (no fundo do tubo).

Segundo Marto (1998), esse modelo foi primeiramente proposto por Chato em 1962, onde  $\Omega = 0,555$ , o qual desconsiderava a parcela de transferência de calor na base do tubo, onde o líquido está acumulado.

Dobson et al. (1994) desenvolveram uma correlação para  $\Omega$ , baseada no parâmetro de Lockhart-Martinelli, considerando os escoamentos de líquido e de vapor turbulentos, apresentada a seguir:

$$\Omega = \frac{0,375}{X_{tt}^{0,23}} \quad (2.86)$$

Haraguchi, Koyama e Fuji (1994) propuseram um fator de correção,  $\Omega$ , dependente das propriedades do fluido e do escoamento:

$$\Omega(\xi) = \xi + \left\{ 10 \left[ (1 - \xi)^{0,1} - 1 \right] + 1,7 \cdot 10^{-4} Re_{l0} \right\} \sqrt{\xi} \left( 1 - \sqrt{\xi} \right) \quad (2.87)$$

onde  $\xi$  é obtido a partir da Eq. 2.88:

$$\xi = \left[ 1 + \frac{\rho_v}{\rho_l} \left( \frac{1 - x_v}{x_v} \right) \left( 0,4 + 0,6 \sqrt{\frac{\frac{\rho_l}{\rho_v} + 0,4 \frac{1 - x_v}{x_v}}{1 + 0,4 \frac{1 - x_v}{x_v}}} \right) \right]^{-1} \quad (2.88)$$

onde  $x_v$  representa o título de vapor local.

### 2.11.3 Modelos para Condensação em Regime Anular

Em escoamentos anulares, a velocidade do vapor é grande, intensificando a força de atrito interfacial vapor-líquido e reduzindo a importância da força gravitacional. A maioria dos modelos propostos para a condensação no interior de tubos são para esse regime. Boa parte deles tem a forma da Eq 2.89 para o cálculo do número de *Nusselt* local:

$$Nu_{anular} = Nu_l F_{TP} + S \quad (2.89)$$

onde  $Nu_l$  é o número de *Nusselt* para escoamento monofásico turbulento, em convecção forçada do líquido,  $F_{TP}$  é um multiplicador bifásico que depende do título local e  $S$  representa um termo de ajuste para o modelo, que é zero na maioria das correlações.

O modelo de Traviss, Rohsenow e Baron (1973) desenvolvido para condensação de R22 no interior de canais com  $D = 8 \text{ mm}$ , utiliza esse tipo de abordagem, no qual o multiplicador bifásico é determinado como segue:

$$F_{TP} = \frac{F}{\left( \frac{1}{X_{tt}} + \frac{2,85}{X_{tt}^{0,476}} \right)} \quad (2.90)$$

onde

$$F = \begin{cases} 0,707 Pr_l Re_l^{0,5} & p/ \quad Re_l < 50 \\ 5 \left\{ Pr_l + \ln[1 + Pr_l(0,0964 Re_l^{0,585} - 1)] \right\} & p/ \quad 50 < Re_l < 1125 \\ 5 \left[ Pr_l + \ln(1 + 5Pr_l) + \frac{\ln(0,0031 Re_l^{0,812})}{2} \right] & p/ \quad Re_l > 1125 \end{cases} \quad (2.91)$$

e o número de Nusselt para escoamento de líquido é:

$$Nu_l = 0,15 Re_l^{0,9} Pr_l \quad (2.92)$$

Shah (1979) também desenvolveu uma correlação para  $F_{TP}$ , baseado nos resultados experimentais de diversos fluidos no interior de canais com  $7 \text{ mm} < D < 40 \text{ mm}$ , no qual:

$$F_{TP} = \frac{(1 - x_v)^{0,8} + 3,8 x_v^{0,76} (1 - x_v)^{0,04}}{P_{red}^{0,38}} \quad (2.93)$$

e o número de Nusselt do escoamento monofásico é calculado a partir da correlação de *Dittus-Boelter*, Eq. 2.80, com  $Re$  calculado para o escoamento de líquido somente,  $Re_{l0}$ .

Outra correlação encontrada na literatura para a condensação convectiva é a proposta por Soliman, Schuster e Berenson (1968). Nela, os autores propõem a separação do fator multiplicador,  $F_{TP}$  em três parcelas: atrito ( $F_f$ ), quantidade de movimento ( $F_m$ ) e gravidade ( $F_a$ ). Esta última pode ser negligenciada em escoamentos na horizontal.

$$Nu_l = 0,036 \frac{\rho_l^{0,5} Pr_l^{0,65} D}{\mu_l} \quad (2.94)$$

e

$$F_{TP} = \sqrt{F_f + F_m + F_a} \quad (2.95)$$

$$F_f = \frac{0,0225 G^2 Re_{vo}^{-0,2}}{\rho_v} \left[ (x_v^{1,8} + 5,7 \left( \frac{\mu_l}{\mu_v} \right)^{0,0523} (1 - x_v)^{0,47} x_v^{1,33} \right. \\ \left. X \left( \frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,261} + 8,11 \left( \frac{\mu_l}{\mu_v} \right)^{0,105} (1 - x_v)^{0,94} x_v^{0,86} \left( \frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,522} \right] \quad (2.96)$$

$$F_m = \frac{DG^2}{4\rho_v} \left( \frac{-\Delta x_v}{L} \right) \left[ 2(1 - x_v) \left( \frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{2/3} + \left( \frac{1}{x_v} - 3 + 2x \right) \left( \frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{4/3} \right. \\ \left. + (2x_v - 1 - \beta x_v) \left( \frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{1/3} + \left( 2\beta - \frac{\beta}{x_v} - \beta x_v \right) * \right. \\ \left. * \left( \frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{5/3} + 2(1 - x_v - \beta + \beta x_v) \left( \frac{\rho_v}{\rho_l} \right) \right] \quad (2.97)$$

onde,

$$\beta = \begin{cases} 2 & \text{se } Re_l < 200 \\ 1,25 & \text{se } Re_l > 200 \end{cases} \quad (2.98)$$

O modelo de Soliman, Schuster e Berenson (1968) foi desenvolvido para escoamentos de diversos fluidos em condensação no interior de tubos com  $7,44 \text{ mm} < D < 11,66 \text{ mm}$

Dobson e Chato (1998) também desenvolveram uma correlação para o cálculo de  $F_{TP}$ , a qual apresenta a seguinte forma:

$$F_{TP} = 1 + \frac{2,22}{X_{tt}^{0,89}} \quad (2.99)$$

Os autores propõem calcular o número de *Nusselt* para escoamento monofásico a partir da correlação de *Dittus-Boelter*, Eq. 2.80. Tal correlação foi desenvolvida baseando-se em experimentos de diversos tipos de fluidos refrigerantes no interior de tubos com diâmetros de  $4,6\text{ mm}$ ,  $7,04\text{ mm}$  e  $31,4\text{ mm}$ . Seus testes englobaram  $25\text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1} < G < 800\text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$  e  $35^\circ\text{C} < T_{\text{fluido}} < 60^\circ\text{C}$ .

Alguns modelos propostos para o cálculo do número de *Nusselt* na condensação em regime anular são baseados em escoamentos turbulentos. Esses modelos apresentam a seguinte forma:

$$Nu = \frac{D_h \rho_l c_{pl} u^*}{k_l T^+} \quad (2.100)$$

onde  $D_h$ ,  $k_l$ ,  $\rho_l$  e  $c_{pl}$  representam o diâmetro hidráulico da tubulação, em  $m$ , a condutividade térmica do líquido, em  $\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ , a massa específica do líquido, em  $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$  e o calor específico à pressão constante do líquido, em  $\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ , respectivamente.  $T^+$  representa a temperatura turbulenta adimensional, a qual é função da espessura da película de condensado adimensional,  $\delta^+$ . A velocidade de atrito,  $u^*$ , é normalmente calculada como segue:

$$u^* = \sqrt{\frac{\tau_i}{\rho_l}} \quad (2.101)$$

onde  $\tau_i$  representa a tensão de atrito interfacial, que depende do gradiente de de pressão, definida como:

$$\tau_i = \frac{dp}{dz} \frac{D_h}{4} \quad (2.102)$$

Cavallini et al. (2006) propuseram uma correlação para o cálculo do número de *Nusselt* em condensação para fluidos refrigerantes nos regimes anular e anular misto, no interior de canais com  $0,4 < D_h < 3\text{ mm}$ . Nela, o gradiente de pressão é calculado a partir da correlação proposta pelos mesmos autores (Eqs. 2.68 - 2.75). A temperatura turbulenta adimensional é determinada a partir da lei da temperatura da parede, (MARTINELLI, 1947):

$$T^+ = \begin{cases} Pr_l \delta^+ & \text{se } \delta^+ \leq 5 \\ 5 \left\{ Pr_l + \ln \left[ 1 + Pr_l \left( \frac{\delta^+}{5} - 1 \right) \right] \right\} & \text{se } 5 < \delta^+ < 30 \\ 5 \left\{ Pr_l + \ln (1 + 5Pr_l) + 0,495 \ln \left( \frac{\delta^+}{30} \right) \right\} & \text{se } \delta^+ \geq 30 \end{cases} \quad (2.103)$$

onde  $\delta^+$  representa a espessura da película de condensado turbulenta adimensionalizada, obtida como segue:

$$\delta^+ = \begin{cases} \sqrt{Re_l/2} & \text{se } Re_l \leq 1145 \\ 0,0504 Re_l^{7/8} & \text{se } Re_l \geq 1145 \end{cases} \quad (2.104)$$

Bandhauer, Agarwall e Garimella (2006) também desenvolveram uma correlação para o cálculo de *Nusselt* em condensação para escoamento anular. Seu modelo cobre uma ampla faixa de diâmetros ( $0,4 \text{ mm} < D_h < 4,9 \text{ mm}$ ) e de velocidades mássicas ( $150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1} < G < 750 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ) para o fluido R-134a. A temperatura turbulenta adimensional é determinada como segue (para  $Re_l < 2100$ ):

$$T^+ = 5 \left\{ Pr + \ln \left[ 1 + Pr_l \left( \frac{\delta^+}{5} - 1 \right) \right] \right\} \quad (2.105)$$

e a espessura de condensado turbulenta:

$$\delta^+ = \frac{\delta \rho_l u^*}{\mu_l} \quad (2.106)$$

onde  $\delta$  representa a espessura da película de líquido condensado, definida como segue:

$$\delta = R (1 - \sqrt{\alpha}) \quad (2.107)$$

onde  $R$  e  $\alpha$  representam o raio da tubulação e a fração de vazio volumétrica, calculada através da Eq. 2.29, correlação de Baroczy (1965), respectivamente.

Mesmo não sendo muito comum os trabalhos apresentarem a dedução de  $\delta$ , vale a pena se fazer isso. Essa dedução é apresentada no Apêndice B e será muito útil na discussão dos resultados experimentais desta dissertação, Capítulo 5.

### 2.11.4 Modelos Multi-Regimes

Há, na literatura, modelos propostos para serem utilizados em mais de um regime de escoamento. O modelo semi-empírico proposto por Koyama et al. (2003) é baseado em escoamentos de R-134a no interior de canais retangulares com diâmetro hidráulico de 1,11 mm e 0,8 mm e apresentado na Eq. 2.108.

$$Nu = (Nu_{anular}^2 + Nu_{estrat}^2)^{1/2} \quad (2.108)$$

onde  $Nu_{estrat}$  é o número de *Nusselt* para escoamento estratificado proposto por Haraguchi, Koyama e Fuji (1994), Eq. 2.87 e  $Nu_{anular}$  é o número de *Nusselt* para escoamento anular proposto por Haraguchi, Koyama e Fuji (1994), apresentado a seguir:

$$Nu_{anular} = 0,00152 \left(1 + 0,6Pr_l^{0,8}\right) \left(\frac{\phi_v}{X_{tt}}\right) Re_l^{0,77} \quad (2.109)$$

onde, segundo Koyama et al. (2003),  $\phi_v$  deve ser calculado através da correlação de Mishima e Hibiki (1995), apresentada a seguir:

$$\phi_v^2 = 1 + 21 \left(1 - e^{-0,319D}\right) X_{tt} + X_{tt}^2 \quad (2.110)$$

### 2.11.5 Correlações Empíricas

O último tipo de equação para o cálculo do número de *Nusselt* para a condensação aqui apresentado são as correlações empíricas, as quais são baseadas apenas em resultados experimentais. A correlação proposta por Yan e Lin (1999) para escoamento de R-134a no interior de tubos circulares com  $D = 2 \text{ mm}$  para baixas velocidades mássicas ( $100 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1} < G < 200 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ) é um exemplo desse tipo de correlação, a qual é apresentada na Eq. 2.111. Segundo o mapa de padrões proposto por Coleman e Garimella, Figura 2.19, a faixa de testes engloba escoamentos dos tipos anular e intermitente. Segundo Goss, Macarini e Passos (2011), que compararam os resultados experimentais para o  $h$  em microcanais com  $D = 0,8 \text{ mm}$ , essa correlação prediz bem dados para  $x \leq 0,75$  e  $G < 125 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ , onde, segundo o mapa de padrões de Coleman e Garimella, tem-se o regime intermitente. Para  $x > 0,90$ , para regime de escoamento anular, segundo mapa de Coleman e Garimella, a correlação subestimou os dados experimentais.

$$Nu = \frac{6,48 Re_{eq}^{1,04}}{Pr_l^{-0,33} Bo^{0,3} Re_{lo}} \quad (2.111)$$

onde  $Bo$  e  $Re_{eq}$  representam, respectivamente, os números de *Bond* (ver Tabela 2.2) e de *Reynolds* equivalente. Esse último é definido da seguinte forma:

$$Re_{eq} = \frac{G_{eq} D}{\mu_l} \quad (2.112)$$

onde  $G_{eq}$  representa a velocidade mássica equivalente, definida como segue:

$$G_{eq} = G \left[ (1 - x_v) + x_v \left( \frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0,5} \right] \quad (2.113)$$

Moser, Webb e Na (1998) propõem uma correlação empírica para a determinação do número de *Nusselt* na condensação no interior de tubos com  $3,14 \text{ mm} < D < 20 \text{ mm}$ , apresentada a seguir:

$$Nu = \frac{0,0994^{0,126} Pr_l^{-0,448} Re_l^{-0,113} Pr_l^{-0,563} Re_{mo}^{1+0,11025 Pr^{-0,448}} Pr_l^{0,815}}{[1,58 \ln(Re_{mo}) - 3,28] [2,58 \ln(Re_{mo}) + 13,7 Pr_l^{2/3} - 19,1]} \quad (2.114)$$

onde  $Re_{mo}$  é um número de Reynolds modificado, definido pela Eq. 2.115

$$Re_{mo} = \phi_{lo}^{8/7} Re_{lo} \quad (2.115)$$

onde  $\phi_{lo}$  e  $Re_{lo}$  representam o multiplicador bifásico, calculado a partir da correlação de Friedel (1979), Eqs. 2.60, e o número de Reynolds para líquido somente.

### 2.11.6 Influência de Parâmetros sobre o $h$

Os parâmetros de um escoamento podem influenciar o CTC obtido. Fatores como geometria do canal, velocidade mássica, título de vapor, temperatura de saturação do fluido e o próprio fluido podem causar aumento ou diminuição do calor transferido em um sistema. Por isso, a influência dessas características devem ser bem conhecidas quando se deseja projetar ou analisar um trocador de calor.

Yang e Webb (1996) basearam-se em seus resultados experimentais com R-12 em canais retangulares lisos ( $D_h = 2,637\text{ mm}$ ) e microaletados ( $D_h = 1,564\text{ mm}$ ) para concluir que, na condensação em microcanais, o CTC aumenta com a velocidade mássica e o título. Este resultado foi obtido em toda a faixa testada ( $400\text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1} < G < 1400\text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ;  $4\text{ kW.m}^{-2} < q'' < 12\text{ kW.m}^{-2}$  e  $0,12 < x_v < 0,97$ ). Além disso, os tubos microaletados apresentaram aumento no  $h$  comparados aos tubos lisos. Este aumento ficou mais evidenciado para baixas velocidades mássicas. Tal resultado pode ser explicado baseado na força de drenagem, causada pela tensão superficial. Segundo os autores, essa parcela de força torna-se importante em baixos fluxos mássicos, onde a força de atrito interfacial é pequena. Com o aumento dessa última (altas velocidade mássica e título), a força de tensão superficial tem seu papel diminuído.

Yan e Lin (1999) investigaram a condensação de R-134a no interior de tubos com  $2\text{ mm}$ . Para altos títulos de vapor o  $h$  apresentou aumento com  $x_v$  e com o decréscimo de  $q''$  e da temperatura de saturação do fluido. Entretanto, tais efeitos não foram observados para  $x_v < 0,4$ .

Baird, Fletcher e Haynes (2003) estudaram a condensação de R123 e R11 em tubos com diâmetros de  $0,92$  e  $1,95\text{ mm}$  para uma amplas faixas de velocidades mássicas ( $70 - 600\text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ), fluxos de calor ( $15 - 110\text{ kW.m}^{-2}$ ) e pressões ( $1,2 - 4,1\text{ bar}$ ). Seus resultados mostram melhora do  $h$  com o aumento da velocidade mássica, título de vapor e fluxo de calor, principalmente para altos valores de título de vapor. Já o aumento da pressão do sistema, ocasiona o efeito oposto sobre o coeficiente de transferência de calor. O tubo de menor diâmetro apresentou CTC's relativamente maiores.

Wang e Rose (2006) investigaram, numericamente, a influência da seção transversal do duto no  $h$  local, em um condensador com taxa de remoção de calor mantida constante. Seu modelo numérico leva em conta a influência das forças de tensão superficial, atrito de vapor e gravitacional. A Figura 2.25 mostra um dos resultados desse trabalho.

Segundo a Figura 2.25, para uma mesma condição, os canais que apresentam cantos vivos (com seções transversais triangulares, quadradas e retangulares) apresentam CTCs maiores que os calculados para canais circulares de mesmo  $D_h$  no início do condensador. Ao longo do comprimento do trocador de calor, o CTC dos canais com cantos vivos diminui em uma taxa maior que o duto circular, até que no final do tubo, este último é o maior. Os cantos vivos contribuem para a formação de uma fina película de líquido na parede do tubo, o que aumenta

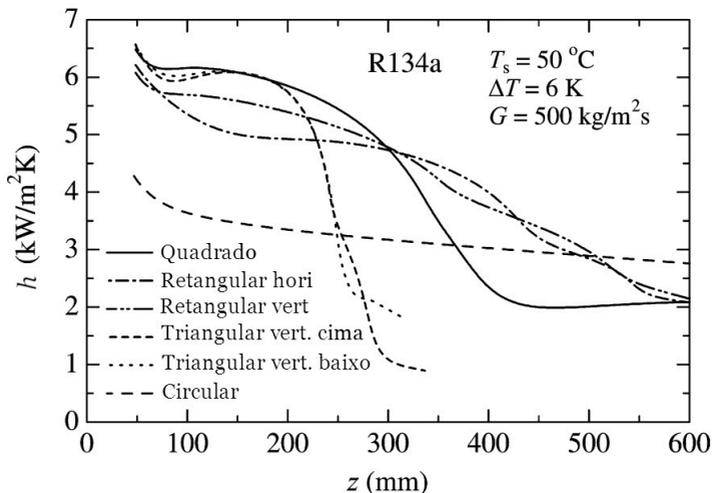


Figura 2.25: Resultado da comparação entre escoamentos no interior de canais com diferentes formas. Extraído de Wang e Rose (2006).

o CTC. Todavia, essa mesma película de condensado, quando muito espessa - muito condensado, causa diminuição do  $h$ . Esse resultado contribui para corroborar a teoria de que em microcanais o efeito da tensão superficial e da espessura de condensado dominam a taxa de transferência de calor.

Matkovic et al. (2009) realizaram um estudo experimental muito rico na condensação de R-134a e R32 à temperatura de saturação de  $40^\circ\text{C}$  no interior de canais circulares com  $D = 0,96\text{ mm}$ . Os autores analisaram escoamentos com velocidades mássicas na faixa de  $100\text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1} < G < 1200\text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ . Seus resultados mostram que o CTC apresenta melhora com o aumento da velocidade mássica para altos valores dessa ( $G > 200\text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ ).

Sapali e Patil (2010) investigaram escoamentos de R-134a e R404A em tubos circulares lisos (com  $D = 8,56\text{ mm}$ ) e microaletados (com  $D = 8,96\text{ mm}$ ). As condições de teste incluíram temperaturas de saturação entre  $35^\circ\text{C} < T_{sat} < 60^\circ\text{C}$  e velocidades mássicas entre  $90\text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1} < G < 800\text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ . Os autores encontraram que o CTC aumenta com a velocidade mássica (mais nítido para altos  $G$ s) e diminui com a temperatura de saturação do escoamento para toda a faixa testada. Além disso, o coeficiente de transferência de calor obtido para o R-134a apresentou-se sempre maior que para o fluido R404A.

Isso deve-se ao fato que o R404A tem tensão superficial e condutividade térmica menores. O resultado da comparação entre o tubo liso e o microaletado está de acordo com o obtido por outros autores. O tubo microaletado apresentou aumento no  $h$  de até 2,5 vezes comparado ao tubo liso para baixos valores de  $G$  nos escoamentos com R-134a. Todavia, para altas velocidades mássicas esse efeito diminui devido à inundação de líquido sobre as estrias.

## 2.12 RESUMO

Neste capítulo, foram apresentadas as principais características de escoamentos bifásicos e em condensação no interior de tubos e dutos. As diferenças entre escoamentos em macro e microcanais são discutidas. Os diferentes modos e mecanismos que influenciam na condensação foram mostrados, bem como, os regimes de escoamento obtidos em microcanais. Diversas correlações e modelos propostos para a queda de pressão em escoamentos bifásicos, e para o coeficiente de transferência de calor na condensação foram apresentados. A influência de parâmetros do escoamento sobre o coeficiente de transferência de calor e a queda de pressão por atrito, obtidos por diferentes autores, também foi apresentada nesse capítulo, e é mostrada, em resumo, na Tabela 2.4.

Tabela 2.4: Resumo dos resultados encontrados na literatura sobre a influência das variáveis sobre a  $\Delta p$  e o  $h$ .

$\uparrow G$	$\uparrow x_v$	$\uparrow T$	$\uparrow q''$	$\uparrow D$
$\uparrow \Delta p$	$\uparrow \Delta p$	$\downarrow \Delta p$	$\downarrow \Delta p$ - Yan e Lin (1999)	$\downarrow \Delta p$
$\uparrow h$	$\uparrow h$	$\downarrow h$	$\downarrow h$ - Yan e Lin (1999) $\uparrow h$ - Baird, Fletcher e Haynes (2003)	$\downarrow h$

### 3 APARATO EXPERIMENTAL

Uma descrição do aparato experimental utilizado no trabalho será aqui apresentada. As características construtivas e funções dos componentes serão abordadas neste capítulo, bem como os instrumentos de medição utilizados.

#### 3.1 DESCRIÇÃO DA BANCADA

As Figuras 3.1, 3.2 e 3.3 apresentam respectivamente um esquema, um desenho isométrico e uma fotografia do aparato experimental, desenvolvido e construído no LEPTEN/Boiling<sup>2</sup>.

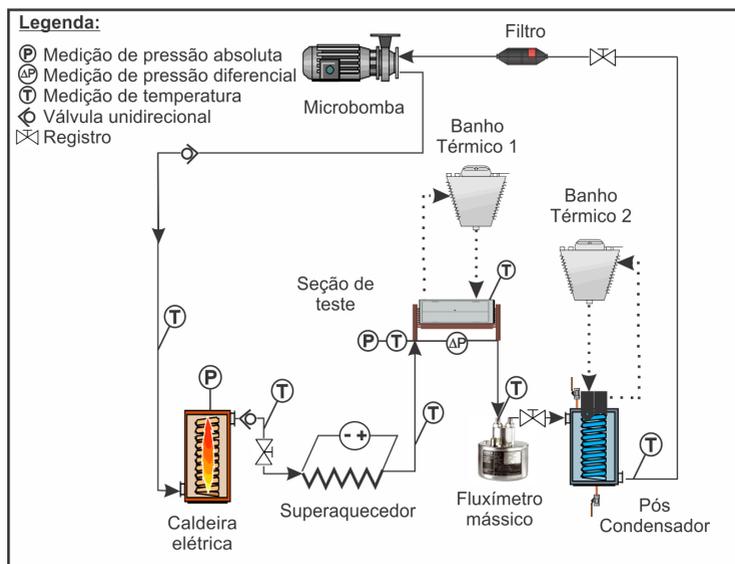


Figura 3.1: Esquema do circuito experimental.

Para a realização dos testes experimentais em condensação convectiva, vapor de fluido refrigerante é gerado em uma caldeira elétrica (Seção 3.1.1) e direcionado para a seção de teste, onde a condensação é promovida, passando antes por um superaquecedor, o qual, apesar

<sup>2</sup>Este aparato faz parte do projeto de pesquisa, processo No 477331/2007-6, aprovado pelo edital MCT/CNPq 15/2007.

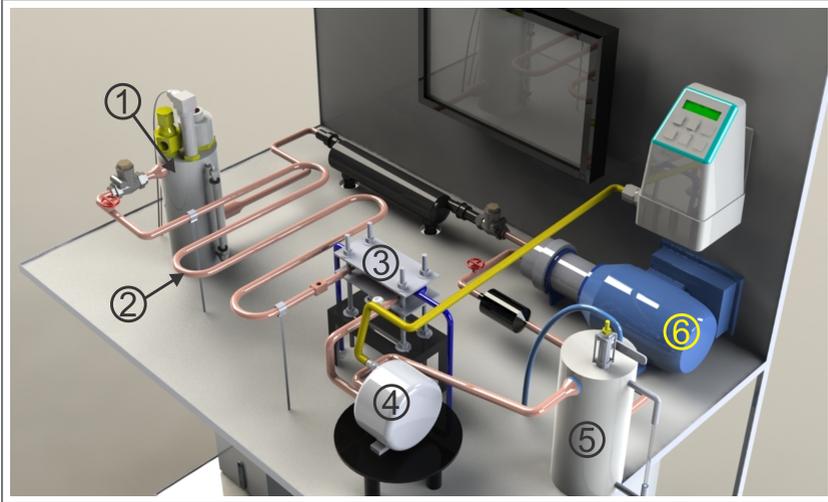


Figura 3.2: Vista isométrica da bancada experimental: 1) caldeira elétrica; 2) superaquecedor; 3) seção de teste; 4) fluxímetro mássico; 5) pós-condensador; 6) bomba.

de instalado não foi utilizado nos testes. Após ser parcialmente condensado na seção de teste, o fluido de trabalho escoava em direção ao pós-condensador (Seção 3.3), onde o vapor ainda presente é condensado por contato com a superfície externa de uma serpentina de cobre, no interior da qual circula água, cuja temperatura é controlada por um banho térmico. A vazão de R-134a na seção de teste não é função da bomba, mas, sim, da potência dissipada pela resistência elétrica na caldeira e da temperatura do fluido secundário no pós-condensador.

A reposição de fluido na caldeira é controlada através de um sensor de nível, instalado em seu interior. Este sensor é diretamente ligado a uma micro-bomba de engrenagem, da Liquiflo, com vazão de 1,83 l/min, que opera de forma intermitente. Antes de chegar à caldeira, o fluido passa ainda por um trocador de calor casco-tubo, o qual também não é utilizado nos testes reportados nesse trabalho. Como acessórios, a bancada ainda possui válvulas de gaveta (registro) e de retenção e um filtro, para evitar a entrada de partículas sólidas na bomba. Instrumentos de medição (Seção 3.4) de vazão, temperatura e pressão equipam o aparato experimental.

Os componentes da bancada são interligados por tubos de cobre de diâmetro igual a 1/2", os quais são conectados aos equipamentos

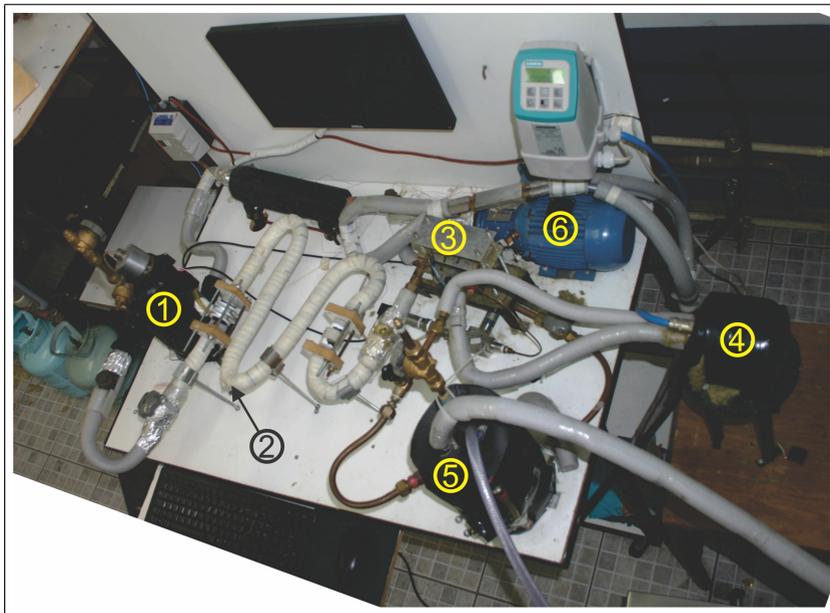


Figura 3.3: Fotografia da bancada experimental: 1) caldeira elétrica; 2) superaquecedor; 3) seção de teste; 4) fluxímetro mássico; 5) pós-condensador; 6) bomba.

através de conexões flangeadas. Todas as medições efetuadas na bancada experimental são realizadas por um sistema de aquisição de dados, o qual as envia a um microcomputador. Neste, um programa feito em LabView é responsável por: apresentar os dados de maneira a facilitar o controle dos testes; fazer um tratamento prévio dos dados e guardá-los na memória do computador. A seguir, os componentes da bancada experimental são detalhados.

### 3.1.1 Caldeira Elétrica

A Figura 3.4 apresenta imagens da caldeira elétrica externa e em corte. O equipamento é feito em aço inoxidável e possui como dimensões: 260 mm de altura, 115 mm de diâmetro externo e 10 mm de espessura. Este equipamento é isolado do meio externo por uma manta de polietileno expandido de 10 mm de espessura. A caldeira é responsável pela geração de vapor do fluido de trabalho, a partir

do aquecimento do líquido, o qual é promovido por uma resistência elétrica (1) de  $48\ \Omega$ , capaz de dissipar até  $1000W$ , sendo alimentada por um variador de voltagem (Variac) da marca AUJE. A resistência elétrica é instalada no topo da caldeira, assim, promove a saída do vapor levemente superaquecido.

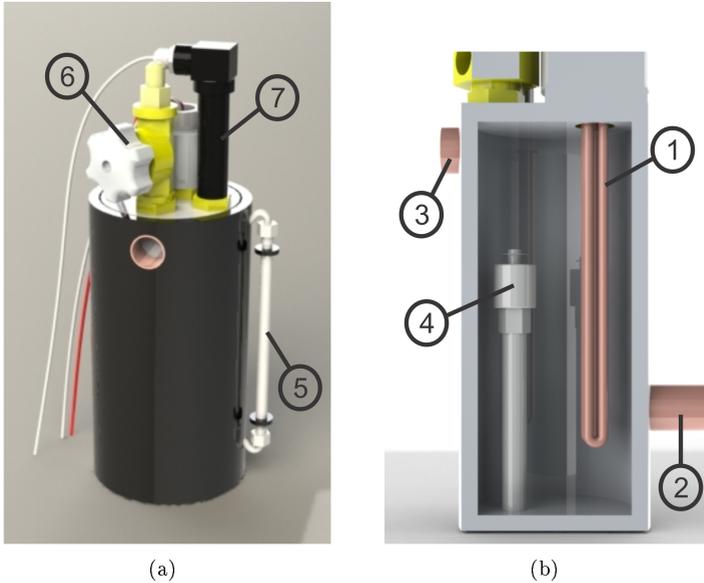


Figura 3.4: Vista externa (a) e interna (b) da caldeira elétrica

O fluido de trabalho é direcionado pela bomba para o interior da caldeira (2) na forma de líquido subresfriado. O vapor gerado é direcionado para a seção de teste através da abertura (3). A bomba repositora de fluido opera de forma intermitente, ou seja, só há entrada de líquido na caldeira quando seu nível atinge um valor considerado baixo. Este controle é realizado por meio de um sensor de nível modelo RF-3001D da marca Digimec (4), que é instalado no interior do gerador de vapor. Este sensor é, resumidamente, um controlador liga-desliga, que quando o nível de líquido está baixo, o sensor aciona um relé, que por sua vez, permite o funcionamento da bomba.

Externamente, por questões de segurança, há um visor (5), para que se possa aferir o nível de líquido no interior do equipamento. A caldeira é equipada, ainda, com uma válvula (6), a qual permite a saída de vapor caso a pressão em seu interior atinja valores muito elevados.

A pressão é medida por um transdutor de pressão (7) WTP-4010 da marca Wärme. Na saída da caldeira há uma válvula de retenção que impede o retorno de vapor, além de um termopar tipo E, que permite o monitoramento da temperatura do vapor gerado. O termopar é inserido no interior do tubo através de uma bucha de teflon, descrita na Seção 3.4.2.3.

### 3.2 SEÇÃO DE TESTE

A Seção de teste é apresentada esquematicamente em vista explodida, na Figura 3.5. Este conjunto é formado por oito microcanais de cobre (1), os quais são soldados à uma placa (2), também de cobre, com dimensões área de  $30 \times 90 \text{ mm}^2$  e  $3,5 \text{ mm}$  de espessura, três resfriadores do tipo Peltier (3), cada um com área de  $30 \times 30 \text{ mm}^2$ , uma chapa de cobre (4), com dimensões de  $30 \times 90 \text{ mm}^2$  e  $4 \text{ mm}$  de espessura, cujo intuito é uniformizar a temperatura do lado quente dos RPs, e um sumidouro de calor (5). Estes cinco elementos são unidos por pressão entre duas placas de alumínio, presas por quatro parafusos de rosca sem fim. Toda a montagem é, ainda, isolada do ambiente externo com lã de rocha.

A Figura 3.6 apresenta a montagem dos oito microcanais com os tubos coletores de entrada e saída, também chamados de *manifolds* e a chapa de cobre. Esse tipo de montagem, mostrado na Figura 3.6, é muito semelhante ao encontrado em coletores solares para aquecimento de água. Antes de se chegar a tal configuração, outras tentativas bem mais complexas, descritas no Apêndice D, foram feitas, sem, porém, obter sucesso.

Os microcanais são tubos capilares de cobre, com diâmetros nominais interno de  $0,031''$  ( $0,8 \text{ mm}$ ) e externo de  $2,0 \text{ mm}$ , e  $107 \text{ mm}$  de comprimento. Medições realizadas nos diâmetros internos dos tubos e apresentadas no Apêndice C, mostraram que os tubos utilizados apresentam  $D = 0,77 \pm 0,01 \text{ mm}$ . A medição da rugosidade desses tubos não foi feita neste trabalho, pois diferentemente do diâmetro, essa grandeza não tem tanta importância aqui e, além disso, varia pouco entre diferentes lotes fornecidos de uma mesma empresa. Fez-se um levantamento de outros trabalhos publicados na UFSC, no laboratório de pesquisa POLO (antigo NRVA), que realizaram a medição de rugosidade média interna,  $R_a$  de tais tubos. O valor de  $R_a$  representa a média aritmética dos valores absolutos das imperfeições, em relação à linha média, dentro de um percurso de medição. Esses trabalhos são

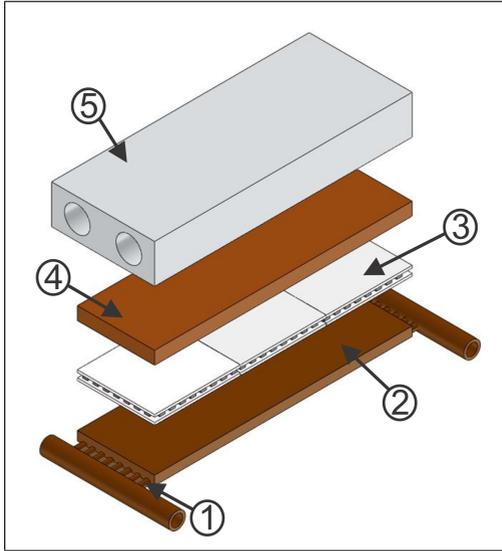


Figura 3.5: Vista explodida da seção de teste: 1) microcanais; 2) placa de cobre; 3) resfriadores Peltier; 4) bloco de cobre; 5) sumidouro de calor.

apresentados na Tabela 3.1:

Tabela 3.1: Rugosidade dos tubos capilares utilizados nesse trabalho, medidas de outros autores.

Raferência	Rugosidade média	Incerteza (95% de confiança)
Goncalves (1994)	0,59 $\mu m$	0,15 $\mu m$
Boabaid (1994)	0,58 $\mu m$	0,15 $\mu m$
Zangari (1998)	0,59 $\mu m$	-

Assim, a rugosidade média desses capilares considerada é de  $R_a = 0,59 \pm 0,15 \mu m$ .

O fluido é distribuído pelos microcanais através de um tubo coletor - distribuidor (*manifold*) de cobre, o qual é unido aos capilares através de brasagem com liga de prata. O mesmo elemento está presente na saída dos canais. O *manifold* é um tubo de cobre, com diâmetro interno e comprimento de 3,4 mm, e 70 mm, respectivamente, onde uma das extremidades é fechada com liga de prata.



Figura 3.6: Esquema da montagem dos microcanais com a chapa de cobre e os *manifolds* de entrada e saída.

Na construção da seção de teste, após a brasagem dos microcanais com os *manifolds*, os capilares são unidos à placa de cobre, a qual apresenta oito ranhuras, com raio de  $1\text{ mm}$ , que servem de alojamento para os tubos. Esse acoplamento é promovido através de solda de estanho, a fim de diminuir a resistência de contato entre o tubo e a placa de cobre. A superfície da placa e dos microcanais foi previamente limpa com ácido sulfúrico, para eliminação das impurezas, o que facilita a brasagem. A placa é, então, aquecida de forma homogênea e estanho líquido é aplicado sobre as ranhuras. Os tubos, já unidos aos *manifolds*, são encaixados, então, sobre as ranhuras.

Previamente, a união entre os microcanais e os *manifolds* fora realizada também com estanho. Todavia, esse material tem menor resistência mecânica que a prata. Por causa do esforço no momento da montagem da seção de teste, ocorreram pequenas fissuras nessa união, causando o refugo de toda a montagem. Dessa forma, os capilares, a chapa de cobre e os *manifolds* foram refeitos e a brasagem realizada, então, com liga de prata nesse local.

Houve a tentativa de unir os capilares e a chapa de cobre através da adição de liga de prata também. Todavia, isso não foi possível pelo fato da área a unir ser muito grande e da liga de prata apresen-

tar um alto ponto de fusão. Essa última característica requer grande aquecimento dos componentes a serem unidos, para que se tenha a fusão do material adicionado. Além de elevado, o aquecimento deve ser uniforme, caso contrário, o material fundido concentra-se somente na parte mais quente da peça. A uniformidade do aquecimento sob alta temperatura não foi possível, por isso a opção pelo estanho entre os microcanais e a placa de cobre.

No lado inferior da chapa de cobre - onde são soldados os microcanais, são feitas as medições de temperatura, cujos detalhes são discutidos na Seção 3.4.2.4. No lado superior da chapa de cobre, são montados os três resfriadores Peltier (RPs), uma chapa de cobre e o sumidouro de calor, conforme mostrado no esquema da Figura 3.5. Uma pasta térmica à base de prata, da marca Arctic Silver, é utilizada no contato entre cada elemento da seção de teste, a fim de diminuir a resistência à transferência de calor. Esse conjunto faz parte do processo de resfriamento do RP, o qual foi apresentado na Seção 2.5.1.

### 3.2.1 Características dos RP's utilizados

Como reportado anteriormente, este trabalho utiliza três pastilhas termoeletricas, as quais suportam corrente elétrica e tensão de alimentação máximas de 6 A e 8,5 V, respectivamente, com potência removida máxima de 49,7 W. Os RPs têm formato quadrado, com 30 mm de lado. Os resfriadores utilizados são alimentados com uma fonte de potência modelo Agilent N5769A, a qual apresenta corrente e tensão de saída máximas de 15 A e 100 V, respectivamente. A Figura 3.7 apresenta a fotografia do modelo de resfriador Peltier utilizado no presente experimento.

Como relatado na Seção 2.5.1, o bom funcionamento do resfriador depende do resfriamento da sua face quente. Caso isso não ocorra, a temperatura do lado quente,  $T_q$ , torna-se muito elevada, aumentando a parcela de condução de calor no elemento (Eq. 2.22), e reduzindo a potência líquida removida pela pastilha. A fim de garantir um bom resfriamento, o presente experimento utiliza como sumidouro de calor, um escoamento de uma solução contendo 80% de água e 20% de etileno glicol, em volume, cuja temperatura de congelamento é de aproximadamente  $-10^{\circ}C$ . A temperatura da mistura é controlada por um banho térmico MQBMP-01 da marca Microquímica, o qual consegue mantê-la a temperaturas de até  $-2^{\circ}C$ . Essa mistura remove calor dos resfriadores através de um trocador de calor de alumínio, apresentado

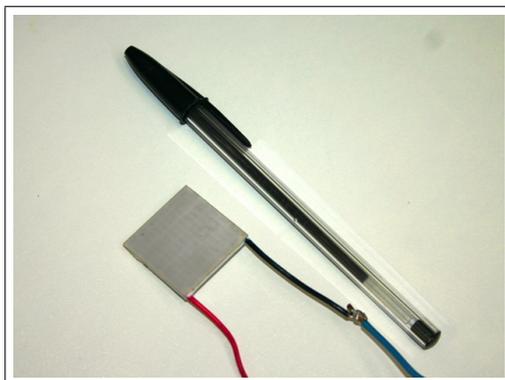


Figura 3.7: Fotografia do resfriador Peltier da marca Danvic, utilizado no experimento.

em detalhe, na Figura 3.8.

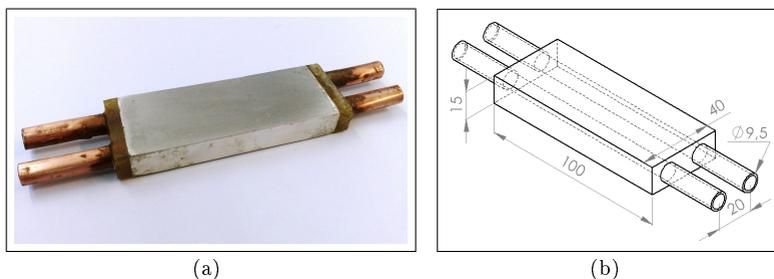


Figura 3.8: Fotografia (a) e dimensões, em  $mm$  (b) do sumidouro de calor.

Na Figura 3.5, pode-se notar que entre o trocador de calor e os resfriadores há uma chapa de cobre. Em seu interior são instalados três termopares, cujas temperaturas servem para determinar a potência removida por cada RP, descrito na Seção 3.4.4.

### 3.3 PÓS-CONDENSADOR

O pós-condensador apresenta três funções na bancada experimental. Primeiramente, ele deve promover a condensação total do fluido de trabalho proveniente da seção de teste (1), e que será di-

recionado para a bomba (2). A outra função, é o controle da pressão e da vazão de trabalho do R-134a, cujos detalhes são abordados no capítulo seguinte. Além, ainda, de ser utilizado para o carregamento da bancada com fluido de trabalho.

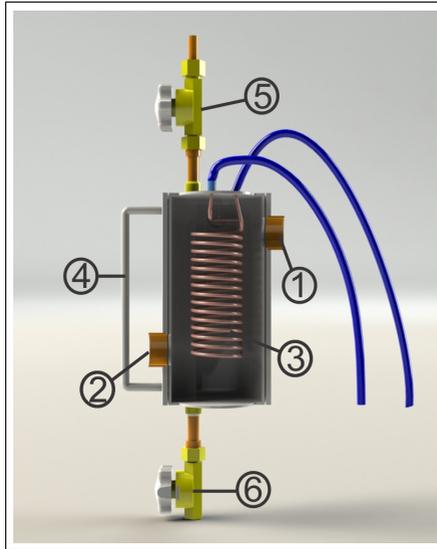


Figura 3.9: Vista do pós-condensador em corte.

Detalhes da sua construção são mostrados na Figura 3.9. Suas dimensões são iguais às da caldeira elétrica. Este equipamento apresenta em seu interior uma serpentina de cobre (3), pela qual água proveniente de um banho térmico da marca LAUDA, modelo RK8 KP, escoa. Assim como a caldeira, o pós-condensador apresenta um visor de líquido (4), utilizado principalmente para controlar o nível de fluido no processo de carregamento e descarregamento do fluido de trabalho da bancada. Esses procedimentos são realizados respectivamente pelas válvulas de números (5) e (6), e descritos com mais detalhes no capítulo posterior.

### 3.4 SISTEMAS DE MEDIÇÃO

A seguir, são detalhados os instrumentos e os procedimentos de calibração - quando necessários, utilizados nesse trabalho para a medição de pressão, temperatura, vazão mássica e fluxo de calor.

### 3.4.1 Pressão

A pressão é medida na caldeira elétrica e na seção de teste. Neste último são instalados um transdutor de pressão absoluta - no *manifold* de entrada, e outro de pressão diferencial - entre os *manifolds* de entrada e saída. A ligação entre os instrumentos e os *manifolds* é feita com tubos de cobre de 2 mm de diâmetro interno. Os modelos utilizados são da marca Wärme (WTP-4010), e, segundo a informação repassada pelo fabricante, os transdutores foram calibrados com incerteza de 0,25% do fundo de escala. As características dos instrumentos são apresentadas na Tabela 3.2.

Tabela 3.2: Características dos transdutores de pressão.

Característica	Absoluta	Diferencial
Faixa	0-20 bar	0-3 bar
Sinal de saída	0-10 V	0-10 V
Alimentação	10-30 V	10-30 V
Pressão estática	-	20 bar
Incerteza	50 mbar	7,5 mbar

O transdutor de pressão diferencial foi calibrado para uma determinada pressão estática, de 20 bar. A informação passada pelo fabricante é que caso o sistema opere em diferentes pressões estáticas, deve-se fazer um ajuste de “zero”. Ou seja, nesses casos, o sinal do transdutor deve ser corrigido.

Para isso, foi feito um levantamento do erro de zero do transdutor diferencial. O equipamento foi instalado em uma bancada de calibração de transdutores de pressão e as duas extremidades de medição foram conectadas no aparelho. Assim, garantiu-se a mesma pressão nas duas entradas de sinais do transdutor.

A pressão foi variada a cada 1 bar entre 7 e 10 bar e foram efetuadas 3 medições para cada valor de pressão ajustada. O resultado obtido mostrou um erro sistemático de zero médio de 0,085 bar, com desvio padrão de 0,003 bar. Assim, foi feita a correção do erro sistemático e o valor de desvio padrão foi incorporado à incerteza do instrumento, cujo cálculo é apresentado na Eq. 3.1:

$$u_c(\Delta p) = \sqrt{u(\Delta p_{fab})^2 + u(\Delta p_{zero})^2} \quad (3.1)$$

onde  $u(\Delta p_{fab})$  e  $u(\Delta p_{zero})$  representam os valores de incerteza do fabricante e da correção de zero, respectivamente. Dessa maneira, a nova incerteza do instrumento passa a ser  $u_c(\Delta p) = 8,1 \text{ mbar} = 810 \text{ Pa}$

### 3.4.2 Temperatura

Na bancada experimental, são utilizados dezoito termopares, sendo treze fixados na chapa de cobre sob os microcanais (tipo K), três na placa de cobre sobre o lado quente dos resfriadores (tipo E) e outros cinco (tipo E) localizados em diferentes pontos do circuito experimental, indicados com a letra “T”, na Figura 3.1. A medição de temperatura efetuada na saída da seção de teste é feita através de um sensor de temperatura existente no interior do fluxímetro mássico. Os treze termopares da seção de teste medem a temperatura da parede da placa de cobre (ver Seção 3.4.2.4), enquanto que os instalados antes e depois do superaquecedor indicam a temperatura do fluido no centro do escoamento (ver Seção 3.4.2.3). Os demais, estão em contato com a parede da tubulação, pois são utilizados para aferir sem muita precisão a temperatura do fluido nesses locais.

#### 3.4.2.1 Calibração dos Termopares

A pesquisa experimental do processo de condensação visando à obtenção do coeficiente de transferência de calor defronta-se, com frequência, com a dificuldade de precisão na medição das diferenças entre a temperatura de saturação do fluido e a temperatura da superfície do tubo, pois essa diferença é, em geral, muito pequena. Este trabalho utiliza termopares dos tipos E e K, ambos com diâmetros de 0,5 mm. O cálculo da incerteza é mostrado na Seção 3.4.2.2. Foi levantada a curva de calibração de todos os termopares utilizados na bancada.

O princípio de funcionamento do termopar é explicado na Seção 2.5.2 e apresentado na Figura 2.10. A junta fria dos TPs estão, normalmente, dentro dos sistemas de aquisição de dados, o que é um grande problema, visto que esses equipamentos possuem apenas um sensor de temperatura no seu interior. E como os multiplexadores são formados por vários elementos que liberam calor, a temperatura no seu interior é variável. Esse fator mascara alguns dados de temperatura medidos, pois a temperatura de referência medida pelo multiplexador nem sempre é a temperatura exata da junta fria.

Com o intuito de se evitar esse problema, utilizam-se extensões dos terminais do multiplexador, feitas de fios de cobre (mesmo material dos bornes do sistema de aquisição de dados). Assim, a junta fria do termopar passa a ser formada na extremidade da extensão. Cada termopar foi, então, ligado às extensões, que por sua vez foram conectadas aos terminais do multiplexador. As juntas frias são todas inseridas dentro de um pequeno tubo de cobre, como mostra a Figura 3.10, com a intenção de garantir que todas as junções permaneçam na mesma temperatura. Tais conexões são deixadas à temperatura ambiente e fixadas na parte traseira da bancada experimental.

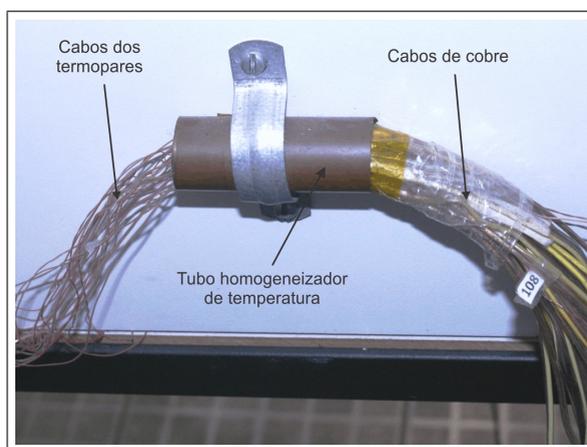


Figura 3.10: Fotografia do tubo utilizado na homogeneização da temperatura das juntas frias dos termopares.

A diferença entre as temperaturas das juntas quente (local onde se deseja medir) e fria (localizada no interior do tubo de cobre) é função da diferença de potencial entre os fios do TP, como mostra a Eq. 3.2. Por experiência, sabe-se que para uma faixa de temperatura pequena ( $60^{\circ}\text{C}$ , por exemplo), essa função é linear. Assim:

$$T - T_{amb} = f(V) = \alpha V + \beta \quad (3.2)$$

onde  $T$  e  $T_{amb}$  são as temperaturas que se deseja obter (junta quente) e do ambiente (junta fria), respectivamente. E  $\alpha$  e  $\beta$  representam os coeficientes angular e linear da reta.

Outro termopar, do mesmo tipo do utilizado na medição, tem a junta quente inserida no interior de uma garrafa térmica, cujo conteúdo

é uma mistura de gelo e água destilados. Essa mistura é utilizada, pois sua temperatura é conhecida ( $0^{\circ}C$ ). Esse é o termopar de referência, e a diferença de temperatura entre a o ambiente e a garrafa é função da diferença de potencial,  $V_0$ :

$$T_{amb} - T_0 = f(V_0) = \alpha_0 V_0 + \beta_0 \quad (3.3)$$

Somando-se as Eqs. 3.2 e 3.3 e substituindo-se o valor de  $T_0 = 0^{\circ}C$ , têm-se:

$$T = f(V) - f(V_0) = \alpha V + \alpha_0 V_0 + \beta + \beta_0 \quad (3.4)$$

Ou seja, a temperatura que se deseja obter,  $T$ , é função apenas das tensões medidas e dos coeficientes das curvas de cada termopar. Pelo conhecimento adquirido no laboratório, sabe-se que termopares do mesmo tipo apresentam o mesmo coeficiente angular (diferenças da ordem de 0,1%. Assim, considerando  $\alpha = \alpha_0 = \alpha_T$  e acoplando a soma dos coeficientes lineares em um único valor ( $\beta + \beta_0 = \beta_T$ ), podemos reescrever a Eq. 3.3 da seguinte forma:

$$T = \alpha_T(V - V_0) + \beta_T \quad (3.5)$$

Dessa forma, obtêm-se uma equação para a temperatura que é função apenas das DDPs medidas nos termopares e dos coeficientes  $\alpha_T$  e  $\beta_T$ . Precisa-se, então, apenas calibrar os termopares para encontrar os coeficientes das retas.

Para isso, todos os termopares foram colocados no interior de um béquer contendo um termômetro de bulbo calibrado, água destilada e um misturador, para homogeneizar a temperatura do conjunto. Este béquer foi inserido em um banho térmico, com temperatura ajustável. Os coeficientes  $\alpha_T$  e  $\beta$  são determinados variando-se as temperaturas do banho térmico a cada  $5^{\circ}C$ . Para os termopares do tipo E, a faixa de calibração utilizada foi entre  $20^{\circ}C$  e  $80^{\circ}C$ . Já os transdutores de temperatura do tipo K, foram calibrados para temperaturas entre  $-10^{\circ}C$  e  $40^{\circ}C$ .

Assim, foram obtidos os coeficientes das retas para cada termopar, os quais são mostrados na Tabela 3.3, onde as letras K e E indicam os tipos de TPs.

Tabela 3.3: Coeficientes das curvas de calibração obtidas para cada termopar.

Termopar	$\alpha_T$ ( $^{\circ}C.V^{-1}$ )	$\beta_T$ ( $^{\circ}C$ )
<i>E1</i>	24162	0,91
<i>E2</i>	24114	0,98
<i>E3</i>	24124	0,97
<i>E4</i>	24143	0,95
<i>E5</i>	24139	0,95
<i>E6</i>	24154	0,89
<i>E7</i>	24153	0,88
<i>E8</i>	24133	0,90
<i>K1</i>	25355	-0,42
<i>K2</i>	25381	-0,52
<i>K3</i>	25367	-0,46
<i>K4</i>	25359	-0,46
<i>K5</i>	25352	-0,48
<i>K6</i>	25372	-0,35
<i>K7</i>	25337	-0,32
<i>K8</i>	25416	-0,37
<i>K9</i>	25331	-0,33
<i>K10</i>	25348	-0,31
<i>K11</i>	25365	-0,33
<i>K12</i>	25360	-0,37
<i>K13</i>	25370	-0,40

### 3.4.2.2 Incerteza dos Termopares

Devido às imperfeições dos equipamentos e do procedimento, a temperatura calculada através do polinômio pode não corresponder precisamente à medição real. As fontes de incerteza envolvidas no procedimento de calibração descrito na seção anterior são as seguintes<sup>3</sup>:

- Incerteza do termômetro de bulbo,  $u(T_b)$ ;
- Incerteza do polinômio,  $u(T_{pol})$ ;
- Incerteza do sistema de aquisição de dados,  $u(T_V)$ .

<sup>3</sup>Algumas fontes, por representarem valores muito pequenos de incerteza ou elevada dificuldade na sua estimativa, foram desconsideradas nesse trabalho.

A incerteza do termômetro é a combinação das incertezas de sua calibração ( $0,05^{\circ}C$  segundo certificado) e resolução ( $0,05/\sqrt{3} = 0,03^{\circ}C$ ), cuja menor divisão de escala é de  $1^{\circ}C$ . Assim,  $u(T_b) = 0,06^{\circ}C$ .

O polinômio obtido para cada termopar (utilizando os coeficientes da Tabela 3.3) apresenta um pequeno desvio do valor real medido pelo termômetro. Sua incerteza pode ser estimada pelo desvio padrão entre os resíduos, que são as diferenças das temperaturas indicada pelo termômetro de bulbo,  $T_b$ , e a obtida pelo polinômio,  $T_{pol}$ , para os dados de tensão medidos:

$$u(T_{pol}) = \sigma(T_b - T_{pol}) \quad (3.6)$$

As incertezas médias relativas aos polinômios dos termopares K e E foram de  $u(pol)_K = 0,10^{\circ}C$  e  $u(pol)_E = 0,07^{\circ}C$ , respectivamente.

A aquisição de dados foi feita utilizando o multiplexador AGILENT 34790A. Segundo o fabricante, a incerteza relativa à medição de tensão para a faixa utilizada (0-100 mV) é composta de duas parcelas:

$$u(V) = 0,005\%V_m + 4E-06 \quad (3.7)$$

onde  $V_m$  é a tensão medida.

Todavia, essa é a incerteza da tensão, cuja unidade, no caso, é em volts. Para se obter o valor de  $u(T_V)$  deve-se utilizar o conceito de incerteza propagada. Assim, sabendo-se que a temperatura é função da diferença entre as tensões do TP que se deseja calibrar e do TP de referência:

$$u(T_V) = \sqrt{\left(\frac{\partial T_{eq}}{\partial V}u(V)\right)^2 + \left(\frac{\partial T_{pol}}{\partial V_0}u(V_0)\right)^2} \quad (3.8)$$

onde  $T_{eq}$ ,  $V$  e  $V_0$  representam o polinômio obtido no processo de calibração, as tensões medidas nos termopares cuja temperatura deseja-se saber e de referência, respectivamente.

Os valores médios de incerteza obtidos devido ao erro do multiplexador, para os termopares dos tipos K e E, foram  $u(T_V)_K = 0,10^{\circ}C$  e  $u(T_V)_E = 0,13^{\circ}C$ , respectivamente.

Pode-se, então, obter a incerteza padrão combinada na medição de temperatura a partir da Eq 3.9:

$$u_c(T) = \sqrt{u^2(T_b) + u^2(pol) + u^2(T_V)} \quad (3.9)$$

Os resultados de incerteza média obtido para os dois tipos de termopares, foi o mesmo:  $u_c(T) = 0,15^\circ C$ . Para um intervalo de confiança de 95%, a incerteza expandida dos termopares pode ser obtida multiplicando-se a incerteza padrão combinada pelo coeficiente de student,  $t = 2$ . Assim, a incerteza expandida da medição de temperatura é:  $U(T) = \pm 0,30^\circ C$ .

### 3.4.2.3 Medição da Temperatura do fluido

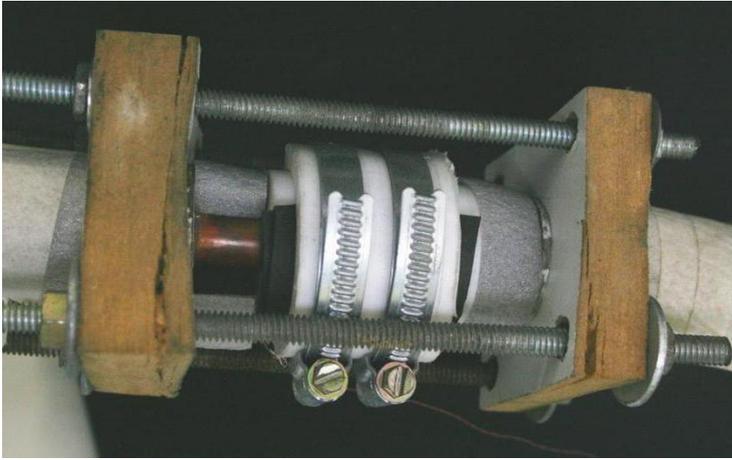
A temperatura do fluido de trabalho é medida antes e após o superaquecedor. Cada termopar é inserido no interior de uma bucha de teflon, permitindo a medição da temperatura no centro do escoamento, como mostra, a fotografia da bucha instalada, Figura 3.11(a) e um esquema do corte longitudinal, Figura 3.11(b).

Duas camadas de borracha são colocadas sobre a bucha, uma sob os fios do termopar e outra sobre esses. Esse conjunto é pressionado por um tubo de teflon para que não haja vazamento de fluido, como mostra a Figura 3.11(a). Para que os tubos mantenham-se na posição, um sistema de posicionamento feito utilizando-se barras roscadas e placas de madeiras é utilizado.

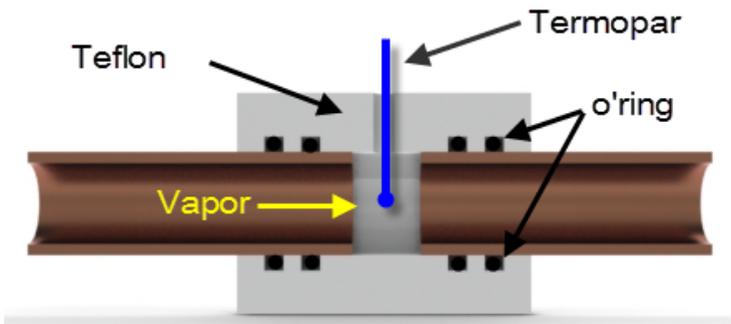
### 3.4.2.4 Medição da Temperatura de Parede na Seção de Teste

Na parte inferior do bloco de cobre, treze termopares do tipo K são instalados, como apresentado na Figura 3.12. Na mesma figura, pode-se perceber que são instalados termopares em quatro posições distantes  $20\text{ mm}$  na direção axial dos capilares. Nesses locais, três termopares são dispostos na direção da largura da chapa. A única exceção é o furo do centro na chapa, cuja medição de temperatura é utilizada apenas no cálculo do fluxo de calor removido pelo resfriador Peltier (ver Seção 3.4.4). Os furos possuem diâmetro de  $1,3\text{ mm}$  e profundidade de  $1\text{ mm}$ .

Os termopares são fixados à base dos furos com cola instantânea (*super bonder*). Os furos são então preenchidos por uma mistura de cola epoxi com pó de cobre. Essa mistura é aplicada sobre toda a face inferior do bloco de cobre, como mostra a Figura 3.13.



(a)



(b)

Figura 3.11: Fotografia (a) e corte longitudinal (b) da bucha de teflon montada na tubulação.

### 3.4.3 Vazão

A vazão do escoamento é determinada por meio de um fluxímetro do tipo Coriolis, que mede além da vazão mássica, a temperatura e a massa específica do fluido. Este equipamento está instalado entre a seção de teste e o pós-condensador, como mostra o esquema da Figura 3.1. O modelo é equipado pelo medidor MASS2100 DI 1.5 e

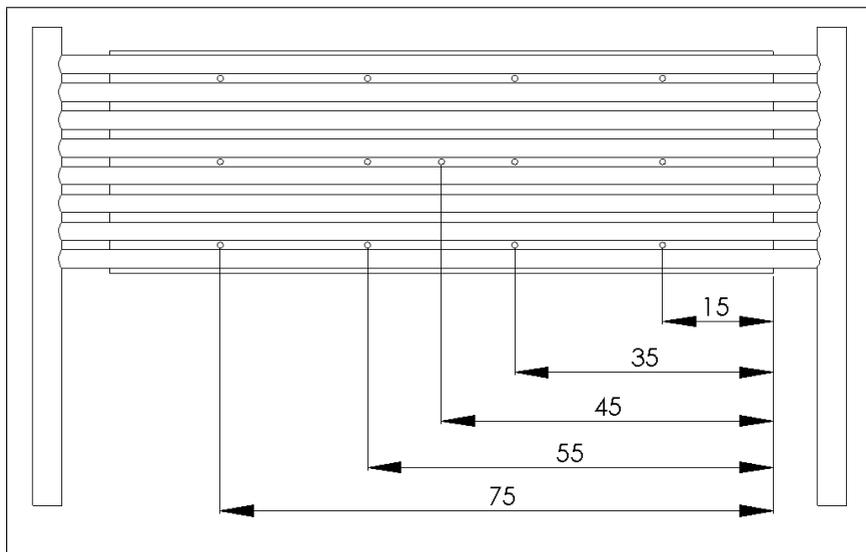


Figura 3.12: Localização dos furos na chapa de cobre, com dimensões em mm, para a medição de temperatura de parede do microcondensador.

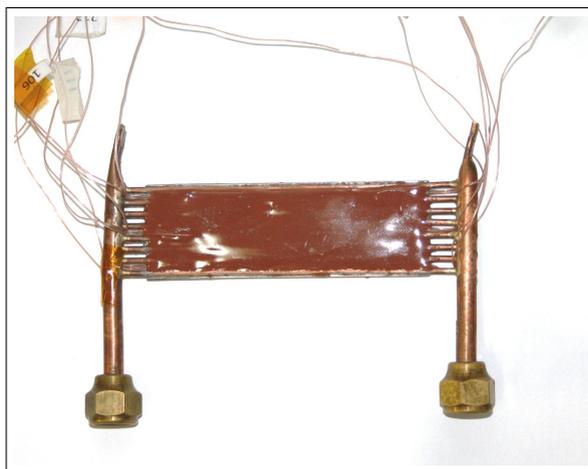


Figura 3.13: Face inferior da placa de cobre após a fixação dos termopares e preenchimento com cola.

por um conversor de sinal MASS6000, ambos da marca Siemens, cuja faixa de medição é de 0,1 a 45 kg/h para a água. Segundo o fabricante, a incerteza do instrumento é de 0,1% para  $\dot{m} < 0,5 \text{ kg.h}^{-1}$  e 0,03% para  $\dot{m} > 0,5 \text{ kg.h}^{-1}$ . O sinal de vazão é enviado diretamente ao microcomputador através do conversor.

#### 3.4.4 Fluxo de Calor

Durante o trabalho experimental, a primeira técnica utilizada para se medir o fluxo de calor, removido do fluido em condensação, foi a de transdutores de fluxo de calor (fluxímetros de calor). Todavia, a dificuldade de instalação, a fragilidade dos produtos comprados (mesmo importados) e a alta resistência térmica desses, motivaram a busca por outra solução.

A Eq. 2.23 apresenta uma forma simples de calcular a potência removida. Entretanto, como relatado anteriormente, a empresa negou-se a fornecer as características construtivas dos materiais utilizados nas pastilhas termelétricas. Tentou-se, em vão, utilizar valores comuns de propriedades de materiais usualmente presentes nos resfriadores, todavia os resultados foram inconsistentes.

Em vista disso, partiu-se para um método alternativo. O novo método forneceu resultados consistentes para a medição da potência removida, com baixa incerteza, e pode ser considerada uma inovação importante desse trabalho. Primeiramente fez-se um levantamento das variáveis que poderiam afetar a potência removida. Concluiu-se que para levantar uma curva de calibração dos resfriadores, deveria ser monitorado o comportamento das temperaturas das faces quente e fria das pastilhas, além da corrente elétrica, tensão de alimentação da mesma e temperatura do fluido resfriador.

Após vários testes com os resfriadores durante aproximadamente um mês, foi definido o melhor procedimento para se levantar a curva de potência removida. Para isso, o RP foi posicionado entre dois blocos de cobre, cada qual com um termopar no seu interior, como mostrado na Figura 3.14.

O bloco de cobre inferior é aquecido por uma resistência elétrica (de  $1,5 \Omega$ ) construída com uma liga de níquel-cromo e revestida com fita kapton. Essa resistência dissipa uma potência conhecida,  $Q_{resist}$ , controlada através de uma fonte de tensão e é isolada termicamente do meio externo através de uma camada de cortiça. No contato entre o resfriador e os blocos de cobre, utiliza-se uma pasta térmica espe-

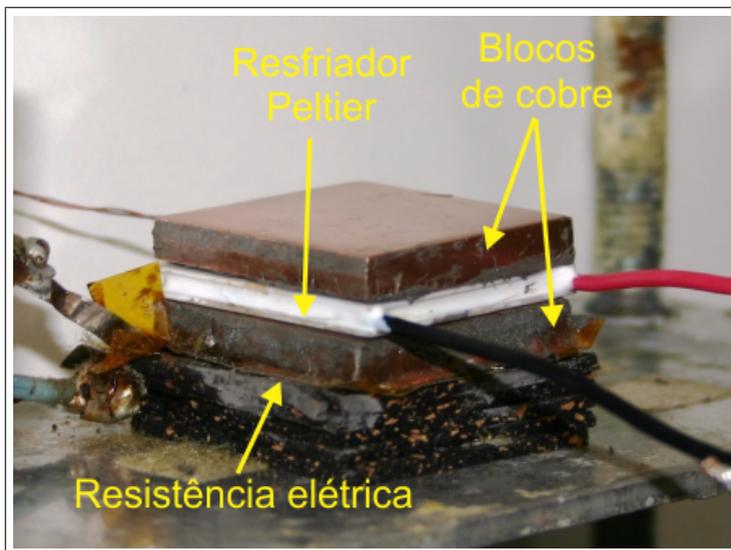


Figura 3.14: Fotografia de uma etapa da montagem do sistema de calibração do resfriador Peltier.

cial para resfriadores peltier, da marca Arctic Silver, feita à base de prata, a qual apresenta alta condutividade térmica ( $350 W.(mK)^{-1}$ ). Os termopares fornecem a temperatura das duas faces das pastilhas.

Os blocos de cobre passam por um processo de lixamento e polimento manual, antes da montagem do sistema de calibração. Eles possuem o mesmo tamanho que o RP, 30 mm x 30 mm, e espessura de 4 mm. O termopar é alocado no interior de um furo de 1 mm de diâmetro e 15 mm de profundidade (exatamente no centro da chapa). Após a alocação dos termopares, o furo é preenchido com uma mistura de cola epóxi e pó de cobre, a fim de diminuir a resistência térmica.

A chapa de cobre superior tem a face posta em contato com um trocador de calor, muito semelhante ao utilizado na seção de teste (descrito na Seção 3.2.1), mas com 40 mm de comprimento. Por ele escoo uma solução de água e monoetileno glicol com temperatura controlada por meio de um banho térmico. As peças são montadas entre duas placas de alumínio, que fecham o conjunto através de quatro barras roscadas, como apresentado na Figura 3.15.

Todo o conjunto é isolado termicamente do meio externo com lã de rocha. O trocador de calor (sumidouro) e a resistência elétrica são, ainda, separadas das placas de alumínio por camadas de cortiça, outro

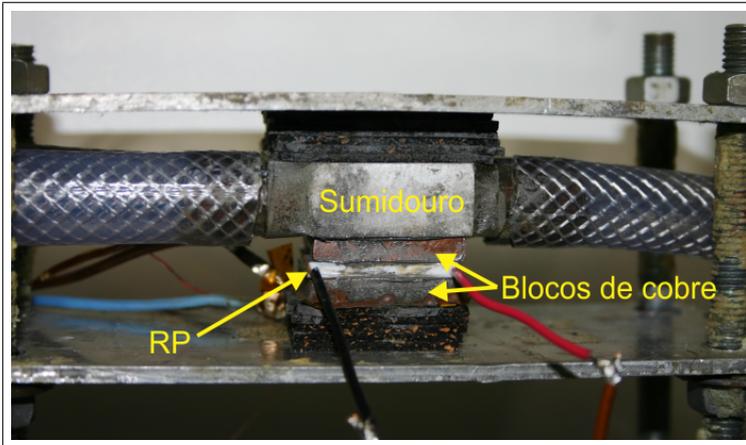


Figura 3.15: Fotografia da montagem do sistema de calibração do resfriador Peltier.

material isolante térmico.

As variáveis controladas nos testes foram as correntes elétricas de alimentação do Peltier e da resistência elétrica e a temperatura do fluido resfriador. As medições se concentraram, inicialmente, nas temperaturas do fluido resfriador, e das faces quente e fria do Peltier, além da corrente e da tensão dissipadas na resistência elétrica e no resfriador Peltier. Foi verificado que, para uma mesma corrente de alimentação e temperatura do fluido refrigerador, o aumento da potência dissipada pela resistência elétrica causava variação nas temperaturas de ambas as faces do Peltier. Mesma consequência foi notada para variações na corrente de alimentação dos RPs.

Devido ao bom isolamento do sistema, a perda de calor para o ambiente externo foi desconsiderada. Um balanço de energia mostrou que o calor perdido era cem vezes menor que o calor dissipado pela resistência. Dessa forma, foi considerado que a potência removida pelo RP,  $Q_f$ , e a dissipada pela resistência elétrica,  $Q_{resist}$ , são iguais, as quais são calculadas através da Eq. 3.10:

$$Q_f = Q_{resist} = V_r I_r \quad (3.10)$$

onde  $V_r$  e  $I_r$  representam a tensão, em V, e a corrente elétrica, em A, de alimentação da resistência.

Depois de muitas tentativas, chegou-se a conclusão que a potência removida pelo resfriador Peltier,  $Q_f$ , é função da corrente elétrica

do mesmo e de um número adimensional,  $T_r$ . Esse número, batizado de temperatura adimensional, depende das temperaturas das faces do RP, e calculado por:

$$T_r = \frac{T_q - T_f}{T_q} \quad (3.11)$$

onde  $T_q$  e  $T_f$  representam as temperaturas da face quente e fria do resfriador Peltier, em  $K$ , respectivamente.

O interessante é que esse número adimensional,  $T_r$ , apresentado na Eq. 3.11 é o coeficiente de performance ideal do resfriador Peltier, caso ele estivesse operando como uma máquina térmica. A utilização do número adimensional  $T_r$  permite a obtenção de uma curva linear de potência removida para cada corrente de alimentação do RP,  $I_{RP}$ , como mostra a Figura 3.16. Esta, apresenta as curvas obtidas para um dos resfriadores Peltier utilizados na seção de teste, que contempla  $3 A < I_{RP} < 8 A$  e  $6,1 W < Q_f < 32,3 W$ . O levantamento da curva de calibração de cada Peltier foi obtido a partir de um intervalo de variação da potência dissipada pela resistência elétrica de aproximadamente  $5 W$ . Tentativas foram feitas para juntar as curvas de diferentes correntes em uma única, mas não se obteve sucesso.

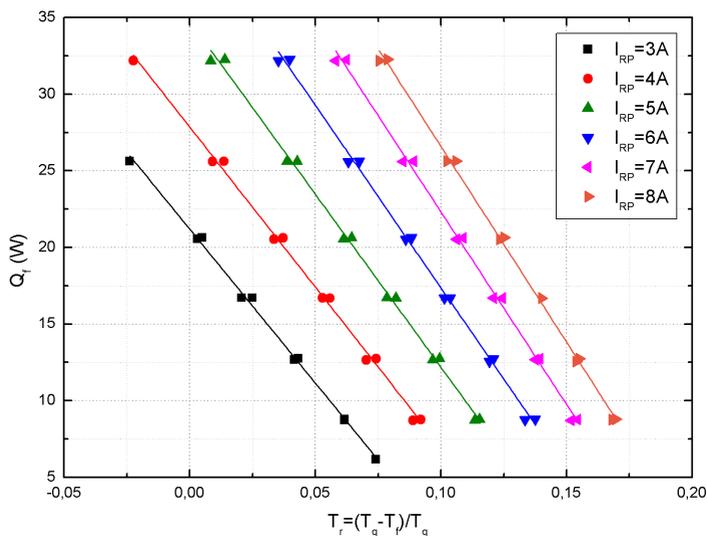


Figura 3.16: Curvas de calibração de um dos resfriadores para  $3 A < I_{RP} < 8 A$ .

Cada par de pontos obtidos para o mesmo valor de corrente do resfriador e de potência dissipada pela resistência elétrica, mostrados na Figura 3.16, corresponde às temperaturas de fluido resfriador de  $-2^{\circ}\text{C}$  e  $4^{\circ}\text{C}$ . Uma característica importante é que com a utilização de  $T_r$ , a influência da temperatura do fluido resfriador é mínima, principalmente para potências menores, onde a dupla de pontos é muito próxima.

A Figura 3.17 apresenta a comparação entre as curvas obtidas por três resfriadores diferentes. Pode-se notar que as curvas são diferentes para todas as correntes elétricas do RP. Esse comportamento corrobora a dificuldade de utilizar a Eq. 2.23, onde mesmo para resfriadores idênticos, de mesmo lote de fabricação, as características de funcionamento são diferentes.

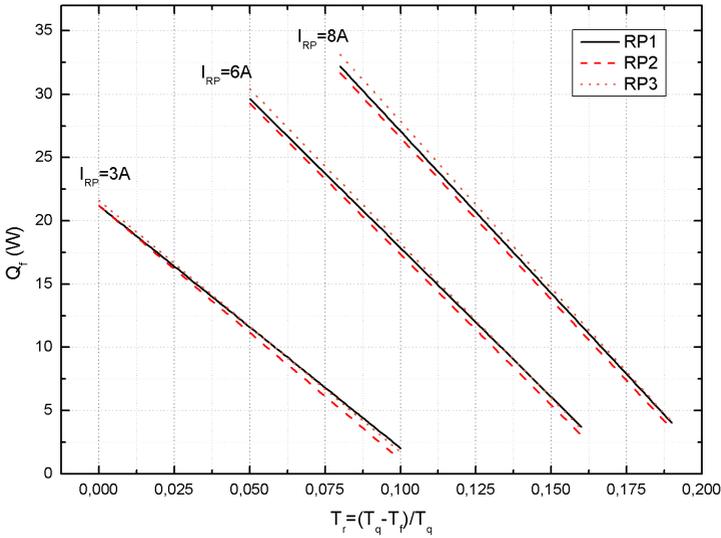


Figura 3.17: Comparação entre as curvas de calibração para três resfriadores.

Todavia, uma característica importante de um bom método para se determinar a potência removida pelos resfriadores, é a sua baixa incerteza. O cálculo da incerteza da potência removida pelos resfriadores, utilizando as equações linearizadas para cada corrente, é apresentado na próxima seção.

### 3.4.5 Incerteza

Foi constatado que são três as fontes de incerteza no cálculo da potência removida por cada RP: a potência dissipada pela resistência elétrica,  $u(Q_{resist})$  a determinação da temperatura adimensional,  $u(T_r)$  e a curva calculada pela linha de tendência,  $u(pol)$ . Dessa maneira, a incerteza padrão combinada da potência removida pelo resfriador Peltier,  $u_c(Q_f)$ , é obtida combinando as parcelas acima citadas:

$$u_c(Q_f) = \sqrt{u^2(Q_{Resist}) + u^2(T_r) + u^2(pol)} \quad (3.12)$$

A incerteza expandida da potência removida para um intervalo de confiança de 95% é:

$$U(Q_f) = 2u_c(Q_f) \quad (3.13)$$

A potência dissipada pela resistência elétrica é calculada através da Eq. 3.10, onde são duas as fontes de incerteza: a tensão e a corrente elétrica. Assim, combinando-se essas incertezas têm-se:

$$u(Q_{resist}) = \sqrt{\left(\frac{\partial Q_{resist}}{\partial V_r} u(V_r)\right)^2 + \left(\frac{\partial Q_{resist}}{\partial I_r} u(I_r)\right)^2} \quad (3.14)$$

O valor da tensão é obtido através do sistema de aquisição de dados HP, modelo 34970A. Segundo o fabricante, para a faixa de medição utilizada (0 - 10 V), a incerteza de medição da tensão, em volts, é calculado pela Eq. 3.15:

$$u(V_r) = 0,0035\%V_r + 0,005 \quad (3.15)$$

onde  $V_r$  representa o valor de tensão medido.

A corrente elétrica é medida através de um multímetro da marca Minipa, modelo ET - 2651. Os dados do fabricante do equipamento informam que a precisão da leitura, em amperes, na faixa utilizada (0-20 A) é obtida por:

$$u(I_r) = 2\%I_r + 0,015 \quad (3.16)$$

onde  $I_r$  representa o valor de corrente medido.

O fabricante não informou qual o nível de confiança desses dados. Todavia, é correto supor que estes dados são para 95% de confiança. Para o cálculo da incerteza padrão, deve-se, então, dividir o valor obtido

pela Eq. 3.16 por  $\sqrt{3}$ , admitindo-se uma distribuição retangular desses dados de precisão.

A temperatura adimensional é obtida através da Eq. 3.11, sendo função das temperaturas das faces quente e fria do resfriador,  $T_q$  e  $T_f$ , respectivamente. A incerteza combinada relativa à temperatura adimensional,  $u(T_r)$ , é calculada através da Eq. 3.17:

$$u(T_r) = \sqrt{\left(\frac{\partial Q_f}{\partial T_r} u(T)\right)^2} \quad (3.17)$$

onde  $Q_f$  e  $u(T)$  representam a equação do polinômio obtido com os dados experimentais e a incerteza na determinação da temperatura adimensional, obtida através da Eq. 3.18.

$$u(T) = \sqrt{\left(\frac{\partial T_r}{\partial T_q} u(T_q)\right)^2 + \left(\frac{\partial T_r}{\partial T_f} u(T_f)\right)^2} \quad (3.18)$$

onde  $u(T_q)$  e  $u(T_f)$  são as incertezas padrão dos termopares, cujo valor é de  $0,15^\circ C$ , como relatado na Seção 3.4.2.2.

Finalmente, a última parcela de incerteza é relativa à obtenção do polinômio,  $u(pol)$ , realizada através do método de *mínimos quadrados*. Esta parcela é obtida através do desvio padrão do resíduo, que é a diferença entre o valor de  $Q_{Resist}$  e o obtido através da curva, feita para todos os pontos experimentais. Assim:

$$u(pol) = \sigma(Q_{resist} - Q_f) \quad (3.19)$$

A incerteza expandida da potência removida pelos resfriadores é tomada como a máxima obtida dentre os três RPs utilizados. Este valor corresponde a  $U(Q_f) = 0,9 W$ .

### 3.5 PROPRIEDADES TERMOFÍSICAS DO R-134A

O R-134a (1,1,1,2-Tetrafluoretano), cuja fórmula molecular é  $CH_2FCF_3$ , é um fluido refrigerante halogenado utilizado em sistemas de refrigeração doméstico e automotivo. Este fluido sintético foi introduzido no mercado no começo dos anos noventa, com o objetivo de substituir o R-12, um CFC que apresentava grande perigo à camada de ozônio. A Tabela 3.4 apresenta algumas propriedades do R-134a à pressão de  $8,4 bar$ , obtidas através do software EES.

Tabela 3.4: Propriedades do R-134a à  $p = 8,4 \text{ bar}$ 

Propriedade	Valor	Unidade
Calor específico do líquido, $c_P$	1,457	$\text{kJ.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$
Calor latente de vaporização, $i_{lv}$	170,2	$\text{kJ.kg}^{-1}$
Condutividade térmica do líquido, $k_l$	0,0793	$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$
Massa específica do líquido, $\rho_l$	1176	$\text{kg.m}^{-3}$
Massa específica do vapor, $\rho_v$	41	$\text{kg.m}^{-3}$
Massa molar, $M$	102	$\text{g.mol}^{-1}$
Número de Prandtl do líquido, $Pr_l$	3,23	-
Temperatura crítica, $T_{crit}$	101	$^{\circ}\text{C}$
Temperatura de saturação, $T_{sat}$	33,0	$^{\circ}\text{C}$
Tensão superficial, $\sigma$	0,00702	$\text{N.m}^{-1}$
Viscosidade dinâmica do líquido, $\mu_l$	$1,76 \times 10^{-4}$	$\text{Pa.s}$
Pressão crítica, $p_{crit}$	40,6	$\text{bar}$



## 4 DESCRIÇÃO DOS PROCEDIMENTOS

Neste capítulo, serão descritos os procedimentos utilizados na realização dos testes, bem como no tratamento dos dados obtidos. Os testes realizados na bancada experimental, descrita no capítulo anterior, caracterizam-se pelo difícil controle das variáveis pressão e velocidade mássica do escoamento. Um programa desenvolvido em MATLAB divide a seção de teste em diversos segmentos e permite o cálculo de todas as propriedades do escoamento em cada posição da seção de teste.

### 4.1 REALIZAÇÃO DOS TESTES

Os testes são realizados no aparato experimental descrito no capítulo anterior. Para isso, a bancada é carregada com o fluido de trabalho (R-134a). Esse procedimento é realizado através da válvula de carregamento, denotada pelo número 5 na Figura 3.9. Primeiramente é feito vácuo em todo o aparato experimental. Isso elimina gases não condensáveis, que poderiam se misturar ao fluido e influenciar a condensação. Além disso, o vácuo facilita o carregamento de fluido.

Com o aparato evacuado, todos os registros da bancada são fechados e o banho térmico do pós-condensador é ligado à temperatura de  $10^{\circ}C$ . O cilindro contendo o fluido refrigerante é, então, conectado à válvula de carregamento e o pós-condensador preenchido com R-134a até o topo. A válvula de carregamento é fechada e o banho térmico do pós-condensador ajustado à temperatura de  $30^{\circ}C$ . Quando esse valor é alcançado, todos os registros da bancada são abertos e a bomba é ligada no modo contínuo para que o fluido escoe até a caldeira. No momento em que a caldeira é totalmente preenchida, o processo de carregamento é feito novamente. Todavia, agora somente até a etapa de enchimento do pós-condensador.

Os testes são feitos seguindo uma planilha, onde as condições de pressão na entrada da seção de teste,  $p_{ent}$ , velocidade mássica,  $G$ , e fluxo de calor médio dos RPs,  $q''$ , são pré-estabelecidas. Obter essas condições é um trabalho difícil, pois essas variáveis dependem de três fatores: a potência dissipada na resistência elétrica da caldeira,  $Q_{cald}$  e as temperaturas dos banhos térmicos dos RPs,  $T_{b,RP}$  e do pós-condensador,  $T_{b,pc}$ . A variação da potência dissipada ou de alguma das temperaturas afeta tanto a pressão do fluido quanto o fluxo de calor e a vazão. O método utilizado para alcançar uma determinada condição de

pressão, fluxo de calor e velocidade mássica é apresentado no diagrama de bloco da Figura 4.1.

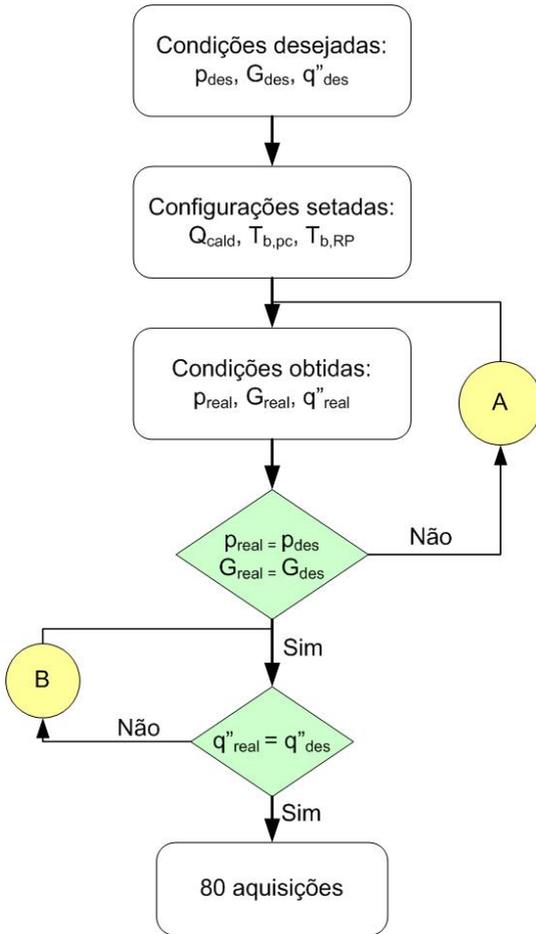


Figura 4.1: Diagrama de bloco do procedimento de testes.

Mantendo-se as temperaturas dos banhos fixas e aumentando-se a tensão de alimentação da resistência elétrica, por exemplo, tem-se um aumento da velocidade mássica do vapor e, conseqüentemente aumentos da taxa de evaporação na caldeira, e na pressão do fluido na entrada da seção de teste - aumento da temperatura na caldeira. Além disso, a potência removida pelos RPs também aumenta. Caso

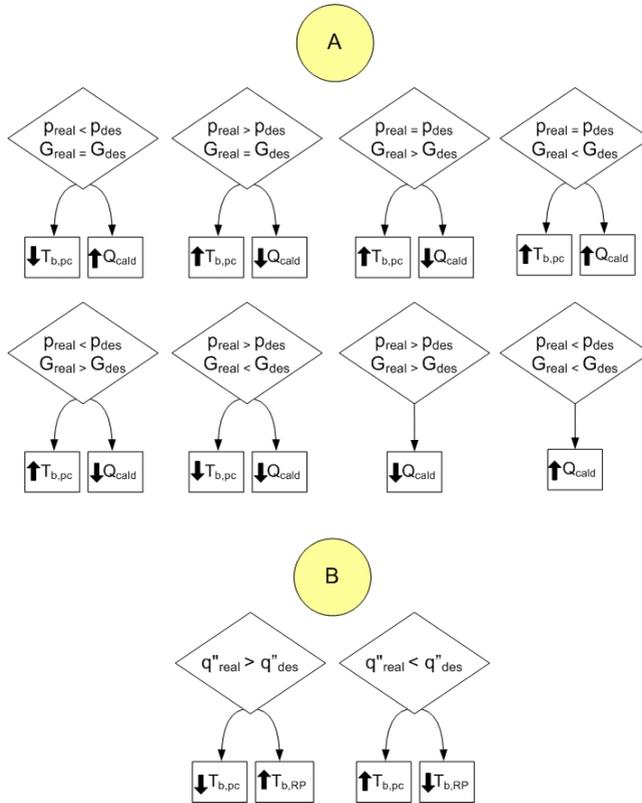


Figura 4.2: Intervenções realizadas nas etapas denotadas por “A” e “B” na figura anterior.

a temperatura do banho térmico do pós-condensador seja aumentada, mantidas a potência dissipada na caldeira e a temperatura do banho do RP, tem-se o aumento da pressão e da potência removida pelos RPs, e a diminuição da velocidade mássica do fluido de trabalho. Por outro lado, aumentando-se apenas a temperatura do banho térmico que resfria os RPs, têm-se diminuição da taxa de calor removido na seção de teste, um aumento da pressão e diminuição da vazão do R-134a. Todas essas possíveis combinações são esquematizadas na Figura 4.2, onde são indicadas as intervenções do operador, no modo A ou no modo B.

Primeiramente são ajustadas a potência a ser dissipada na caldeira (entre 60 W e 250 W), e determinadas a temperatura no banho

resfriador dos RPs (entre  $-2^{\circ}C$  e  $4^{\circ}C$ ) e a temperatura do banho térmico do pós-condensador (entre  $10^{\circ}C$  e  $35^{\circ}C$ ). Quando o sistema atinge o regime permanente faz-se uma comparação entre as condições desejadas e reais de pressão e velocidade mássica. Caso essas condições não sejam satisfeitas, deve-se intervir nos valores preestabelecidos de temperatura do banho térmico do pós-condensador,  $T_{b,pc}$ , e da potência dissipada na caldeira elétrica,  $Q_{cald}$ . Essa intervenção, apresentada pela letra “A” na Figura 4.1, é esquematizada com detalhes na Figura 4.2.

Nota-se que nessa etapa não se faz atenção à potência removida pelos RPs. Esse ajuste é menos complicado. Depois que a velocidade mássica e a pressão do fluido atingem os valores desejados, ajusta-se o valor da potência removida pelos RPs. Se os valores real e desejado de  $q''$  são diferentes, modificam-se as temperaturas dos banhos térmicos, como mostra a letra “B” na Figura 4.1, e é descrito na Figura 4.2.

Uma vez satisfeita a última condição, conforme mostra o esquema B da figura 4.2, são feitas 80 aquisições de dados na frequência de 1,5 s utilizando o multiplexador Agilent 34790A. Esses dados são salvos no microcomputador através do software LabView. O procedimento, cujo esquema é apresentado no diagrama da Figura 4.1, que vai desde a definição das condições até a leitura dos dados demora, em média, 3 h. Inicia-se, então, a etapa de tratamento dos dados, a qual é descrita na próxima seção.

Uma característica da bancada é a operação intermitente da bomba. Isso causa pequenas oscilações também na pressão e na vazão do vapor que é gerado na caldeira elétrica. Na Figura 4.3, são plotados os sinais de vazão mássica de vapor, fluxo de calor removido pelo RP2, temperatura do fluido na entrada da seção de teste, temperatura do bloco de cobre medida por um dos 13 termopares, pressão na entrada e queda de pressão na seção de teste. Todas essas variáveis são mostradas em função do tempo, durante um intervalo de aquisição de, aproximadamente, 90 s.

A Figura 4.3 mostra grandes oscilações na velocidade mássica e na queda de pressão, principalmente. Essa última é causada não somente pela bomba, mas também por outros motivos que não se sabe ao certo, inerentes ao processo de escoamento do fluido de trabalho, visto que no escoamento monofásico essa oscilação do sinal é menor. As medições de temperatura e fluxo de calor são pouco afetadas pela intermitência da bomba. Para a redução dos dados são utilizados os valores médios das variáveis medidas.

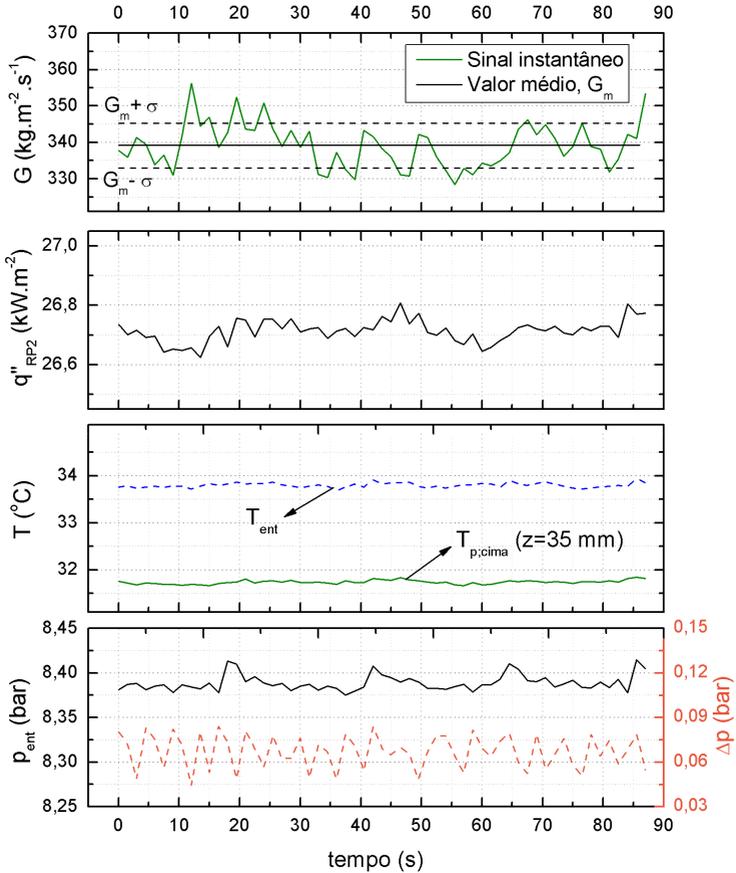


Figura 4.3: Dados medidos durante um intervalo de 90 s.

## 4.2 TRATAMENTO DOS DADOS

Os valores médios dos sinais das variáveis medidas são os parâmetros de entrada no programa de cálculo, desenvolvido no MATLAB, o qual tem por objetivo calcular o estado do fluido ao longo da seção de teste. Este programa realiza os cálculos para um único microcanal, ou seja, a vazão mássica total e a taxa de calor extraído com os resfriadores Peltier são divididos por 8. Dessa forma têm-se a vazão média em um canal, considerando uma distribuição ideal de vazão e fluxo de calor médio na superfície interna do canal. Todas as propriedades do

fluido utilizadas são calculadas através do programa *Engineering Equation Solver* (EES). A Figura 4.4 apresenta um diagrama de blocos com o resumo do procedimento adotado no tratamento de dados.

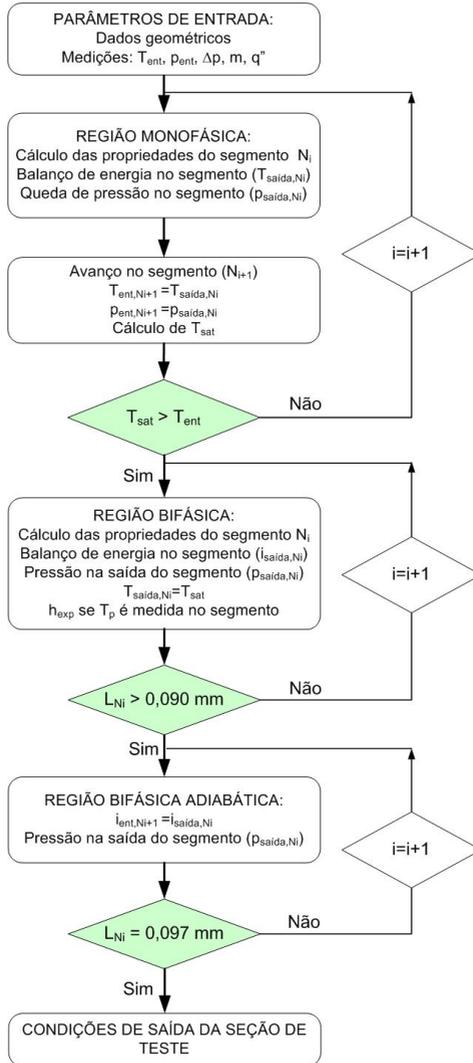


Figura 4.4: Diagrama de blocos referente ao tratamento de dados.

O programa consiste, basicamente, na divisão do microcanal em

N partes iguais, onde se tem sempre os parâmetros no início de cada segmento e são calculados seus valores no final do mesmo. Procedimento este semelhante ao método de elementos finitos. O segmento  $N_i$ , por exemplo, utiliza como parâmetros de entrada, os mesmos valores calculados no final do segmento  $N_{i-1}$ . E assim é feito até o último segmento.

Os dados de entrada do problema são: temperatura e pressão do fluido na entrada da seção de teste; queda de pressão na seção de teste; temperaturas medidas na parede do bloco de cobre; potência removida por cada RP e velocidade mássica. Uma característica de escoamentos com mudança de fase, que dificulta a análise térmica do processo, é a dependência deste com a pressão do fluido. Para se conhecer o coeficiente de transferência de calor local, deve-se saber a temperatura de saturação do fluido nesse mesmo local. Pela impossibilidade de se instalar um medidor de temperatura no interior dos tubos capilares, esse dado é obtido da pressão de saturação. Portanto, deve-se avaliar, com boa precisão, a pressão em cada ponto dos microcanais.

A diferença de pressão é medida entre os *manifolds* da seção de teste. A Figura 4.5 apresenta um esquema da seção de teste incluindo as parcelas de queda de pressão consideradas no problema.

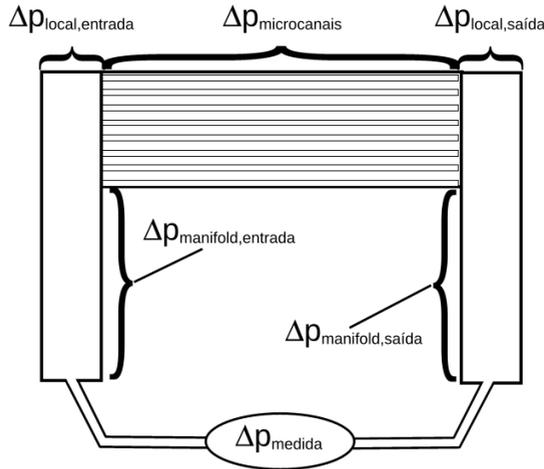


Figura 4.5: Representação esquemática das parcelas de queda de pressão

Dessa forma, a queda de pressão total, medida pelo transdutor de pressão, é composta pelas parcelas representadas na Figura 4.5 e na

Tabela 4.1: Parcelas de queda de pressão referentes à entrada da seção de teste

Parcela	$\zeta$	$G$
$(\Delta p)_{\text{manifold,entrada}}$	Eq. 2.34	$\dot{m}/A_{\text{mani}}$
$(\Delta p)_{90,\text{entrada}}$	Eq. 2.45	$\dot{m}/A_{\text{mani}}$
$(\Delta p)_{\text{cont}}$	Eq. 2.43	$\dot{m}/A_{\text{dist}}$

seguinte expressão:

$$(\Delta p)_{\text{medida}} = (\Delta p)_{\text{manifold,entrada}} + (\Delta p)_{\text{local,entrada}} + (\Delta p)_{\text{microcanais}} + (\Delta p)_{\text{local,saída}} + (\Delta p)_{\text{manifold,saída}} \quad (4.1)$$

A perda local na entrada é aproximada para uma composição de duas mudanças geométricas: uma mudança de direção em  $90^\circ$  e uma contração. E na saída, considera-se primeiramente uma expansão e depois uma curva em  $90^\circ$ . As parcelas de queda de pressão referentes à entrada da seção de teste são todas calculadas utilizando a equação de *Darcy-Weisbach*, apresentada na Eq. 2.33.

Como o vapor chega à seção de teste levemente superaquecido, as parcelas  $(\Delta p)_{\text{manifold,entrada}}$  e  $(\Delta p)_{\text{local,entrada}}$  são calculadas para o escoamento monofásico de vapor. Os valores dos coeficientes de resistência e das velocidades mássicas utilizadas no cálculo de cada parcela de queda de pressão são mostradas na Tabela 4.1.

Na Eq. 2.34 o fator de atrito utilizado é o de Blasius, para escoamento turbulento (Eq. 2.37). A área da seção transversal do *manifold*,  $A_{\text{mani}}$ , é calculada da seguinte forma:

$$A_{\text{mani}} = \frac{\pi D_{\text{mani}}^2}{4} \quad (4.2)$$

onde  $D_{\text{mani}} = 3,5 \text{ mm}$  é o diâmetro interno do *manifold*.

Já a área de distribuição,  $A_{\text{dist}}$ , é considerada a área por onde o vapor escoava antes de sofrer a contração e ser distribuído nos oito microcanais, representada pela Eq. 4.3. A Figura 4.6 representa esquematicamente essa área, a partir de um corte axial no *manifold*.

$$A_{\text{dist}} = \frac{30 * 2 * 10^{-6}}{8} \quad (4.3)$$

Nota-se que a área do distribuidor é dividido por oito, pois a

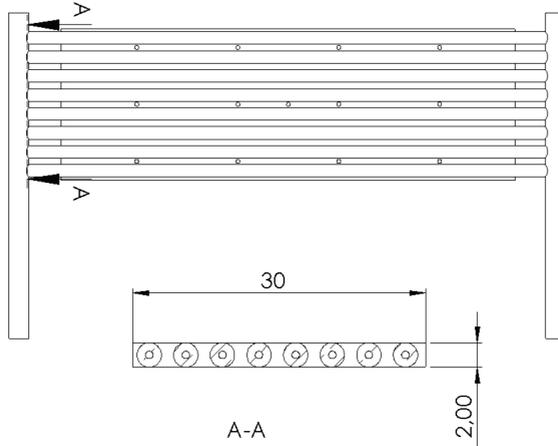


Figura 4.6: Área de distribuição considerada nos cálculos (dimensões em  $mm$ )

queda de pressão nos microcanais é avaliada apenas considerando um único microcanal. Considera-se que a queda de pressão é a mesma em todos os microcanais.

Descontando-se as parcelas de queda de pressão na entrada da seção de teste da pressão medida, têm-se o valor da pressão na entrada do microcanal. Com isso calcula-se a temperatura de saturação relativa à essa pressão,  $T_{sat}$ . Esse valor é comparado com a temperatura medida na entrada da seção de teste,  $T_{ent}$  a qual é considerada a mesma no início dos microcanais<sup>4</sup>. Assim, se  $T_{sat} < T_{ent}$  o fluido está no estado de vapor superaquecido. Caso  $T_{sat} = T_{ent}$ , então o fluido está entrando na seção de teste já no estado de saturação. Em média, nos testes, a temperatura do fluido medida apresentou um superaquecimento de  $0,7^{\circ}C$ .

A pressão e a temperatura na entrada do microcanal, além da vazão de fluido medida no fluxímetro mássico dividida por oito, são as condições de entrada do primeiro segmento. Com esses dados, calculam-se as propriedades do fluido e é feito um balanço de energia, utilizando-se o valor de potência removida pelo primeiro resfriador Peltier. Com esse balanço, Eq. 4.4, calcula-se a temperatura na saída do segmento:

<sup>4</sup>Essa consideração é muito boa, visto que cálculos simples, incluindo o isolamento do tubo mostraram que essa redução é sempre menor que  $0,1^{\circ}C$ .

$$T_{\text{saída},Ni} = T_{\text{ent},Ni} - \frac{Q_f/(8N)}{c_P \dot{m}_{un}} \quad (4.4)$$

onde  $c_P$ ,  $Q_f$ ,  $\dot{m}_{un}$  e  $N$  representam o calor específico do R-134a à pressão constante - calculado na entrada do segmento, em  $J.kg^{-1}.K^{-1}$ , a potência total removida pelo RP, em  $W$ , a vazão mássica em um único microcanal (vazão mássica total dividida por oito), em  $kg.s^{-1}$ , e o número de segmentos, respectivamente. O subíndice  $Ni$  representa o  $i$ -ésimo segmento.

A queda de pressão no segmento, onde o fluido encontra-se no estado de vapor superaquecido, é calculada através da equação de *Darcy-Weisbach*, Eq. 2.33, onde o fator de atrito é obtido pela correlação de *Blasius*, Eq. 2.37. Assim:

$$p_{\text{saída},Ni} = p_{\text{ent},Ni} - \Delta p_{\text{Blasius}} \quad (4.5)$$

O segmento subsequente utiliza como temperatura e pressão de entrada, as mesmas condições de saída do segmento anterior. Deve-se conferir, entretanto, se o fluido já está no estado de saturação. Calcula-se a temperatura de saturação do fluido na saída do segmento,  $T_{\text{sat,saída},Ni}$ , em função de  $p_{\text{saída},Ni}$ , e compara-se com a temperatura do fluido obtida pela Eq. 4.4. Caso  $T_{\text{sat,saída},Ni} < T_{\text{saída},Ni}$ , o escoamento continua no estado de vapor superaquecido, e repete-se o procedimento (Eqs. 4.4 e 4.5). Se  $T_{\text{sat,saída},Ni} = T_{\text{saída},Ni}$ , então o escoamento já se encontra no estado de saturação.

Quando isso acontecer, considera-se como condição de entrada do próximo segmento o título de vapor igual a 1. A outra condição considerada na entrada do segmento é a pressão do fluido, cujo valor é o calculado na saída do segmento anterior. Calculam-se, então, as propriedades do fluido e realiza-se um balanço de energia no mesmo, para que se obtenha o valor da entalpia na saída desse segmento. Esse balanço é apresentado na Eq. 4.6:

$$i_{\text{saída},Ni} = i_{\text{ent},Ni} - \frac{Q_f/(8N)}{\dot{m}_{un}} \quad (4.6)$$

onde  $i_{\text{ent},Ni}$ ,  $i_{\text{saída},Ni}$  e  $N$  representam as entalpias de entrada e de saída do  $i$ -ésimo segmento, em  $J.kg^{-1}$ , e o número de segmentos utilizados, respectivamente.

Com o valor de  $i_{\text{saída},Ni}$  calculado, pode-se obter o título de vapor na saída do segmento,  $x_{v;\text{saída},Ni}$ :

$$x_{v;saída,Ni} = \frac{i_{saída,Ni} - i_{l,Ni}}{i_{lv,Ni}} \quad (4.7)$$

onde  $i_{l,Ni}$  e  $i_{lv}$  representam as entalpias do líquido e de vaporização, em  $J.kg^{-1}$ , calculadas em função da pressão na entrada do segmento  $N_i$ .

A determinação da queda de pressão bifásica é feita assumindo-se que ela ocorre linearmente desde o início do escoamento bifásico até a saída dos *manifolds*. O ideal seria fazer essa consideração descontando também a queda de pressão no *manifold* de saída, todavia, para se calcular essas parcelas, deve-se ter conhecimento do título de vapor na saída dos microcanais. A queda de pressão na saída é, entretanto, muito pequena. Além disso, há uma compensação na queda de pressão na saída, visto que a parcela referente à expansão é negativa, enquanto que as parcelas de mudança de direção e atrito no *manifold* são positivas. A pressão na saída de cada segmento é, então, determinada da seguinte forma:

$$p_{saída,Ni} = p_{ent,Ni} - \frac{\Delta p_{lin}}{N} \quad (4.8)$$

onde  $\Delta p_{lin}$  e  $N$  representam a queda de pressão medida experimentalmente já descontadas as parcelas referentes à entrada dos microcanais e o número de segmentos utilizado, respectivamente.

Nas quatro posições distantes da entrada dos microcanais, onde são feitas as medições de temperatura do bloco de cobre (ver Figura 3.12), pode-se calcular o coeficiente de transferência de calor por convecção,  $h$ , durante a condensação. Isso é feito a partir da definição do  $h$ , apresentada na Eq. 4.9:

$$h = \frac{q''}{T_f[f(p)] - T_p} \quad (4.9)$$

onde  $q''$ ,  $T_p$  e  $T_f[f(p)]$  representam o fluxo de calor médio removido pelo RP, em  $W.m^{-2}$  e as temperaturas média da parede dos tubos e do fluido de trabalho, em  $^{\circ}C$ , respectivamente. A temperatura do fluido de trabalho é a temperatura da saturação da pressão média no segmento. A temperatura da parede é tomada como a média das três medições feitas na posição onde o  $h$  está sendo obtido. O fluxo de calor médio removido por cada RP é calculado da seguinte forma:

$$q'' = \frac{Q_f}{8\pi DL_{RP}} \quad (4.10)$$

onde  $Q_f$ ,  $D$  e  $L_{RP}$  representam a potência total removida pelo RP, em W, o diâmetro interno do microcanal, em m, e o comprimento do RP ( $L_{RP} = 0,03\text{ m}$ ), respectivamente. O denominador da Eq. 4.10 significa a área superficial interna de todos os microcanais, que se encontram sob o efeito do RP em questão.

Pode-se perceber que este trabalho considera que a potência total removida por cada RP é uniforme e proveniente apenas do fluido de trabalho. Ou seja, não há calor sendo transferido de um resfriador para outro. Essa é uma aproximação, pois na proximidade entre um RP e outro, deve haver transferência de calor entre eles, visto que eles removem diferentes potências.

Deve-se tomar cuidado de utilizar o valor de potência removida correta na Eq. 4.10. Isso porque são utilizados na seção de teste três RPs, e cada um apresenta uma potência removida diferente. Assim, no avanço de segmento, calcula-se a posição desse com referência à entrada dos microcanais, Eq. 4.11, e se compara este valor com o posicionamento dos três RPs.

$$L_{Ni} = L_{Ni-1} + \frac{L_{canal}}{N} \quad (4.11)$$

onde  $L_{Ni}$ ,  $L_{Ni-1}$ ,  $L_{canal}$  e  $N$  representam as posições dos segmentos atual e anterior, o comprimento total dos microcanais e o número de segmentos, respectivamente. Dessa maneira, é averiguado qual dos três RPs está na posição do segmento:

$$\begin{cases} RP1 & \text{se } L_{Ni} < 0,03m \\ RP2 & \text{se } 0,03m \leq L_{Ni} < 0,06m \\ RP3 & \text{se } 0,06m \leq L_{Ni} < 0,09m \end{cases}$$

Caso  $L_{Ni} > 0,09\text{ m}$ , o segmento está localizado na parte adiabática dos microcanais. Essa região tem comprimento total de  $7\text{ mm}$  e nela é calculada apenas a queda de pressão em cada segmento. Considera-se que não há variação de entalpia nessa parte do escoamento, todavia, como há queda de pressão, há também variação na temperatura e no título de vapor do escoamento, os quais são ainda calculados no final de cada segmento. Quando se chega ao segmento final ( $L_{Ni} = L_{Capilar} = 0,097\text{ mm}$ ), tem-se o título de vapor, a pressão e a temperatura na saída dos microcanais. Com isso, calculam-se as parcelas de queda de pressão referentes à expansão do vapor, à curva em  $90^\circ$  e ao atrito nos *manifolds*, apresentadas na Tabela 4.2.

---

<sup>5</sup>As propriedades  $\rho$  e  $\mu$  são calculadas através do modelo homogêneo, pelas Eqs. 2.48 e 2.49, respectivamente

Tabela 4.2: Parcelas de queda de pressão referentes à saída da seção de teste

Parcela	$\zeta$	$G$
$(\Delta p)_{\text{exp}}$	Eq. 2.77	$\dot{m}/A_{\text{microcanais}}$
$(\Delta p)_{90,\text{saída}}$	Eq. 2.45 <sup>5</sup>	$\dot{m}/A_{\text{dist}}$
$(\Delta p)_{\text{manifold,saída}}$	Eq. 2.34 <sup>5</sup>	$\dot{m}/A_{\text{mani}}$

Têm-se, então, o valor de queda de pressão do escoamento no interior dos microcanais,  $\Delta p_{\text{microcanais}}$ , descontando-se de  $\Delta p_{\text{lin}}$  as parcelas de queda de pressão da saída do *manifold*, apresentadas na Tabela 4.2.

#### 4.2.1 Comparação dos Resultados Experimentais com os Teóricos

Um dos objetivos deste trabalho é a comparação entre os resultados experimentais com os teóricos, calculados através de modelos e correlações da literatura. Para isso, são apresentadas, no Capítulo 2, formulações propostas por diversos autores para o cálculo do coeficiente de transferência de calor local na condensação e para a queda de pressão por atrito no interior dos canais. Nos segmentos, além do cálculo da pressão, temperatura, título de vapor e entalpia, são calculados os valores de queda de pressão e  $h$  utilizando oito e dez formulações, entre modelos e correlações, respectivamente.

É estimada a queda de pressão teórica, calculada com cada uma das seis formulações, em cada segmento, com as propriedades do fluido e o título de vapor calculados no início e no centro de cada segmento, respectivamente. A queda de pressão total teórica nos microcanais é obtida somando-se as parcelas de todos os segmentos:

$$\Delta p_{\text{atrito;teórica}} = \sum_{i=1}^N \Delta p_{\text{atrito;teórica } Ni} \quad (4.12)$$

Além disso, é avaliada a queda de pressão devido à desaceleração do escoamento em cada segmento, utilizando-se a Eq. 2.47. Esses valores são todos somados, compondo a parcela de  $\Delta p_{\text{desaceleração}}$  (ver Eq. 2.46). Assim, pode-se obter a queda de pressão experimental por atrito no interior dos microcanais,  $\Delta p_{\text{atrito}}$  utilizando-se a Eq. 2.46. Esse é o valor comparado com as formulações teóricas para a queda de

pressão na Seção 5.2.4.

Já o coeficiente de transferência de calor por convecção é calculado a partir dos modelos e correlações nas quatro posições onde a temperatura da parede é medida. Esse cálculo é feito também utilizando as propriedades do fluido estimadas no início de cada segmento. Seus valores são comparados com os obtidos experimentalmente através da Eq. 4.9 na Seção 5.3.5.

#### 4.2.2 Escolha do Número de Segmentos

O programa para cálculos desenvolvido em MATLAB e EES, descrito nesse capítulo apresenta como característica a divisão dos tubos na seção de teste em  $N$  segmentos. Fez-se uma análise de sensibilidade, a fim de estimar o número de divisões a partir do qual as variáveis não sofrem alteração. A Figura 4.7 apresenta o título de vapor calculado na saída da seção de teste para cinco diferentes condições, numeradas de 1 a 5, no eixo das abcissas e apresentadas na Tabela 4.3.

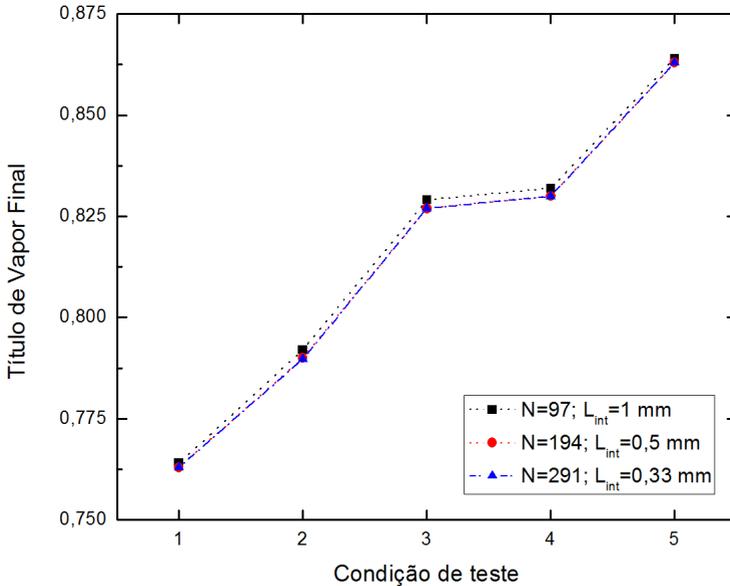


Figura 4.7: Sensibilidade do cálculo do título de vapor na saída da seção de teste para as condições apresentadas na Tabela 4.3

Tabela 4.3: Condições de teste utilizadas na Figura 4.7

Condição	$p_{ent}$ (bar)	$T_{sat}$ (°C)	$G$ ( $kg.m^{-2}.s^{-1}$ )	$q''_m$ ( $kW.m^{-2}$ )
1	7,3	29	230	21
2	9,7	38	335	26
3	8,4	33	385	25
4	8,4	33	445	29
5	9,7	38	335	17

Foram testadas três diferentes números de divisões, e pode-se perceber pela Figura 4.7 que a partir de 194 divisões, que corresponde a 0,5 mm cada segmento, o valor do título não mais se altera. A maior diferença entre os valores de  $x_v$  calculados com  $N = 291$  e  $N = 194$  foi de 560 ppm. Desta maneira, os cálculos apresentados nesse trabalho utilizam 194 segmentos.

### 4.2.3 Resumo

Este capítulo apresentou os procedimentos adotados na realização dos testes experimentais em bancada e no tratamento dos dados obtidos. Foi explicado detalhadamente o processo de controle das variáveis pressão, velocidade mássica e fluxo de calor nos testes experimentais. O procedimento de cálculo das condições do fluido de trabalho em cada ponto da seção de teste é descrito, cuja característica é a divisão da mesma em N segmentos. A escolha desse número de segmentos também é relatada ao final do capítulo



## 5 RESULTADOS E DISCUSSÕES

Neste Capítulo, são apresentados os resultados obtidos na bancada experimental descrita no Capítulo 3, utilizando a metodologia descrita no Capítulo 4. Primeiramente, é feita a caracterização das condições de teste, utilizando-se, um mapa de padrões de escoamento. Após, é discutida a influência do título de vapor, da velocidade mássica, do fluxo de calor e da temperatura de saturação do fluido na queda de pressão e na transferência de calor para a condensação no interior de microcanais. Por fim, os dados experimentais para  $\Delta p$  e  $h$  são comparados com os obtidos de modelos e correlações apresentadas nas Seções 2.10 e 2.11.

### 5.1 CARACTERIZAÇÃO DAS CONDIÇÕES DE TESTE

Foram obtidos 56 dados para a queda de pressão e 212 para o coeficiente de transferência de calor local na condensação, dentre os quais 10 foram descartados por apresentarem incerteza maior que 80%. As condições de teste englobam:

- $230 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1} < G < 445 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$
- $17 \text{ kW.m}^{-2} < q''_m < 53^6 \text{ kW.m}^{-2}$
- $0,55 < x_v < 1$
- $7,3 \text{ bar} < p < 9,7 \text{ bar}$
- $28^\circ\text{C} < T_{sat} < 38^\circ\text{C}$
- $0 < Re_l < 616$
- $6621 < Re_v < 28145$

Para as condições descritas acima, o número de Eötvos,  $Eu$ , ficou em torno de 50, e o de confinamento,  $Co$  foi de aproximadamente 1,1, ambos bem acima dos limites de transição entre macro e microcanais, de 1 para  $Eu$  e 0,5 para  $Co$ , apresentados na Seção 2.2. Esses resultados expressam que nas condições testadas, o escoamento interno a

---

<sup>6</sup>A grande maioria dos dados engloba fluxos de calor de até  $29 \text{ kW.m}^{-2}$ . Todavia, uma mudança do sistema de resfriamento dos resfriadores permitiu a realização de testes adicionais com fluxos de calor mais altos, 48 e  $53 \text{ kW.m}^{-2}$

microcanais, do presente estudo, deve ser influenciado pelos efeitos da microescala.

A Figura 5.1 apresenta todos os dados experimentais obtidos no presente estudo, plotados no mapa de padrão descrito por Coleman e Garimella.

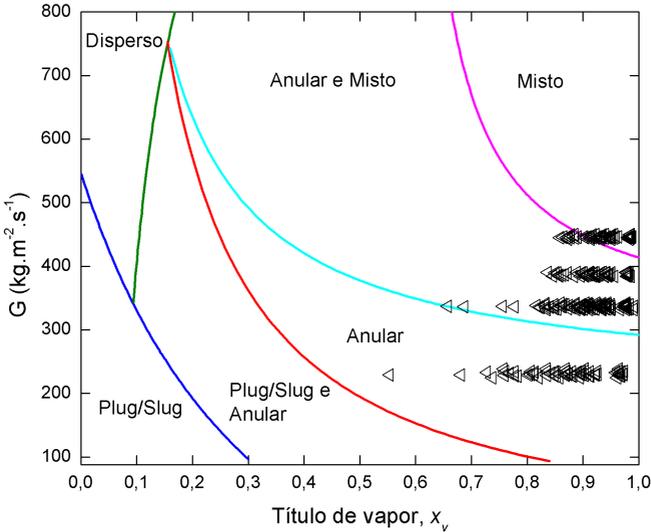


Figura 5.1: Pontos experimentais plotados no mapa de padrões proposto por Coleman e Garimella.

A Figura 5.1 mostra que os dados experimentais estão nos padrões de escoamento anular e misto. Todos esse padrões encaixam-se dentro do padrão “básico” anular.

## 5.2 RESULTADOS PARA A QUEDA DE PRESSÃO

A Figura 5.2 apresenta todas as nove diferentes parcelas, consideradas nesse trabalho, que contribuem para a queda de pressão medida entre os *manifolds*,  $\Delta p$ . Fica claro que as parcelas referentes às mudanças de direção em  $90^\circ$ , ao atrito nos *manifolds* e à parte monofásica da seção de teste são desprezíveis (somadas elas representam menos de 0,5% da queda de pressão total). As parcelas referentes à desaceleração e à expansão na saída dos microcanais têm valor negativo, ou seja, representam um ganho de pressão. O valor da desaceleração representa,

no máximo, 2,5% da queda de pressão total na seção de teste. As parcelas referentes à expansão e contração representam em média 2% e 5,5%, respectivamente, da queda de pressão total.

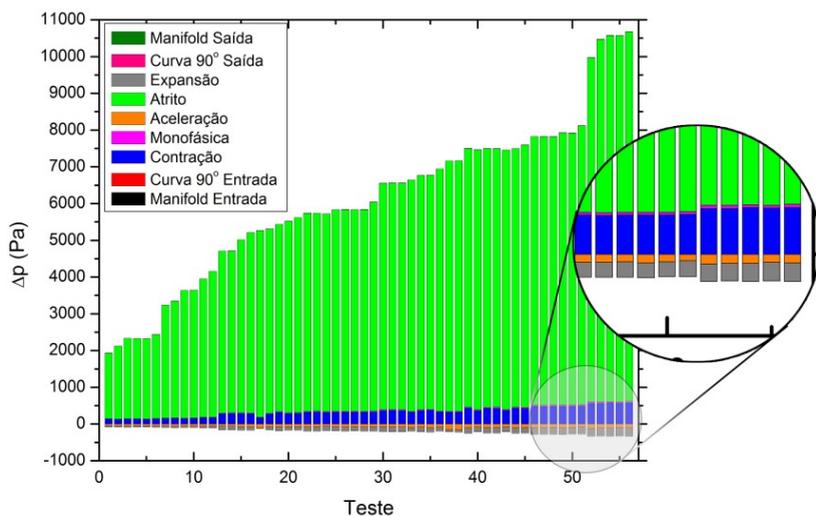


Figura 5.2: Contribuição de cada parcela de queda de pressão experimental em todos os testes.

A seguir, são apresentadas as influências dos parâmetros velocidade mássica, fluxo de calor e temperatura de saturação sobre a queda de pressão. O efeito do título de vapor não pode ser analisado, como foi feito anteriormente para a transferência de calor, pois nesse caso têm-se apenas um valor de queda de pressão para cada condição de teste.

### 5.2.1 Efeito da Velocidade Mássica

A Figura 5.3 apresenta a queda de pressão por atrito média nos microcanais, em função da velocidade mássica para três diferentes condições de teste. Foram testadas quatro valores diferentes de velocidades mássicas, na faixa de  $230 - 445 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ .

A velocidade mássica, segundo a Figura 5.3, apresenta influência significativa na queda de pressão por atrito nos microcanais. Nas três diferentes condições apresentadas, bem como em todos os demais testes, aumentando-se o valor de  $G$ , a queda de pressão também aumenta. Esse resultado é esperado, pois a queda de pressão é proporcional ao

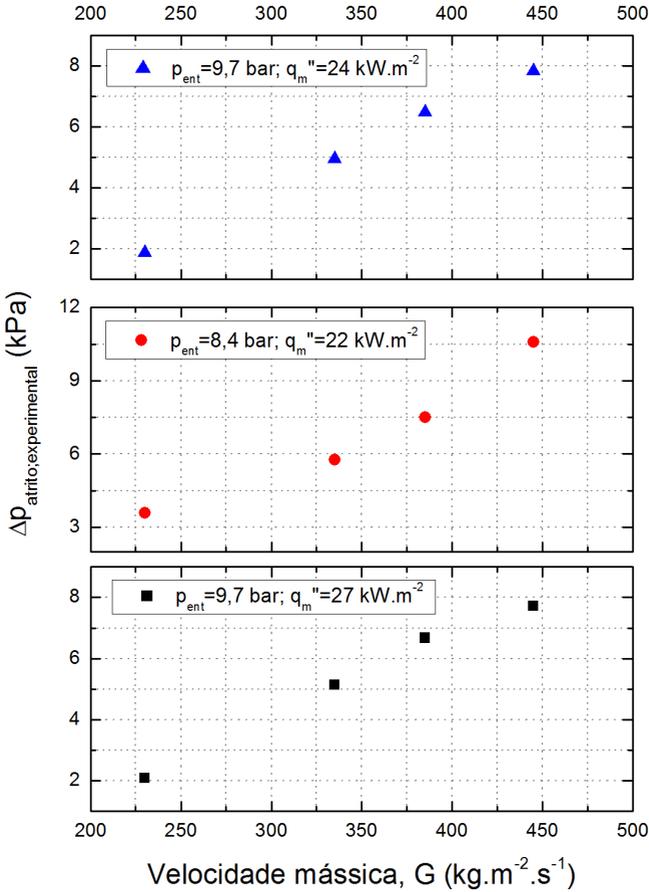


Figura 5.3: Influência da velocidade mássica sobre  $\Delta p_{atrito}$ .

quadrado da velocidade do escoamento (ver Eq. 2.33).

### 5.2.2 Efeito do Fluxo de Calor

A influência do fluxo de calor sobre a queda de pressão devido ao atrito no interior dos microcanais é apresentada na Figura 5.4.

Não há, de acordo com a Figura 5.4, influência notável do fluxo de calor sobre a perda de carga distribuída para as condições testadas. O que acontece nesse caso, é uma compensação de efeitos. Podemos

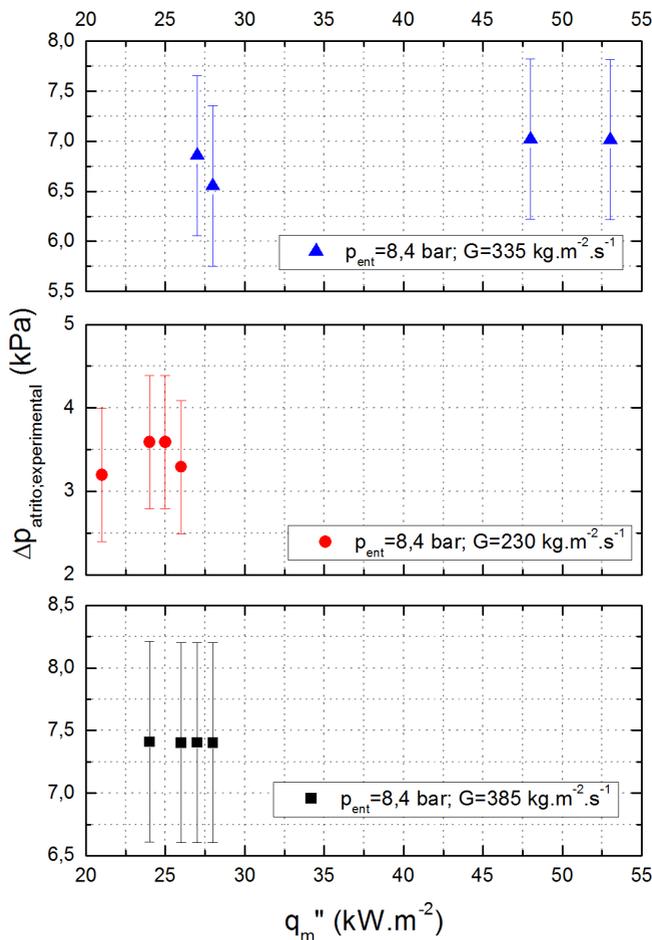


Figura 5.4: Influência do fluxo de calor sobre  $\Delta p_{\text{atrigo}}$ .

considerar que a perda de carga em escoamentos bifásicos é a composição de três parcelas de atrito: líquido-parede, vapor-parede e líquido-vapor. Como o escoamento é anular, não há a ocorrência da interface vapor-parede.

Sabendo-se que quanto maior o fluxo de calor, menor o título de vapor médio nos canais, ou seja, maior a quantidade de líquido condensado, podemos concluir que a vazão mássica (ou velocidade mássica) do líquido é maior. Assim, a parcela de atrito líquido-parede aumenta

com o aumento do fluxo de calor. Entretanto, a diminuição de  $x_v$  reduz o valor do fator de escorregamento,  $S$  (ver Seção 2.7), diminuindo assim a parcela de atrito na interface líquido-vapor. Na comparação dos pontos de fluxos de calor de  $q'' = 27 \text{ kW.m}^{-2}$  e  $q'' = 53 \text{ kW.m}^{-2}$  para as condições de teste apresentadas no gráfico superior da Figura 5.4, tem-se que a média da velocidade mássica da parcela líquida é 2,3 vezes maior para o caso de maior fluxo de calor. Por outro lado, o fator de escorregamento é 2,6 vezes menor, para o caso de maior fluxo de calor.

### 5.2.3 Efeito da Temperatura de Saturação

Como relatado na seção anterior, pode-se dividir a perda de carga em escoamentos bifásicos no regime anular em duas parcelas: uma devido ao atrito líquido-parede e outra na interface líquido-vapor. Comparando-se os resultados obtidos para as pressões de 7,3 bar e 9,7 bar apresentados no gráfico superior da Figura 5.5, nota-se que a parcela de atrito líquido-parede é a mesma para ambos os casos, visto que a vazão mássica do líquido é a mesma (o título de vapor é o mesmo em ambos os casos, na saída da seção de teste). O fator de escorregamento,  $S$ , entretanto, que permite que se tenha uma ordem de grandeza da parcela de atrito entre as diferentes fases, sofre a influência da razão entre as massas específicas do líquido e do vapor.

Com o aumento da pressão de saturação, a massa específica do líquido decresce e a do vapor aumenta, diminuindo tal razão. Para a pressão de 9,7 bar, essa razão é 30% menor que na pressão de 7,3 bar. Fisicamente falando, a queda dessa razão significa dizer que o vapor ocupará um espaço menor no interior do tubo, e o líquido, um espaço maior. Como as vazões mássicas de ambas as fases mantêm-se as mesmas para as diferentes pressões, a velocidade do vapor decresce e a do líquido aumenta, diminuindo o fator de escorregamento,  $S$ , entre elas. Ou seja, nesse caso particular, o fator de escorregamento entre as fases diminui em 30% quando a pressão/temperatura de saturação do escoamento aumenta de 7,3 bar para 9,7 bar.

### 5.2.4 Comparação com Modelos

Os gráficos da Figura 5.6 apresentam as comparações dos resultados experimentais obtidos para a perda de carga com os modelos descritos na Seção 2.10.2.3. Analogamente ao apresentado na análise

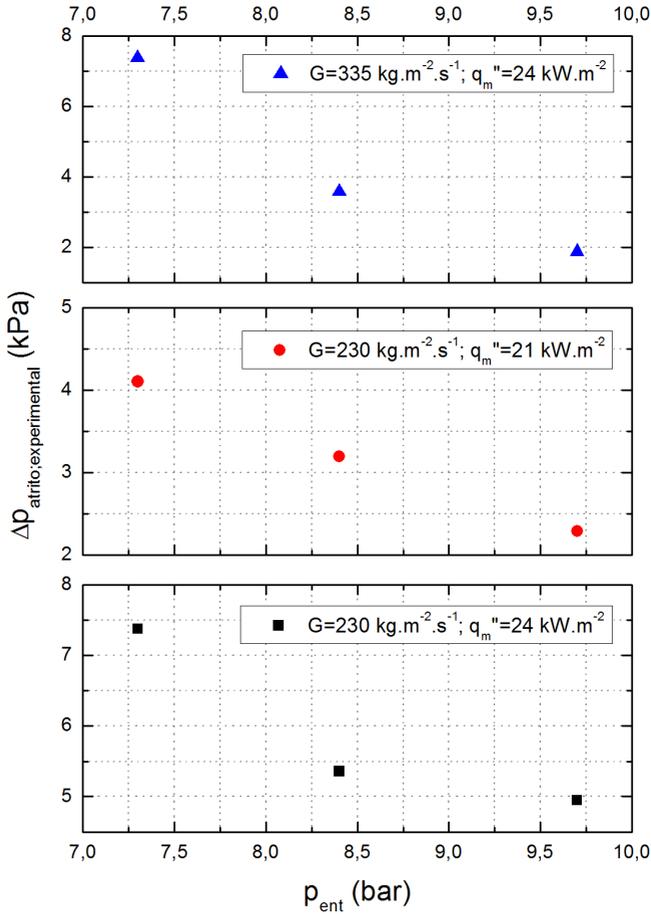


Figura 5.5: Influência da temperatura de saturação do fluido de trabalho sobre  $\Delta p_{atrito}$

comparativa do  $h$ , utiliza-se a incerteza absoluta média,  $IAM$ , para comparar os valores experimentais e teóricos. Para a queda de pressão por atrito, esse valor é definido como segue:

$$IAM = \left| \frac{\Delta p_{Experimental} - \Delta p_{Modelo}}{\Delta p_{Experimental}} \right| * 100 \quad (5.1)$$

onde  $\Delta p_{Experimental}$  e  $\Delta p_{Modelo}$  representam a queda de pressão por atrito experimental e a obtida através do modelo ou correlação, respec-

tivamente.

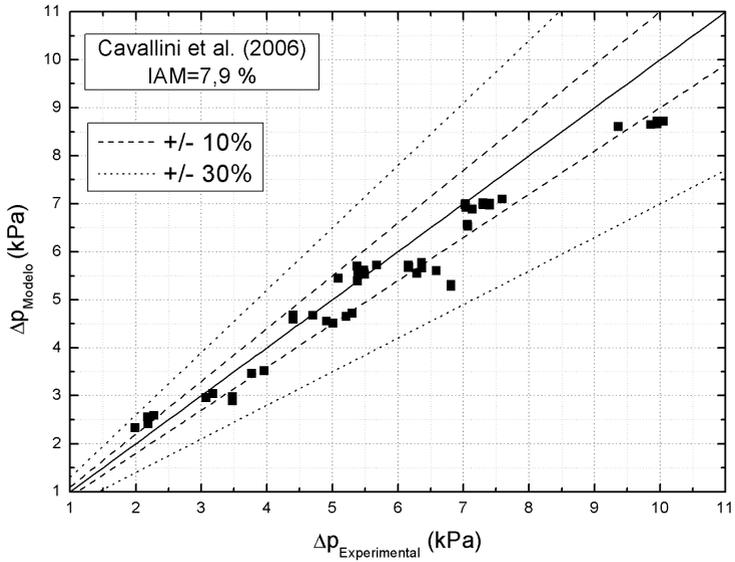
Os valores de queda de pressão friccional calculados a partir de Lockhart e Martinelli (1949) e Zhang e Webb (2001) não são apresentados, pois tais formulações apresentaram resultados bem discordantes dos obtidos no presente estudo, a ponto de sua comparação no gráfico não ser possível. Essas formulações superestimaram em mais de dez vezes a perda de carga medida.

O modelo que apresentou os melhores resultados na comparação com os dados experimentais foi o proposto por Cavallini et al. (2006), com  $IAM = 7,9\%$ , apresentado na Figura 5.6a. Este foi desenvolvido para escoamento anular puro e anular misto, comparáveis aos regimes dos testes deste trabalho.

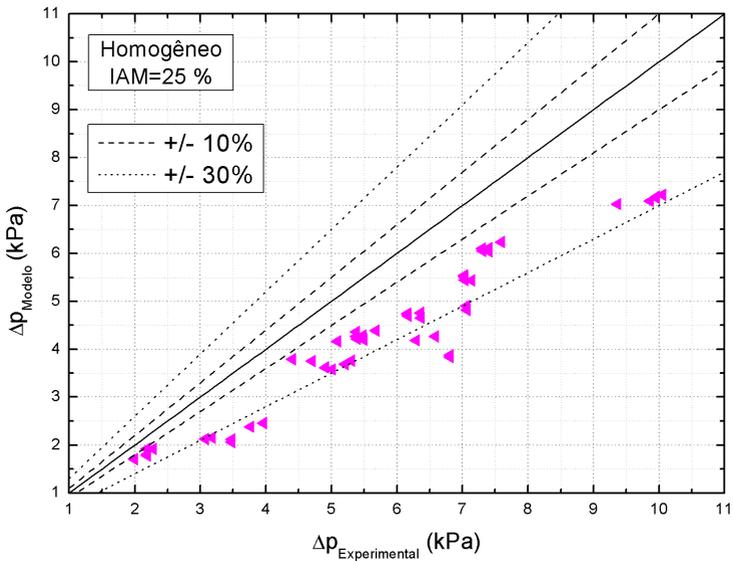
O modelo homogêneo, o mais simples de todos, apresentou bons resultados, como pode ser visto na Figura 5.6b. Como esperado, ele subestima os resultados para a queda de pressão, visto que, o modelo considera que não há escorregamento entre as fases. Sabe-se, porém, que no regime de escoamento anular há considerável diferença entre as velocidades do vapor e do líquido, como discutido na seção anterior.

Diferentemente do modelo de Lockhart e Martinelli (1949), os modelos clássicos de Chisholm (1973), Figura 5.6c, e Friedel (1979), Figura 5.6d, apresentaram bons resultados para a predição da queda de pressão, com respectivas incertezas absolutas média de 11% e 17% em relação aos dados experimentais. Ambos os modelos superestimaram praticamente todos os dados experimentais obtidos. A correlação proposta por Muller-Steinhagen e Heck (1986), cuja comparação com os dados experimentais é mostrada na Figura 5.6e, apresentou incerteza média absoluta de 22%, todavia, como os modelos citados anteriormente, ele superestimou praticamente todos os dados medidos. Esses bons resultados apresentados pelos quatro modelos citados nesse parágrafo remetem a uma conclusão muito importante: a perda de carga em escoamentos com condensação convectiva no interior de microcanais pode ser estimada utilizando-se correlações propostas para a perda de carga em canais convencionais para escoamentos adiabáticos.

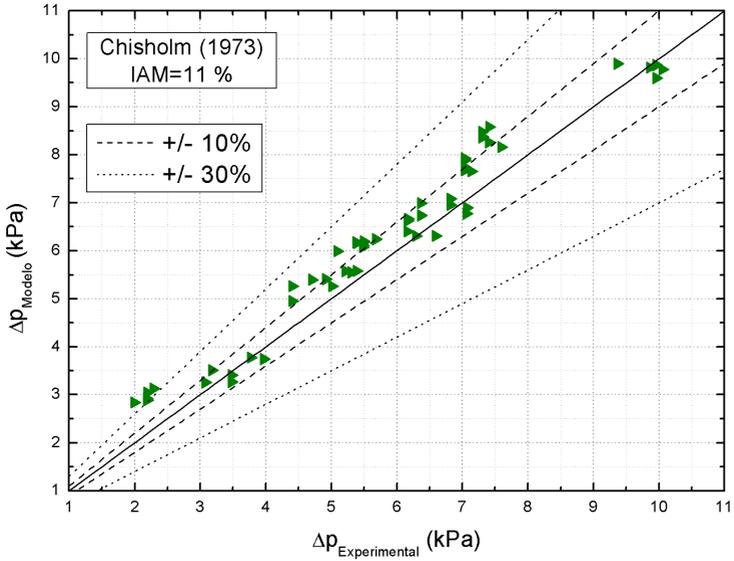
Finalmente, a correlação empírica proposta por Revellin e Thome (2007) apresentou uma incerteza média de 78%, Figura 5.6f, sendo que o modelo superestimou todos os dados. A correlação empírica de Revellin e Thome (2007), apesar de ter sido proposta para escoamento no interior de canais com o mesmo diâmetro do utilizado nesse trabalho, foi desenvolvida baseada majoritariamente em resultados experimentais com baixos títulos de vapor.



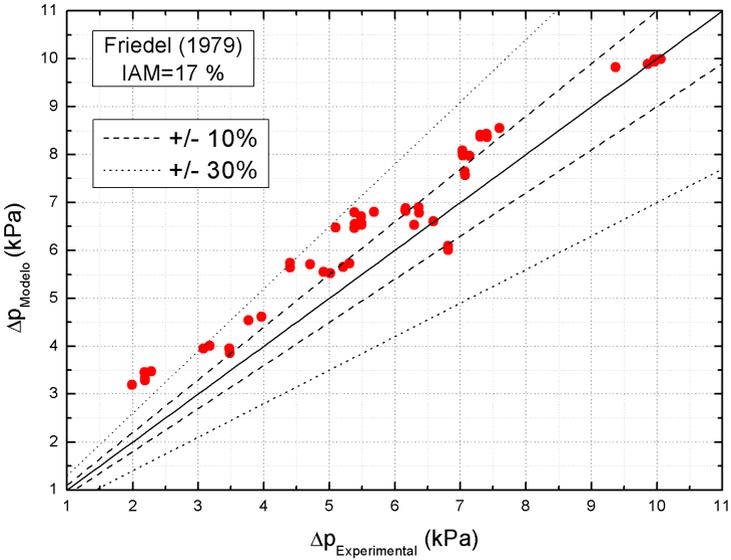
(a)



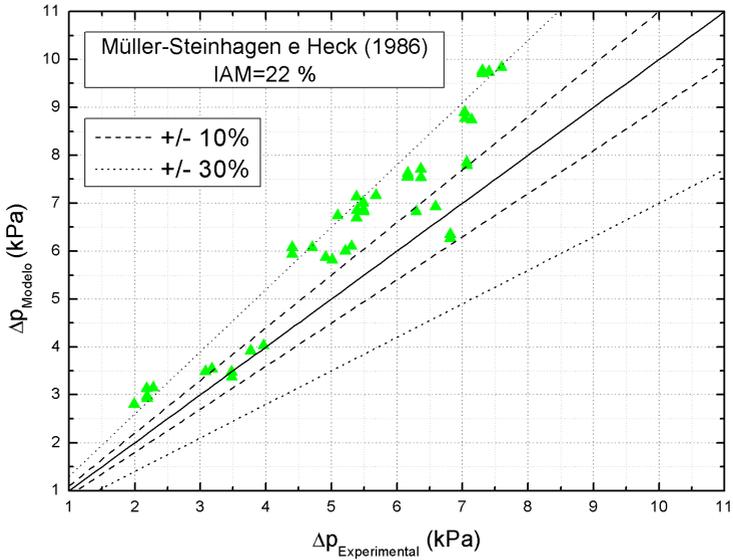
(b)



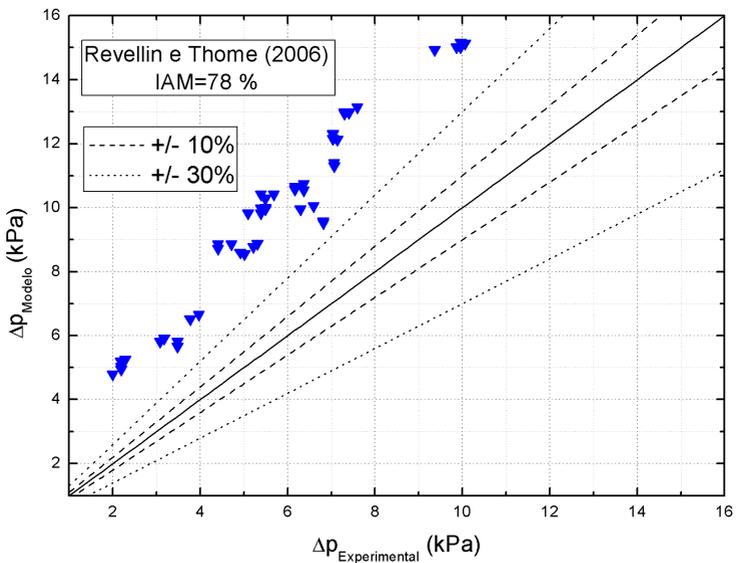
(c)



(d)



(e)



(f)

Figura 5.6: Comparação dos resultados experimentais para a queda de pressão por atrito com modelos da literatura.

### 5.3 RESULTADOS PARA A TRANSFERÊNCIA DE CALOR

Uma característica importante dos dados apresentados nesta seção diz respeito à forma de resfriamento da superfície de condensação. Mesmo a remoção de calor sendo efetuada por três resfriadores Peltiers da mesma marca e lote de fabricação, eles apresentam eficiência diferente. Em outras palavras, para uma dada condição de entrada do fluido na seção de teste, cada um dos três resfriadores remove potências diferentes. A Figura 5.7 apresenta os resultados obtidos para a condição de entrada de  $G = 445 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  e  $p = 9,7 \text{ bar}$ .

Pode-se perceber que o fluxo de calor varia de 23 a 31  $\text{kW.m}^{-2}$  para esta condição de teste. Na comparação dos dados, o fluxo de calor é considerado o valor médio entre os três, que em praticamente todos os casos é o valor do fluxo removido pelo Peltier do centro.

Entretanto, pela Figura 5.7, observa-se que o decréscimo do título de vapor (gráfico do topo) apresenta pouca variação de inclinação. Ou seja, a variação do fluxo de calor não é suficiente para alterar muito a forma com que o título de vapor decresce.

Ainda na Figura 5.7, o gráfico inferior apresenta as temperaturas da parede da seção de teste e de saturação do fluido. Nas quatro posições, as temperaturas da parede são sempre muito próximas. As diferenças entre as temperaturas da parede medidas na mesma posição  $z$  não ultrapassaram  $0,5^\circ$  em todos os testes. Isso pode ser um indício de que a distribuição de vazões nos diferentes canais tende a ser uniforme. Além disso, pode-se notar que a diferença entre as temperaturas do fluido e da parede é muito pequena na primeira posição medida. Esse fato gera altos valores de incerteza experimental para os  $h$ 's medidos (apresentada no Apêndice F) em  $z = 15 \text{ mm}$ , como pode ser observado no gráfico do centro.

O gráfico do centro da Figura 5.7 apresenta os coeficientes de transferência de calor por condensação nas quatro posições, calculados utilizando-se a média entre as três temperaturas medidas em cada posição  $z$ . Assim como relatado no parágrafo anterior, a incerteza experimental diminui à medida que se distancia da entrada do tubo. Isso deve-se ao fato de que a diferença entre as temperaturas do fluido e da parede cresce ao longo da seção de teste.

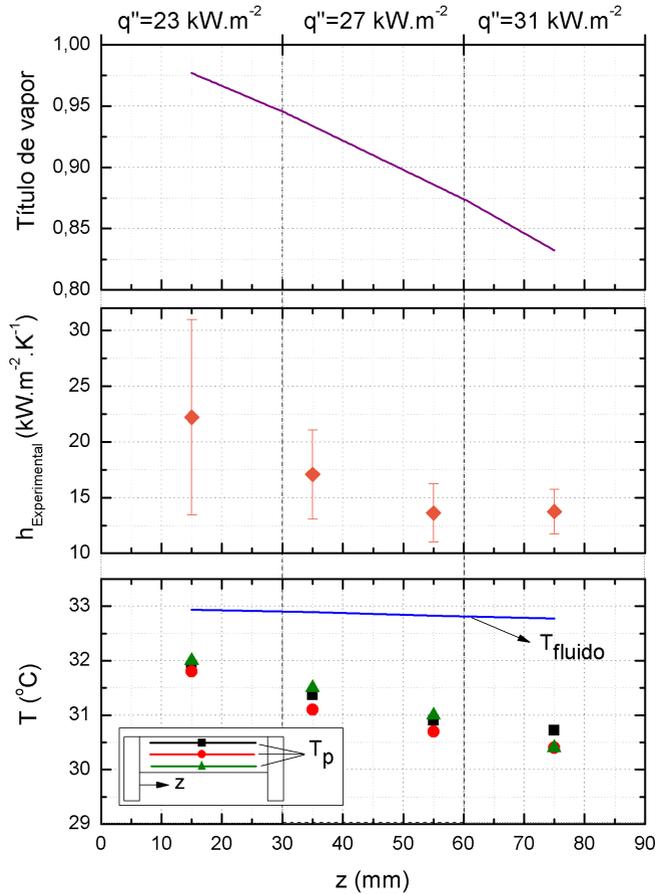
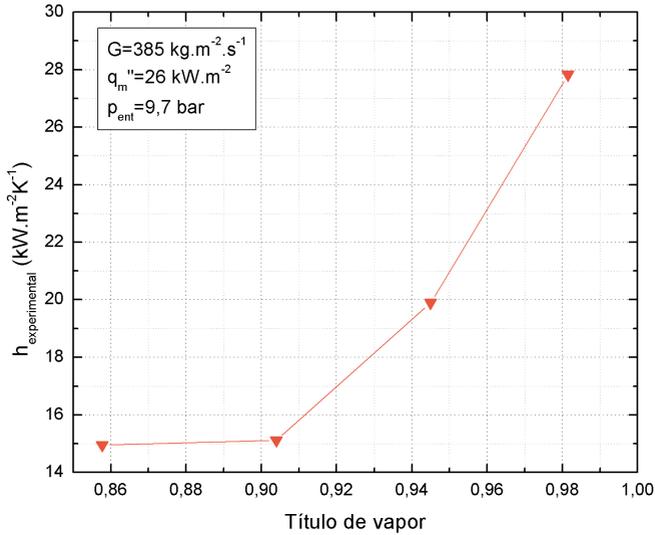


Figura 5.7: Temperaturas,  $h$  e título de vapor em função da posição na seção de teste e do fluxo de calor para  $G = 445 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  e  $p = 8,4 \text{ bar}$ .

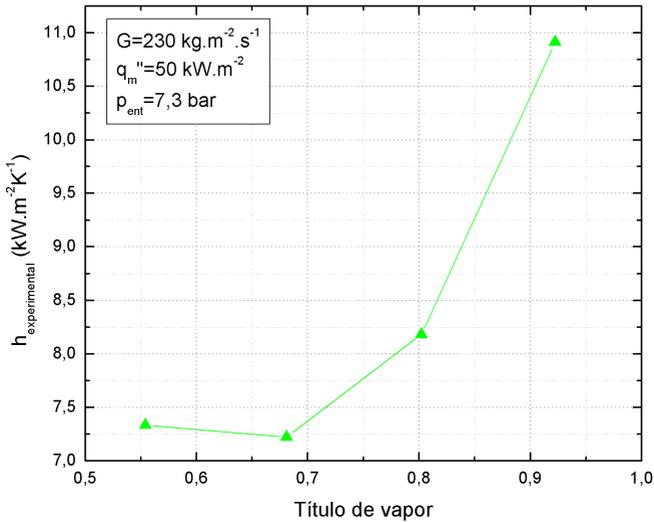
### 5.3.1 Efeito do Título de Vapor

A influência do título de vapor sobre o coeficiente de transferência de calor durante a condensação é analisada para uma determinada condição de teste, aproveitando-se das medições de temperatura da parede do canal nas quatro diferentes posições. As Figuras 5.8 apresentam os resultados para quatro condições de teste distintas, onde se observa

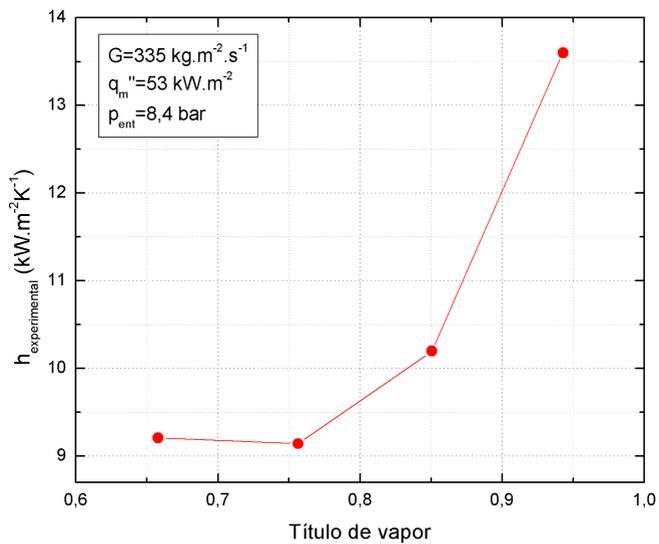
que esses efeitos são muito similares. É importante ressaltar que as demais condições testadas, e não apresentadas aqui, mostram sempre as mesmas tendências.



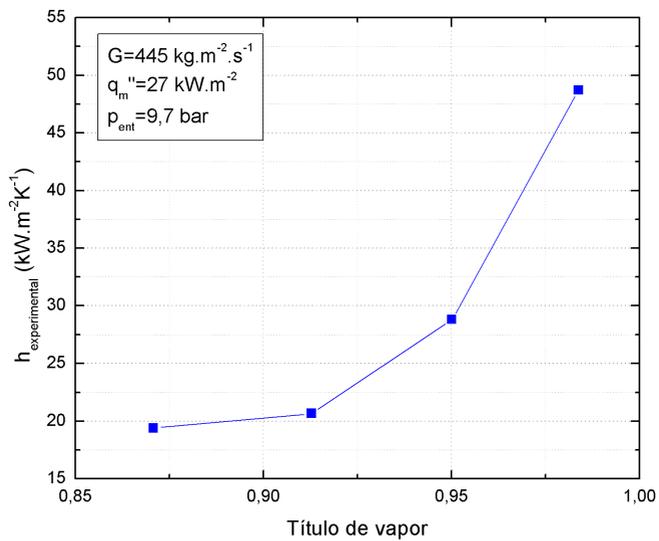
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 5.8: Influência do título de vapor sobre o  $h$  para diferentes condições.

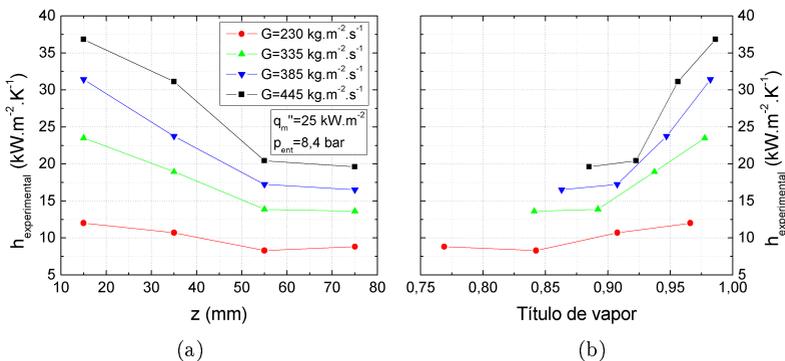
Analisando-se a Figura 5.8 pode-se concluir que o título de vapor exerce influência significativa no coeficiente de transferência de calor, principalmente para altos títulos de vapor. De fato, nesses pontos é evidente o padrão de escoamento anular, onde a espessura da película condensada apresenta a maior resistência térmica à transferência de calor, dominando esse fenômeno. Assim, quanto maior a quantidade de líquido condensado (menor título) mais degradado é o valor do CTC.

O comportamento do coeficiente de transferência de calor é muito similar para todas as condições, apresentando sempre uma queda acentuada no início da seção de teste (títulos de vapor mais elevados) e tendendo a estabilizar-se para  $x_v$  mais baixo, quando a película de condensado torna-se mais espessa.

As figuras 5.8b e c apresentam um pequeno aumento do  $h$  no ponto de menor título de vapor. Essa característica pode indicar uma transição de padrão de escoamento. Como a quantidade de líquido condensado já é alta, o vapor escoava com velocidade muito elevada. Este fato pode gerar a formação de ondas na interface vapor-líquido, em função do grande fator de escorregamento,  $S$ , causando um pequeno aumento do coeficiente de transferência de calor.

### 5.3.2 Efeito da Velocidade Mássica

No presente trabalho, encontrou-se uma clara influência da velocidade mássica,  $G$ , na faixa de  $230 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  a  $445 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ , sobre o  $h$ . Nos gráficos apresentados na Figura 5.9, é mostrado que o CTC sempre aumenta com o aumento da velocidade mássica e que este efeito torna-se mais acentuado para títulos de vapor mais elevados ( $G \geq 335 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ).



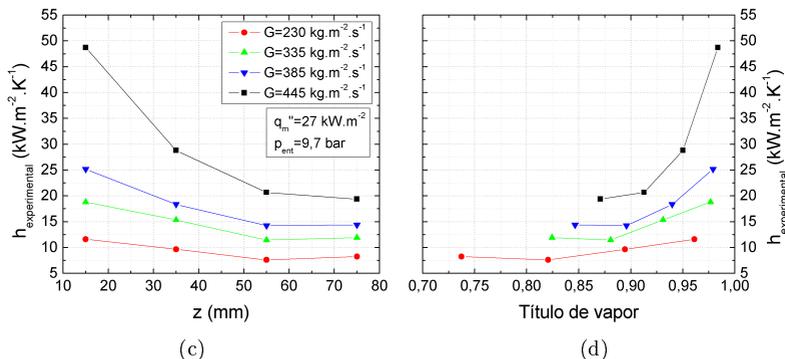


Figura 5.9: Influência da velocidade mássica sobre o  $h$  em função da posição na seção de teste (a e c) e do título de vapor (b e d) para duas diferentes condições de teste.

Pode-se explicar esse fenômeno baseando-se no padrão de escoamento anular, que ocorre nos casos, acima considerados. Como relatado anteriormente, a resistência à transferência de calor através da película de condensado domina o processo de transferência de calor em um escoamento em condensação no regime anular. Todavia, quando essa película de líquido é muito fina - alto título de vapor, os outros mecanismos de transferência de calor também exercem papel importante (ver página 51). Como apresentado na Seção 2.4.2, além da condução de calor através da película, a transferência de calor por convecção nas interfaces sólido-líquido e líquido-vapor são mecanismos presentes no escoamento em película.

A Figura 5.10 apresenta as curvas do número de *Reynolds* do escoamento de líquido,  $Re_l$ , no interior de um microcanal, para as quatro velocidades mássicas testadas, nas mesmas condições apresentadas na Figura 5.9c e 5.9d.

Segundo a Figura 5.10, para determinado título de vapor, o número de *Reynolds* da fase líquida aumenta com a velocidade mássica. Dessa maneira, a advecção desse condensado aumenta, elevando a capacidade de transferência de calor do escoamento bifásico para a parede dos microcanais. Para títulos de vapor mais elevados, a transferência de calor por convecção entre a parede da tubulação e a película condensada, pode representar um papel importante no calor total removido do fluido.

Todavia, com o decréscimo do título de vapor, a espessura da película de condensado aumenta, o que eleva o valor da resistência térmica

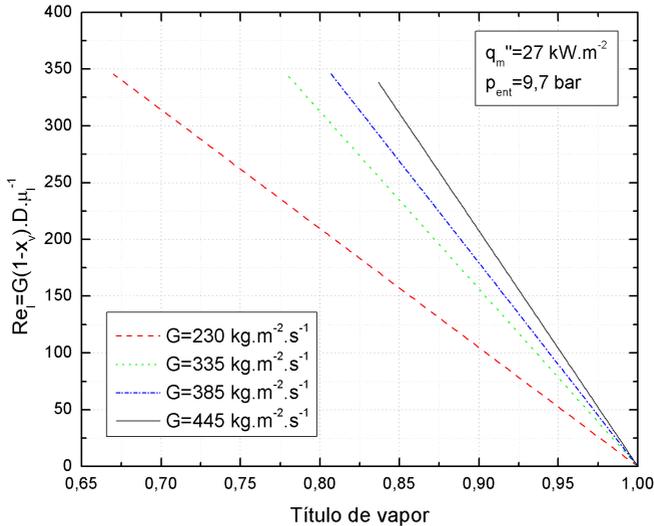


Figura 5.10: Números de Reynolds da fase líquida para as mesmas condições de teste apresentadas nas Figuras 5.9c e 5.9d.

à condução de calor através da mesma. Nesse caso, a convecção entre a parede da tubulação e o líquido condensado, exerce papel pouco importante na transferência de calor. Quando essa película torna-se espessa, então, a influência da velocidade mássica no coeficiente de transferência de calor tem seu papel diminuído, por apresentar uma resistência térmica à transferência de calor muito menor que a resistência apresentada pela condução de calor através da película.

### 5.3.3 Efeito do Fluxo de Calor

Como foi visto, na Seção 2.11.6, o efeito do fluxo de calor sobre o coeficiente de transferência de calor não é muito claro na condensação em microcanais. A Figura 5.11 apresenta o efeito do fluxo de calor médio removido pelos resfriadores Peltier sobre a transferência de calor para uma determinada condição de teste. Na Figura 5.11a, o eixo das abscissas é a distância da entrada da seção de teste, enquanto que na Figura 5.11b, o eixo horizontal tem como variável o título de vapor,  $x_v$ . As demais condições testadas apresentam comportamento muito semelhante aos apresentados na Figura 5.11.

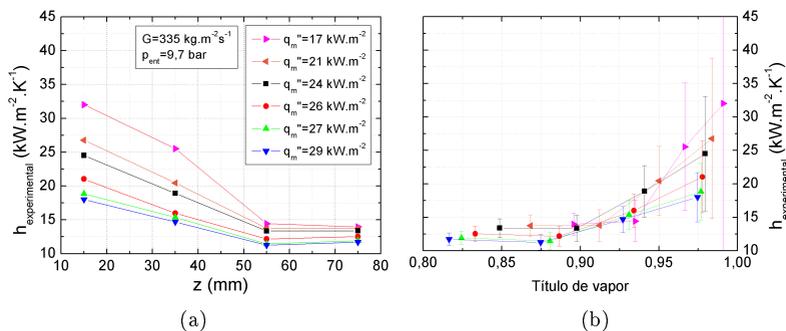


Figura 5.11: Influência do fluxo de calor médio sobre o  $h$  para diferentes condições em função de: a) posição na seção de teste e b) título de vapor

Na Figura 5.11a, para todas as posições onde a temperatura da parede é medida, o  $h$  aumenta com a diminuição do fluxo de calor. Todavia, pela Figura 5.11b, percebe-se que esse efeito ocorre com clareza, somente para  $x_v < 0,90$ .

Analisando-se a influência do fluxo de calor sobre o  $h$  em função do título de vapor, Figura 5.11b, nota-se que, para  $x_v > 0,90$ , não é clara esta dependência, pois as diferenças entre os  $h$ s para cada fluxo de calor estão na faixa de incerteza experimental para o  $h$ . Para  $x_v < 0,90$ , todavia, a Figura 5.11b apresenta a tendência de que o CTC aumenta com a diminuição do fluxo de calor, para um mesmo título de vapor. Pode-se concluir, para títulos de vapor menores do que 0,90, que para uma mesma quantidade de líquido condensado, o  $h$  é maior quando o fluxo de calor é mais baixo.

A análise desta tendência de resultados do  $h$  em função do título de vapor, para diferentes fluxos de calor, também pode ser enriquecida ao se considerar o comportamento da temperatura da parede da tubulação para diferentes fluxos de calor. Quanto maior o fluxo de calor, menor é a temperatura da parede da tubulação. A Figura 5.12 apresenta essa tendência, onde as médias locais das temperaturas da parede da tubulação medidas estão plotadas em função do título de vapor local.

O aumento da temperatura da parede - causado pela diminuição de  $q''$ , causa o aumento da temperatura do líquido condensado. Isso gera um acréscimo na condutividade térmica do mesmo, aumentando, assim, a condução de calor pela película de condensado e a melhora do  $h$ . Além disso, aumentando-se a temperatura do líquido, tem-se a

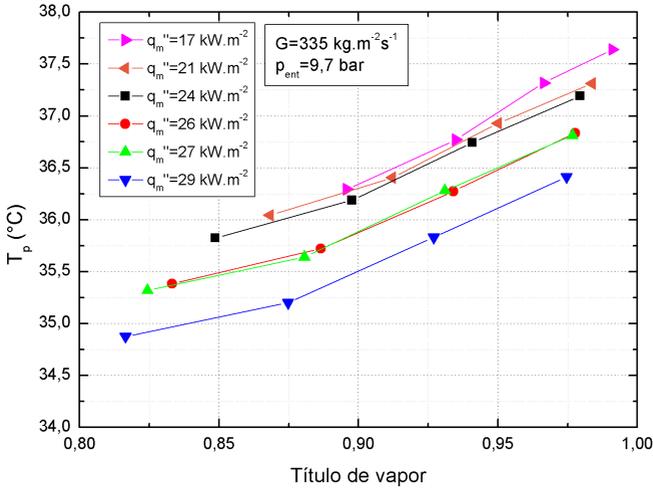


Figura 5.12: Médias locais das temperaturas da parede em função do título de vapor para as mesmas condições de teste apresentadas na Figura 5.11.

diminuição da massa específica do líquido, que diminui a espessura de condensado (menor volume ocupado por ele), contribuindo, também, para a melhora do  $h$ .

### 5.3.4 Efeito da Temperatura de Saturação

A influência da temperatura de saturação do fluido de trabalho sobre o  $h$  é apresentada nas Figuras 5.13 e 5.14 para duas diferentes condições de teste.

Em ambas as figuras apresentadas nessa seção, fica claro que a pressão não exerce influência significativa sobre o  $h$ , para as condições testadas no trabalho.

O que ocorre, nesse caso, é uma compensação entre os efeitos das propriedades da película líquida e das características do escoamento. Diferentemente do que acontecia na seção anterior, quando somente a temperatura do líquido era influenciada pela variação do fluxo de calor, o aumento da temperatura de saturação do fluido é percebido pelo vapor também. Podem-se considerar as mesmas consequências citadas na seção anterior, sobre o aumento da temperatura da parede

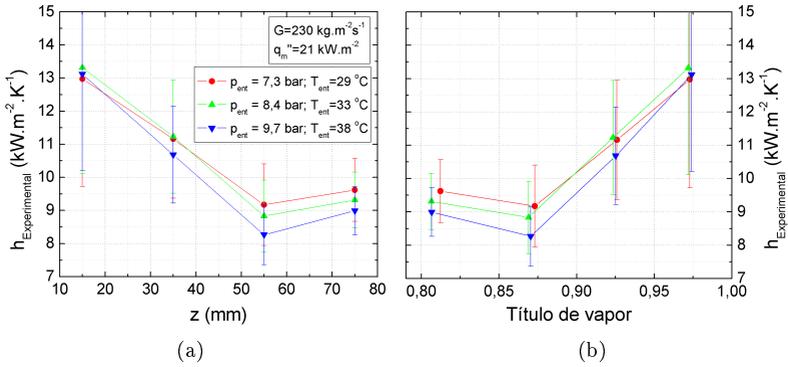


Figura 5.13: Influência da pressão (temperatura) de saturação sobre o  $h$  para  $G = 230 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  e  $q''_m = 21 \text{ kW.m}^{-2}$  em função de: a) posição na seção de teste e b) título de vapor.

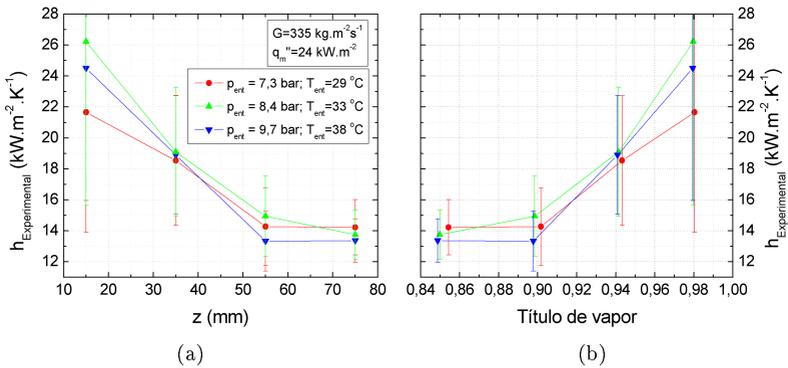


Figura 5.14: Influência da pressão (temperatura) de saturação sobre o  $h$  para  $G = 335 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  e  $q''_m = 24 \text{ kW.m}^{-2}$  em função de: a) posição na seção de teste e b) título de vapor.

para o líquido. Ou seja, o aumento da temperatura tende a causar uma melhora do CTC em função do aumento da condução de calor pela película de condensado.

Em contrapartida, o aumento da temperatura causa redução na velocidade do vapor e aumento na do líquido. Como consequência disso, o fator de escorregamento,  $S$ , é reduzido, assim como a espessura da película de condensado, o que contribui para a diminuição do  $h$ . Para se ter uma idéia de ordem de grandeza, aumentando-se a pressão de  $7,4 \text{ bar}$  para  $9,7 \text{ bar}$ , o fator de escorregamento diminui em quase três vezes. Menor fator de escorregamento significa menor atrito interfacial entre líquido e vapor. No regime anular misto, as gotas de líquido presentes no núcleo de vapor são arrancadas da película líquida, em função do cisalhamento entre o vapor e a própria película. Como esse cisalhamento diminui com a redução do fator de escorregamento, o que se tem é uma menor quantidade de gotas no núcleo de vapor, e maior quantidade de líquido condensado na parede do tubo, diminuindo o valor do CTC.

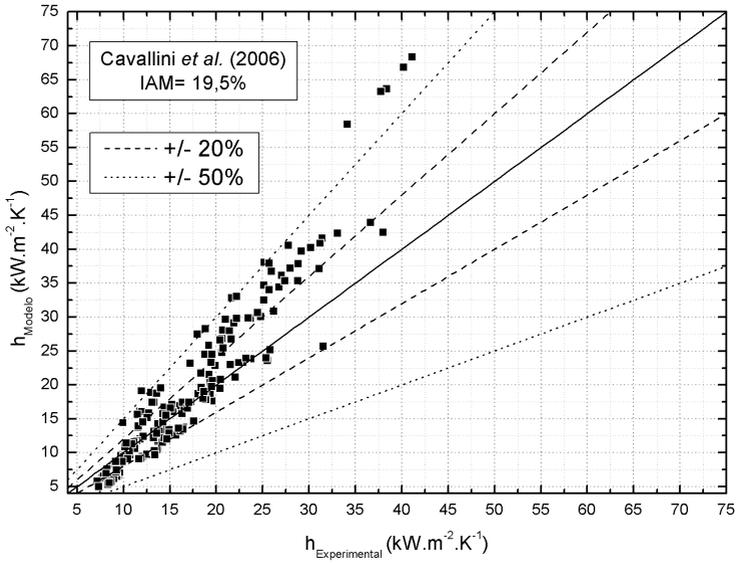
### 5.3.5 Comparação com Modelos

Nesta seção serão apresentadas as comparações entre os dados obtidos experimentalmente com modelos teóricos para o coeficiente de transferência de calor por convecção na condensação. Os modelos utilizados na comparação foram descritos na Seção 2.11 e desenvolvidos para diferentes condições. Os gráficos apresentados na Figura 5.15 mostram tais comparações, juntamente com o valor da incerteza absoluta média,  $IAM$ , em relação aos dados experimentais, a qual é definida da seguinte forma:

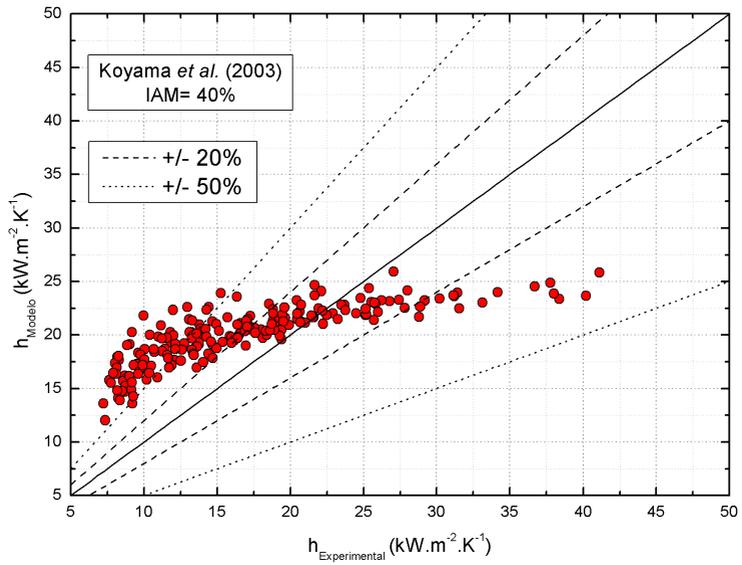
$$IAM = \left| \frac{h_{Experimental} - h_{Modelo}}{h_{Experimental}} \right| * 100 \quad (5.2)$$

onde  $h_{Experimental}$  e  $h_{Modelo}$  representam os coeficientes de transferência de calor na condensação experimental e o obtido através do modelo ou correlação, respectivamente.

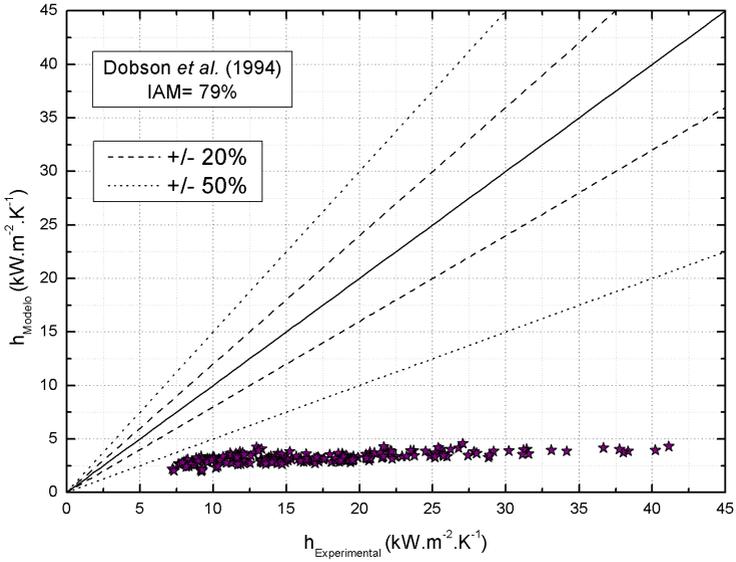
Pode-se notar a ausência das correlações propostas por Yan e Lin (1999) e de Bandhauer, Agarwall e Garimella (2006) as quais apresentaram mais de 100% de incerteza quando comparadas aos dados experimentais. A primeira delas, apesar de ter sido proposta para canais com pequenos diâmetros ( $2 \text{ mm}$ , no caso), foi desenvolvida para baixas velocidades mássicas (entre  $100$  e  $200 \text{ kg.m}^{-2}.s^{-1}$ ). Além disso,



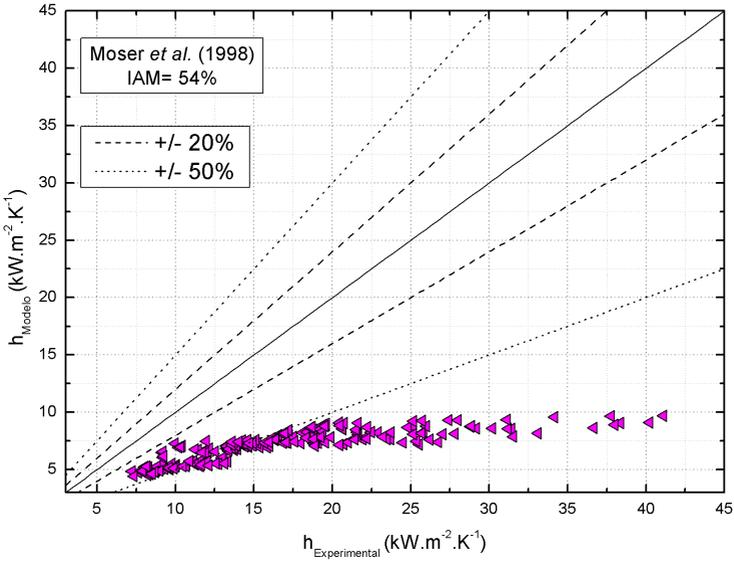
(a)



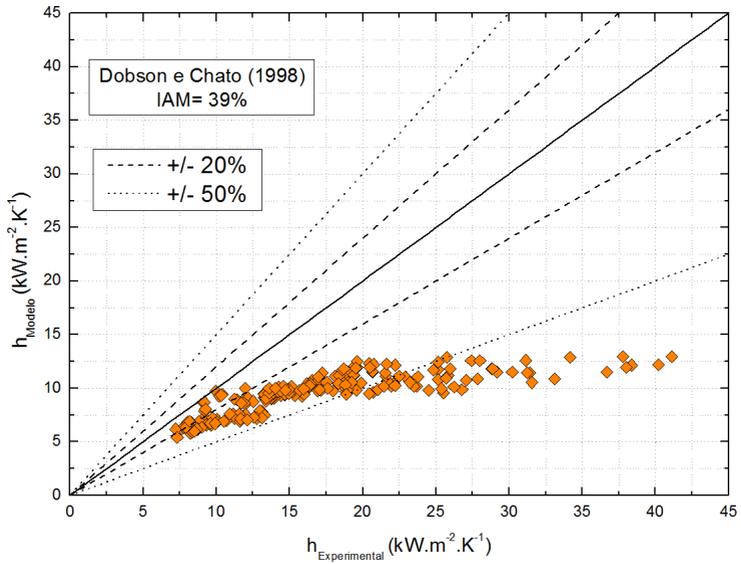
(b)



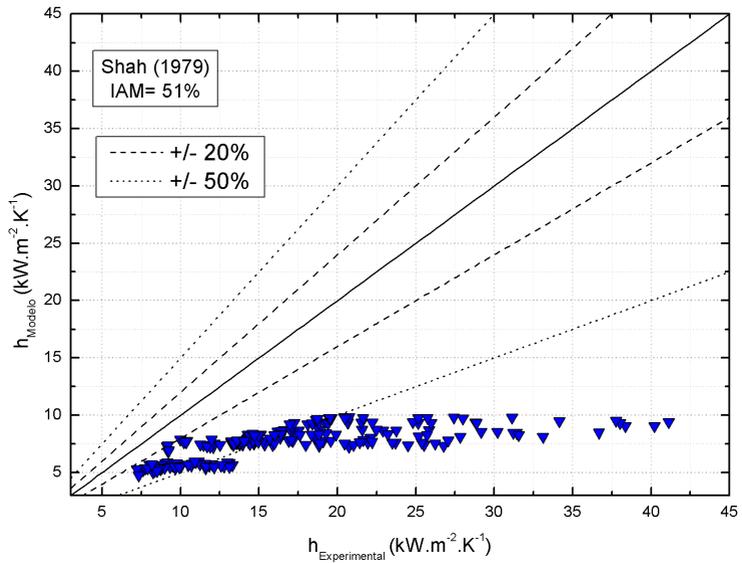
(c)



(d)



(e)



(f)

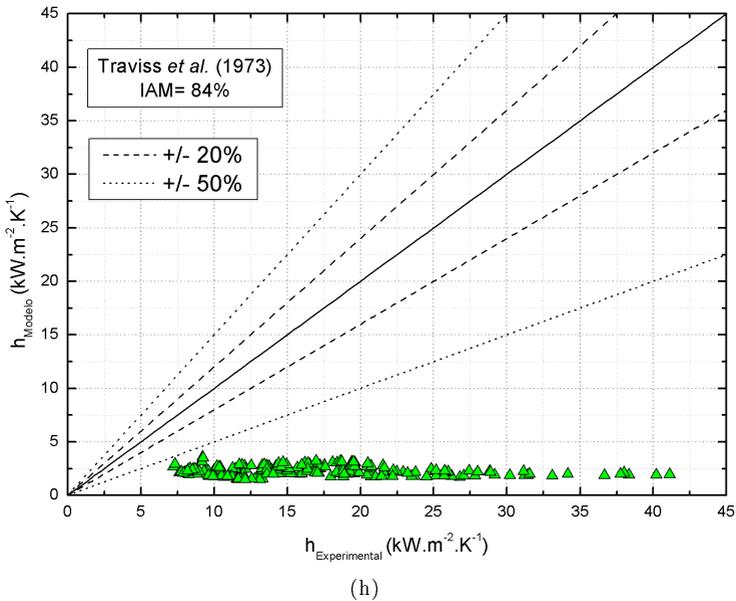
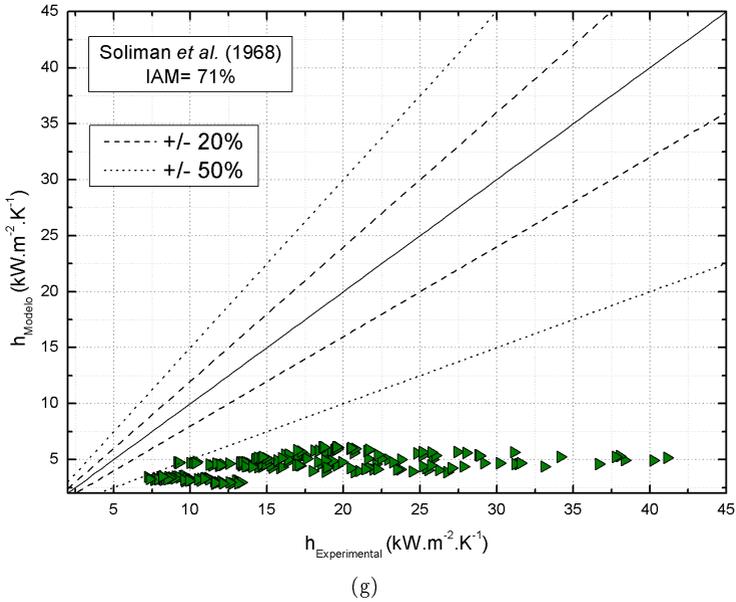


Figura 5.15: Comparação dos resultados experimentais para a transferência de calor com modelos da literatura.

esse modelo foi baseado em dados obtidos para escoamento intermitente, que como pode ser observado na Figura 5.1 não é o caso dos resultados obtidos nesse trabalho.

Já o modelo semi-empírico proposto por Bandhauer, Agarwall e Garimella (2006), foi desenvolvido para uma ampla faixa de diâmetros e velocidades mássicas, englobando diferentes regimes de escoamento para o mesmo fluido de trabalho utilizado nesse experimento. A correlação é função da espessura de condensado, a qual, por sua vez, depende da fração de vazio. Segundo os autores, a fração de vazio deve ser calculada através da correlação de Baroczy (1965). Talvez esse possa ser o problema da correlação: a incerteza na avaliação da espessura de condensado.

A formulação que apresentou melhores resultados foi o modelo semi-empírico proposto por Cavallini et al. (2006), mostrado na Figura 5.15a, com  $IAM = 19,5\%$ . Não por acaso, tal modelo foi proposto para prever o  $h$  de condensação nos regimes anular e anular misto, para fluidos refrigerantes. Esse modelo é o único que contabiliza as gotículas de líquido que escoam no núcleo de vapor, no escoamento misto. O modelo de Cavallini et al. (2006) somente não funcionou bem para os CTC's mais elevados. Nesse caso, esses pontos apresentam grandes incertezas experimentais, pois são relativos à diferenças de temperatura entre a parede do tubo e o fluido muito pequenas.

O modelo de Koyama et al. (2003), apresentado na Figura 5.15b, também foi proposto para ser utilizado em microcanais com fluidos refrigerantes. Seus resultados, porém, ficaram um pouco aquém do esperado, com incerteza absoluta média de 40%. Tal modelo, entretanto, não apresenta para quais regimes de escoamento a correlação é válida.

A correlação de Dobson et al. (1994), Figura 5.15c, proposta para escoamento estratificado subestimou todos os valores experimentais para o coeficiente de transferência de calor. Este resultado, já esperado, confirma o fato de que escoamentos em regime estratificado apresentam  $h$ 's menores que os obtidos em escoamentos anulares, os quais apresentam espessura de condensado muito menor, intensificando a troca térmica.

As demais correlações apresentadas - de Moser, Webb e Na (1998), Figura 5.15d, Dobson e Chato (1998), Figura 5.15e, Shah (1979), Figura 5.15f, Soliman, Schuster e Berenson (1968), Figura 5.15g e Traviss, Rohsenow e Baron (1973), Figura 5.15h, foram propostas para a condensação no interior de canais convencionais e - com exceção da correlação de Dobson e Chato (1998), com  $IAM = 39\%$ , subestimaram praticamente todos os resultados experimentais. Tal informação

confirma o que já foi descrito no Capítulo 2, sobre as diferenças existentes nos mecanismos físicos dominantes em macro e microcanais.

#### 5.4 APLICABILIDADE DA TEORIA DE NUSSELT

A teoria de *Nusselt* para a condensação de vapor estagnado em placa vertical, descrita no Apêndice A, serve como base para diversos modelos de condensação convectiva. Todavia, as hipóteses utilizadas na sua dedução, obrigam algumas modificações para sua aplicabilidade. Uma das conclusões mais importantes que vem da dedução dessa teoria, já mencionada nas discussões dos resultados, é a de que a única resistência à transferência de calor entre a parede e o vapor em condensação diz respeito à condução de calor através da película de condensado. A partir disso chega-se a seguinte conclusão:

$$\delta = \frac{k_l}{h} \quad (5.3)$$

Modelos baseados nessa teoria, - por exemplo Bandhauer, Agarwall e Garimella (2006) e Cavallini et al. (2006), todavia com a consideração de que o escoamento da película condensada é turbulento, concordam que o coeficiente de transferência de calor na condensação depende fortemente da espessura da película condensada. A Eq. 2.107 apresenta uma forma simples de estimar a espessura de condensado em um escoamento anular. A Figura 5.16 apresenta a comparação entre os valores de  $\delta$  obtidos experimentalmente baseados na Eq. 5.3, pela teoria de Nusselt, Eq. A.14, e os calculados a partir da Eq. 2.107<sup>7</sup>, utilizando as correlações para a fração de vazio propostas por Baroczy (1965), Graham (1998) e utilizando-se o modelo homogêneo (Eq. 2.32).

Da Figura 5.16 conclui-se, primeiramente, que a espessura de condensado calculada pelo modelo de *Nusselt* superestima muito os valores experimentais. Esse resultado era de se esperar, visto que a teoria de *Nusselt* baseia-se na hipótese de que a tensão cisalhante na interface líquido-vapor é nula. Ou seja, considera que o vapor escoava com velocidade muito baixa. Essa hipótese não é nem um pouco razoável para a condensação convectiva, visto que a velocidade do vapor é grande, causando menor espessura de película, como mostrado na Figura 5.16

O valor de  $\delta$  calculado através da fração de vazio estimada pelo modelo homogêneo, apresenta resultados opostos. O modelo homogê-

---

<sup>7</sup>Cabe lembrar que a Eq. 2.107 considera escoamento anular puro, ou seja, sem gotas de líquido dispersas no núcleo de vapor

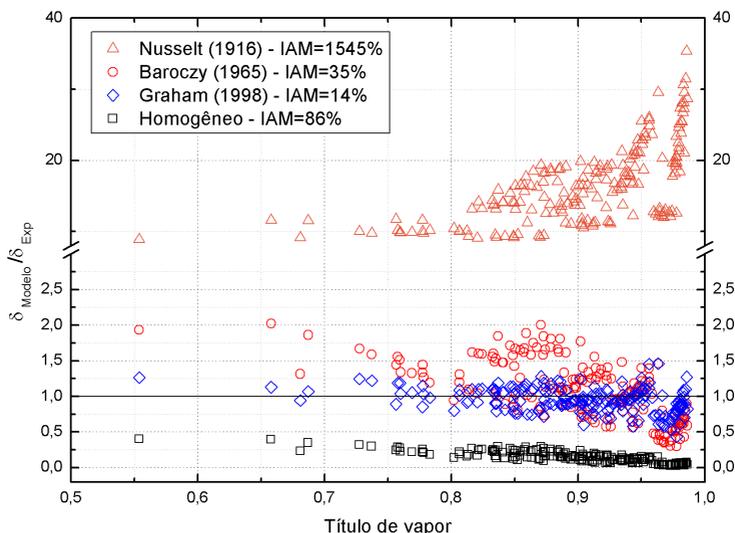


Figura 5.16: Comparação entre as espessuras de condensado calculadas através de diferentes formulações.

neo subestimou a espessura de condensado, o que significa que a fração de vazio predita por esse modelo é maior do que a real.

As espessuras de condensado calculadas utilizando-se as frações de vazio propostas por Baroczy (1965) e Graham (1998) apresentaram bons resultados. Com  $IAM = 14\%$ , a correlação de Graham (1998), desenvolvida para a condensação de fluidos refrigerantes, mostrou-se bem eficiente na predição da fração de vazio. Tal resultado mostra que, a fração de vazio durante a condensação é melhor prevista por correlações desenvolvidas para esse fenômeno.

Como já discutido nesse capítulo, a consideração de que a resistência térmica à condução de calor na película de condensado é a resistência dominante à transferência de calor na condensação em regime anular, é altamente aceitável. Na Seção 5.3.2 foi discutido, também, que para títulos muito elevados, essa consideração é menos acertada, visto que nessas condições, a espessura de condensado é tão fina a ponto de a convecção exercer papel importante na transferência de calor. Esse fato é confirmado analisando-se a Figura 5.16, onde para títulos muito elevados, a espessura de condensado obtida experimentalmente é menor que calculada pelos modelos teóricos de fração de vazio. Ou seja, de fato, é provável que nesses pontos de maior título, a Eq. 5.3 torna-se

incorreta, pois a resistência à troca de calor por convecção apresenta ordem de grandeza semelhante à representada pela condução de calor pela película.

## 5.5 RESUMO

Neste capítulo, foram caracterizadas as condições de teste e analisadas as influências do título de vapor, da velocidade mássica, do fluxo de calor e da pressão de saturação do fluido sobre a queda de pressão e o coeficiente de transferência de calor,  $h$ , na condensação do R-134a em microcanais paralelos, as quais são mostradas na Tabela 5.1. Os modelos descritos no Capítulo 2 para a predição do CTC, da queda de pressão por atrito e da fração de vazio também foram testados.

As condições testadas são equivalentes às previstas pelos regimes anular e misto, no mapa de padrões proposto por Coleman e Garimella. A queda de pressão devido ao atrito apresentou redução com o aumento da temperatura de saturação. Em contrapartida,  $\Delta p_{\text{atrito}}$  aumentou com o aumento da velocidade mássica. O fluxo de calor não mostrou efeito aparente sobre a queda de pressão.

Os resultados indicam que o coeficiente de transferência de calor na condensação diminui com a diminuição do título de vapor até um certo valor (de 0,9 a 0,7, dependendo da condição), tornando-se, em seguida, constante. O CTC aumenta com a diminuição do fluxo de calor, para  $x_v < 0,9$ . Ao contrário disso, o aumento da velocidade mássica gera  $h$ 's maiores, principalmente para títulos mais elevados. Em contrapartida, o  $h$  mostrou não sofrer influência da pressão nas condições testadas. A consideração de que a resistência térmica à transferência de calor depende fundamentalmente da condução de calor pelo condensado, mostrou-se adequada para  $x_v < 0,95$ , onde a espessura é considerável.

Na comparação dos dados experimentais com os modelos teóricos para a queda de pressão, pôde-se observar que os modelos clássicos, desenvolvidos para escoamentos adiabáticos em canais convencionais, funcionam bem na condensação em microcanais. O modelo proposto por Cavallini et al. (2006), desenvolvido para a condensação, foi o que apresentou os melhores resultados, com  $IAM = 8\%$ .

Na transferência de calor, todavia, os resultados mostram tendência diferente. As correlações propostas para canais convencionais, mesmo para escoamentos anulares, apresentaram resultados ruins, subestimando os  $h$ 's obtidos experimentalmente. Cavallini et al. (2006)

desenvolveram um modelo, cuja incerteza média em relação aos dados experimentais foi de 19,5% (o mais baixo de todos os modelos testados).

Para a fração de vazio, o modelo desenvolvido por Graham (1998), para a condensação com fluidos refrigerantes, mostrou-se muito bom, apresentando  $IAM = 14\%$ . Os modelos propostos para escoamentos adiabáticos, entretanto, não alcançaram o mesmo sucesso.

Tabela 5.1: Resumo dos resultados obtidos experimentalmente sobre a influência das variáveis sobre a  $\Delta p$  e o  $h$ .

$\uparrow G$	$\uparrow x_v$	$\uparrow T$	$\uparrow q''$
$\uparrow \Delta p$	-	$\downarrow \Delta p$	sem efeito
$\uparrow h$	$\uparrow h$	sem efeito	$\downarrow h$ (para $x_v < 0,9$ )



## 6 CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES

Neste trabalho foram apresentados os resultados experimentais obtidos para o coeficiente de transferência de calor e para a queda de pressão na condensação em oito microcanais paralelos, com  $D = 0,8\text{ mm}$ . As seguintes condições de teste foram utilizadas:  $0,55 < x_v < 1$ ;  $7,3\text{ bar} < p < 9,7\text{ bar}$ ;  $28^\circ\text{C} < T_f < 38^\circ\text{C}$ ;  $17\text{ kW.m}^{-2} < q'' < 53\text{ kW.m}^{-2}$  e  $230\text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1} < G < 445\text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ . A bancada experimental construída, no presente mestrado, permitiu a condensação do R-134a com a utilização de resfriadores do tipo Peltier. Os resultados experimentais para a queda de pressão permitem as seguintes conclusões:

- De todas as parcelas consideradas na queda de pressão entre os *manifolds* da seção de teste, a de atrito representa em média 94% da queda de pressão total.
- A queda de pressão por atrito apresentou aumento com o acréscimo da velocidade mássica do escoamento.
- O fluxo de calor não apresentou efeito sobre a queda de pressão nas condições analisadas.
- A queda de pressão apresentou aumento com a diminuição da temperatura (pressão) de saturação do R-134a nos testes efetuados.
- A queda de pressão calculada através de modelos e correlações mostrou que mesmo formulações para escoamentos adiabáticos em canais convencionais, conseguem prever com boa aproximação a queda de pressão no escoamento em condensação em microcanais.
- O modelo semi-empírico proposto por Cavallini et al. (2006), desenvolvido para a condensação, foi o que apresentou os melhores resultados, com  $IAM = 8\%$ .

Os resultados experimentais obtidos para a transferência de calor permitem concluir que:

- A transferência de calor no escoamento em condensação, em regime anular, é dominada pela condução de calor através da película de condensado,  $\delta$ , principalmente para títulos de vapor abaixo de 0,95.

- A estimativa da espessura de condensado, apresenta fundamental importância na avaliação do  $h$ . O cálculo de  $\delta$  utilizando-se o modelo de *Nusselt* superestimou os valores obtidos experimentalmente, considerando-se que a resistência à condução na película domina o processo de transferência de calor. O cálculo de  $\delta$  utilizando a correlação para fração de vazio proposta por Graham (1998) apresentou bons resultados, principalmente para  $x_v < 0,95$ .
- O coeficiente de transferência de calor no interior dos microcanais aumenta com o aumento da velocidade mássica,  $G$ , principalmente para títulos de vapor mais elevados.
- O  $h$  diminui com o decréscimo do título de vapor até um certo valor (entre 0,9 a 0,7, dependendo da condição de teste) e depois tende a permanecer constante.
- A temperatura de saturação do fluido de trabalho não apresentou influência perceptível sobre o  $h$  nos testes realizados.
- O CTC apresentou aumento com a diminuição do fluxo de calor para  $x_v < 0,9$ .
- Os modelos e correlações propostos para canais convencionais não apresentaram resultados satisfatórios na predição dos  $h$ 's em microcanais.
- O modelo semi-empírico proposto por Cavallini et al. (2006) foi o que melhor previu os dados experimentais, apresentando incerteza média de 19,5%.

Como recomendação para trabalhos futuros na condensação em microcanais sugere-se:

- Realização de testes utilizando diferentes fluidos e com a seção de teste na posição vertical.
- Efetuar testes para fluxos de calor mais elevados, a fim de se obter menores títulos de vapor na saída da seção de teste.
- Utilizar microcanais com diferentes seções transversais, a fim de se estudar o efeito da tensão superficial em seções com cantos vivos e do diâmetro sobre o  $h$  e a queda de pressão.

- Utilizar superfícies recobertas com materiais hidrofóbicos, para tentar se obter a condensação em gotas e analisar, assim, seu efeito sobre o  $h$ .
- Realizar um estudo que permita a visualização do fenômeno da condensação em microcanais, utilizando uma câmera de alta velocidade.



## REFERÊNCIAS

- BAIRD, J. R.; FLETCHER, D. F.; HAYNES, B. S. Local condensation heat transfer rates in fine passages. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 46, n. 23, p. 4453–4466, 2003.
- BANDHAUER, T.; AGARWALL, A.; GARIMELLA, S. Measurement and modeling of condensation heat transfer coefficients in circular microchannels. *Journal of Heat Transfer*, v. 128, n. 10, p. 1050–1059, 2006.
- BAROCZY, C. Correlation of liquid fraction in two-phase flow with applications to liquid metals. *Chemical Engineering Progress Symposium Series*, v. 61, n. 57, p. 179–191, 1965.
- BAROCZY, C. Systematic correlation for two-phase pressure drop. *Chemical Engineering Progress Symposium*, v. 62, n. 64, p. 232–249, 1966.
- BEJAN, A. *Convection heat transfer*. 3a. ed. New Jersey, USA: John Wiley & Sons, 2004.
- BOABAID, C. N. *Análise do desempenho de tubos capilares adiabáticos*. Dissertação (Mestrado) — Universidade Federal de Santa Catarina, Centro Tecnológico, Florianópolis, SC, 1994.
- BONTEMPS, A. Measurements of single-phase pressure drop and heat transfer coefficient in micro and minichannels. In: AL., S. K. et (Ed.). *Microscale heat transfer - fundamentals and applications*. 1a. ed. The Netherlands: Springer, 2005.
- BRAUNER, N.; MARON, D. M. Identification of the range of small diameters conduits, regarding two-phase flow pattern transitions. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, v. 19, n. 1, p. 29–39, 1992.
- CAREY, V. P. *Liquid-Vapor Phase-Change Phenomena*. 1a. ed. New York, NY: Hemisphere Publishing Corporation, 1992.
- CAVALLINI, A. et al. Update on condensation heat transfer and pressure drop inside minichannels. *Heat Transfer Engineering*, v. 27, n. 4, p. 74–87, 2006.

- CHEIN, R.; CHEN, Y. Performances of thermoelectric cooler integrated with microchannel heat sinks. *International Journal of Refrigeration*, v. 28, p. 828–839, 2005.
- CHENG, L.; RIBATSKI, G.; THOME, J. R. Two-phase flow patterns and flow pattern maps: fundamentals and applications. *Applied Mechanics Reviews*, v. 61, n. 5, 2008.
- CHISHOLM, D. Pressure gradients due to friction during the flow of two-phase mixtures in smooth tubes and channels. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 16, p. 347–348, 1973.
- CHUNG, P. M. Y.; KAWAJI, M. The effect of channel diameter on adiabatic two-phase flow characteristics in microchannels. *International Journal of Multiphase Flow*, v. 30, n. 7-8, p. 735–761, 2004. ISSN 0301-9322.
- COLEMAN, J. W.; GARIMELLA, S. Characterization of two-phase flow patterns in small diameter round and rectangular tubes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 42, p. 2869–2881, 1999.
- COLEMAN, J. W.; GARIMELLA, S. Two-phase flow regime transitions in microchannel tubes: the effect of hydraulic diameter. In: *Proceedings of the ASME Heat Transfer Division*. Orlando, FL, USA: [s.n.], 2000. v. 4, p. 71 – 83.
- COLLIER, J. G.; THOME, J. R. *Convective boiling and condensation*. 3a. ed. New York: Clarendon Press - Oxford, 1994.
- DALKILIC, A.; WONGWISES, S. Intensive literature review of condensation inside smooth and enhanced tubes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 52, n. 15-16, p. 3409 – 3426, 2009.
- DOBSON, M. K.; CHATO, J. C. Condensation in smooth horizontal tubes. *Journal of Heat Transfer*, v. 120, p. 193–213, 1998.
- DOBSON, M. K. et al. Experimental evaluation of internal condensation of refrigerants R-12 and R-134a. In: *Proceedings of the ASHRAE Winter Meeting*. New Orleans, LA, USA: [s.n.], 1994. p. 744–754.
- EUCKEN, A. *Naturwissenschaften*. v. 25, p. 209, 1937.

FELCAR, H. O. M.; RIBATSKI, G.; JABARDO, J. M. S. A gas-liquid flow pattern predictive method for macro and mini-scale round channels. In: *Proceedings of the 10th UK Heat Transfer Conference*. Edinburgh, UK: [s.n.], 2007.

FRIEDEL, L. Improved friction pressure drop correlations for horizontal and vertical two-phase pipe flow. In: *European Two-phase Flow Group Meeting*. Ispra Italy: [s.n.], 1979.

GANZELES, F. L. A. *Drainage and condensate heat resistance in dropwise condensation of multicomponent mixtures in a plastic plate heat exchanger*. Tese (Doutorado) — Technische Universiteit Eindhoven, 2002.

GARIMELLA, S. Condensation in minichannels and microchannels. In: KANDLIKAR, S. et al. (Ed.). *Heat transfer and fluid flow in minichannels and microchannels*. 1a. ed. Oxford, UK: Elsevier Publications, 2006.

GARIMELLA, S.; AGARWAL, A.; KILLION, J. D. Condensation pressure drop in circular microchannels. *Heat Transfer Engineering*, v. 26, n. 3, p. 28–35, 2005.

GEIGER, G.; ROHRER, W. Sudden contraction losses in two-phase flow. *Journal of Heat Transfer*, v. 88, p. 1–9, 1966.

GHIAASIAAN, S. M. *Two-Phase Flow, Boiling, and Condensation*. 1a. ed. New York, NY: Cambridge University Press, 2008.

GNIELINSKI, V. New equations for heat and mass transfer in turbulent pipe and channel flow. *Ind. Eng. Chem.*, v. 16, p. 359–368, 1976.

GONCALVES, J. M. *Análise experimental do escoamento de fluidos refrigerantes em tubos capilares*. Dissertação (Mestrado) — Universidade Federal de Santa Catarina, Centro Tecnológico, Florianópolis, SC, 1994.

GOSS, G. J.; MACARINI, S. F.; PASSOS, J. C. Heat transfer and pressure drop during condensation of R-134a inside parallel microchannels. In: *Proceedings of the ASME/JSME 2011 - 8th Thermal Engineering Joint Conference*. Honolulu, Hawaii - USA: [s.n.], 2011.

GRAHAM, D. *Experimental investigation of void fraction during refrigerant condensation*. Dissertação (Mestrado) — Mechanical and Industrial Engineering Department, University of Illinois, Urbana, IL, 1998.

HARAGUCHI, H.; KOYAMA, S.; FUJI, T. Condensation of refrigerants HFC22, HFC134a and HFC123 in a horizontal smooth tube. *Transactions of the JSM (B)*, v. 60, n. 574, p. 245–252, 1994.

HEWITT, G. F.; SHIRES, G. L.; BOTT, T. R. *Process Heat Transfer*. Begell House: Boca Raton : CRC Press, 1994.

HOLMAN, J. P. *Thermodynamics*. New York: Mc Graw Hill, 1980. 687-696 p.

HOLMAN, J. P. *Experimental Methods for engineers*. Singapore: Mc Graw Hill, 1989.

HURLBURT, E. *Modeling of the Evaporation and Condensation of Zeotropic Refrigerant Mixtures in Horizontal Annular Flow*. Urbana, IL, Agosto 1997.

IDELCHIK, I. E. *Handbook of hydraulic resistance*. 3a. ed. Florida, USA: CRC Press, 1994.

INCROPERA, F. P.; DEWITT, D. P. *Fundamentos de transferência de calor e de massa*. Rio de Janeiro - RJ - Brasil: LCT, 2003.

KANDLIKAR, S. G. Scale effects on flow boiling heat transfer in microchannels. a fundamental perspective. *International Journal of Thermal Sciences*, v. 49, n. 7, p. 705 – 715, 2010.

KEW, P. A.; CORNWELL, K. Correlations for the prediction of boiling heat transfer in small-diameter channels. *Applied Thermal Engineering*, v. 17, p. 705–715, 1997.

KIM, M. H. et al. A study of condensation heat transfer in a single mini-tube and review of korean micro- and minichannel studies. In: *1st International Conference on Microchannels and Minichannels*. Rochester, New York, USA: [s.n.], 2003. p. 47–58.

KOYAMA, S. et al. An experimental study on condensation of refrigerant R134a in a multi-port extruded tube. *International Journal of Refrigeration*, v. 24, p. 425–432, 2003.

LOCKHART, R.; MARTINELLI, R. Proposed correlation of data for isothermal two - phase, two - component flow in pipes. *Cem. Eng. Prog.*, v. 45, p. 39–48, 1949.

MARTINELLI, R. Heat transfer to molten metals. *Trans. ASME*, v. 69, p. 947–951, 1947.

MARTO, P. J. Condensation. In: ROHSENOW, W. M.; HARNETT, J. P.; CHO, Y. I. (Ed.). *Handbook of Heat Transfer (3a Edição)*. New York, NY: McGraw-Hill, 1998.

MATKOVIC, M. et al. Experimental study on condensation heat transfer inside a single circular minichannel. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 52, n. 9-10, p. 2311–2323, 2009.

MCADAMS, W.; WOODS, W.; BRYAN, R. Vaporization inside horizontal tubes. ii - benzene-oil mixtures. *Transactions of the ASME*, v. 64, p. 193, 1942.

MISHIMA, K.; HIBIKI, T. Effect of inner diameter on some characteristics of air-water two-phase flows in capillary tubes. *Transactions of the JSM (B)*, v. 61, n. 589, p. 94 – 106, 1995.

MOSER, K. W.; WEBB, R. L.; NA, B. A new equivalent Reynolds number model for condensation in smooth tubes. *Journal of Heat Transfer*, v. 120, p. 410–417, 1998.

MULLER-STEINHAGEN, H.; HECK, K. A simple friction pressure drop correlation for two-phase flow pipes. *Chem. Eng. Process*, v. 20, p. 297–308, 1986.

NUSSELT, W. Die oberflächenkondensation des wasser dampfes. *Z. Vereines deutscher Ingenieure*, v. 60, p. 541–575, 1916.

PALEEV, I. I.; FILIPPOVICH, B. S. Phenomena of liquid transfer in two-phase dispersed annular flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 9, p. 1089 – 1093, 1966.

PETUKHOV, B. Heat transfer and friction in turbulent pipe flow with variable physical properties. *Advanced in Heat Transfer*, v. 61, p. 503–565, 1970.

PHILLIPS, R. *Forced convection, liquid cooled, microchannel heat sinks*. Dissertação (Mestrado) — Department of Mechanical Engineering, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, MA, 1987.

- REVELLIN, R.; THOME, J. R. Adiabatic two-phase frictional pressure drops in microchannels. *Experimental Thermal and Fluid Science*, v. 31, n. 7, p. 673 – 685, 2007.
- SAPALI, S.; PATIL, P. A. Heat transfer during condensation of hfc-134a and R-404a inside of a horizontal smooth and micro-fin tube. *Experimental Thermal and Fluid Science*, v. 34, n. 8, p. 1133–1141, 2010.
- SHAH, M. M. A general correlation for heat transfer during film condensation inside pipes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 22, p. 547–556, 1979.
- SIEDER, E.; TATE, G. Heat transfer and pressure drop of liquids in tubes. *Ind. Eng. Chem.*, v. 28, p. 1429–1435, 1936.
- SILVA, D. L. *Análise teórico experimental da expansão transcritical de dióxido de carbono em tubos capilares adiabáticos*. Dissertação (Mestrado) — Universidade Federal de Santa Catarina, Centro Tecnológico, Florianópolis, SC, 2008.
- SOLIMAN, H. M.; SCHUSTER, J. R.; BERENSON, P. J. A general heat transfer correlation for for annular flow condensation. *Journal of Heat Transfer*, v. 90, p. 267–276, 1968.
- STEINKE, M.; KANDLIKAR, S. Single-phase and liquid friction factors in microchannels. *International Journal of Thermal Sciences*, v. 45, p. 1073 – 1083, 2006.
- STEPHAN, K. *Heat Transfer in Condensation and Boiling*. 1a. ed. New York, NY: Springer-Verlag, 1992.
- STOECKER, W.; JABARDO, J. M. S. *Refrigeração industrial*. São Paulo - SP - Brasil: Edgar Blucher LTDA, 2002.
- TAITEL, Y.; DUKLER, A. E. A model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas-liquid flow. *AIChE*, v. 22, p. 47–55, 1976.
- TANASAWA, I. Advances in condensation heat transfer. In: HARTNETT, J. P.; JR., T. F. I.; CHO, Y. I. (Ed.). *Advances in Heat Transfer*. [S.l.]: Elsevier, 1991. v. 21, p. 55–139.
- THOME, J. R. Boiling in microchannels: a review of experiment and theory. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, v. 25, n. 2, p. 128–139, 2004.

TRAVISS, D. P.; ROHSENOW, W. M.; BARON, A. B. Forced-convection condensation inside tubes: a heat transfer equation for condenser design. *ASHRAE Trans.*, v. 79, p. 157–165, 1973.

VIST, S.; PETTERSEN, J. Two-phase flow distribution in compact heat exchanger manifolds. *Experimental Thermal and Fluid Science*, v. 28, n. 2–3, p. 209 – 215, 2004.

WANG, H. S.; ROSE, J. W. Film condensation in horizontal microchannels: effect of channel shape. *International Journal of Thermal Sciences*, v. 45, n. 12, p. 1205–1212, 2006.

YAN, Y.-Y.; LIN, T.-F. Condensation heat transfer and pressure drop of refrigerant R-134a in a small pipe. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 42, n. 4, p. 697–708, 1999.

YANG, C.-Y.; SHIEH, C.-C. Flow pattern of air-water and two-phase R-134a in small circular tubes. *International Journal of Multiphase Flow*, v. 27, p. 1163–1177, 2001.

YANG, C.-Y.; WEBB, R. L. Condensation of R-12 in small hydraulic diameter extruded aluminum tubes with and without micro-fins. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 39, n. 4, p. 791–800, 1996.

ZANGARI, J. M. *Avaliação experimental do desempenho de trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção do tipo concêntrico*. Dissertação (Mestrado) — Universidade Federal de Santa Catarina, Centro Tecnológico, Florianópolis, SC, 1998.

ZHANG, M.; WEBB, R. L. Correlation of two-phase friction for refrigerants in small-diameter tubes. *Experimental Thermal and Fluid Science*, v. 25, n. 3-4, p. 131 – 139, 2001.



## APÊNDICE A - Modelo de Nusselt



No ano de 1916, Wilhelm Nusselt propôs um modelo analítico para a transferência de calor na condensação de vapor saturado, em repouso, sobre superfícies verticais. Esse modelo é baseado nas seguintes simplificações:

- Velocidade do vapor e da película líquida muito baixas;
- Espessura da película líquida muito pequena;
- O vapor encontra-se na temperatura de saturação.

Considerando-se o problema de condensação mostrado na Figura A.1, em regime permanente, pode-se escrever um simples balanço de força na direção  $x$ , sobre um elemento infinitesimal da película, mostrado na mesma figura, da seguinte forma:

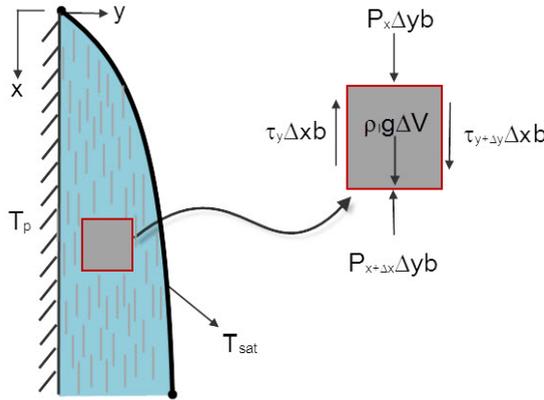


Figura A.1: Condensação sobre uma parede vertical de largura  $b$ .

$$\tau_{y+\Delta y}\Delta xb - \tau_y\Delta xb + p_x\Delta yb - p_{x+\Delta x}\Delta yb + \rho_l g\Delta V = 0 \quad (\text{A.1})$$

Dividindo-se a Eq. A.1 pelo elemento de volume  $\Delta V = \Delta x\Delta yb$  e rearranjando a equação, chega-se a:

$$\frac{\tau_{y+\Delta y} - \tau_y}{\Delta y} + \frac{p_x - p_{x+\Delta x}}{\Delta x} = -\rho_l g \quad (\text{A.2})$$

No limite, quando  $\Delta y, \Delta x \rightarrow 0$ , tem-se:

$$\frac{\partial \tau}{\partial y} + \frac{\partial p}{\partial x} = -\rho_l g \quad (\text{A.3})$$

Através de um balanço simples na direção  $y$  nota-se que  $\partial p / \partial y = 0$ . Da equação fundamental de hidrostática, na fase vapor, e considerando, como aproximação, que o gradiente de pressão na fase líquida na direção  $x$  é igual ao mesmo gradiente na fase vapor, então:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{dp_v}{dx} = -\rho_v g \quad (\text{A.4})$$

Considerando-se o condensado como um fluido Newtoniano, pode-se escrever:

$$\tau = \mu_l \frac{\partial u}{\partial y} \quad (\text{A.5})$$

onde  $\mu_l$  e  $u$  representam a viscosidade dinâmica e a velocidade, respectivamente, do líquido condensado. Substituindo na Eq. A.3, obtêm-se:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = -\frac{(\rho_l - \rho_v) g}{\mu_l} \quad (\text{A.6})$$

Integrando-se a Eq. A.6 e assumindo-se massa específica e viscosidade constantes, obtêm-se um perfil de velocidade parabólico, onde:

$$u = -\frac{(\rho_l - \rho_v) g}{2\mu_l} y^2 + C_1 y + C_2 \quad (\text{A.7})$$

Para determinar-se as constantes  $C_1$  e  $C_2$ , utilizam-se as seguintes condições de contorno:

- $y = 0 \rightarrow u = 0$
- $y = \delta \rightarrow \partial u / \partial y = 0$  ; hipótese (a)

Com essas condições, a Eq. A.7, toma a seguinte forma:

$$u = \frac{g(\rho_l - \rho_v)}{\mu_l} \delta^2 \left[ \frac{y}{\delta} - \frac{1}{2} \left( \frac{y}{\delta} \right)^2 \right] \quad (\text{A.8})$$

Pode-se obter a taxa de vazão mássica, ou taxa de condensado, da seguinte forma:

$$\dot{m} = \int_0^\delta u (\rho_l - \rho_v) b \delta = \frac{\rho_l (\rho_l - \rho_v) g b}{3\mu_l} \delta^3 \quad (\text{A.9})$$

Derivando-se a equação acima em relação à  $\delta$ , obtém-se:

$$\frac{d\dot{m}}{d\delta} = \frac{\rho_l (\rho_l - \rho_v) g b}{\mu_l} \delta^2 \quad (\text{A.10})$$

Da simplificação (I), considera-se que a transferência de calor através da película dá-se, somente, por condução, negligenciando-se os efeitos convectivos. Assim, o fluxo de calor que atravessa um elemento infinitesimal (com  $\Delta \mathbf{x} \rightarrow \mathbf{0}$ ) da película na direção  $\mathbf{y}$ ,  $d\mathbf{q}$ , pode ser representado da seguinte maneira:

$$d\mathbf{q} = \frac{k_l (T_{sat} - T_p)}{\delta} d\mathbf{x}b \quad (\text{A.11})$$

onde  $T_{sat}$  e  $T_p$  representam as temperaturas de saturação do vapor e da parede, respectivamente. Da simplificação (III), pode-se considerar que o calor removido pelo líquido na interface líquido-vapor em um elemento infinitesimal, é totalmente devido à mudança de fase:

$$d\mathbf{q} = i_{lv} d\dot{m} \quad (\text{A.12})$$

onde  $i_{lv}$  representa a entalpia de vaporização do fluido.

Combinando as Eqs. A.10, A.11 e A.12, a seguinte equação diferencial para  $\delta$  é obtida:

$$\frac{d\delta}{dx} = \frac{k_l \mu_l (T_{sat} - T_p)}{\rho_l (\rho_l - \rho_v) g i_{lv} \delta^3} \quad (\text{A.13})$$

Integrando a Eq. A.13 entre  $0 < x < \delta$ , para  $\delta = 0$  em  $x = 0$ , chega-se a:

$$\delta_x = \left[ \frac{4k_l \mu_l x (T_{sat} - T_p)}{\rho_l (\rho_l - \rho_v) g i_{lv}} \right]^{1/4} \quad (\text{A.14})$$

Como a transferência de calor através da película é considerada apenas em função da condução de calor, podemos escrever que todo o calor removido na interface parede-líquido é proveniente da condução de calor através da película. Assim:

$$q'' = h_l (T_{sat} - T_p) = \frac{k_l (T_{sat} - T_p)}{\delta} \quad (\text{A.15})$$

onde  $h_l$  representa o coeficiente de transferência de calor por convecção. Dessa forma:

$$h_l = \frac{k_l}{\delta} \quad (\text{A.16})$$

Utilizando-se a definição do número de *Nusselt* e combinando as Eqs.A.14 e A.16, têm-se o modelo de *Nusselt* para a transferência de calor por condensação local sobre uma placa plana, apresentado a seguir:

$$Nu_x = \left[ \frac{\rho_l (\rho_l - \rho_v) g i_{lv} x^3}{4k_l \mu_l (T_{sat} - T_p)} \right]^{1/4} \quad (\text{A.17})$$

Esta equação é válida para escoamento laminar na camada limite formada pela espessura de líquido. Neste caso, o número de *Reynolds* baseado na velocidade média do líquido,  $Re_\delta$ , é menor do que 30, onde:

$$Re_\delta = \frac{4\rho_l u_\delta \delta}{\mu_l} = \frac{4g\rho_l (\rho_l - \rho_v) \delta^3}{3\mu_l^3} \quad (\text{A.18})$$

onde  $u_\delta$  representa a velocidade média da película, em  $m.s^{-1}$ .

No intervalo de  $Re_\delta$  entre 30 e 1800, a interface líquido-vapor apresenta ondulações. Com  $Re_\delta > 1800$ , o escoamento na película líquida é turbulento, conforme mostrado em Incropera e DeWitt (2003).

**APÊNDICE B - Dedução da Espessura da Película de  
Condensado**



Escoamentos no regime anular são caracterizados pela formação de uma película líquida que cobre toda a parede interna da tubulação, enquanto que o vapor escoo no interior dessa película. A espessura dessa película anular  $\delta$ , é um parâmetro muito importante na determinação do coeficiente de transferência de calor na condensação, visto que a condução de calor através dela representa, na maioria das vezes, a maior parcela de resistência à troca térmica, como apresentado na Seção 2.4.2. A Figura B.1 apresenta um esquema do corte transversal de um tubo circular, de raio  $R$ , no qual tem-se o regime anular.

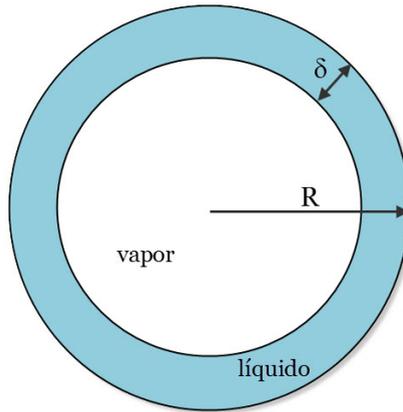


Figura B.1: Esquema de um escoamento anular no interior de uma tubulação circular

Como definido na Eq. 2.24 da página 58, a fração de vazio é a razão entre a área ocupada pelo vapor e a área transversal da tubulação. Considerando-se que todo o líquido condensado esteja na forma de película anular, como mostrado na Figura B.1, podemos escrever a fração de vazio,  $\alpha$ , como:

$$\begin{aligned}\alpha &= \frac{\pi (R - \delta)^2}{\pi R^2} \\ &= \frac{R^2 - 2R\delta + \delta^2}{R^2}\end{aligned}\quad (\text{B.1})$$

rearranjando os termos:

$$\delta^2 - (2R)\delta + R^2(1 - \alpha) = 0 \quad (\text{B.2})$$

Têm-se, então, uma equação cuja variável é a espessura de condensado,  $\delta$ , de segundo grau, a qual pode ser resolvida pelo método de *Bhaskara*:

$$\begin{aligned}\delta &= \frac{2R \pm \sqrt{4R^2 - 4R^2(1 - \alpha)}}{2} \\ &= R \pm R\sqrt{1 - (1 - \alpha)} \\ &= R(1 \pm \sqrt{\alpha})\end{aligned}\tag{B.3}$$

Para que seja satisfeita a condição de que  $\delta < R$ , a solução da Eq. B.2 é:

$$\delta = R(1 - \sqrt{\alpha})\tag{B.4}$$

**APÊNDICE C - Determinação Experimental do Diâmetro  
do Tubo Capilar**



Para se obter um valor preciso do diâmetro interno dos microcanais foi utilizada uma técnica similar à descrita em Silva (2008). No trabalho em questão, assim como neste, foram confeccionadas seções de visualização. Essas são compostas de três seções de tubos capilares, as quais são encaixadas em placas de acrílico circulares, com 30 mm de diâmetro, para que os tubos permaneçam na vertical. Após isso, o conjunto é inserido em uma máquina de embutimento a vácuo da marca Streuers, utilizando-se uma resina epóxi especial para este fim. Esse procedimento foi efetuado junto ao LMPT/UFSC. A Figura C.1 mostra a fotografia da seção de visualização após o polimento. Na Figura C.2 é feita uma aproximação no capilar, o qual é totalmente preenchido com resina, condição necessária para evitar a deformação do mesmo.



Figura C.1: Fotografia da seção de visualização após o embutimento.

A medição do diâmetro interno foi realizada utilizando um microscópio óptico, acoplado a um micrômetro, cuja escala foi utilizada para se medir o diâmetro. Procedimento, esse, efetuado junto ao LAB-METRO/UFSC.

Após 35 medidas de um total de nove seções transversais dos capilares, chegou-se a um valor médio para o diâmetro interno de  $D = 0,77 \text{ mm}$ , com um desvio padrão de  $S = 0,03 \text{ mm}$ . Considerando-

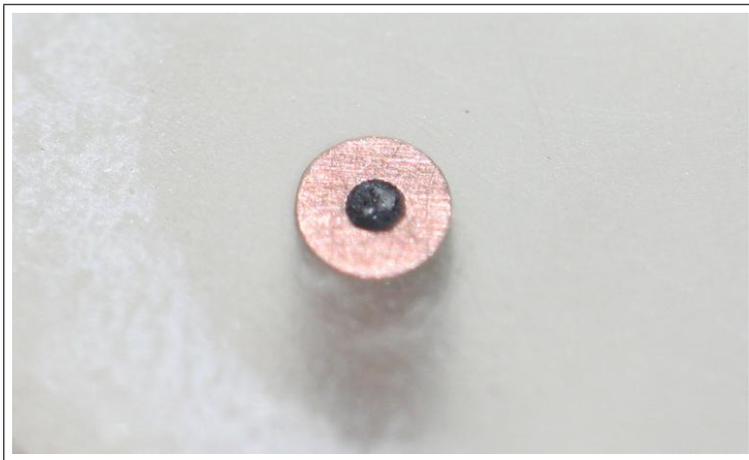


Figura C.2: Detalhe do capilar preenchido com a resina.

se a incerteza relativa ao micrômetro e ao desvio padrão da média, obteve-se um valor para a incerteza do diâmetro interno dos capilares de  $\pm 0,01 \text{ mm}$ , para um intervalo de confiança de 95%.

**APÊNDICE D – Descrição das Tentativas de Projeto da  
Seção de Teste**



Antes de se obter a seção de teste utilizada nesse trabalho, foram feitas outras tentativas, que serão aqui mostradas. A primeira idéia do projeto foi a de se construir uma seção de teste com microcanais retangulares. Inicialmente, a condensação seria promovida não por resfriadores Peltier, mas sim, por um fluido secundário (monoetileno glicol, no caso). A Figura D.1 apresenta um esquema da primeira proposta de seção de teste.

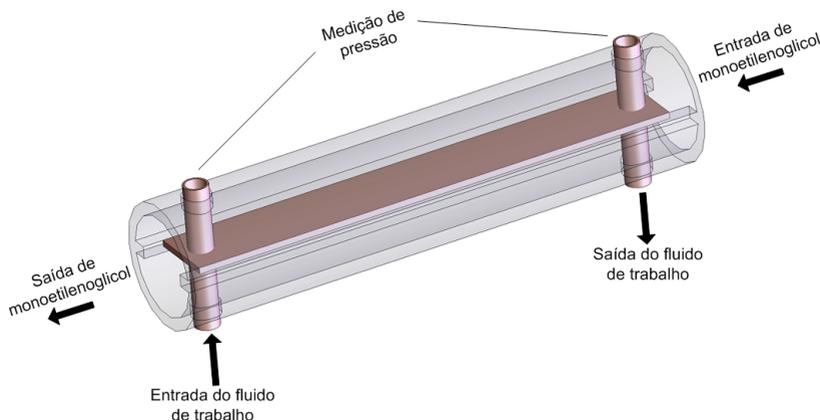


Figura D.1: Esquema da primeira seção de teste projetada

Os microcanais, peça de cobre mostrada na Figura D.1, seria construído através da soldagem por difusão entre uma chapa usinada e outra lisa. Essa chapa usinada é mostrada nas Figuras D.2 e D.3, as quais apresentam as dimensões e uma vista isométrica da peça.

Para que se tenha o estanque dos canais, uma chapa de cobre lisa, de 1 mm de espessura, é soldada por difusão sobre a peça usinada. Difusão é um processo de soldagem onde os materiais a unir permanecem no estado sólido. A formação da junta ocorre em nível atômico, por interdifusão molecular, e o processo se dá sob condições predeterminadas de atmosfera, tempo, pressão e elevada temperatura.

As Figuras D.4 e D.5 apresentam um esquema da matriz de aperto das chapas e a fotografia da matriz já montada. A matriz é formada por duas chapas de aço inoxidável, onde o conjunto de peças a soldar é colocado em seu interior. O aperto das chapas é promovido por parafusos também de aço inoxidável. A pressão é necessária para garantir o contato uniforme entre as superfícies, todavia, não deve ser alta a ponto de causar deformações macroscópicas nas peças. Geral-

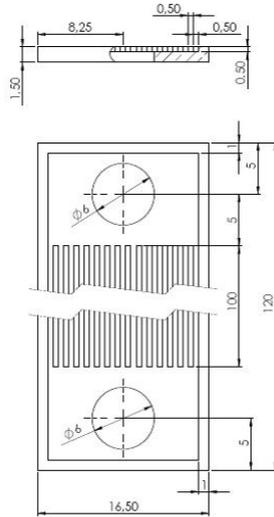


Figura D.2: Dimensões da chapa de cobre usinada.

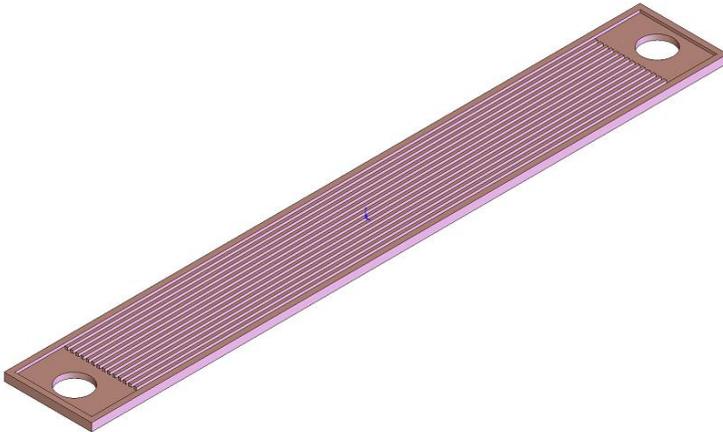


Figura D.3: Vista isométrica da chapa de cobre usinada.

mente utilizam-se pressões entre 5 MPa e 40 MPa, sendo essa, função do dispositivo usado para aplicação da carga e da geometria das peças a soldar. O conjunto montado é inserido no interior de um forno com atmosfera controlada.

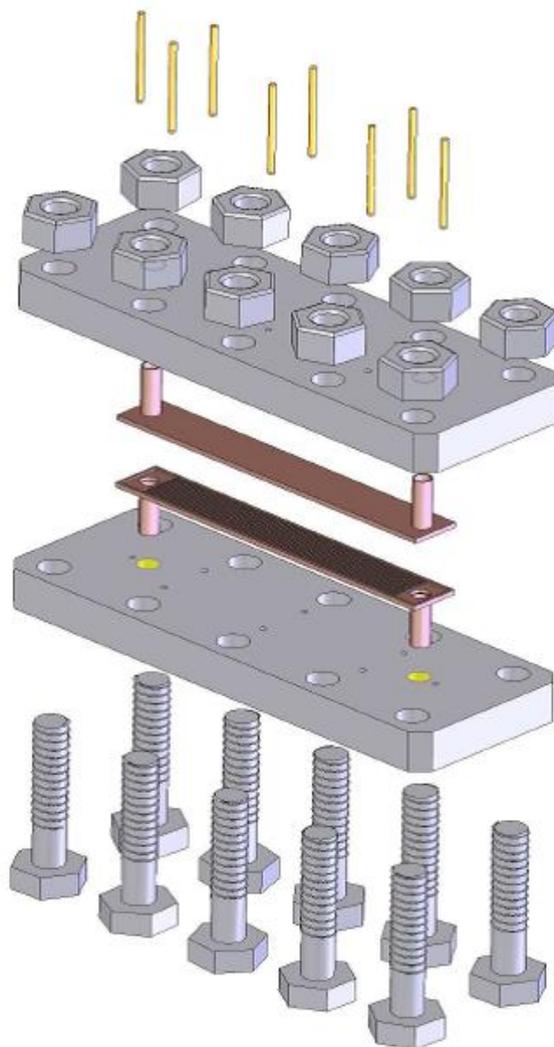


Figura D.4: Esquema da montagem da matriz de aperto.

A temperatura é a variável mais importante do processo, a qual é da ordem de 0,5 a 0,8 da temperatura de fusão do material. Elevadas temperaturas promovem o aumento da mobilidade dos átomos na interface. O tempo de permanência das peças no forno também influencia



Figura D.5: Fotografia da matriz de aperto montada

no processo. O tempo de união pode variar desde alguns segundos até diversas horas, dependendo do sistema em questão e da temperatura de junção. A variável tempo está intimamente relacionada com a temperatura de processo. Antes de as peças irem ao forno, elas passam por um processo de limpeza com ácido sulfúrico. Alumina é aplicada entre as superfícies de cobre e as matrizes de aço, para evitar a soldagem entre esses materiais.

Inicialmente os parafusos da matriz são submetidos a um torque inicial, e quando a matriz é colocada sob alta temperatura, o aperto entre as chapas é aumentado. Isso deve-se ao fato de os parafusos e as matrizes, de aço inoxidável, possuírem coeficientes de expansão térmica diferentes dos das chapas a serem soldadas, de cobre. Foram testados dois diferentes apertos dos parafusos da matriz, de **8 kgf.m** e **5 kgf.m** em chapas usinadas especialmente para isso, sem os *plena* de entrada e saída de fluido. Os resultados obtidos são apresentados na Figura D.6. Nela são mostradas fotografias das chapas de cobre, com 10 canais, antes e depois de elas serem inseridas no forno para a soldagem. Utilizou-se temperatura de aquecimento de **450°C**, por três horas.

Como pode-se notar na Figura D.6, os resultados dos primeiros protótipos foram muito ruins. Houve um extremo amassamento dos rebaixamentos que separam os canais da seção de teste para dois testes realizados. Diante disso, foi efetuado um procedimento de cálculo, a fim de se obter um torque ideal, baseado na dilatação dos materiais e obteve-se, com isso, que um torque de aperto dos parafusos seria de **2 kgf.m**.

Torque (kgf.m)	Antes da soldagem	Depois da soldagem
8		
5		

Figura D.6: Resultados dos testes de soldagem por difusão.

Assim, agora com a seção de teste completa, mostrada na Figura D.2, montou-se a matriz e foi efetuada a soldagem. Entretanto, como se pode notar na Figura D.7, onde foi recortado uma seção das chapas, não houve a união entre elas.

Em alguns pontos da união, como mostra o detalhe da Figura D.7, houve uma difusão superficial apenas, mostrando que o aperto não fora suficiente. Fez-se, então mais um teste de soldagem com as chapas, dessa vez com um torque de **3 kgf.m**. O resultado é mostrado na Figura D.7, a qual mostra uma fotografia da seção de teste cortada transversalmente.

Na Figura D.8 pode-se perceber que houve um amassamento dos canais. Além disso, vê-se que os mesmos ficaram com diferentes formas geométricas. A avaliação das dimensões foi feita através da comparação das dimensões da fotografia com a escala de um paquímetro. Os valores mostrados na figura são as dimensões dos canais, em mm. A média da largura e da altura dos canais obtidas após a soldagem foi de 0,24 mm e 0,45 mm, respectivamente. Comparando com os valores iniciais, ambos com 0,50 mm, percebe-se que houve variação nas medidas, principalmente na altura dos canais. O amassamento das superfícies externas, assinalado em vermelho, foi causado pela má distribuição da alumina sobre as chapas, cujo controle é difícil.

Em vista da dificuldade de se controlar as dimensões dos canais, partiu-se para um novo projeto. Dessa vez a idéia era a de construir uma seção de teste de seção transversal circular, onde os microcanais, com diâmetro interno de **0,6 mm** seriam feitos a partir de eletroerosão. A seção de teste seria construída da maneira apresentada na Figura D.9, onde o detalhe dos microcanais é mostrado na Figura D.10.

A condensação seria promovida com a utilização de resfriadores Peltier, da mesma forma como ocorre nesse trabalho. Foi solicitada a

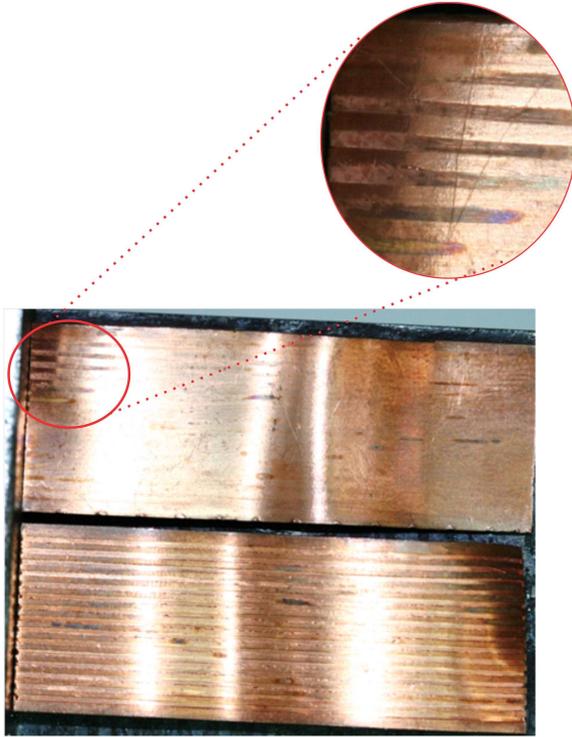


Figura D.7: Resultado do teste de soldagem por difusão para torque de aperto de **2 kgf.m**.

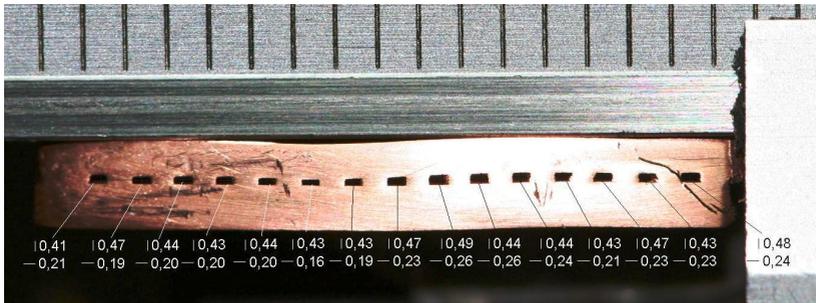


Figura D.8: Resultado do teste de soldagem por difusão para torque de aperto de **3 kgf.m**.

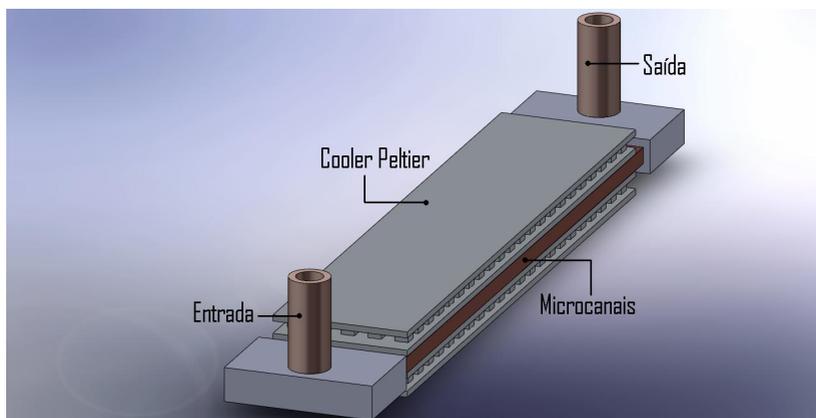


Figura D.9: Seção de teste projetada para utilizar RPs com microcanais usinados a partir de eletroerosão.

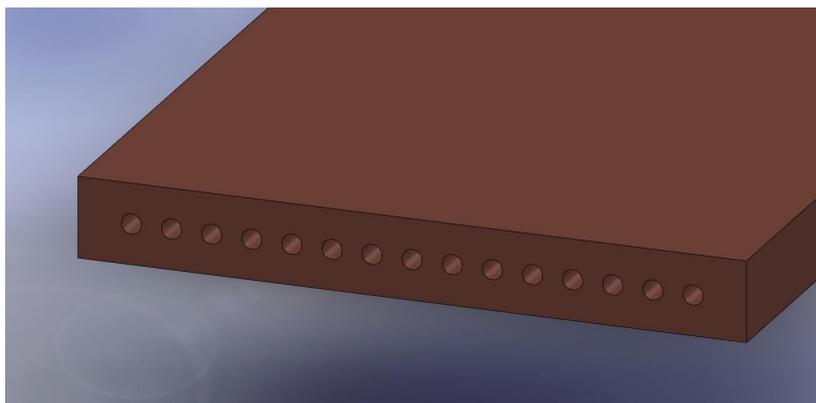


Figura D.10: Detalhe dos microcanais a serem usinados com eletroerosão.

usinagem dos microcanais, todavia as empresas que tentaram efetuar esse procedimento não obtiveram sucesso. O comprimento da chapa de cobre (**100 mm**) foi considerado muito grande pelas empresas. Dessa maneira, elas não conseguiram obter o mesmo diâmetro durante toda a extensão da mesma. Após isso partiu-se para o projeto da seção utilizada nesse trabalho.



**APÊNDICE E - Resultados do Escoamento Monofásico de  
Líquido**



Testes com escoamento monofásico são de extrema importância para a validação de trabalhos na área de escoamentos bifásicos. Isso ocorre pois correlações e os modelos para queda de pressão e transferência de calor funcionam para micro e macrocanais. E há formulações propostas para escoamentos de uma única fase desde o início do século passado.

Dessa forma, os procedimentos de medição, aquisição dos dados e metodologia de cálculos são validados utilizando os resultados monofásicos. Em outras palavras, se os resultados experimentais e teóricos apresentam boa compatibilidade, a bancada e o procedimento experimental são bem fundados.

As condições de teste utilizadas para a análise de escoamento monofásico englobam velocidades mássicas mais altas que as utilizadas nos testes bifásicos. Essa escolha fundamenta-se em dois pontos: O primeiro é que a bancada não permite trabalhar com escoamento de líquido apenas utilizando baixas vazões, pois a bomba opera com rotação constante. Dessa forma, não se tem um bom controle da vazão de líquido que chega à seção de teste. Em segundo lugar, os valores de  $h$  e de  $\Delta p$  obtidos nos testes monofásicos são da mesma ordem de grandeza dos utilizados nos testes em condensação.

Assim, testes monofásicos foram feitos para dez condições diferentes, que englobam:

- $19, 7^{\circ}C < T_{inicial} < 32, 5^{\circ}C$
- $2100 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1} < G < 3880 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$
- $8650 < Re_l < 16300$
- $34 \text{ kW.m}^{-2} < q'' < 49 \text{ kW.m}^{-2}$

O procedimento de cálculo é semelhante ao descrito no Capítulo 4. Na análise dos dados monofásicos serão utilizadas correlações e modelos da literatura propostos para a queda de pressão e para a transferência de calor em tubos lisos. Isso porquê, pela Eq. 2.36, obteve-se  $Re_{lim} = 98000$  para  $D = 0,77$  e  $\epsilon = 0,59$  com  $Re_l < Re_{lim}$ .

## E.1 QUEDA DE PRESSÃO

A validação da abordagem do problema da queda de pressão utilizada nesse trabalho, que leva em conta as parcelas locais e de atrito, apresentada na Seção 2.10 é bastante importante. As parcelas de perdas

locais representam aproximadamente 3 % da perda total de pressão medida. A Tabela E.1 apresenta os valores de cada parcela de perda de pressão para uma determinada condição de teste.

Tabela E.1: Parcelas da queda de pressão para o teste com  $G = 3520 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$

Parcela	Valor ( $\text{Pa}$ )	Contribuição na $\Delta p_{\text{total}}$ (%)
$\Delta p_{\text{manifolds}}$	102	0,5
$\Delta p_{90}$	2 x 4	0,04
$\Delta p_{\text{contração}}$	1190	5,4
$\Delta p_{\text{atrito}}$	21445	97,3
$\Delta p_{\text{expansão}}$	-596	2,7
$\Delta p_{\text{total}}$	22149	-

Pode-se notar, a partir dos dados da Tabela E.1 que as únicas parcelas que podem ser desprezadas são às referentes à mudança de direção e ao atrito nos *manifolds*, as quais juntas contribuem com **0,54%** no caso apresentado. Todavia, as demais parcelas de perdas localizadas devem ser levadas em consideração, pois contribuem em quase **3%** da perda de carga medida. As Figuras E.1 e E.2 apresentam a comparação entre os resultados experimentais e calculados através das correlações de *Blasius*, Eq 2.37 e Phillips (1987), Eq 2.38 para a perda de carga nos microcanais.

As Figuras E.1 e E.2 mostram que a medição da queda de pressão e a metodologia de cálculo para as perdas localizadas utilizadas na bancada são válidos. A correlação de Blasius superestimou todos os dados experimentais, apresentando incerteza média de 11,4%. Isso ocorre pois a correlação de *Blasius* não leva em consideração a região de desenvolvimento do escoamento, que representa aproximadamente 7% do comprimento total do tubo. E esta região apresenta valores de fator de atrito mais elevados que na região desenvolvida. Enquanto que a de Phillips (1987) teve incerteza média de 5,6% em comparação com os dados experimentais. Tal correlação apresentou resultados melhores, pois considera a parcela de desenvolvimento, na entrada do tubo.

## E.2 TRANSFERÊNCIA DE CALOR

O coeficiente de transferência de calor local por convecção monofásico,  $h_l$ , é calculado a partir da seguinte definição:

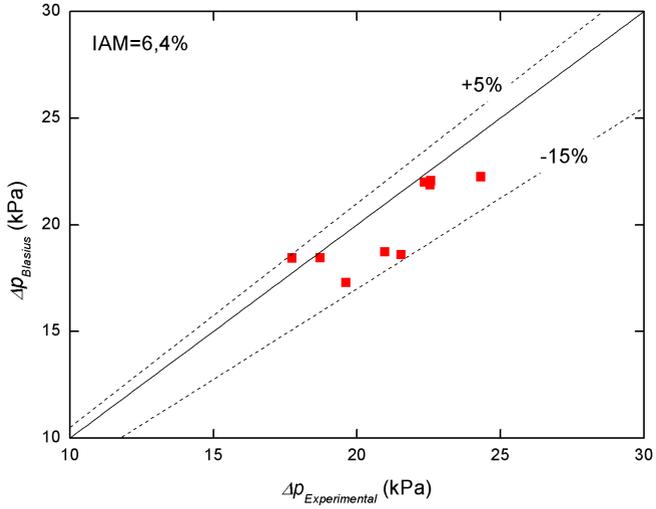


Figura E.1: Comparação dos resultados para a queda de pressão por atrito experimental e calculados pelas correlações de Blasius.

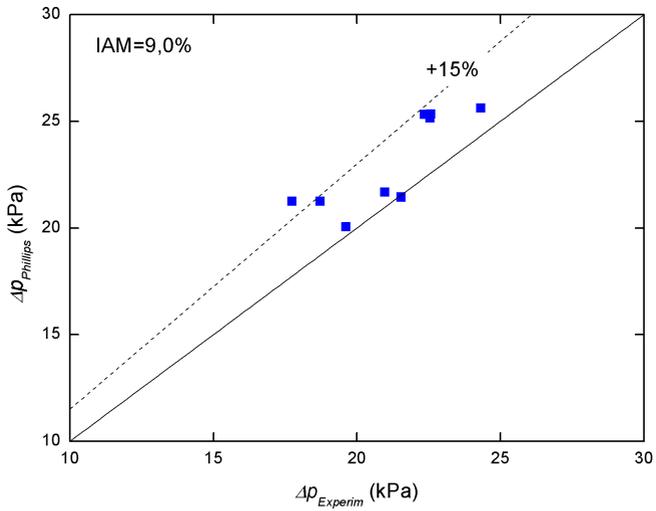


Figura E.2: Comparação dos resultados para a queda de pressão por atrito experimental e calculados pelas correlações de Phillips (1987).

$$h_l = \frac{q''}{T_p - T_f} \quad (\text{E.1})$$

onde  $q''$ ,  $T_p$  e  $T_f$  representam o fluxo de calor removido da seção de testes, em  $W.m^{-2}$  e as temperaturas da parede e do fluido.

O fluxo de calor é obtido da mesma forma que é feito no escoamento bifásico, a partir da Eq. 4.10, na página 133. A temperatura da parede é obtida diretamente através dos termopares, os quais estão instalados nas 4 seções mostradas na Figura 3.12. Ou seja, como foi feito na análise bifásica, podem-se obter o  $h$  local em quatro seções distantes da entrada dos microcanais, onde a temperatura da parede é a média das três temperaturas medidas. A temperatura do fluido é calculada através de um balanço de energia em cada elemento da seção de teste, o qual é apresentado na Eq. E.2:

$$T_f = \frac{Q_f}{\dot{m}c_P} + T_{f;i-1} \quad (\text{E.2})$$

onde  $T_{f;i-1}$ ,  $Q_f$  e  $c_P$  representam a temperatura do fluido no segmento anterior, a potência removida pelo RP, em W, e o calor específico à pressão constante do líquido, em  $J.kg^{-1}.K^{-1}$ .

A Figura E.3 apresenta a curva de temperaturas do fluido na seção de testes, obtida pela Eq. E.2 (curva em azul) e obtida através de interpolação linear entre as temperaturas medidas na entrada e na saída da seção de teste. Além disso, as temperaturas da parede dos microcanais nas quatro seções medidas, também são plotadas para os três locais, como mostra a legenda no gráfico para uma determinada condição de teste. Pode-se notar que há mínima variação entre as temperaturas da parede medidas, a qual encontra-se dentro da faixa de incerteza, cujo cálculo é descrito na Seção 3.4.2.2.

Outra comparação que pode ser feita é entre as duas curvas de temperatura do fluido, calculadas de forma diferente, como descrito no parágrafo anterior. A variação entre ambas é muito pequena, o que valida a utilização das curvas de calibração dos resfriadores Peltier para o cálculo do calor removido.

A Figura E.3 apresenta também os  $h$ 's nos quatro pontos onde a temperatura é medida, também com as respectivas faixas de incerteza inclusas. A incerteza no cálculo de  $h$  é semelhante ao apresentado no Apêndice F. A única diferença é em relação à incerteza na temperatura do fluido, que nesse caso é efetuado a partir da Eq. E.2. Pode-se dizer que os quatro pontos flutuam em torno da média, representada pela linha tracejada. O local onde há maior distanciamento da média é o de

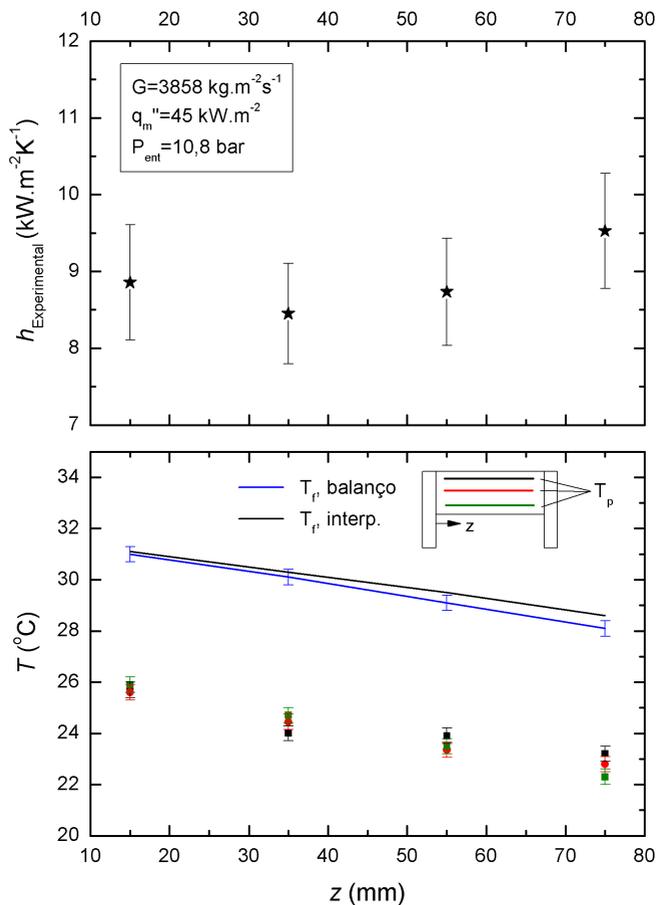


Figura E.3: Resultados experimentais de temperatura de parede, temperatura do fluido e  $h$  para uma determinada condição de teste.

$z = 75 \text{ mm}$ , todavia, ainda dentro da faixa de incerteza.

A Figura E.4 apresenta os coeficientes de transferência de calor obtidos para três diferentes condições testadas. A linha tracejada representa o  $h$  médio para cada condição. Pode-se perceber que o  $h$  monofásico depende da velocidade mássica do fluido, aumentando à medida que  $G$  aumenta.

Por fim, nas Figuras E.5 a E.8 são apresentadas as comparações entre os  $h$ 's obtidos experimentalmente com os calculados pelas

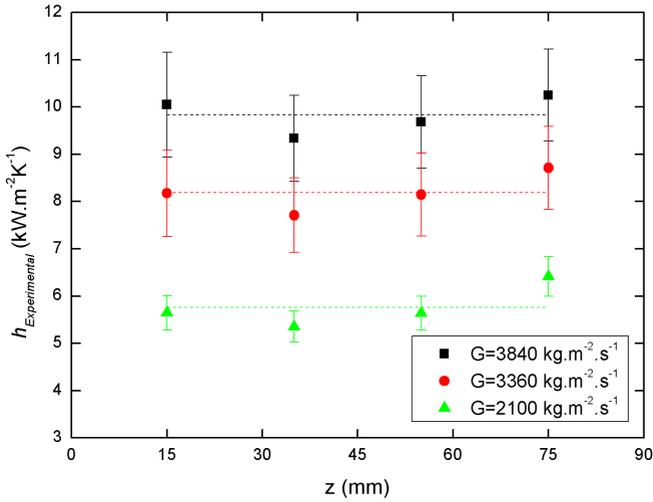


Figura E.4: Comparação do  $h$  para diferentes condições de teste.

correlações apresentadas na Seção 2.11.1.

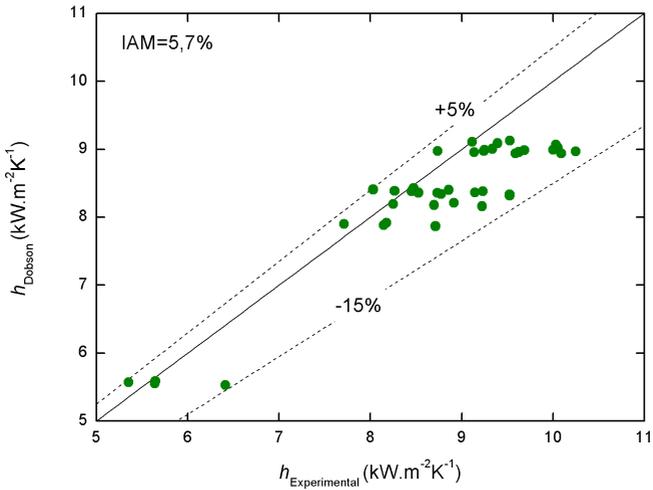


Figura E.5: Comparação entre o  $h$  obtido experimentalmente com o calculado através da correlação de *Dittus-Boelter*.

Os resultados comparativos mostram que os dados experimen-

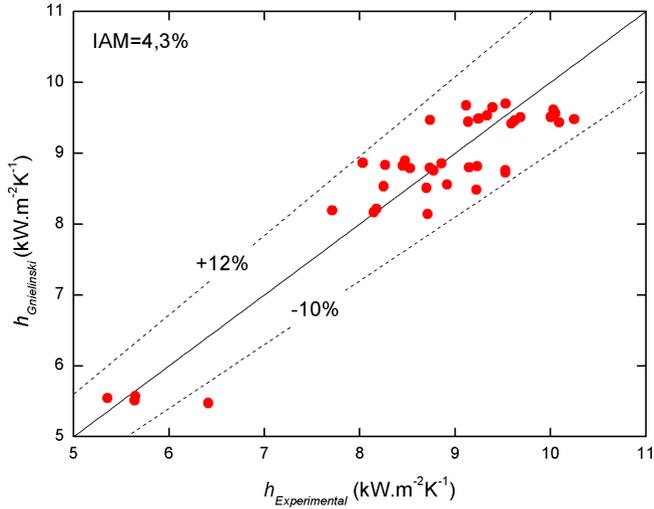


Figura E.6: Comparação entre o  $h$  obtido experimentalmente com o calculado através da correlação de Gnielinski (1976).

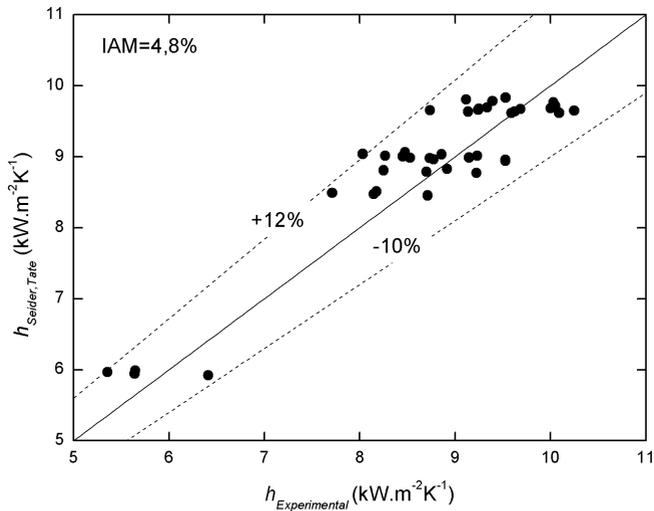


Figura E.7: Comparação entre o  $h$  obtido experimentalmente com o calculado através da correlação de Sieder e Tate (1936).

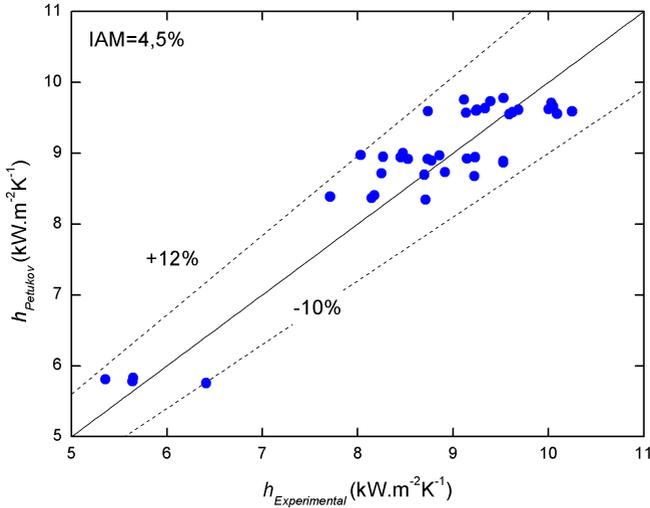


Figura E.8: Comparação entre o  $h$  obtido experimentalmente com o calculado através da correlação de Petukhov (1970).

tais são bem relacionados com todas as formulações utilizadas. Deu-se preferência por utilizar as correlações mais clássicas da literatura, pois são elas as mais aceitas. A correlação que apresentou melhores resultados foi a de Gnielinski (1976), com  $IAM = 4,3\%$  a qual é uma modificação da correlação de Petukhov (1970), cuja incerteza média absoluta foi de  $4,5\%$ . A equação de *Dittus-Boelter* superestima um pouco a maioria dos dados, todavia a incerteza absoluta média obtida foi de  $5,7\%$ , valor bastante aceitável. Finalmente, a última correlação utilizada para a comparação foi a de Sieder e Tate (1936), com  $IAM = 4,8\%$ .

## APÊNDICE F - Incerteza Experimental no Cálculo de $h$



Boa parte da metodologia para o cálculo da incerteza experimental aqui apresentada, segue os procedimentos descritos por Holman (1989). A Eq. 4.9 define o coeficiente de transferência de calor na condensação, o qual é aqui reapresentado:

$$h = \frac{q''}{T_p - T_f[f(p)]}$$

onde  $q''$ ,  $T_p$  e  $T_f[f(p)]$  representam o fluxo de calor removido pelo RP, em  $W.m^{-2}$  e as temperaturas média da parede dos tubos e do fluido de trabalho, em  $^{\circ}C$ , respectivamente. Para facilitar a visualização, esse capítulo utilizará  $T_f[f(p)] = T_f$ .

A incerteza expandida do  $h$ ,  $U(h)$ , é calculada considerando-se infinitos graus de liberdade. Isso porque, cada variável utilizada é a média de 80 pontos medidos. Assim, para um nível de confiança de 95% :

$$U(h) = 2u_c(h) \quad (F.1)$$

onde  $u_c(h)$  é a incerteza combinada do coeficiente de transferência de calor por convecção. Seu valor é obtido através do método da incerteza propagada, a qual combina as incertezas de todas as variáveis presentes na equação. Dessa forma, a incerteza combinada para o  $h$  na condensação,  $u_c(h)$  é:

$$u_c(h) = \sqrt{\left[\frac{\partial h}{\partial q''}u(q'')\right]^2 + \left[\frac{\partial h}{\partial T_p}u(T_p)\right]^2 + \left[\frac{\partial h}{\partial T_f}u(T_f)\right]^2} \quad (F.2)$$

onde  $u(q'')$ ,  $u(T_p)$  e  $u(T_f)$  são as incertezas padrão de cada variável. O valor de  $u(T_p)$  obtido é o proveniente da calibração dos termopares, visto que seu valor utilizado é diretamente a média das medições. Não é considerado o desvio padrão das três medições efetuadas, visto que não é esperado que esses valores sejam iguais, pois eles são medidos sobre canais diferentes. Assim,  $u(T_p) = 0,15^{\circ}C$ .

O fluxo de calor removido pelo RP de cada microcanal é a razão entre a potência removida pelo resfriador pela área superficial de todos os microcanais, calculado a partir da Eq. 4.10, e lembrada aqui:

$$q'' = \frac{Q_f}{8\pi DL_{RP}} \quad (F.3)$$

onde  $Q_f$ ,  $D$  e  $L_{RP}$  representam a potência total removida pelo RP, em W, o diâmetro interno do microcanal, em m, e o comprimento do

RP ( $L_{RP} = 0,03\text{ m}$ ), respectivamente.

Assim, a incerteza relativa ao fluxo de calor combina as incertezas de  $Q_f$ ,  $D$  e  $L_{RP}$ :

$$u_c(q'') = \sqrt{\left[\frac{\partial q''}{\partial Q_f}u(Q_f)\right]^2 + \left[\frac{\partial q''}{\partial D}u(D)\right]^2 + \left[\frac{\partial q''}{\partial L_{RP}}u(L_{RP})\right]^2} \quad (\text{F.4})$$

A incerteza relativa à potência removida pelo RP,  $u(Q_f)$ , foi calculada na Seção 3.4.5, onde foi obtido o valor de  $u(Q_f) = 0,5\text{ W}$ . O cálculo da incerteza relativa ao diâmetro interno da tubulação,  $u(D)$ , é apresentado no Apêndice C, cujo valor obtido foi de  $u(D) = 0,01\text{ mm}$ . A incerteza na largura do resfriador Peltier, segundo o fabricante do mesmo é de  $U(L_{RP}) = 0,2\text{ mm}$ . Assim, considerando uma distribuição retangular, tem-se:

$$u(L_{RP}) = \frac{U_{RP}}{\sqrt{3}} = 0,12\text{ mm} \quad (\text{F.5})$$

O valor de incerteza mais difícil de ser estimado é o da temperatura do fluido,  $u(T_f)$ . Esse valor é calculado em função da pressão local do fluido. Como neste trabalho foram testadas três diferentes pressões na entrada da seção de teste, **7,3 bar**, **8,4 bar** e **9,7 bar**, foi obtida uma curva de temperatura em função da pressão para cada valor de  $p$ , utilizando o software EES, as quais são apresentadas a seguir:

$$T_f = -6,52 + 4,75p \quad \Rightarrow p_{ent} = 7,3\text{ bar} \quad (\text{F.6})$$

$$T_f = -3,20 + 4,26p \quad \Rightarrow p_{ent} = 8,4\text{ bar} \quad (\text{F.7})$$

$$T_f = 1,11 + 3,83p \quad \Rightarrow p_{ent} = 9,7\text{ bar} \quad (\text{F.8})$$

onde  $p$  representa a pressão local, no centro do segmento onde se deseja avaliar o  $h$ , em **bar**, e  $T_f$  a temperatura de saturação da respectiva pressão  $p$ , em  $^{\circ}\text{C}$ . A faixa de valores utilizada para a obtenção de cada função levou em conta a queda de pressão máxima obtida em todos os testes para cada vapor de pressão, ou seja, o domínio de  $p$  utilizado em cada equação,  $D(p)$ , foi de:

$$D(p) = \{p_{ent} - \Delta p_{max}, p_{ent}\} \quad (\text{F.9})$$

onde  $\Delta p_{max}$  representa o valor máximo de queda de pressão medida entre todos os testes da respectiva  $p_{ent}$ .

A incerteza relativa à temperatura do fluido,  $u(T_f)$ , utilizando

o conceito de propagação de incerteza é:

$$u(T_f) = \left| \frac{\partial T_f}{\partial p} u(p) \right| \quad (\text{F.10})$$

onde a derivada  $\partial T_f / \partial p$  refere-se às funções descritas nas Eqs. F.6 a F.8.

A pressão local do fluido,  $p$ , é a pressão do fluido na entrada da seção subtraída da queda de pressão entre a entrada e o local onde se está avaliando  $p$ . Para facilitar o cálculo será considerada que essa parcela de queda de pressão é a queda de pressão total no escoamento bifásico no interior do microcanal,  $\Delta p_{lin}$ . Ou seja:

$$u(p) = p_{ent} - \Delta p_{lin} \quad (\text{F.11})$$

Assim, pode-se estimar que a incerteza relativa à pressão local do fluido no interior dos microcanais da seguinte forma:

$$u(p) = \sqrt{u^2(p_{ent}) + u^2(\Delta p)} \quad (\text{F.12})$$

onde, como apresentado na Seção 3.4.1,  $u(p_{ent}) = 50 \text{ mbar}$  e  $u(\Delta p) = 8,1 \text{ mbar}$ .

Desta forma, a incerteza expandida do  $h$ , calculada a partir da Eq. F.1 é apresentada em forma de porcentagem de  $h$  na Figura F.1 para diferentes faixas de título de vapor.

A Figura F.1 mostra que a incerteza calculada apresenta altos valores para  $x_v > 0,95$ , chegando próximo a 70% do valor de  $h$ , em alguns casos. Para  $x_v < 0,95$  a incerteza não ultrapassa 35% do valor medido. Isso ocorre em função da pequena diferença entre as temperaturas do fluido e da parede do tubo, que para títulos muito elevados chega a ser de apenas  $0,5^\circ C$ .

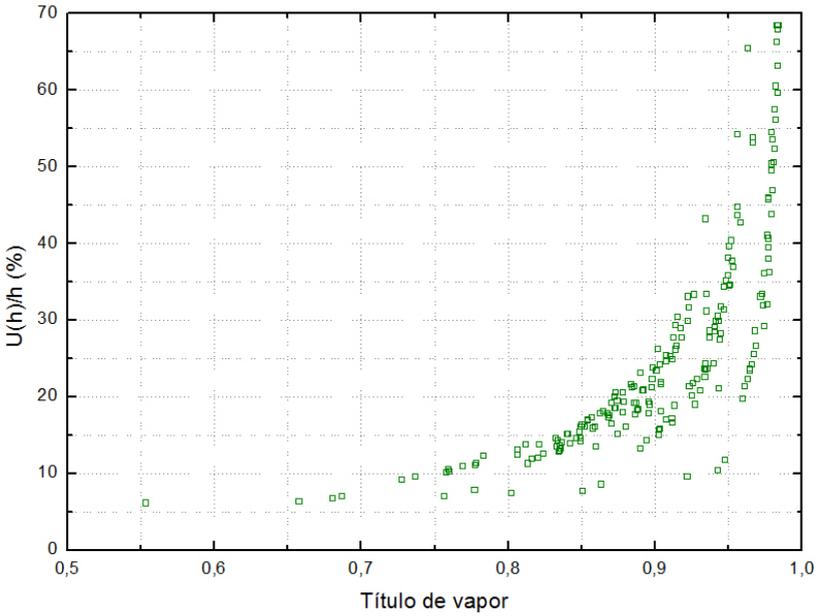


Figura F.1: Valores de incerteza padrão relativa para o coeficiente de transferência de calor por convecção em função do título de vapor.