

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

**EBULIÇÃO NUCLEADA DO R-134a EM SUPERFÍCIES
LISA E MICRO-ALETADA EXTERNAS DE TUBOS
HORIZONTAIS DE COBRE**

Tese submetida ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA

como requisito parcial para obtenção do grau de

DOUTOR EM ENGENHARIA MECÂNICA

SÉRGIO PEREIRA DA ROCHA

FLORIANÓPOLIS, SC - BRASIL

Dezembro de 2007

**EBULIÇÃO NUCLEADA DO R-134a EM SUPERFÍCIES LISA E
MICRO-ALETADA EXTERNAS DE TUBOS HORIZONTAIS DE
COBRE**

SÉRGIO PEREIRA DA ROCHA

Esta Tese foi julgada adequada para obtenção do título de

DOCTOR EM ENGENHARIA

Especialidade em Engenharia Mecânica, Área de Concentração Ciências Térmicas,
sendo aprovada em sua forma final pelo Programa de Pós-Graduação em
Engenharia Mecânica.

Prof. Júlio César Passos, Dr. (Orientador / Presidente)

Prof. Fernando Cabral, Ph.D. (Coordenador do Curso)

BANCA EXAMINADORA:

Prof. Jurandir Itizo Yanagihara, Ph.D. (POLI-USP / Relator)

Prof. Gherhardt Ribatski, Dr. (USP - São Carlos)

Prof. Jader Riso Barbosa Junior, Ph.D. (UFSC)

Eng. Fernando Henrique Milanez, Dr. Eng. (UFSC)

Dedicatória

*Aos meus pais,
Silvio Pereira da Rocha (in Memorium) e
Valdelice Batista da Rocha
ao meu irmão,
Silvio Pereira da Rocha Filho
e à minha esposa e companheira,
Tatiana J. Rossi*

Agradecimentos

Ao professor e orientador Júlio César Passos pela orientação, compreensão e amizade compartilhadas no decorrer do trabalho.

Ao CNPQ e ao POSMEC pela bolsa concedida e pela confiança disponibilizada.

Aos demais professores do LEPTEN, do EMC em geral e da banca examinadora pela disponibilidade, presença e colaboração sempre que foi necessária.

Aos Amigos de convívio diário durante o decorrer do doutorado, Márcio Silveira, Marco Picanço, Rodrigo Roesler, André Cunha, Paulo Boni, Gabriel Medina, Gilson Porciúncula, entre outros que não estão citados.

Aos colegas do Lepten, Eduardo, Danti, Glauber, Jorge, Elaine, Gil, Evandro, Flávio, Kleber, Reinaldo, Carlos, Charles e Vanessa.

À minha querida Tatiana J. Rossi pelo incentivo, compreensão e paciência comigo durante esta jornada.

Ao meu irmão Silvio e sua bela família pelo constante apoio.

A todos aqueles que contribuíram direta ou indiretamente para a realização deste trabalho.

“Além das suas idéias de certo e errado, há um Campo. Encontre-me lá.”

(Jalaludim Rumi)

Sumário

1	Introdução	1
1.1	Considerações Iniciais e Motivação	1
1.2	Objetivos da tese	4
1.2.1	Objetivo Principal	4
1.2.2	Objetivos Específicos	4
1.3	Organização do Documento	5
2	Revisão Bibliográfica	6
2.1	Fundamentos da Ebulição	6
2.1.1	A Curva de Ebulição	6
2.2	O Regime de Ebulição Nucleada - REN	10
2.2.1	Formação de uma bolha de vapor e ativação dos sítios de nucleação	10
2.2.2	Fases da ebulição nucleada	15
2.2.3	Influências no fenômeno da ebulição	19
2.3	Correlações	31
2.3.1	Correlação de Rohsenow	31
2.3.2	Correlação de Stephan e Abdelsalam	34
2.3.3	Correlação de Forster e Zuber	37
2.3.4	Correlação de Cooper	38
2.3.5	Correlação de Ribatski	38
2.3.6	Correlação de VDI Heat Atlas	39

2.3.7	Correlação de Borishanski	41
2.3.8	Correlação de Benjamin e Balakrishnan	42
2.3.9	Correlação de Mikic e Rohsenow	45
2.4	Comparação das Correlações	48
2.5	Conclusões	53
3	Aparato e Procedimento Experimentais	55
3.1	Introdução	55
3.2	O Aparato Experimental	55
3.2.1	A câmara de ebulição pressurizada	57
3.2.2	A seção de teste	59
3.2.3	Caracterização da superfície aquecedora	63
3.3	Procedimento experimental	63
3.3.1	Metodologia experimental para montagem do sistema completo	64
3.3.2	Condições de teste	67
3.4	Visualizações	68
3.5	Análise de incertezas	69
3.5.1	Incerteza do h	69
3.5.2	Cálculo da incerteza de q	69
3.5.3	Cálculo da incerteza de T_p	70
3.6	Considerações finais e Resumo	74
4	Resultados Experimentais	76
4.1	Influência do tipo de superfície aquecedora	76
4.2	Resultados em quatro níveis de pressão	80
4.3	Variação circunferencial do h	84
4.4	Comparação com a literatura	88
4.5	Visualização	91
4.5.1	Distribuição da ebulição na superfície aquecedora	91
4.5.2	Visualização do efeito da pressão na ebulição nucleada	95

5 Conclusões e Perspectivas	99
5.1 Conclusões	99
5.2 Trabalhos Futuros	101
A Convecção Natural	111
B Curvas parciais de ebulição	114
C Características da câmara de ebulição	120
D Incertezas Experimentais	122
E Rugosidades	127
E.1 Definição de rugosidade	127
E.2 Parâmetros de medição de rugosidade	128
E.2.1 Desvio médio aritmético (Ra)	129
E.2.2 Profundidade de alisamento (Rp)	130

Lista de Figuras

2.1	Curva de ebulição.	7
2.2	Perfil da temperatura na camada limite. Figura extraída de Carey (1992).	12
2.3	Modelo de Hsu (1962). Adaptado de Carey (1992).	13
2.4	Exemplos de configurações geométricas da estrutura bifásica (Gaertner, 1965).	16
2.5	Fluxos de calor de Zuber, Kutateladze e de Moissis Berenson para pressões variando de 1 a 15 bar.	18
2.6	Fluxos de calor calculados pela correlação de Forster e Zuber (1955) para diversos fluidos saturados à pressão atmosférica.	21
2.7	Variação da energia de ativação de núcleos de vapor em função da pressão.	22
2.8	Fotografias da formação de bolhas no R-134a em três níveis de pressão reduzida (p_r) e fluxo de calor igual à 10 kW/m^2 . (1) Superior: $p_r = 0,01$ ($p = 0,4 \text{ bar}$); (2) Intermediária: $p_r = 0,15$ ($p = 6,1 \text{ bar}$); (3) Inferior: $p_r = 0,8$ ($p = 32,5 \text{ bar}$). Extraídas de Kotthoff et al. (2006).	23
2.9	Variação de D_b em função da pressão do sistema para o R-134a.	24
2.10	Variação do h em função da pressão reduzida, calculado para o R-113.	25
2.11	Exemplos de tubos estruturados: (a) Tubo GEWA-TX; (b) Tubo GEWA-YX; (c) Tubo aletado com pontas curvadas; (d) Tubo THERMOEXCEL-HE; (e) Tubo TURBO-B; (f) Tubo com superfície porosa sinterizada chamada High Flux . Figuras extraídas de Kotthoff et al. (2006).	27

2.12	Intensificação do h . Extraída de Passos <i>et al.</i> (2003).	28
2.13	Intensificação do h em função da inclinação da superfície aquecedora. Figura extraída de Nishikawa <i>et al.</i> (1983).	29
2.14	Influência do C_{sf} sobre o fluxo de calor.	34
2.15	Representação esquemática da superposição dos mecanismos de transferência de calor proposto por Judd e Hwang (1976) e utilizado por Benjamin e Balakrishnan (1996).	43
2.16	Modelo físico do mecanismo de condução transiente. Figura extraída de Mikic e Rohsenow (1969).	45
2.17	$h \times q$ para a água saturada à pressão atmosférica.	49
2.18	$h \times q$ para o R-11 saturado à pressão atmosférica.	50
2.19	R-22 saturado à $-6,8^{\circ}\text{C}$. Superfície aquecedora de cobre.	51
3.1	Desenho esquemático do aparato experimental.	56
3.2	Fotografia da câmara de ebulição pressurizada.	58
3.3	Corte longitudinal da seção de teste.	59
3.4	Desenho esquemático das posições dos termopares na seção de teste.	61
3.5	Fotografia da seção de teste no sistema de fixação e vedação.	62
3.6	a) Características geométricas das microaletas; b) Fotografia da região inferior da superfície microaletada.	64
3.7	Esquema para o cálculo da temperatura na superfície em contato com o R134a.	71
3.8	Incertezas experimentais do coeficiente de transferência de calor por ebulição, para as superfícies lisa e microaletada.	75
4.1	Influência do tipo de superfície aquecedora em três níveis de pressão. (a) $q \times \Delta T_{sat}$; (b) $h \times q$. Para T_p , foi utilizada a média das temperaturas da superfície aquecedora. Para a superfície microaletada, foi empregada a área nominal.	77

- 4.2 h em função do calor imposto nas resistências elétricas dos tubos de cobre liso e microaletado. Resultados para a pressão de 10,1 bar. . . . 79
- 4.3 Gráficos da ebulição do R-134a no tubo de cobre microaletado em quatro níveis de pressão: (a) $q \times \Delta T_{sat}$ ($= \bar{T}_p - T_{sat}$); (b) $h \times q$ 81
- 4.4 Gráficos da ebulição do R-134a no tubo de cobre liso em três níveis de pressão: (a) $q \times \Delta T_{sat}$ ($= \bar{T}_p - T_{sat}$); (b) $h \times q$ 83
- 4.5 Distribuição de h na periferia das seções transversais $S1$, $S2$ e $S3$ do tubo microaletado. Pressão de 8,1 bar e $T_{sat} = 31,8^\circ\text{C}$ 85
- 4.6 Comparação do h extraído de Ribatski e Thome (2006) (tubo de cobre com superfície aquecedora do tipo 'High Flux') com o h determinado com a \bar{T}_p no tubo de cobre microaletado do presente trabalho. 87
- 4.7 Comparação do h experimental com o h determinado por diversas correlações da literatura. (a) Pressão de 6,1 bar; (b) Pressão de 8,1 bar (no tubo liso, $p = 8,6$ bar). 89
- 4.8 Comparação do h experimental com o h determinado por diversas correlações da literatura. (a) Pressão de 10,1 bar; (b) Pressão de 12,2 bar. 90
- 4.9 Fotografias da ebulição nucleada do R-134a na região inferior da superfície externa do tubo de cobre horizontal com microaletas triangulares: pressão de 6,1 bar e vários fluxos de calor. 92
- 4.10 Fotografias da ebulição nucleada do R-134a na lateral da superfície externa do tubo de cobre horizontal com microaletas triangulares: Pressão de 6,1 bar e vários fluxos de calor. 93
- 4.11 Tamanho da bolha na região inferior do tubo de cobre microaletado. . 94
- 4.12 Fotografias da ebulição nucleada do R-134a na lateral da superfície externa do tubo de cobre horizontal com microaletas triangulares: Fluxo de calor de 20 kW/m^2 e pressões iguais a 6,1, 8,1 e 12,2 bar. . . . 97

4.13	Fotografias da ebulição nucleada do R-134a na lateral da superfície externa do tubo de cobre horizontal liso: Fluxo de calor de 20 kW/m^2 e pressões iguais a 3,2 e 17,0 bar.	98
A.1	Comparação entre o Nusselt determinado experimentalmente e o Nusselt determinado pela correlação de Churchill e Chu (1975). Dados para a pressão de 8,1 bar e q variando entre 0,1 e $1,0 \text{ kW/m}^2$	112
B.1	Curva de ebulição parcial do R-134a para a pressão de 6,1 bar.	115
B.2	Curvas de ebulição locais do R-134a na pressão de 6,1 bar para (a) Termopares B1 e B3; (b) Termopares C1, C2 e C3; (c) Termopares D1, D2 e D3.	117
B.3	Curvas de ebulição parciais do R-134a para os termopares D1, D2 e D3 para as pressões: (a) de 8,1 bar; (b) de 10,1 bar e (c) de 12,2 bar.	118
E.1	Determinação da linha média.	128
E.2	Determinação de Ra	129
E.3	Determinação de Rp	129

Lista de Tabelas

2.1	Valores calculados para o REN em fluidos saturados à pressão atmosférica.	19
2.2	Csf e s para diversas combinações de superfície/fluido. Extraído de Pioro (1999) e de Pioro et al. (2004).	33
2.3	Número de Nusselt e pressão reduzida. Extraído de Stephan e Abdelsalam (1980).	35
2.4	Incerteza média absoluta (IMA) para os números de Nusselt, segundo Stephan e Abdelsalam (1980).	37
2.5	Valores de h_o para diversos fluidos, ver VDI Heat Atlas (1984).	40
2.6	Resumo geral das principais correlações apresentadas neste capítulo.	54
3.1	Posições dos termopares tipo E na superfície interna do tubo de cobre.	60
3.2	Rugosidade superficial do tubo de cobre liso.	63
3.3	Condições de teste.	68
3.4	Alguns exemplos de $T_{p,c}$, $T_{p,m}$ e Q_R para diversos fluxos de calor na pressão de 6,1 bar.	72
3.5	Incertezas experimentais.	74
4.1	Desvios médios entre os h 's do tubo liso e os h 's calculados pelas correlações da literatura.	91
D.1	Incertezas experimentais do h para o tubo de cobre microaletado. Pressão do R-134a igual a 6,1 bar e $T_{sat}=22^\circ\text{C}$	122

D.2 Incertezas experimentais do h para o tubo de cobre microaletado. Pressão do R-134a igual a 8,1 bar e $T_{sat}=31,8^{\circ}\text{C}$	123
D.3 Incertezas experimentais do h para o tubo de cobre microaletado. Pressão do R-134a igual a 10,1 bar e $T_{sat}=39,9^{\circ}\text{C}$	124
D.4 Incertezas experimentais do h para o tubo de cobre microaletado. Pressão do R-134a igual a 12,2 bar e $T_{sat}=46,8^{\circ}\text{C}$	125
D.5 Incertezas experimentais do h para o tubo de cobre liso. Pressão do R-134a igual a 8,6 bar e $T_{sat}=33,4^{\circ}\text{C}$	125
D.6 Incertezas experimentais do h para o tubo de cobre liso. Pressão do R-134a igual a 10,1 bar e $T_{sat}=39,9^{\circ}\text{C}$	126
D.7 Incertezas experimentais do h para o tubo de cobre liso. Pressão do R-134a igual a 12,2 bar e $T_{sat}=46,8^{\circ}\text{C}$	126

SIMBOLOGIA

Símbolos

A	Área, m ² ; Constante	Nu	Número de Nusselt = $\frac{hL}{k_l}$
Ar	Número de Arquimedes = $\left(\frac{g}{\nu_l^2}\right) \left(\frac{\sigma}{\rho_l g}\right)^{1,5}$, adimensional	N_R	Número que relaciona B e $(\varphi \Delta T_{sat})$
B	Coefficiente das correlações de Benjamin e Balakrishnan (1996) e de Mikic e Rohsenow (1969)	N/A	Densidade de sítios de nucleação, 1/m ²
Bo	Número de Bond	Pr	Número de Prandtl = $\frac{C_p \mu}{k} = \frac{\nu}{\alpha}$, adimensional
c_{pl}	Calor específico do líquido, J/(kgK)	p	Pressão, Pa
C	Constante	p_r	Pressão reduzida, adimensional
C_b	Constante	Q	Calor dissipado pela resistência elétrica, W
$C_{1,2,3}$	Constantes da Correlação de Mikic e Rohsenow (1969)	Q_m	Calor evaporado em um menisco, W
C_H	Constante de Hamaker igual a $2,0 \times 10^{-12}$ J	Q_R	Calor de condução na seção de teste, W
C_{sf}	Coefficiente da Correlação de Rohsenow (1952)	Q_{tun}	Calor total evaporado no túnel, W
D	Diâmetro, m	q	Fluxo de calor, W/m ²
D_b	Diâmetro de partida de bolha, m	R	Raio, m; Resistência elétrica, Ω
E	Energia de ativação	Ra_L	Número de Rayleigh, adimensional
f	Frequência de emissão de bolhas, 1/s	R_a	Desvio médio aritmético, μm
f_p	Fator da Correlação de Ribatski (2002)	r	Raio, m; Coeficiente da Eq. (2.23) e igual à 0,33
F_p	Fator relativo à pressão, adimensional	r_s	Raio de cavidade para o qual N/A tem valor unitário, m
$F(p_r)$	Fator relativo à pressão para a correlação de Borishanski (1969)	Re	Número de Reynolds
F_q	Fator relativo ao fluxo de calor, adimensional	R_p	Profundidade de alisamento, μm
F_{SA}	Fator relativo à superfície aquecedora, adimensional	R_T	Resistência térmica de condução/convecção, K/W
F_M	Fator relativo ao material da superfície aquecedora, adimensional	R_T^*	Resistência térmica de condução, K/W
F_R	Fator relativo à rugosidade da superfície aquecedora, adimensional	s	Coefficiente da Eq. (2.23); Entropia, J/(kgK); Dimensão característica, m
g	Aceleração da gravidade, m/s ²	t	Tempo, s
h	Coefficiente de transferência de calor, W/(m ² K)	T	Temperatura, °C; Total
h_{lv}	Calor latente de vaporização, J/kg	U_b	Velocidade da bolha, m/s
Ja^*	Número de Jacob modificado, $\frac{\rho_l c_{pl} \Delta T_{sat}}{\rho_v h_{lv}}$, adimensional	u	Incerteza experimental; velocidade
k	Condutividade térmica, W/(mK)	v	volume específico, m ³ /kg
L	Comprimento característico, m; Comprimento do cilindro, m	V	Tensão elétrica nos bornes da resistência elétrica, V
M	Peso molecular, kg/kmol	X_i	Parâmetros adimensionais da Correlação de Stephan e Adbelsalam (1980), $i = 1, 2, \dots, 13$
m	Constante	y	Coordenada vertical do plano cartesiano

Índices

<i>b</i>	Bolha	<i>m</i>	Menisco; material; medido
<i>c</i>	Cavidade; crescimento; calculado, crítico	<i>max</i>	Máximo
<i>CHF</i>	Critical Heat Flux	<i>min</i>	Mínimo
<i>CN</i>	Convecção Natural	<i>n</i>	Núcleo
<i>crit</i>	Crítico	<i>ONB</i>	Onset of Nucleate Boiling
<i>EN</i>	Ebulição nucleada	<i>o</i>	Referência
<i>e</i>	Externo; espera	<i>p</i>	Parede, poro
<i>ex</i>	Externo	<i>R</i>	Reconstituição
<i>exp</i>	Experimental	<i>s</i>	Superfície com cobertura
<i>f</i>	Fluido	<i>sat</i>	Saturação
<i>inf</i>	Influência	<i>T</i>	Total
<i>K</i>	kutatelatze	<i>t</i>	Térmica
<i>l</i>	Líquido	<i>tun</i>	Túnel
<i>MB</i>	Moissis e Berenson	<i>w</i>	Superfície sem cobertura, wall
<i>ME</i>	Micro camada de evaporação	<i>Z</i>	Zuber
<i>MR</i>	Mikic e Rohsenow		

Letras Gregas

α	Difusividade térmica = $\frac{k}{\rho c_p}$, m ² /s	μ	Viscosidade dinâmica, Pa.s
β	Ângulo de contato, graus; inclinação da superfície aquecedora em relação ao vetor aceleração da gravidade, graus	ν	Viscosidade cinemática, m ² /s
γ	Efeito da superfície/líquido, adimensional	π	3, 1415926
δ	Espessura da camada limite, m	ρ	massa específica, kg/m ³
Δp_{sat}	Diferença entre a pressão de saturação na temperatura T_p e a pressão de saturação na temperatura do fluido, ver Eq. (2.35), Pa	σ	Tensão superficial, N/m
ΔT_{ad}	Tempo de admissão de líquido, s	φ	Efeito do diâmetro instantâneo da bolha, adimensional
ΔT_{sat}	Superaquecimento da superfície aquecedora (= $T_p - T_{sat}$), K	Θ	Parâmetro da Eq. (2.64), adimensional
∞	Condições de corrente livre		

Resumo

No presente trabalho são apresentados resultados experimentais referentes ao regime de ebulição nucleada do R-134a saturado em superfícies externas de tubos de cobre liso e microaletado. Os testes foram realizados para pressões variando entre 6,1 e 12,2 bar e fluxos de calor compreendidos entre 0,1 e 100 kW/m². Este trabalho inclui, ainda, a análise da distribuição circunferencial do coeficiente de transferência de calor (h), a comparação dos h experimentais com os h calculados pelas principais correlações existentes na literatura e visualizações do fenômeno de ebulição para diferentes condições de teste. A análise dos resultados mostrou que o confinamento de bolhas nas aletas e a rugosidade da superfície aquecedora do tubo de cobre microaletado, cuja estrutura foi obtida pela usinagem convencional, foram determinantes para se obter uma estabilização no crescimento do h em determinadas faixas de fluxo de calor e pressões, indicando um possível início de secagem da superfície aquecedora. Em adição, as visualizações mostraram que a formação de “bolsões” de vapor na região inferior do tubo também contribuiu para que esta estabilização do h fosse atingido.

Palavras-chave: Ebulição nucleada, superfícies intensificadoras, microaletas, nucleação

Abstract

In the present work are presented experimental results referring to the nucleate pool boiling regime of the saturated R-134a in external surfaces of smooth and micro-fin copper pipes. The tests were carried through for pressures varying between 6,1 and 12,2 bar and heat flux varying between 0,1 and 100 kW/m². This work includes, still, the analysis of the effect of the circumferential distribution of the heat transfer coefficient (h), the comparison of the experimental h with the calculated h for the main correlations existing in literature and visualizations of the boiling phenomenon for different test conditions. The analysis of the results showed that the confinement of the bubbles in the fins and the roughness of the heating surface of the copper pipe with micro-fin, whose structure was gotten by the conventional usinagem, had been determinative to get a stabilization in the growth of h in determined bands of heat transfer and pressures, indicating a possible beginning of drying of the heating surface. In addition, the visualizations showed that the formation of vapor “mushroom” in the downward region of the pipe also contributed so that this stabilization of h was reached.

Keywords: Nucleate boiling, enhancement surfaces, micro-fins, nucleation

Capítulo 1

Introdução

1.1 Considerações Iniciais e Motivação

O fenômeno de ebulição, comumente conhecido como o ato de ferver um líquido, é uma forma de transferência de calor muito utilizada pela humanidade há milhares de anos. No entanto, a primeira publicação envolvendo este fenômeno só surgiu em meados do século XVIII, mais precisamente em 1756, pelo médico J. G. Leidenfrost, ver Leidenfrost (1756) apud Carey (1992). Leidenfrost observou, experimentalmente, que a vaporização de uma gota d'água, sobre uma superfície aquecedora, deve ser rápida o suficiente para que a produção de vapor estabilize o campo de pressão capaz de manter a gota afastada da superfície aquecedora. O fenômeno descrito por Leidenfrost está associado ao regime de ebulição em película, na qual a superfície está a uma temperatura muito acima da temperatura de saturação da água.

Entretanto, é no século XX que se intensificam as publicações de artigos sobre ebulição, ver Bergles (1997). Jakob e Fritz (1931) apud Stephan (1992) foram os primeiros pesquisadores a estudar a influência da rugosidade na transferência de calor e verificar o seu efeito intensificador sobre o regime de ebulição nucleada. O trabalho de Nukiyama (1934) pode ser considerado como um marco no entendimento do fenômeno de ebulição por ter apresentado, pela primeira vez, a **Curva de Ebulição**, tendo inferido a existência do regime de transição (Passos, 1994).

Este aumento considerável de trabalhos em ebulição não foi por acaso. Com a expansão de mercados emergentes - condição necessária à sobrevivência do capitalismo - a mecanização das indústrias tornou-se de extrema importância para se produzir em larga escala a qual, por sua vez, precisou ampliar a capacidade de estocagem dos produtos.

O maior problema para este processo, no entanto, era para os chamados produtos perecíveis, pois necessitavam de ambientes climatizados. Foi neste contexto que apareceram as primeiras câmaras frias. Elas tinham a função das câmaras frigoríficas atuais, porém eram volumosas, caras e pouco eficientes (ver Dossat, 1978). Em 1834, no entanto, Perkins propôs um sistema de refrigeração por compressão que, em pouco tempo, evoluiu e pôde ser aplicado no nosso dia-a-dia, como por exemplo, na refrigeração doméstica, na calefação e no condicionamento de ar.

Atualmente, os fundamentos da globalização (que proporciona a maximização de lucros), a necessidade de redução de consumo energético e a nova consciência ambiental estão agrupados de tal forma que torna necessário o desenvolvimento de pesquisas nas áreas tecnológicas e, em nosso caso especial, nos fundamentos da ebulição. Estes três componentes juntos têm obrigado as empresas a desenvolver equipamentos cada vez mais baratos, compactos e eficientes.

No caso de equipamentos com mudança de fase, as pesquisas dos fenômenos físicos de ebulição e condensação, vistos como mecanismos eficientes de transferência de calor, cresceram enormemente. Um dos regimes mais estudados, atualmente, é o Regime de Ebulição Nucleada (REN). Nele, se consegue transferir altos fluxos de calor com pequenos superaquecimentos da superfície, $\Delta T_{sat} = T_p - T_{sat}$, onde T_p representa a temperatura da superfície em contato com o fluido de resfriamento e T_{sat} é a temperatura de saturação deste fluido (ver Carey, 1992). De acordo com a definição do coeficiente de transferência de calor, h , Eq. (1.1), a diminuição deste superaquecimento, para um mesmo fluxo de calor, q , ocasiona o aumento de h .

$$h = \frac{q}{\Delta T_{sat}} \quad (1.1)$$

Gorenflo (2001) efetuou estudos de transferência de calor por ebulição em evaporadores com o objetivo de torná-los mais compactos através da combinação otimizada do projeto de superfícies e da escolha do fluido refrigerante. Silva e Mantelli (2004) apresentaram outras aplicações da ebulição em termossifões para a indústria petro- química, alimentícia e em tubos de calor para a indústria aeroespacial. Chang et al. (2002) apresentaram alguns dissipadores de calor para processadores de computadores que já utilizam a ebulição e a condensação como meios eficientes de transferência de calor.

Pelos motivos apresentados, acima, vários centros de pesquisa, com o apoio das indústrias, estão investindo no conhecimento dos mecanismos que governam o processo de ebulição. Os fatores que mais influenciam o processo de ebulição são:

- O fluido de trabalho;
- O acabamento da superfície aquecedora e sua espessura;
- A pressão do sistema;
- A orientação da superfície aquecedora;
- O nível de fluxo de calor;
- O modo de aquecimento (se à temperatura constante ou fluxo de calor constante);
- A presença de gases dissolvidos no fluido de trabalho;
- O subresfriamento do fluido de trabalho;
- O envelhecimento da superfície aquecedora.

Com todas estas variáveis, os pesquisadores restringem seus experimentos a determinadas condições de teste fazendo com que as respectivas correlações¹ sejam mais representativas para estas condições. A correlação para a determinação do h desenvolvida por Cooper (1984), por exemplo, considera a pressão reduzida do sistema, o peso molecular do fluido refrigerante, o fluxo de calor imposto e a rugosidade da superfície aquecedora. No entanto, fatores como a orientação da superfície aquecedora e sua espessura, a presença de gases dissolvidos no fluido refrigerante e suas propriedades termofísicas não foram consideradas. Já a correlação de Borishanski (1969) considera as pressões reduzida e crítica e o fluxo de calor imposto, mas desconsideram o peso molecular e a rugosidade da superfície.

1.2 Objetivos da tese

1.2.1 Objetivo Principal

O objetivo principal do presente trabalho é determinar experimentalmente o coeficiente de transferência de calor em ebulição nucleada do R-134a em dois tubos de cobre com superfícies aquecedoras externas lisa e microaletada.

1.2.2 Objetivos Específicos

Os objetivos específicos do presente trabalho são investigar a:

- Influência do fluxo de calor no h ;
- Influência da pressão do sistema no h ;
- Influência do confinamento e aprisionamento de bolhas na secagem da superfície aquecedora;
- A distribuição circunferencial do h ;

¹As diversas correlações que serão apresentadas neste capítulo são analisadas no capítulo 2.

Neste trabalho também é feita a visualização da ebulição nucleada para algumas condições testadas.

1.3 Organização do Documento

O presente trabalho está estruturado em cinco capítulos e quatro anexos.

No capítulo 1, são apresentadas uma breve introdução histórica sobre o estudo da ebulição e suas principais motivações bem como os objetivos gerais da tese e a estrutura do presente documento. No capítulo 2, é apresentada uma revisão bibliográfica que compreende vários tópicos de estudo, quais sejam: (1) os fundamentos da ebulição, como, por exemplo, a curva de ebulição e seus sub-regimes, (2) o regime de Ebulição Nucleada onde se verifica o superaquecimento mínimo para a formação de uma bolha assim como o seu processo de crescimento, e as fases da ebulição nucleada e (3) as principais correlações existentes na literatura para a determinação do coeficiente de transferência de calor.

No capítulo 3, são apresentados o aparato e o procedimento experimentais utilizados para a determinação dos coeficientes de transferência de calor e a análise de incertezas. No Capítulo 4, são apresentados os resultados experimentais do presente trabalho. Finalizando, no capítulo 5 são apresentadas as conclusões deste trabalho e as sugestões para trabalhos futuros.

Capítulo 2

Revisão Bibliográfica

O objetivo neste capítulo é apresentar as principais variáveis que influenciam os mecanismos de transferência de calor por ebulição nucleada assim como uma síntese de alguns dos principais modelos para a previsão do coeficiente de transferência de calor, h . São analisadas várias correlações empíricas disponíveis na literatura para o cálculo de h de diferentes autores e é feita uma análise crítica através da comparação dos resultados previstos por essas correlações.

2.1 Fundamentos da Ebulição

2.1.1 A Curva de Ebulição

A seguir são descritas as quatro regiões presentes na Curva de Ebulição apresentada na Fig. (2.1). Esta curva se aplica ao problema de ebulição nucleada em vaso, sobre uma placa plana horizontal e sob a ação da aceleração da gravidade. Além disso, o fluxo de calor é imposto (ver Carey, 1992).

Região AB - Regime de Convecção Natural

Este regime ocorre quando a temperatura da superfície aquecedora é inferior ou ligeiramente superior à temperatura de saturação do fluido de trabalho, sem a ocorrência da ebulição. A convecção natural foi extensamente investigada o que

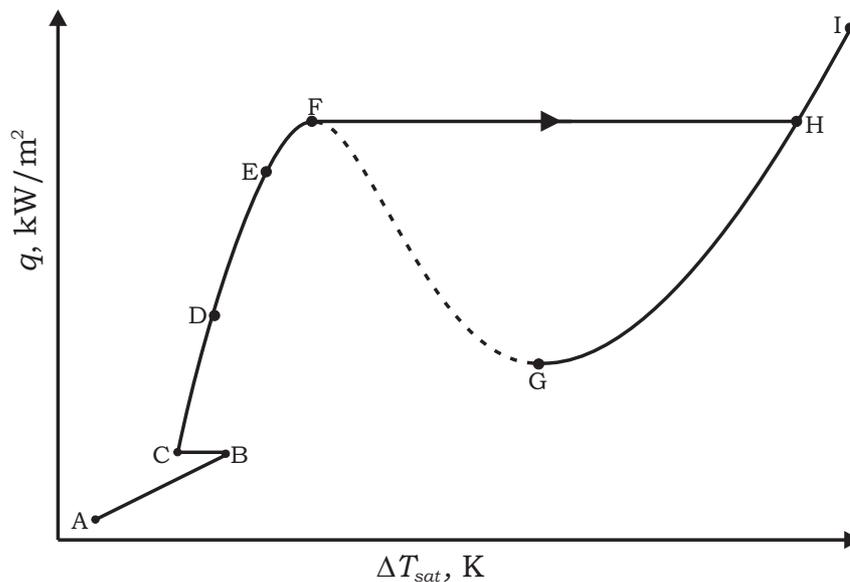


Figura 2.1: Curva de ebulição.

proporcionou a derivação de equações teóricas e correlações empíricas que permitem prever os coeficientes de transferência de calor por convecção natural. Conforme Bejan (1994), o regime de convecção natural é caracterizado pelo movimento do fluido devido aos efeitos do empuxo e sem a presença de dispositivos externos. No caso de uma placa horizontal voltada para cima e aquecida, o fluido que está próximo a esta placa se expande, torna-se mais leve e se desloca para cima e neste deslocamento transporta calor para as regiões mais frias do fluido. Por outro lado, o fluido mais frio, por ser mais pesado, desloca-se para baixo e retira calor da parede aquecida. Este movimento de subida do fluido quente e descida do fluido frio cria o movimento de correntes de líquido, inerente ao processo de transferência de calor por convecção natural. Portanto, no ciclo de convecção natural, é observada a seguinte seqüência de processos: aquecimento - expansão - resfriamento - contração.

Há diversas correlações para a determinação do número de Nusselt no regime de convecção natural em função da configuração da superfície aquecedora em estudo. Como neste trabalho o estudo ocorrerá em tubos de cobre com orientação horizontal, é apresentada na Eq. (2.1) a correlação desenvolvida por Churchill e Chu (1975)

apud Incropera e DeWitt (2002) para cilindros horizontais com distribuição de temperaturas da superfície aquecedora uniformes. Os números de Nusselt calculados por esta correlação são comparados com os números de Nusselt experimentais calculados pela Eq.(A.1).¹

$$Nu_D = \left\{ 0,6 + \frac{0,387 Ra_D^{1/6}}{\left[1 + \left(\frac{0,559}{Pr} \right)^{9/16} \right]^{8/27}} \right\}^2 \quad (2.1)$$

$$Nu_{exp} = h_{exp} \frac{D}{k_l} \quad (2.2)$$

Nesta equação, D é o diâmetro externo do tubo de cobre, m; k_l é a condutividade térmica do fluido de trabalho, W/(mK); h_{exp} é o coeficiente de transferência de calor determinado pela Eq. (A.1), W/(m²K); Ra_D é o número de Rayleigh, adimensional; Pr é o número de Prandlt, adimensional.

Região BCDEF - Regime de Ebulição Nucleada

O REN caracteriza-se por elevados fluxos de calor com baixas diferenças entre a temperatura da superfície aquecedora e a temperatura de saturação do fluido refrigerante, ΔT_{sat} . O ponto B representa o início da ebulição nucleada, também conhecida pelas iniciais **ONB**, do inglês **O**nset of **N**ucleate **B**oiling. Neste ponto, o ΔT_{sat} tem seu valor na ordem de 1 a 10°C, a depender do fluido e são formadas as primeiras bolhas de vapor. Uma vez liberadas da superfície, o sítio de nucleação é molhado parcialmente pelo líquido mais frio que se encontra na vizinhança da parede aquecida, provocando o resfriamento local da parede, como está representado pela região BC da Fig. (2.1). Nesta região observa-se que o fluxo de calor permanece constante e ΔT_{sat} apresenta uma queda devida à diminuição de T_p .

Na região CDEF podem ser destacados três processos e que são estudados na seção (2.2), quais sejam:

¹No Apêndice A são apresentados os detalhes desta comparação.

- Bolhas isoladas, que correspondem à região CD ou corresponde ao regime de ebulição parcial;
- Colunas e bolsões de vapor, que correspondem à região DE;
- Grandes cogumelos, que correspondem à região EF.

O ponto F corresponde ao término do REN e representa o fluxo de calor máximo, também chamado de fluxo de calor crítico. Sob fluxo de calor imposto, uma vez atingido este ponto, a temperatura de parede aumenta rapidamente, com a ocorrência da transição do regime de ebulição nucleada ao regime de ebulição em película, conforme indicado pela linha FH da Fig. (2.1).

Região FG - Regime de Transição

Neste regime, a parede aquecida é coberta, de forma intermitente, por uma película de vapor instável e irregular, e por bolhas de vapor. Na Fig. (2.1) pode-se observar que, à medida que ΔT_{sat} aumenta, ocorre a diminuição do fluxo de calor. Dependendo do modo como a superfície é aquecida, se por fluxo de calor imposto ou por temperatura imposta, o regime de transição pode ser estabilizado ou não (ver Passos, 1994).

Região GHI - Regime de Ebulição em Película

Este regime caracteriza-se pela existência de uma camada contínua de vapor cobrindo a superfície aquecedora. A transferência de calor entre a superfície aquecedora e o fluido refrigerante ocorre por condução (ver Incropera e DeWitt, 2002 e Carey, 1992).

Como é visto na Fig. (2.1) e região GHI, um fluxo de calor elevado irá requerer elevada diferença de temperatura entre a superfície aquecedora e o fluido refrigerante. A interface vapor-líquido é ondulada, com oscilação de vales e picos que permitem lançar uma bolha de vapor na região de pico, seguida, imediatamente,

da criação de um vale. O regime de ebulição em película pode apresentar instabilidades hidrodinâmicas caracterizadas por um comprimento de onda entre dois picos máximos. Estas instabilidades recebem o nome de Instabilidade de Taylor (ver Passos, 1994).

2.2 O Regime de Ebulição Nucleada - REN

Conforme mencionado na seção anterior, a ebulição nucleada tem por principal característica a transferência de elevados fluxos de calor para pequenas diferenças de temperatura entre a superfície aquecedora e o fluido refrigerante. Isso proporciona projetar trocadores de calor com menores dimensões em função dos altos coeficientes de transferência de calor, h . Como exemplo, podem ser citados os evaporadores inundados usados na indústria de refrigeração e de condicionamento de ar.

Nesta seção são apresentados os critérios para o início da ebulição nucleada e os principais sub-regimes deste regime.

2.2.1 Formação de uma bolha de vapor e ativação dos sítios de nucleação

Segundo Hsu (1962), são necessárias duas condições para a nucleação heterogênea de uma bolha. A primeira condição é a pré-existência de vapor ou gás nas microcavidades da parede em contato com o fluido de resfriamento. A segunda condição é que o líquido em contato com a superfície aquecedora tenha um mínimo de superaquecimento. Esta condição é dada pela Eq. (2.5) a qual corresponde a uma combinação da equação de Clausius-Clapeyron, Eq. (2.3), com a equação de Young-Laplace, Eq. (2.4).

$$\left(\frac{dp}{dT}\right)_{sat} = \frac{s_{lv}}{v_{lv}} = \frac{h_{lv}}{T_{sat}v_{lv}} \quad (2.3)$$

$$p_v - p_l = \frac{2\sigma}{r_n} \quad (2.4)$$

$$T_b - T_{sat} = \frac{2\sigma T_{sat} v_{lv}}{r_n h_{lv}} \quad (2.5)$$

Para pressões reduzidas baixas, tem-se $v_l \ll v_v$, e, então, $v_{lv} = v_v = 1/\rho_v$, obtendo, assim, a Eq. (2.6).

$$T_b - T_{sat} = \frac{2\sigma T_{sat}}{\rho_v r_n h_{lv}} \quad (2.6)$$

onde, σ é a tensão superficial, em N/m; r_n é o raio do núcleo de vapor, em m; h_{lv} é o calor latente de vaporização, em J/kg; T_b é a temperatura interna da bolha, em K; T_{sat} é a temperatura de saturação do líquido, em K; ρ_v é a massa específica do vapor, em kg/m³.

A Eq. (2.6) informa que é necessário um superaquecimento mínimo do líquido, $T_b - T_{sat}$, para a ativação de um núcleo de vapor de raio r_n .

Uma outra forma de expressão para o superaquecimento acima é obtida considerando um r_n mínimo (o que corresponde a um p_v máximo) e isto ocorre quando r_n é igual ao r_c da Fig. (2.3). Com isso, a equação de Clausius-Clapeyron, Eq. (2.3), toma a forma da Eq. (2.7).

$$\left(\frac{p_v - p_{sat}}{T_p - T_{sat}} \right)_{T_{sat}} = \frac{h_{lv}}{T_{sat} v_{lv}} \quad (2.7)$$

Substituindo a equação de Young-Laplace com $r_n = r_c$, ver Eq. (2.4), na equação Eq. (2.7), tem-se:

$$\Delta T_{sat} = T_p - T_{sat} = \frac{2\sigma T_{sat}}{\rho_v r_c h_{lv}} \quad (2.8)$$

onde, r_c é o raio da cavidade da superfície aquecedora, em m, e T_p é a temperatura de parede da superfície aquecedora, em K.

Hsu (1962) demonstrou, teoricamente, que as cavidades capazes de serem ativadas, dando origem às bolhas de vapor e, portanto, ao início da ebulição nucleada,

são aquelas cujo valor do raio da cavidade, r_c , está compreendido entre os valores de cavidades ativáveis máximo e mínimo, ou seja, $r_{c,\min} \leq r_c \leq r_{c,\max}$ (ver Fig. 2.2). Segundo o modelo de Hsu (1962), a ativação de uma cavidade de raio r_c ocorre durante a transferência de calor por condução, em regime transiente, através do líquido em contato com a superfície aquecedora, ver Eq. (2.9). Nesta equação,

$$\Delta T \equiv T - T_f.$$

$$\frac{\partial(\Delta T)}{\partial t} = \alpha_l \frac{\partial^2(\Delta T)}{\partial y^2} \tag{2.9}$$

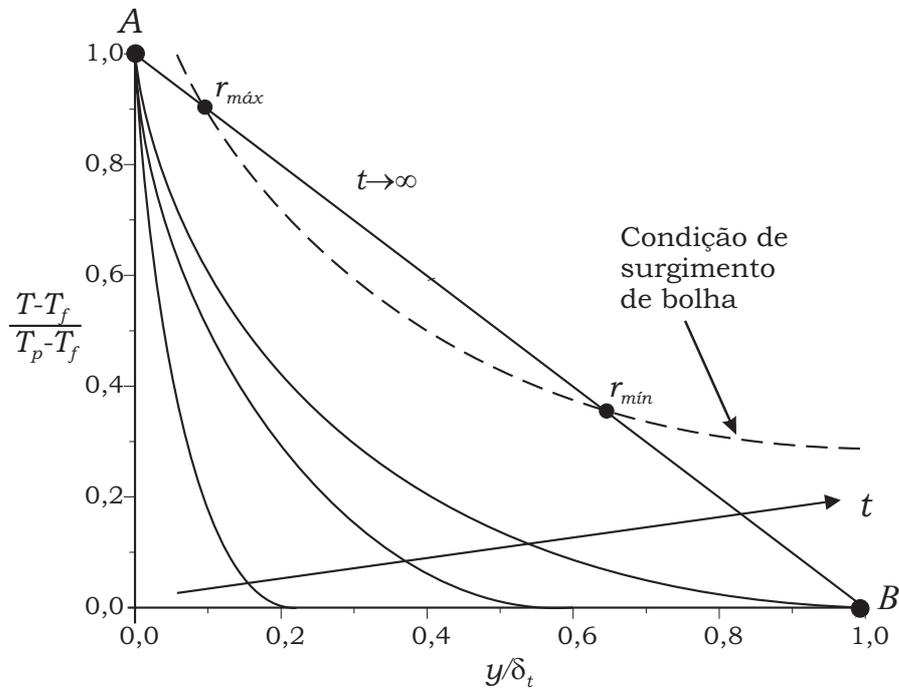


Figura 2.2: Perfil da temperatura na camada limite. Figura extraída de Carey (1992).

Um esquema do problema a ser resolvido é apresentado na Fig. (2.3). Esta figura representa o perfil de temperatura linear no líquido, devido à condução de calor na direção y . A linha tracejada representa o limite da camada de líquido superaquecido. Esta camada apresenta uma espessura a qual cresce desde a superfície aquecedora (região hachurada) até a espessura $y = \delta_t$. Nesta interface, a temperatura do fluido é igual a T_f e a influência da temperatura da superfície aquecedora é desprezível.

A condição inicial para a solução da Eq. (2.9) é dada por:

$$\Delta T = 0, \text{ para } t = 0$$

e é complementada com as seguintes condições de contorno obtidas na Fig. (2.3), em $t > 0$:

$$\Delta T = 0, \text{ para } y = \delta_t$$

$$y = 0 \implies \begin{cases} \Delta T_p = T_p - T_f, & \text{se a temperatura é prescrita.} \\ \frac{\partial \Delta T}{\partial y} = \frac{q}{k}, & \text{se o fluxo de calor é prescrita.} \end{cases}$$

que são necessárias à solução do problema de condução transiente, no domínio líquido definido por $0 \leq y \leq \delta_t$.

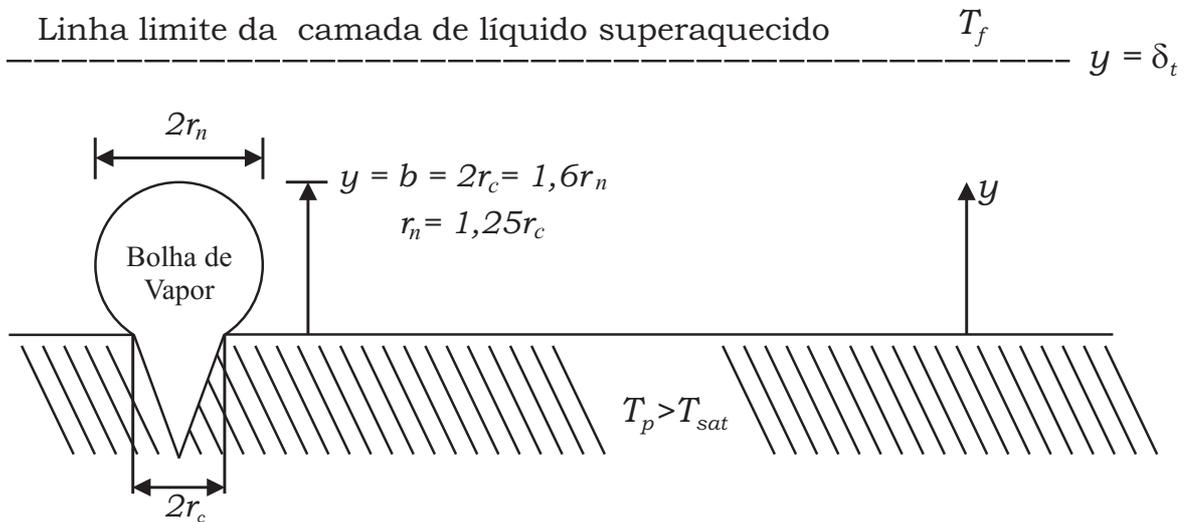


Figura 2.3: Modelo de Hsu (1962). Adaptado de Carey (1992).

Resolvendo a Eq. (2.9) e aplicando as condições de contorno para T_p constante, os raios máximo e mínimo, mencionados anteriormente, e apresentados na Fig.

(2.2), são calculados pela seguinte expressão:

$$r_{\max,\min} = \frac{\delta_t}{4} \left(1 - \frac{\Delta T_{sat}}{\Delta T_p} \pm \sqrt{\left(1 - \frac{\Delta T_{sat}}{\Delta T_p} \right)^2 - \frac{12,8\sigma T_{sat}(p_l)}{\rho_v h_{lv} \delta_t \Delta T_p}} \right) \quad (2.10)$$

Quando o fluido está saturado, o ΔT_{sat} da Eq. (2.10) é igual à zero e, então, se obtém a Eq. (2.11).

$$r_{\max,\min} = \frac{\delta_t}{4} \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{12,8\sigma T_{sat}(p_l)}{\rho_v h_{lv} \delta_t \Delta T_p}} \right) \quad (2.11)$$

Além disso, é observado que quando a expressão localizada dentro da raiz quadrada da Eq. (2.11) é igualada à zero, obtém-se uma expressão para o ΔT_p , que é dada pela Eq. (2.12) e que segundo Carey (1992) corresponde ao superaquecimento para o início da ebulição nucleada. Assim, se este valor de ΔT_p é substituído na Eq. (2.11), há apenas um valor para r_c que é igual a $0,25\delta_t$. Para superaquecimentos inferiores a este ΔT_p , os raios de cavidade máximo e mínimo são números complexos e, portanto, não há núcleos de vapor ativáveis. Para superaquecimentos superiores ao ΔT_p , há a existência dos raios de cavidade máximo e mínimo, sendo ambos números reais e diferentes. Para esta última situação, qualquer raio de cavidade será possível de ativação se estiver compreendido entre estes valores extremos.

$$\Delta T_{sat,ONB} = \Delta T_p = \frac{12,8\sigma T_{sat}(p_l)}{\rho_v h_{lv} \delta_t} \quad (2.12)$$

Para o caso em que o fluxo de calor é imposto, Hsu (1962) desenvolveu uma expressão para o fluxo de calor mínimo para o início de ebulição que é dada por:

$$q_{ONB} = h \left[\Delta T_{sat} + \frac{6,4\sigma T_{sat}}{\rho_v h_{lv} \delta_t} + \sqrt{\left(\frac{6,4\sigma T_{sat}}{\rho_v h_{lv} \delta_t} \right) \left(2\Delta T_{sat} + \frac{6,4\sigma T_{sat}}{\rho_v h_{lv} \delta_t} \right)} \right] \quad (2.13)$$

onde,

$$\delta_t = \frac{k_l}{h} \quad (2.14)$$

A Eq. (2.14) determina uma espessura δ de camada limite constante quando deveria ser proporcional à raiz quadrada do tempo, \sqrt{t} . Esta aproximação utilizada por Hsu (1962) implica em uma solução fortemente dependente de h , valor este que deve ser arbitrado.

Bergles e Rohsenow (1964) também desenvolveram uma correlação para o cálculo do início da ebulição nucleada para a água, baseada na pressão do sistema e no superaquecimento da superfície aquecedora (ver Eq. 2.15). Nesta equação, p é a pressão em kPa e $\Delta T_{sat} = T_p - T_{sat}$ em K.

$$q_{ONB} = 5,3p^{1,156} (1,8\Delta T_{sat})^{0,0234} \quad (2.15)$$

2.2.2 Fases da ebulição nucleada

Conforme se observa na Fig. (2.1), a região BCDEF corresponde à ebulição nucleada. O primeiro trecho desta região, BC, representa o resfriamento da superfície aquecedora quando são formadas as primeiras bolhas. Segundo Gaertner (1965), no trecho BCD, devido ao baixo fluxo de calor, a ebulição nucleada é caracterizada pela predominância de bolhas isoladas (ou discretas) (ver Fig. 2.4.a).

Segundo Gaertner (1965), a Fig. (2.4.b) provavelmente represente a ebulição nucleada plenamente desenvolvida. A mudança no processo de ebulição apresentada na Fig. (2.4.a) para o processo da Fig. (2.4.b) representa a faixa de ocorrência da primeira transição existente na ebulição nucleada. Moissis e Berenson (1969) desenvolveram uma correlação para o cálculo do fluxo de calor que corresponde a esta primeira transição (ver Eq. 2.16). Segundo Zuber (1959), esta transição

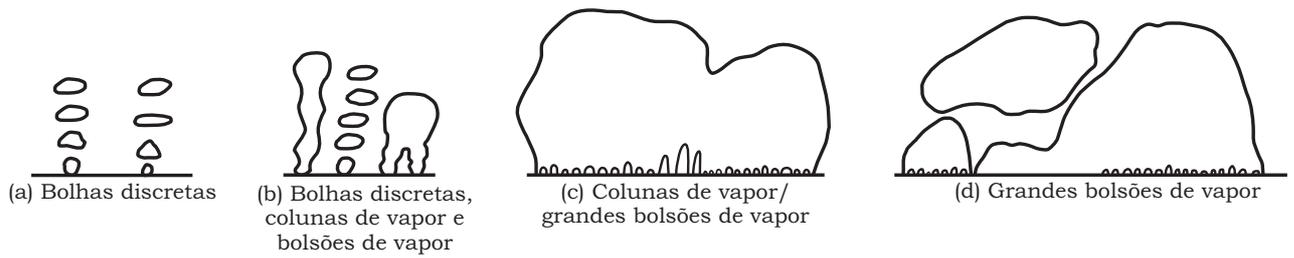


Figura 2.4: Exemplos de configurações geométricas da estrutura bifásica (Gaertner, 1965).

ocorre quando a distância média entre os sítios ativos de nucleação vizinhos torna-se menor do que o dobro do diâmetro das bolhas.

$$q_{MB} = 0,11\sqrt{\beta\rho_v}h_{lv}\left(\frac{\sigma g}{\rho_l - \rho_v}\right)^{0,25} \quad (2.16)$$

onde, β é o ângulo de contato em graus formado entre a bolha e a superfície aquecedora.

Para fluxos de calor superiores à faixa de ocorrência da primeira transição, formam-se grandes bolsões de vapor, conforme representado na Fig. (2.4.c), correspondente ao trecho DE da Fig. (2.1). A partir do momento em que a inclinação da curva começa a diminuir, dá-se, então, o início da segunda transição da ebulição nucleada, que corresponde ao trecho EF da Fig. (2.1). Gaertner observou que a diminuição da inclinação ocorrida no trecho EF da curva de ebulição é devida à redução no número de colunas que alimentam os bolsões de vapor, conforme se observa na Fig. (2.4.d). O colapso de várias colunas, espécies de vias de escoamento do vapor produzido, que alimentam o bolsão de vapor prenuncia a iminente secagem da superfície aquecida, logo antes do fenômeno de crise de ebulição.

O ponto F representa o fluxo de calor crítico, q_{crit} . Zuber (1959) propôs a Eq. (2.17) para prever o q_{crit} sobre uma placa plana horizontal e infinita, cuja superfície aquecida está voltada para cima e banhada por um líquido à temperatura de saturação. Segundo Zuber e Tribus (1958), a correlação de Zuber foi obtida através de um modelo que postula que o fenômeno de crise de ebulição resulta

da interação de dois tipos de instabilidade: as instabilidades de Taylor, na interface vapor-líquido, normal ao vetor aceleração da gravidade, e as instabilidades de Helmholtz, na interface vapor-líquido de uma coluna de vapor vertical que serve de via de escape de vapor (Passos, 1994). De acordo com este modelo, o limite superior do fluxo de calor para o sistema operar nos regimes de ebulição nucleada é dada pela Eq. (2.18) e ocorre quando todo o líquido que chega à superfície aquecida vaporiza-se instantaneamente, ver Zuber e Tribus (1958) e Passos (1994).

$$q_Z = 0,131\rho_v h_{lv} \left(\frac{\sigma g (\rho_l - \rho_v)}{\rho_v^2} \right)^{0,25} \left(\frac{\rho_l}{\rho_l + \rho_v} \right)^{0,5} \quad (2.17)$$

$$q_{crit} = \rho_v u_{crit} h_{lv} \quad (2.18)$$

O valor 0,131 do coeficiente que aparece na Eq. (2.17) foi obtido experimentalmente e se aproxima do valor médio teórico obtido através dos valores críticos da velocidade u_{crit} (Passos, 1994).

Em 1948, Kutateladze (ver Kutateladze, 1963) chegou a uma equação geral para a velocidade crítica do vapor partindo de uma análise da ordem de grandeza dos termos da equação de Euler escritas para as fases vapor e líquida. Após ajustada aos resultados experimentais, chegou à seguinte equação:

$$q_K = 0,16\rho_v h_{lv} \left(\frac{\sigma g (\rho_l - \rho_v)}{\rho_v^2} \right)^{0,25} \quad (2.19)$$

Como se pode observar, para baixas pressões, quando $\rho_v \ll \rho_l$, as correlações de Zuber e de Kutateladze apresentam formas análogas, diferindo apenas com relação aos coeficientes empíricos. Na literatura especializada, encontram-se outros valores para o coeficiente da Eq. (2.19), como por exemplo 0,141 (conforme Stephan, 1992).

Na Fig. (2.5) são apresentados os fluxos de calor críticos de Zuber e de Kutateladze para o R-134a com a pressão variando de 1 a 15 bar. É apresentado, também,

o fluxo de calor de transição de Moissis-Berenson². Como se pode notar na figura, os fluxos de calor de Zuber e de Kutateladze aumentam com o aumento da pressão até a pressão de 10 bar em função da variação das propriedades termo-físicas do fluido de trabalho. Após esta pressão, os fluxos de calor críticos apresentam uma tendência a manter-se constante.

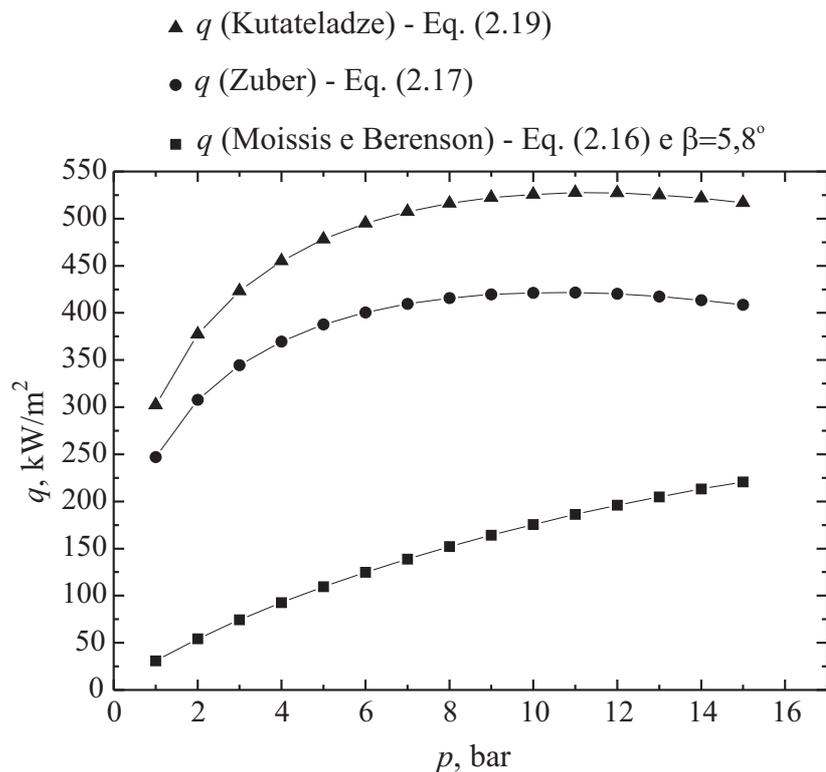


Figura 2.5: Fluxos de calor de Zuber, Kutateladze e de Moissis Berenson para pressões variando de 1 a 15 bar.

A Tabela (2.1) apresenta um resumo quantitativo dos principais pontos do Regime de Ebulição Nucleada mencionados nesta seção, para diversos fluidos saturados à pressão atmosférica. A espessura da camada limite térmica, δ_t , foi calculada pela Eq. (2.14) com o valor de h correspondente à $500 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$, indicando o início da ebulição nucleada. Com o δ_t calculado, partiu-se para o cálculo dos raios de cavidade máximo e mínimo usando a Eq. (2.11). Para isso, arbitrou-se valores de ΔT_p compreendidos entre três e quatro graus Kelvin, para os diversos fluidos de

²O ângulo de contato, β , usado para a correlação de Moissis e Berenson foi igual a $5,8^\circ$, conforme sugere Vadgama e Harris (2007) para o R-134a em contato com uma superfície de cobre.

Tabela 2.1: Valores calculados para o REN em fluidos saturados à pressão atmosférica.

REN	$T_{sat}(p_l)$	ΔT_{sat}	$r_{c,min}$	$r_{c,max}$	q_{ONB}	q_{MB}	q_z	q_K
Eq.	-	2.8	2.11	2.11	2.13	2.16	2.17	2.19
Unidade	K		μm		kW/m^2			
Água	373,2	3,7	8,8	671,2	2,3	156	1099	1353
R-11	297,0	3,8	2,7	84,5	2,4	81,8	230	282
R-12	243,2	3,9	1,9	84,9	2,5	78,1	212	260
R-22	232,3	3,8	2,7	111,5	2,4	86,0	263	322
R-134a	247,1	4,9	1,3	102,5	3,1	86,3	247	302
R-113	320,7	4,2	2,1	61,6	2,7	78,3	197	241
R-123	301,0	4,0	2,0	73,6	2,5	81,3	216	264
R-141b	305,2	4,6	2,1	89,9	2,9	86,7	243	298
Amônia	239,8	3,7	4,7	661,1	2,3	143	699	859

trabalho apresentados na Tabela (2.1). Estes raios mínimo e máximo estão apresentados na Tabela supracitada na quarta e quinta colunas, respectivamente. O superaquecimento apresentado na terceira coluna foi obtido através da Eq. (2.8), onde o r_c usado foi o $r_{c,min}$ apresentado na quarta coluna da mesma tabela.

Para o cálculo do q_{ONB} , apresentado na sexta coluna da Tabela (2.1), utilizou-se a Eq. (2.13), onde o ΔT_{sat} correspondeu à metade do valor calculado pela Eq. (2.8) e apresentado na terceira coluna da tabela. Isto foi possível, pois os valores de ΔT_{sat} da terceira coluna são máximos devido a um raio de cavidade mínimo.

Os resultados indicam que o início da ebulição nucleada, nos diversos fluidos de trabalho apresentados, ocorreu para fluxos de calor baixos, inferiores $3,5 \text{ kW}/\text{m}^2$ e superaquecimentos da superfície aquecedora compreendidos entre $3,5$ e $5,0 \text{ K}$.

2.2.3 Influências no fenômeno da ebulição

Nesta seção são apresentados os fatores que influenciam na determinação do coeficiente de transferência de calor. São eles: o tipo do fluido refrigerante, a pressão

do sistema, a orientação da superfície aquecedora e sua geometria.

Influência do Fluido Refrigerante

Thome (1996) apresenta uma revisão do estado da arte sobre os novos fluidos refrigerantes. Segundo o autor, os CFCs (R-11, R-12, R-114, R-115 e R-502) têm sido substituídos pelos HCFCs (R-22 e R-123), HFCs (R-134a, R-152a, etc) e refrigerantes naturais (hidrocarbonetos e amônia). Esta mudança, por sua vez, requer uma adaptação de todo o sistema, chamada de **retrofit** nas indústrias, e não apenas um redimensionamento dos equipamentos. Além disso, Gorenflo (2001) afirma que o ótimo projeto de evaporadores depende da correta avaliação do **REN** e das contribuições da convecção para a transferência de calor. Isto é importante à medida que novos fluidos e misturas de fluidos estão sendo introduzidos para substituir os fluidos que têm efeitos negativos na atmosfera.

Na Fig. (2.6), o fluxo de calor está plotado em função do ΔT_{sat} segundo a correlação de Forster e Zuber (1955) a qual está apresentada na Eq. (2.35). As propriedades termofísicas, necessárias à correlação, foram utilizadas na condição de saturação à pressão atmosférica.

Como se pode notar na Fig. (2.6), a água apresenta um fluxo de calor de aproximadamente 400 kW/m^2 , para um $\Delta T_{sat} = 20 \text{ K}$, enquanto que o valor do fluxo de calor para o R-113, neste mesmo superaquecimento, é de cerca de 60 kW/m^2 . Esta análise parcial, através da correlação de Forster-Zuber, indica resultados equivalentes para o R-134a e R-22 e o R-12 e R-141b, respectivamente, sendo a água o melhor fluido refrigerante. No entanto, a água não é usada como fluido de trabalho por apresentar uma baixa pressão de vapor em uma dada temperatura ocasionando uma baixa pressão reduzida para a aplicação em sistemas de refrigeração. Além disso, a água é um fluido oxidante, o que promove um rápido desgaste dos equipamentos.

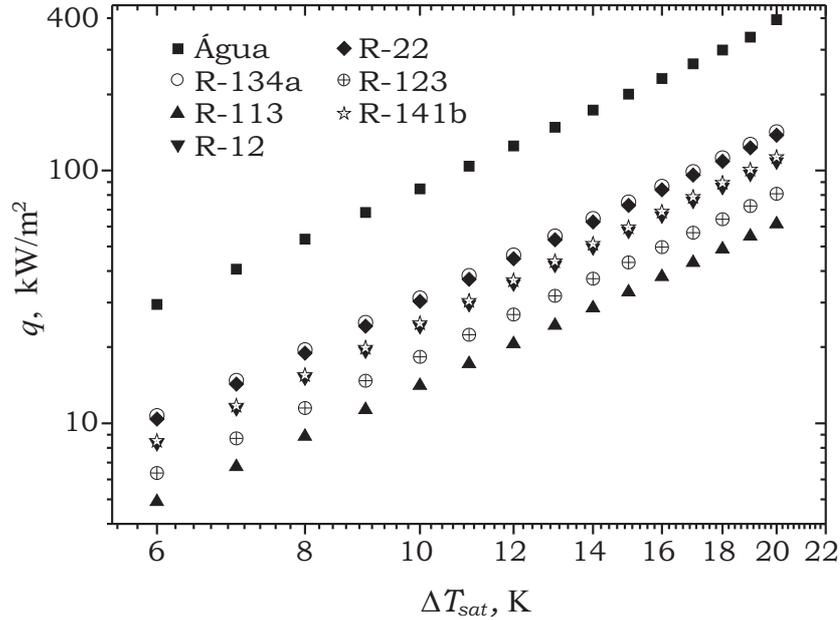


Figura 2.6: Fluxos de calor calculados pela correlação de Forster e Zuber (1955) para diversos fluidos saturados à pressão atmosférica.

Influência da Pressão do Sistema

Zhaohu *et al.* (2007) observaram que o h por ebulição aumenta com o aumento da pressão do sistema em função da variação das propriedades termofísicas do fluido de trabalho (T_{sat} , σ , ρ_v e h_{lv}). Segundo estes pesquisadores, o aumento de pressão implica em uma redução na energia necessária para a ativação de núcleos de vapor, E , o que proporciona uma redução no superaquecimento da superfície aquecedora, ΔT_{sat} , para um mesmo fluxo de calor. A Eq. (2.20) apresenta a energia E como dependente das propriedades citadas acima e a Fig. (2.7) corresponde à razão $\frac{T_{sat}^2 \sigma^3}{\rho_v^2 h_{lv}^2}$ para diversas pressões. Como se pode observar nesta figura, o aumento da pressão implica na redução de $\frac{T_{sat}^2 \sigma^3}{\rho_v^2 h_{lv}^2}$ e, conseqüentemente, na redução de E .

$$\frac{E}{E_0} \propto \frac{\left(\frac{T_{sat}}{T_{sato}}\right)^2 \left(\frac{\sigma}{\sigma_o}\right)^3}{\left(\frac{\rho_v}{\rho_{vo}}\right)^2 \left(\frac{h_{lv}}{h_{lvo}}\right)^2} \quad (2.20)$$

Kotthoff *et al.* (2006) fizeram visualizações externas do regime de ebulição nucleada em tubos de cobre com diâmetros nominais iguais a 25,4 mm, para pressões reduzidas iguais a 0,01, 0,15 e 0,8 (ver Fig. 2.8). Eles observaram que, à medida

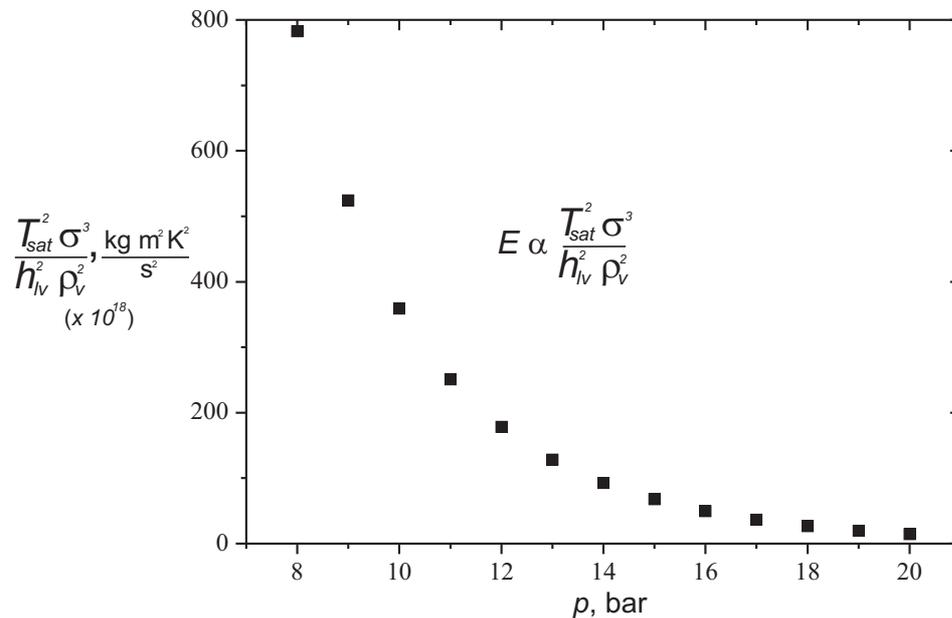


Figura 2.7: Variação da energia de ativação de núcleos de vapor em função da pressão.

que a pressão reduzida aumentava, ocorria uma diminuição no diâmetro das bolhas que partiam da superfície aquecedora e um aumento na densidade de sítios de nucleação (N/A).

Na Fig. (2.9), é apresentado um gráfico do diâmetro de partida de bolha em função da pressão do sistema. A equação usada para o cálculo de D_b foi a Eq. (2.70) desenvolvida por Cole e Rohsenow (1968) apud Mikic e Rohsenow (1969). Pode-se observar, claramente, que com o aumento de p há uma diminuição do D_b . Com esta diminuição de D_b , ocorre um aumento na densidade de sítios de nucleação na superfície aquecedora o que conduz a uma maior quantidade de núcleos de vapor (de tamanhos reduzidos) ativados.

A fim de ilustrar quantitativamente o efeito da pressão no coeficiente de transferência de calor, é apresentado na Fig. (2.10) um gráfico do h em função da pressão reduzida para as correlações de Borishanski (1969), de Cooper (1984) e de VDI Heat Atlas (1984). As correlações utilizadas para compor este gráfico estão apresentadas nas Eqs. (2.51), (2.38) e (2.42), respectivamente. A análise foi feita para uma faixa

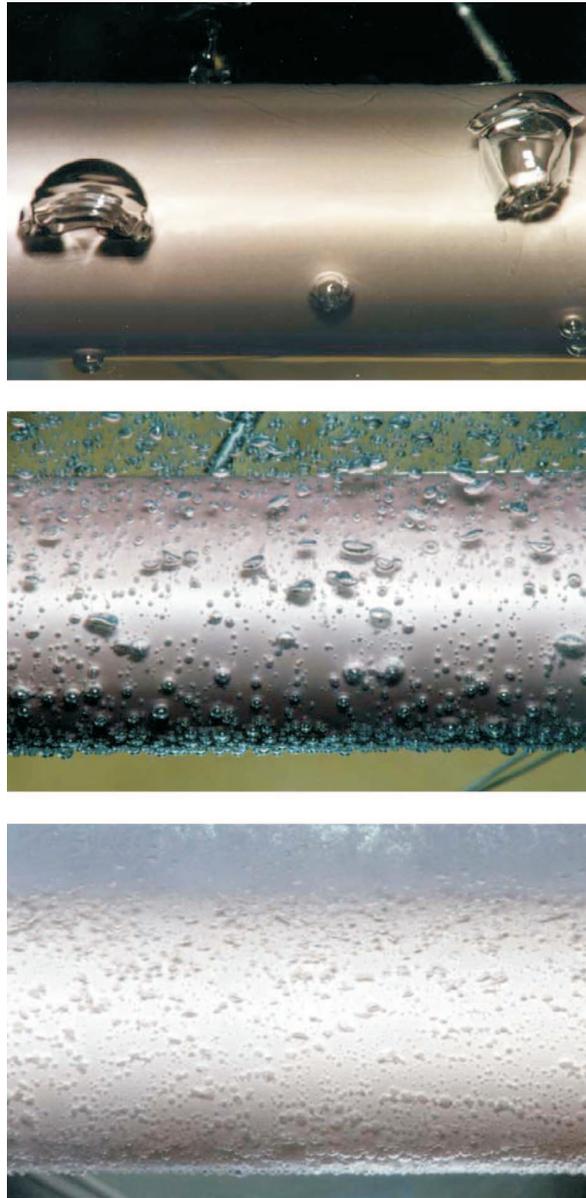


Figura 2.8: Fotografias da formação de bolhas no R-134a em três níveis de pressão reduzida (p_r) e fluxo de calor igual à 10 kW/m^2 . (1) Superior: $p_r = 0,01$ ($p = 0,4$ bar); (2) Intermediária: $p_r = 0,15$ ($p = 6,1$ bar); (3) Inferior: $p_r = 0,8$ ($p = 32,5$ bar). Extraídas de Kotthoff et al. (2006).

de pressão reduzida compreendida entre $0,001$ e $0,069$, considerando um fluxo de calor igual a 20 kW/m^2 e o fluido de trabalho R-113. Os valores de Ra e Rp usados foram $0,5$ e $1,25 \mu\text{m}$, respectivamente. Eles atendem à relação $Ra = 0,4Rp$ sugerida por Gorenflo (2001).

Conforme se vê na Fig. (2.10), o aumento da pressão reduzida ocasiona o au-

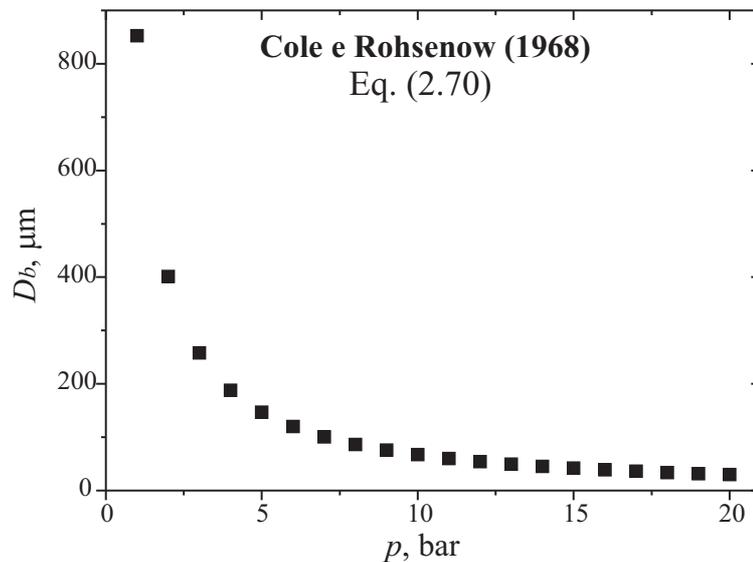


Figura 2.9: Variação de D_b em função da pressão do sistema para o R-134a.

mento do h . Pode-se observar, também, que as curvas obtidas pelas correlações de VDI Heat Atlas e de Borishanski são bem parecidas, apresentando diferenças praticamente constantes no h na ordem de $600 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$ ao longo de toda a faixa de p_r analisada. Em adição, nesta mesma faixa de p_r , a correlação de Cooper foi a que apresentou os menores valores de h , para cada valor de p_r analisado. Por fim, a curva obtida pela correlação de Cooper é a que apresentou a menor inclinação, indicando que esta correlação apresenta uma menor influência da p_r , em relação às correlações de VDI Heat Atlas e de Borishanski.

Influência do Tipo de Superfície Aquecedora

Segundo Bergles (1997), a intensificação da transferência de calor por ebulição pode ser obtida utilizando-se superfícies aquecedoras modificadas como, por exemplo, as superfícies com cobertura porosa ou as microaletadas. Tais superfícies apresentam um grande interesse prático, pois permitem o aumento dos coeficientes de transferência de calor por ebulição nucleada de forma passiva, ou sejam não requerem nenhum ativador externo para a intensificação.

Webb (1996) apresenta uma análise histórica sobre a evolução dos processos de

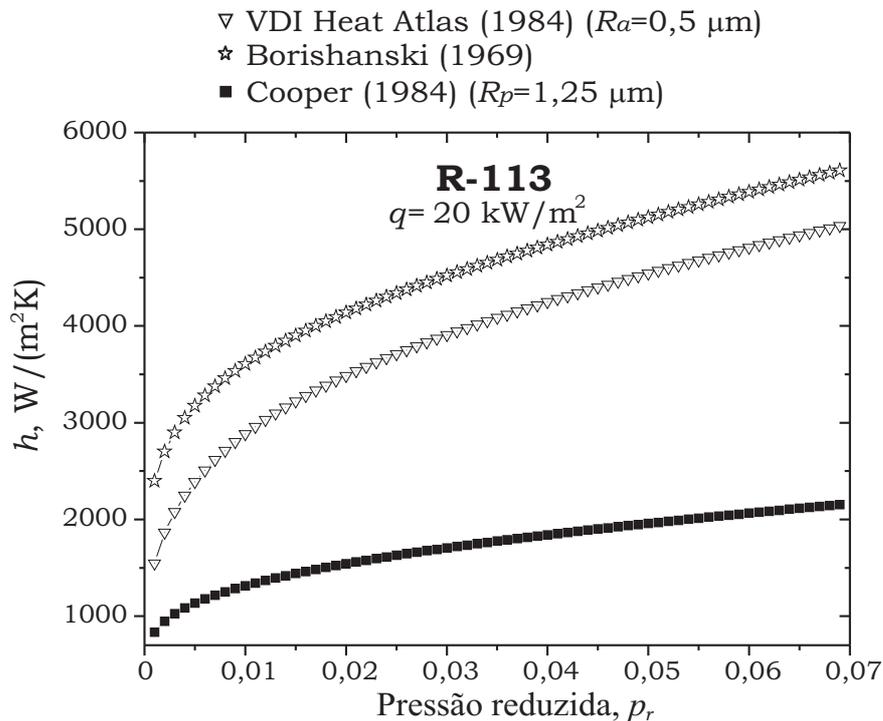


Figura 2.10: Variação do h em função da pressão reduzida, calculado para o R-113. fabricação de tubos com superfícies intensificadoras empregados em equipamentos que utilizam os fenômenos de ebulição e condensação encontrados nas indústrias de transformação e de processos industriais químicos. Segundo o autor, os padrões de exigência da indústria automotiva por sistemas de refrigeração mais eficientes, compactos e de menor tamanho conduziram a um alto desempenho na produção de tubos aletados extrudados para evaporadores e condensadores dos equipamentos de refrigeração.

Nas Figs. (2.11.a-e) tem-se diversos tipos de superfícies aquecedoras chamadas estruturadas e uma superfície com cobertura porosa (ver Fig. 2.11.f) que proporcionam a intensificação do h por ebulição. Segundo Thome (1990), tubos com estes tipos de superfícies chegam a apresentar uma área de contato com o fluido de trabalho entre duas a quatro vezes superior à área de um tubo liso correspondente. Quando o tubo estruturado é mais complexo, sua área chega a ser dez vezes maior que a área do tubo liso.

Nestes tipos de tubos, há duas possibilidades de estudo da transferência de

calor: na primeira considera-se o diâmetro nominal deste tubo para o cálculo do h e assim compara-se com o h de um tubo liso (com baixa rugosidade) enquanto a segunda possibilidade de estudo considera a área real de troca de calor com o fluido de trabalho. Neste caso, a superfície intensificadora possui uma área de contato com o fluido superior à área nominal e isso ocasiona em uma diminuição do fluxo de calor imposto, já que $q = \frac{Q}{A}$. Por conseqüência, o h tende a ser menor, uma vez que $h = \frac{q}{\Delta T_{sat}}$. No entanto, os efeitos de confinamento e aprisionamento de bolhas, aliadas à regiões internas de altas rugosidades (efeito do processo de fabricação dos tubos), elevam o coeficiente de transferência de calor a valores que possibilitam **vencer** este efeito inicial de aumento de área e incrementar um aumento real no coeficiente de transferência de calor por ebulição.

Chen et al. (2004) apresentam um estudo de visualização experimental no REN para os fluidos propano e iso-butano em um tubo liso horizontal e dois tipos de tubos com estrutura intensificadora. Os resultados experimentais foram comparados com o modelo de Haider e Webb (1997) e obtiveram uma boa concordância para as superfícies estruturadas. Além disso, eles fizeram comparações entre o tubo liso e os estruturados para a taxa de crescimento de bolhas, o diâmetro de partida, a freqüência, a densidade de sítios de nucleação e o calor latente transferido. Eles observaram que a taxa de crescimento da bolha e o seu diâmetro de partida são muito maiores nos tubos estruturados que no tubo liso, mas a freqüência média de emissão de bolhas foram da mesma ordem de grandeza. Além disso, baseado nos dados de Nakayama et al. (1980a) e em um fluxo de calor de 10 kW/m^2 , as taxas de transferência de calor latente, para os tubos estruturados, foram setenta vezes superiores àquelas taxas obtidas para os tubos lisos.

Passos et al. (2003) apresentam resultados experimentais do coeficiente de transferência de calor por ebulição do R-113, obtidos por Rocha (2001), na pressão atmosférica, em duas placas planas de aço inoxidável, uma com baixa rugosidade (nominalmente lisa) e outra com deposição de alumínio³, para verificar a

³Esta deposição de alumínio foi obtida pelo processo de aspensão térmica e sua rugosidade é

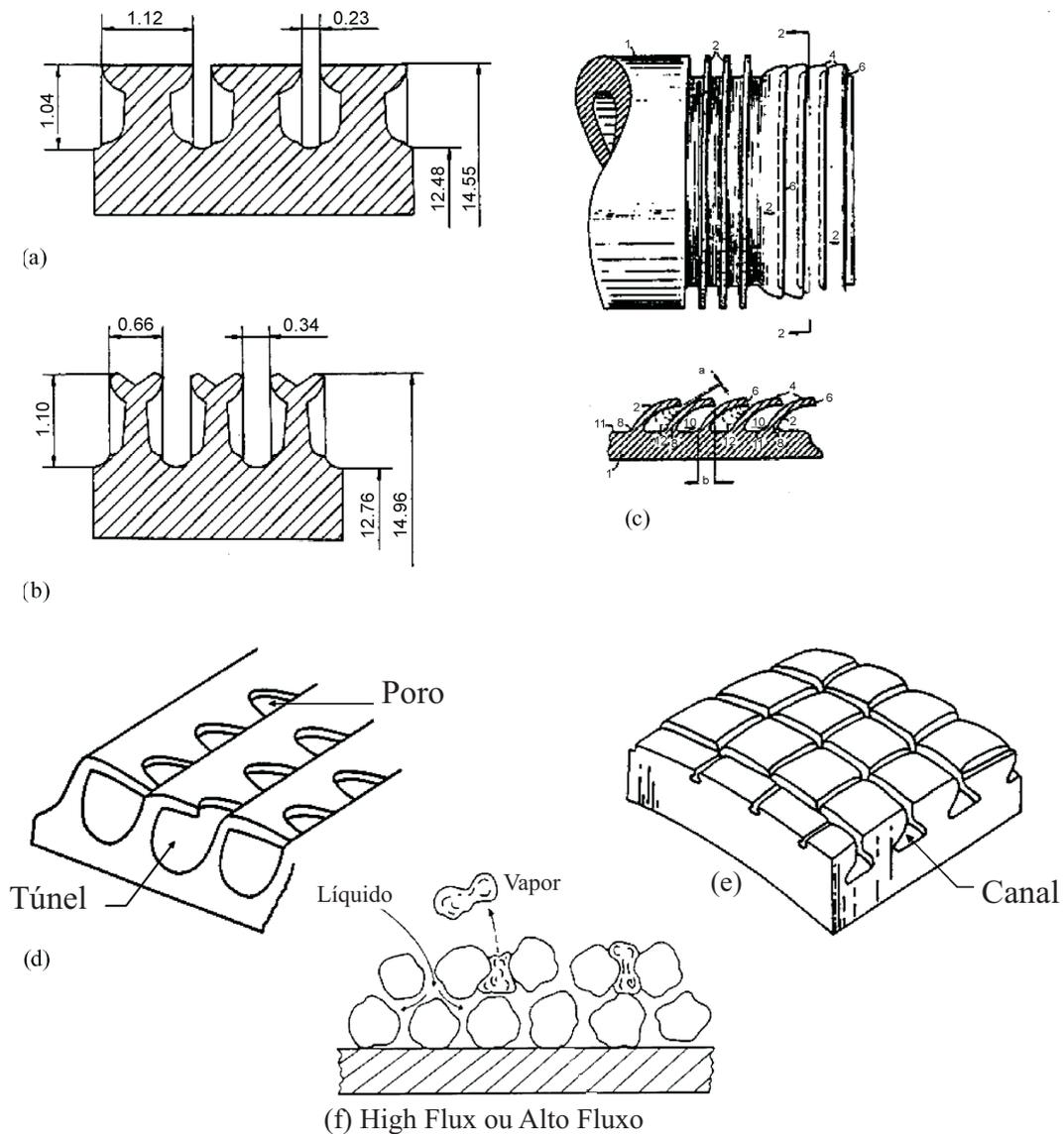


Figura 2.11: Exemplos de tubos estruturados: (a) Tubo GEWA-TX; (b) Tubo GEWA-YX; (c) Tubo aletado com pontas curvadas; (d) Tubo THERMOEXCEL-HE; (e) Tubo TURBO-B; (f) Tubo com superfície porosa sinterizada chamada **High Flux**. Figuras extraídas de Kotthoff et al. (2006).

intensificação do h . Os resultados mostram que quando as superfícies aquecedoras estão voltadas para baixo, há uma intensificação do h por ebulição na placa com deposição de alumínio (ver Fig. 2.12).

maior que a rugosidade da superfície lisa.

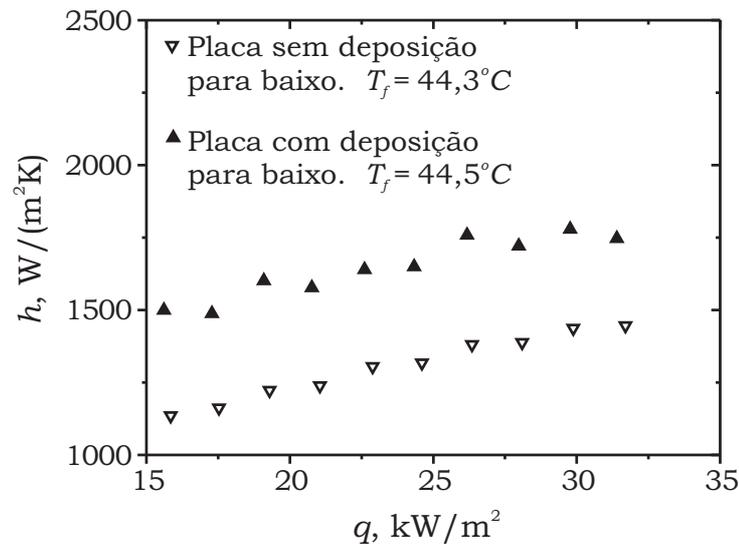


Figura 2.12: Intensificação do h . Extraída de Passos *et al.* (2003).

Influência da Orientação da Superfície Aquecedora

Quando uma superfície aquecedora emite bolhas na mesma direção e sentido do vetor aceleração da gravidade, há um acúmulo de bolhas nesta superfície em função do empuxo a que estas bolhas estão submetidas. Com isso, elas tendem a permanecer um maior tempo na superfície aquecedora e, em função da frequência de emissão de bolhas na superfície, ocorre a coalescência das mesmas formando os chamados “bolsões” de vapor, ou, do inglês, “**MUSHROOM**”. Este tipo de fenômeno ocorre quando uma superfície plana está voltada para baixo ou nas superfícies externas inferiores de tubos (ver Kang, 2003).

Passos e Reinaldo (2000) estudaram a transferência de calor por ebulição do R-113 em tubos de cobre horizontais com a superfície interna do tubo em contato com o fluido de trabalho. Eles observaram que o coeficiente de transferência de calor por ebulição apresentou valores superiores na região superior da superfície aquecedora em relação à região inferior desta superfície. O motivo é que houve um acúmulo de bolsões de vapor na região superior o que ocasionou uma maior vaporização do filme líquido existente entre o bolsão de vapor e a superfície aquecedora.

Nishikawa *et al.* (1983) apresentaram resultados experimentais sobre o efeito da orientação da superfície aquecedora para a água saturada à pressão atmosférica.

Na Fig. (2.13), para um $q = 20 \text{ kW/m}^2$ e inclinações da superfície aquecedora iguais a $\beta = 0^\circ$ e $\beta = 175^\circ$, os superaquecimentos correspondem aproximadamente a 10 K e 3,7 K, respectivamente. Com isso, o h passa de $2000 \text{ W/(m}^2\text{K)}$ para $5405 \text{ W/(m}^2\text{K)}$, um aumento de 170%.

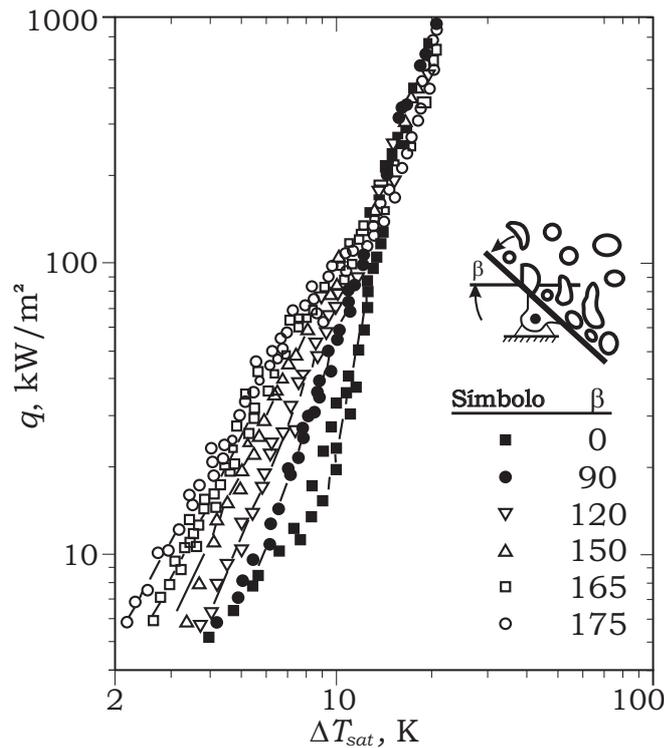


Figura 2.13: Intensificação do h em função da inclinação da superfície aquecedora. Figura extraída de Nishikawa *et al.* (1983).

Chang e You (1996) investigaram o efeito da orientação de superfícies de cobre (lisa e com camadas porosas) no fluxo de calor crítico, no regime de ebulição nucleada em piscina com o FC-72 como fluido de trabalho. Eles observaram que à medida que houve um aumento da inclinação da superfície (passando da posição horizontal e voltada para cima para horizontal e voltada para baixo), houve uma diminuição do fluxo de calor crítico. Esses autores propuseram uma correlação para a determinação do fluxo de crítico para qualquer ângulo (ver Eq. 2.21).

$$\frac{q_{CHF}}{q_{CHF,0}} = 1,0 - 0,0012\beta \tan(0,414\beta) - 0,122 \sin(0,318\beta) \quad (2.21)$$

Influência da Densidade de Sítios de Nucleação

A densidade de sítios de nucleação, N/A , pode variar em função de diversos fatores. Entre eles, o acabamento superficial, os níveis de pressão e de fluxo de calor e o superaquecimento. Benjamin e Balakrishnan (1996) apresentam uma correlação para a determinação de N/A , onde o superaquecimento da superfície aquecedora e a interação superfície/fluido refrigerantes são considerados (ver Eq. 2.64). Mikic e Rohsenow (1969) também propuseram uma equação para o cálculo de N/A (ver Eq. 2.69).

Influência do Confinamento de Bolhas

O efeito de confinamento ocorre quando as bolhas são formadas em superfícies que promovem um achatamento (ou deformação) da mesma. Segundo Katto et al. (1977) e Shekriladze (2007), este fenômeno conduz a uma intensificação da transferência de calor por ebulição em função da evaporação de um filme líquido existente entre a bolha e a superfície aquecedora.

Katto et al. (1977) fizeram testes com água saturada sob pressão atmosférica entre dois discos planos horizontais com espaçamentos, s , variando entre 0,1 mm e ∞^4 . Eles observaram que à medida que o espaçamento entre placas reduziu até 0,1 mm, para baixos fluxos de calor e superaquecimentos inferiores a 10°C, a transferência de calor por ebulição foi intensificada. Um outro dado importante observado neste trabalho é que o fluxo de calor crítico diminui com o aumento do confinamento.

Cardoso (2005) analisou o efeito do confinamento sobre a ebulição nucleada do FC-72 e do FC-87 no espaço entre dois discos horizontais e demonstrou o efeito da intensificação dos mecanismos de transferência de calor para fluxos de calor moderados à medida em que aumentou o confinamento, representado pela diminuição da distância entre os discos.

⁴ ∞ indica o espaçamento onde o efeito do confinamento é desprezível.

Passos et al. (2005) conduziram testes experimentais e visualizações do efeito do confinamento em um disco de cobre de 12 mm de diâmetro voltado para baixo com o fluido de trabalho FC-72 no regime de ebulição nucleada para fluxos de calor moderados até 40 kW/m². Segundo estes autores, uma forma de análise simples do efeito do confinamento é feito pelo cálculo do número de Bond, Bo , apresentado na Eq. (2.22). Eles sugerem que quando s^5 é menor que o comprimento capilar⁶, as bolhas tendem a ficar deformadas. Desta forma, o efeito de confinamento ocorre quando Bo é inferior a 1,0.

$$Bo = \frac{s}{\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}}} \quad (2.22)$$

No trabalho de Passos et al. (2005), para um confinamento de 0,2 mm, ou seja, $s = 0,2$ mm, o número de Bond calculado foi igual a 0,28. Foi nesta condição em que os autores observaram o fenômeno de secagem da superfície aquecedora, ou **dryout**, para fluxos de calor acima de 30 kW/m².

2.3 Correlações

2.3.1 Correlação de Rohsenow

Rohsenow (1952) desenvolveu uma correlação para a determinação do fluxo de calor no REN em piscina baseada em analogias com a convecção forçada monofásica (ver Carey, 1992). Ele postulou que primeiro o calor flui da superfície aquecedora para o líquido adjacente, como ocorre no processo de convecção sem mudança de fase, e que o alto coeficiente de transferência de calor, associado à ebulição nucleada, é o resultado da agitação local deste fluido em função da partida das bolhas. Desta forma, ele propôs a seguinte relação entre o número de Nusselt e os números de Prandtl e Reynolds:

⁵ s é uma dimensão característica do espaço confinado, podendo ser a altura de uma fenda, espessura de um canal ou a distância entre micro-aletas.

⁶O comprimento capilar corresponde ao denominador da Eq. (2.22).

$$Nu_b = h \frac{L_b}{k_l} = AR e_b^{1-r} Pr_l^{1-s} \quad (2.23)$$

onde L_b é o comprimento característico da bolha, proporcional ao comprimento capilar, representado pela expressão no denominador da Eq. (2.22), e que Rohsenow propôs como sendo igual ao valor do diâmetro de partida da bolha, D_b (ver Eq. 2.24). O número de Reynolds, relativo à bolha de vapor, é dado pela Eq. (2.24).

$$L_b = D_b = C_b \beta \left(\frac{2\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right)^{0,5} \quad (2.24)$$

$$Re_b = \frac{\rho_v U_b L_b}{\mu_l} \quad (2.25)$$

onde, U_b é a velocidade da bolha apropriada para o sistema e é dada por:

$$U_b = \frac{q}{\rho_v h_{lv}} \quad (2.26)$$

Na Eq. (2.24), β é o ângulo de contato e C_b é uma constante específica para o sistema.

A substituição das Eqs. (2.23) - (2.26) na Eq. (1.1) obtém-se:

$$\frac{q}{\mu_l h_{lv}} \left(\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right)^{0,5} = \left(\frac{1}{C_{sf}} \right)^{\frac{1}{r}} Pr_l^{-\frac{s}{r}} \left(\frac{c_{pl} \Delta T_{sat}}{h_{lv}} \right)^{\frac{1}{r}} \quad (2.27)$$

onde a constante C_{sf} depende do material da superfície aquecedora, de sua rugosidade e do fluido de trabalho. Com isso, esta constante engloba a constante C_b e o ângulo de contato β .

Rohsenow (1952) recomenda um valor fixo para o r igual à 0,33 e um valor para s igual à 1,0 (para a água) e 1,7 (para os outros fluidos). Substituindo este valor de r na Eq. (2.27) e isolando o fluxo de calor, obtém-se a Eq. (2.28).

$$q = \mu_l h_{lv} \left(\frac{g(\rho_l - \rho_v)}{\sigma} \right)^{0,5} \left(\frac{c_{pl} \Delta T_{sat}}{C_{sf} h_{lv} Pr_l^s} \right)^3 \quad (2.28)$$

A correlação de Rohsenow continua sendo objeto de interesse, em particular por pesquisadores americanos, que buscam ampliar a precisão ou o número de

Tabela 2.2: C_{sf} e s para diversas combinações de superfície/fluido. Extraído de Piro (1999) e de Piro et al. (2004).

Fluido/Superfície	Csf	s	Fluido/Superfície	Csf	s
Piro (1999)			Piro et al. (2004b)		
Água/Cobre	0,0128	1,0	Água/Cromo	0,015	0,81
Água/Alumínio	0,011	1,26	Etanol/Aço inoxidável	0,0084	1,0
Água/Latão	0,009	1,1	Etanol/Latão	0,015	0,81
Água/Aço inoxidável 1	0,01	1,0	Etanol/Cromo	0,0045	1,47
Água/Aço inoxidável 2	0,008	1,0	Etanol/Alumínio	0,0081	1,18
Água/Aço inoxidável 3	0,007	1,0	R-113/Latão	0,013	1,2
R-113/Cobre	0,0022	2,25	R-113/Aço inoxidável	0,013	1,2
R-113/Alumínio	0,013	1,2	n-heptano/Cromo	0,014	1,37

pares superfície/fluido, através da determinação dos valores de C_{sf} e s , por meio de análise experimental.

Piro (1999) e Piro et al. (2004b) fizeram diversas avaliações experimentais das constantes C_{sf} e s presentes na Eq. (2.28), utilizando diversas combinações de superfície-fluido, como está apresentado na Tabela (2.2). Pode-se observar nesta tabela que a combinação de um determinado fluido com diferentes materiais da superfície aquecedora determina diferentes valores para estas constantes. Da mesma forma, uma combinação de um determinado material com diferentes fluidos apresenta, também, diferentes valores para as constantes. Como exemplo apresentado na Tabela (2.2), as superfícies aço inoxidável 1, 2 e 3 são placas circulares polidas com rugosidades R_q^7 iguais à 0,13 μm , 0,53 μm e 3,6 μm , respectivamente, e os valores dos seus C_{sf} diminuem nesta seqüência. Com o que foi dito neste parágrafo, pode-se dizer que o C_{sf} é um coeficiente obtido experimentalmente e que integra diversos efeitos (fluido, material da superfície, acabamento superficial).

Saiz Jabardo et al. (2004) fizeram uma avaliação experimental da correlação de Rohsenow em refrigerantes halogenados (R-11, R-12, R-123 e R-134a) no regime

⁷ R_q é a rugosidade média quadrática, em μm .

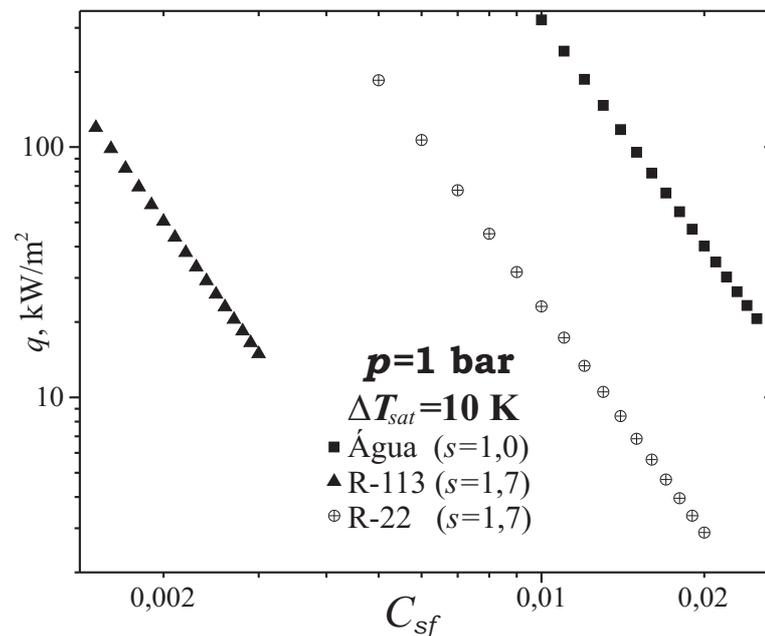


Figura 2.14: Influência do C_{sf} sobre o fluxo de calor.

de ebulição nucleada em piscina em superfícies cilíndricas de diferentes materiais. Eles observaram que o aumento da rugosidade da superfície aquecedora diminuía o C_{sf} . Observaram, também, que para um mesmo material da superfície aquecedora, o C_{sf} diminuía à medida que a pressão reduzida aumentava.

A fim de se avaliar o peso do C_{sf} sobre o fluxo de calor, tomando-se como base um determinado valor de ΔT_{sat} , foram plotados na Fig. (2.14) o fluxo de calor em função do C_{sf} , para a água, o R-113 e o R-22. Como se vê na figura, uma pequena variação do C_{sf} na correlação de Rohsenow, apresentada na Eq. (2.28), proporciona uma grande variação de q , já que estas variáveis mantêm a relação $q \propto C_{sf}^{-3}$. No caso do R-22, por exemplo, enquanto o q varia de 30 kW/m^2 para 3 kW/m^2 , o C_{sf} varia de 0,01 para 0,02.

2.3.2 Correlação de Stephan e Abdelsalam

Stephan e Abdelsalam (1980) desenvolveram quatro correlações através da análise de regressão de dados experimentais para a determinação do coeficiente de transferência de calor por ebulição no regime de convecção natural. Conforme os au-

Tabela 2.3: Número de Nusselt e pressão reduzida. Extraído de Stephan e Adelsalam (1980).

Fluido	Nusselt	p_r
Água	$2460000X_1^{0,673} X_4^{-1,58} X_3^{1,26} X_{13}^{5,22}$	$0,004 \leq p_r \leq 0,886$
Hidrocarbonetos	$0,0546 (X_1 X_5^{0,5})^{0,67} X_4^{-0,248} X_{13}^{-4,33}$	$0,0057 \leq p_r \leq 0,9$
Fluidos criogênicos	$4,82X_1^{0,624} X_3^{0,374} X_4^{-0,329} X_5^{0,257} X_9^{0,117}$	$0,004 \leq p_r \leq 0,97$
Fluidos refrigerantes	$207X_1^{0,745} X_5^{0,581} X_6^{0,533}$	$0,003 \leq p_r \leq 0,78$

tores, os dados experimentais puderam ser bem melhor equacionados subdividindo-os em quatro grupos de fluidos utilizados (água, hidrocarbonetos, fluidos criogênicos e fluidos refrigerantes) e cada correlação corresponde a um tipo de fluido citado. O coeficiente de transferência de calor por ebulição utilizado por Stephan e Abdelsalam (1980) é determinado pela Eq. (2.29) e que corresponde à definição do Número de Nusselt.

$$h = Nu \frac{k_l}{D_b} \tag{2.29}$$

onde D_b é o diâmetro de partida de bolha - ver Eq. (2.30) - o qual representa o parâmetro de escala de comprimento, como acontece na correlação de Rohsenow (1952).

Na Tabela (2.3) a segunda coluna representa o Número de Nusselt, Nu , que é obtido pela combinação de grupos adimensionais desenvolvidos pelos autores e a terceira coluna representa a faixa de pressão reduzida em que as correlações são validas.

$$D_b = 0,0146\beta \left(\frac{2\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right)^{0,5} \tag{2.30}$$

Os parâmetros adimensionais, X_i , que compõem os números de Nusselt apresentados na Tabela (2.3), são em um total de sete ($X_1, X_3, X_4, X_5, X_6, X_9$ e X_{13}). No entanto, os autores desenvolveram um total de treze parâmetros, os quais estão listados abaixo. Segundo os autores, o não uso dos demais parâmetros ($X_2, X_7, X_8,$

X_{10} , X_{11} e X_{12}) ocorreu pela pouca influência destes últimos no cálculo do número de Nusselt, em relação aos parâmetros utilizados.

$$X_1 = \frac{qD_b}{k_l T_{sat}} \quad X_2 = \frac{\alpha_l^2 \rho_l}{\sigma D_b} \quad X_3 = \frac{c_{pl} T_{sat} D_b^2}{\alpha_l^2} \quad X_4 = \frac{h_{lv} D_b^2}{\alpha_l^2} \quad X_5 = \frac{\rho_v}{\rho_l}$$

$$X_6 = \frac{v_l}{\alpha_l} \quad X_7 = \frac{\alpha_l^2}{g D_b^3} \quad X_8 = \frac{R_p}{D_b} \quad X_9 = \frac{\rho_w c_{pw} k_w}{\rho_l c_{pl} k_l} \quad X_{10} = \frac{\rho_s c_{ps} k_s}{\rho_l c_{pl} k_l}$$

$$X_{11} = \frac{\alpha_w}{\alpha_l} \quad X_{12} = \frac{\alpha_s}{\alpha_l} \quad X_{13} = \frac{\rho_l - \rho_v}{\rho_l}$$

De acordo com Stephan e Abdelsalam, o efeito do acabamento superficial deve ser considerado multiplicando-se o número de Nusselt, apresentado na Tabela (2.3), por $R_p^{0,133}$, onde R_p representa a medida da rugosidade, relativa à profundidade média de alisamento (ver Apêndice D). Logo, o h para os fluidos apresentados acima são dados por:

• **Para a água**

$$h = 2460000 \frac{k_l}{D_b} \left(\frac{qD_b}{k_l T_{sat}} \right)^{0,673} \left(\frac{h_{lv} D_b^2}{\alpha_l^2} \right)^{-1,58} \left(\frac{c_{pl} T_{sat} D_b^2}{\alpha_l^2} \right)^{1,26} \left(\frac{\rho_l - \rho_v}{\rho_l} \right)^{5,22} R_p^{0,133} \quad (2.31)$$

• **Para os hidrocarbonetos**

$$h = 0,546 \frac{k_l}{D_b} \left[\frac{qD_b}{k_l T_{sat}} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,5} \right]^{0,67} \left(\frac{h_{lv} D_b^2}{\alpha_l^2} \right)^{-0,248} \left(\frac{\rho_l - \rho_v}{\rho_l} \right)^{-4,33} R_p^{0,133} \quad (2.32)$$

• **Para os fluidos criogênicos**

$$h = 4,82 \frac{k_l}{D_b} \left(\frac{qD_b}{k_l T_{sat}} \right)^{0,624} \left(\frac{c_{pl} T_{sat} D_b^2}{\alpha_l^2} \right)^{0,374} \left(\frac{h_{lv} D_b^2}{\alpha_l^2} \right)^{-0,329} \left(\frac{qD_b}{k_l T_{sat}} \right)^{0,624} \left(\frac{\rho_w c_{pw} k_w}{\rho_l c_{pl} k_l} \right)^{0,117} R_p^{0,133} \quad (2.33)$$

• **Para os fluidos refrigerantes**

$$h = 207 \frac{k_l}{D_b} \left(\frac{qD_b}{k_l T_{sat}} \right)^{0,745} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,581} Pr_l^{0,533} R_p^{0,133} \quad (2.34)$$

Tabela 2.4: Incerteza média absoluta (IMA) para os números de Nusselt, segundo Stephan e Abdelsalam (1980).

Substância	IMA (%)
Água	11,3
Hidrocarbonetos	12,3
Fluidos criogênicos	14,3
Fluidos refrigerantes	10,6

A seguir é apresentada a Tabela (2.4) com as incertezas médias absolutas (IMA) para os números de Nusselt apresentados em Stephan e Abdelsalam (1980). Estes números foram calculados através das equações apresentadas na Tabela (2.3) e seus expoentes foram obtidos através da regressão linear com base em dados experimentais.

2.3.3 Correlação de Forster e Zuber

Forster e Zuber (1955) desenvolveram uma correlação baseada no mesmo modelo de micro-convecção desenvolvida por Rohsenow (1952). Com isso, eles também postularam que a transferência de calor poderia ser representada com uma correlação da forma apresentada na Eq. (2.23), com escalas diferentes de velocidade e de diâmetro de bolhas.

Como se pode notar na Eq. (2.35), a correlação de Forster e Zuber, depois de suas transformações, é obtida em função das propriedades termofísicas do fluido de trabalho, do superaquecimento da superfície aquecedora e da diferença de pressão na saturação.

Para se obter o fluxo de calor, q , da Eq. (2.35), em kW/m², deve-se trabalhar com k_l em kW/(mK), c_{pl} em kJ/(kgK), ρ_l e ρ_v em kg/m³, ΔT_{sat} em K, Δp_{sat} em Pa, σ em N/m, μ_l em Pa.s e h_{lv} em kJ/kg. Na Eq. (2.36) é apresentada a forma como se determina o Δp_{sat} .

$$q = 0,00122 \left(\frac{k_l^{0,79} C_{pl}^{0,45} \rho_l^{0,49}}{\sigma^{0,5} \mu_l^{0,29} h_{lv}^{0,24} \rho_v^{0,24}} \right) (T_p - T_{sat})^{1,24} \Delta p_{sat}^{0,75} \quad (2.35)$$

onde,

$$\Delta p_{sat} = p_{sat}(T_p) - p_{sat}(T_f) \quad (2.36)$$

O h é obtido dividindo-se os dois membros da Eq. (2.35) por ΔT_{sat} (ver Eq. 2.37).

$$h = 0,00122 \left(\frac{k_l^{0,79} C_{pl}^{0,45} \rho_l^{0,49}}{\sigma^{0,5} \mu_l^{0,29} h_{lv}^{0,24} \rho_v^{0,24}} \right) (T_p - T_{sat})^{0,24} \Delta p_{sat}^{0,75} \quad (2.37)$$

2.3.4 Correlação de Cooper

Cooper (1984) apresentou uma correlação simples e de fácil aplicação baseada na pressão reduzida, p_r , no peso molecular, M , e na rugosidade da superfície aquecedora, R_p , ver Eq. (2.38). Segundo o autor, foram coletados 6000 pontos relativos em mais de 100 experimentos apresentados em publicações existentes na literatura.

$$\frac{h}{q^m} = C p_r^{0,2-0,12 \log(R_p)} (-\log(p_r))^{-0,55} M^{-0,5} \quad (2.38)$$

A constante C , presente na Eq. (2.38), corresponde ao tipo de material da superfície aquecedora e seu valor é 55 para as diversas superfícies, com exceção das superfícies horizontais cilíndricas de cobre em que o autor sugere que o coeficiente seja 95. O valor do expoente m corresponde a 0,67. Nesta mesma equação, as unidades são μm para R_p , kg/kmol para M , K para ΔT_{sat} e W/m^2 para q , obtendo h em $\text{W}/(\text{m}^2\text{K})$.

2.3.5 Correlação de Ribatski

A correlação apresentada na Eq. (2.39)⁸ foi desenvolvida por Ribatski e Saiz Jabardo (2003) para o cálculo do h . Pode-se observar que ela é simplificada e que apresenta

⁸Na Eq. (2.39), R_a é a rugosidade chamada “desvio médio aritmético” e está apresentada em Rocha (2001) e no Apêndice E.

o mesmo formato da correlação de Cooper (1984). Os expoentes da correlação foram determinados através da regressão linear dos dados obtidos experimentalmente por Ribatski (2002). Os resultados experimentais foram obtidos para os fluidos R-11, R-123, R-134a, R-22 e R-12. As superfícies aquecedoras utilizadas neste trabalho foram o latão, o cobre e o aço inoxidável. O maior desvio médio absoluto do h , para esta correlação, foi 14,4% para o cobre com o fluido R-12 e o menor desvio médio foi 5,6% para o latão com o R-22. O fator associado ao efeito de superfície, f_p , é igual a 100 para o cobre, 110 para o latão e 85 para o aço inoxidável. Na Eq. (2.40) pode-se observar que o valor de m depende da pressão reduzida.

$$\frac{h}{q^m} = f_p p_r^{0,45} (-\log p_r)^{-0,8} R_a^{0,2} M^{-0,5} \quad (2.39)$$

$$m = 0,9 - 0,3p_r^{0,2} \quad (2.40)$$

Substituindo o h da Eq. (1.1) na Eq. (2.39), tem-se a seguinte expressão para o fluxo de calor:

$$q = \left\{ f_p p_r^{0,45} (-\log p_r)^{-0,8} R_a^{0,2} M^{-0,5} \Delta T_{sat} \right\}^{\frac{1}{1-m}} \quad (2.41)$$

2.3.6 Correlação de VDI Heat Atlas

O VDI Heat Atlas é um manual de engenharia térmica bastante utilizado pelos autores alemães e apresenta uma correlação ou procedimento para o cálculo do coeficiente de transferência de calor reduzido, $\frac{h}{h_o}$ desenvolvida por Dieter Gorenflo em 1984 (ver VDI Heat Atlas, 1984). De acordo com esta correlação, o coeficiente de transferência de calor é função de F_q , F_p , F_R e F_M , que dependem do fluxo de calor, da pressão, da rugosidade da superfície aquecedora e do material desta superfície, respectivamente, conforme Eq. (2.42).

$$\frac{h}{h_o} = F_q F_p F_R F_M \quad (2.42)$$

Tabela 2.5: Valores de h_o para diversos fluidos, ver VDI Heat Atlas (1984).

Fluido	h_o , W/(m ² K)
Água	5600
R-134a	4500
R-113	2650
R-123	2600
R-11	2800
R-12	4000
R-22	3900

Na Tabela (2.5), são apresentados alguns valores do coeficiente de transferência de calor referência, h_o .

A função que determina a influência da pressão, F_p , é dada pela Eq. (2.43), para a água, e pela Eq. (2.44), para os demais fluidos. Como se pode observar, ambas as equações são funções exclusivas de p_r , ou seja, $F_p = F_p(p_r)$.

$$F_p = 1,73p_r^{0,27} + \left(6,1 + \frac{0,68}{1 - p_r}\right)p_r^2 \quad (2.43)$$

$$F_p = 1,2p_r^{0,27} + \left(2,5 + \frac{1}{1 - p_r}\right)p_r \quad (2.44)$$

A função que determina a influência do fluxo de calor, F_q , é dada por:

$$F_q = \left(\frac{q}{q_o}\right)^m \quad (2.45)$$

onde, q_o é um fluxo de calor de referência e seu valor é 20 kW/m². O valor de m é dado pela Eq. (2.46), para a água e o hélio, e pela Eq. (2.47), para os demais fluidos.

$$m = 0,9 - 0,3p_r^{0,15} \quad (2.46)$$

$$m = 0,9 - 0,3p_r^{0,3} \quad (2.47)$$

O fator da superfície aquecedora, F_{SA} , é uma conjugação da influência da rugosidade desse material, F_R , e do próprio material, F_M (ver Eq. 2.48).

$$F_{SA} = F_R F_M \quad (2.48)$$

onde,

$$F_R = \left(\frac{R_a}{R_{ao}} \right)^{0,133} \quad (2.49)$$

e,

$$F_M = \left(\frac{\rho_m c_{pm} k_m}{\rho_o c_{po} k_o} \right)^{0,5} \quad (2.50)$$

Na Eq. (2.49), o valor de R_{ao} é $0,4 \mu\text{m}$. Na Eq. (2.50) as propriedades de referência ρ_o , c_{po} e k_o são determinadas para o cobre.

2.3.7 Correlação de Borishanski

Borishanski (1969) desenvolveu uma correlação simples e de fácil manipulação baseada em dados experimentais. A determinação do coeficiente de transferência de calor, h , é função da pressão crítica do fluido de trabalho, p_c , em bar, da pressão reduzida, p_r , e do fluxo de calor imposto, q , em W/m^2 . Com isso se obtém o h em $\text{W}/(\text{m}^2\text{K})$.

$$h = A q^{0,7} F(p_r) \quad (2.51)$$

onde,

$$A = 0,1011 p_c^{0,69} \quad (2.52)$$

e,

$$F(p_r) = 1,8 p_r^{0,17} + 4 p_r^{1,2} + 10 p_r^{10} \quad (2.53)$$

Substituindo, novamente, o h da Eq. (1.1) na Eq. (2.51), obtém-se a Eq. (2.54) em que o q é obtido em W/m^2 .

$$q = (AF(p_r) \Delta T_{sat})^{\frac{10}{3}} \quad (2.54)$$

2.3.8 Correlação de Benjamin e Balakrishnan

Benjamin e Balakrishnan (1996) desenvolveram uma correlação para a determinação do calor removido na superfície aquecedora pela ebulição de fluido refrigerante levando-se em consideração o calor transferido à bolha ocasionado pela evaporação da microcamada, q_{ME} , o calor necessário para a reconstituição da camada limite térmica, quando a bolha parte da superfície aquecedora, q_R , e o calor transferido ao fluido refrigerante oriundo da convecção natural, q_{CN} . A Fig. (2.15), extraída de Judd e Hwang (1976), apresenta a composição destes mecanismos e suas respectivas áreas de transferência de calor. É importante comentar que esta correlação é válida apenas para fluxos de calor baixos e moderados e fluidos refrigerantes puros, pois nesta situação os efeitos dos regimes de convecção natural e ebulição nucleada podem ser superpostos e estudados separadamente. A Eq. (2.55) representa a composição matemática dos mecanismos supracitados.

$$q_T = \frac{q_{ME}t_c + q_Rt_e}{t_c + t_e} + q_{CN} \quad (2.55)$$

onde,

$$q_{ME} = 0,1\gamma\vartheta\sqrt{\pi t_c}B^2Ar^{0,27}\alpha_l^{1,5}Ja^*\rho_l h_{lv}\left(\frac{N}{A}\right) \quad (2.56)$$

$$q_R = 2\sqrt{\frac{k_l\rho_l c_{pl}}{\pi t_e}}\left(\frac{N}{A}A_{inf}\right)\Delta T_{sat} \quad (2.57)$$

$$q_{CN} = h\left(1 - \frac{N}{A}A_{inf}\right)\Delta T_{sat} \quad (2.58)$$

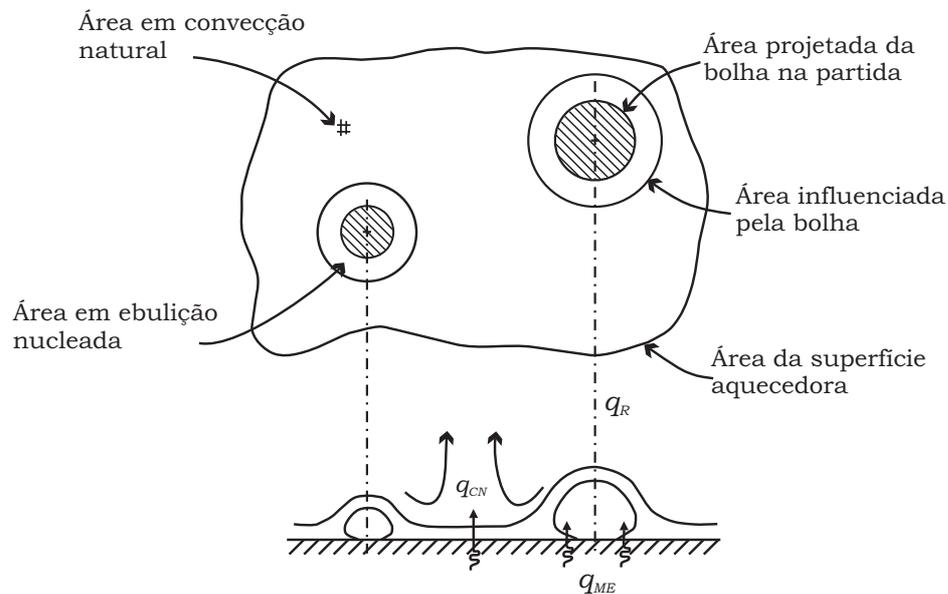


Figura 2.15: Representação esquemática da superposição dos mecanismos de transferência de calor proposto por Judd e Hwang (1976) e utilizado por Benjamin e Balakrishnan (1996).

Os intervalos de tempo t_c e t_e correspondem aos tempos de crescimento de uma bolha e o de espera, respectivamente. Conforme Collier e Thome (1996), o tempo de espera está compreendido entre o tempo de emissão de uma bolha e o tempo necessário para que haja a reconstituição da camada de líquido superaquecido. Quando é formada esta camada, o germe de vapor passa a ser uma pequena bolha. Após isso, a pequena bolha leva um tempo para crescer, que corresponde ao tempo de crescimento. De acordo com Van Stralen *et al.* (1975), este modelo considera $t_e = 3t_c$ e a frequência de partida de bolhas é dada por $f = (t_e + t_c)^{-1}$. γ e ϑ , presentes na Eq. (2.56), são calculados pelas Eqs. (2.59) e (2.60), respectivamente. Na Eq. (2.59), k_s , ρ_s e c_{ps} referem-se às propriedades da superfície aquecedora e k_l , ρ_l e c_{pl} referem-se ao fluido refrigerante. Na Eq. (2.60), D_d é o diâmetro da área seca sob a bolha e D é o diâmetro instantâneo da bolha. B é um coeficiente e seu valor é $1,55$ (para a água, CCl_4 e n-hexano) e $1,55^{-1}$ (para os diversos fluidos). Ar e Ja^* são os números de Arquimedes e de Jakob modificado, e são calculados pelas Eqs. (2.61) e (2.62), respectivamente.

$$\gamma = \sqrt{\frac{k_s \rho_s c_{ps}}{k_l \rho_l c_{pl}}} \quad (2.59)$$

$$\vartheta = 1 - \left(\frac{D_d}{D}\right)^2 \quad (2.60)$$

$$Ar = \left(\frac{g}{\nu_l^2}\right) \left(\frac{\sigma}{\rho_l g}\right)^{1,5} \quad (2.61)$$

$$Ja^* = \frac{\rho_l c_{pl} \Delta T_{sat}}{\rho_v h_{lv}} \quad (2.62)$$

Segundo Han e Griffith (1965), a área de influência de uma bolha, A_{inf} , apresentada na Eq. (2.57), é igual à πD_b^2 o que implica em um diâmetro de influência igual à duas vezes o diâmetro de partida de bolha, ou seja, $D_{inf} = 2D_b$. Para este modelo, D_b é dado pela Eq. (2.63).

$$D_b = 0,25 \sqrt{\left(\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}\right) \left(1 + \left(\frac{Ja^*}{Pr}\right)^2 \frac{1}{Ar}\right)} \quad (2.63)$$

A Eq. (2.64) determina a densidade de sítios de nucleação, N/A . Θ é um parâmetro adimensional e é calculado através da Eq. (2.65), onde R_a é a rugosidade superficial, em m, p é a pressão do sistema, em Pa, e σ é a tensão superficial, em N/m. Pr é o número de Prandtl.

$$\frac{N}{A} = 218,8 \Theta^{-0,4} (Pr)^{1,63} \gamma^{-1} \Delta T_{sat}^3 \quad (2.64)$$

$$\Theta = 14,4 - 4,5 \left(\frac{R_a p}{\sigma}\right) + 0,4 \left(\frac{R_a p}{\sigma}\right)^2 \quad (2.65)$$

McAdams (1945) apud Incropera e DeWitt (2002) estimou o h presente na Eq. (2.58) usando a correlação apresentada na Eq. (2.66).

$$h = \frac{0,14 k_l}{L} Ra_L^{1/3} \quad (2.66)$$

onde L é o comprimento característico da superfície aquecedora, em m, e Ra_L é o número de Rayleigh.

2.3.9 Correlação de Mikic e Rohsenow

Mikic e Rohsenow (1969) desenvolveram uma correlação composta dos fluxos de calor para a convecção natural e para o REN (ver Eq. 2.67). O mecanismo de transferência de calor imperante neste modelo é a condução de calor transiente na camada de líquido superaquecido que está em contato com a superfície aquecedora. O modelo físico deste mecanismo considera que uma bolha, quando parte da superfície aquecedora, retira uma parcela da camada de líquido superaquecido e a sua reconstituição ocasiona uma maior transferência de calor entre esta superfície e o fluido frio (ver Fig. 2.16).

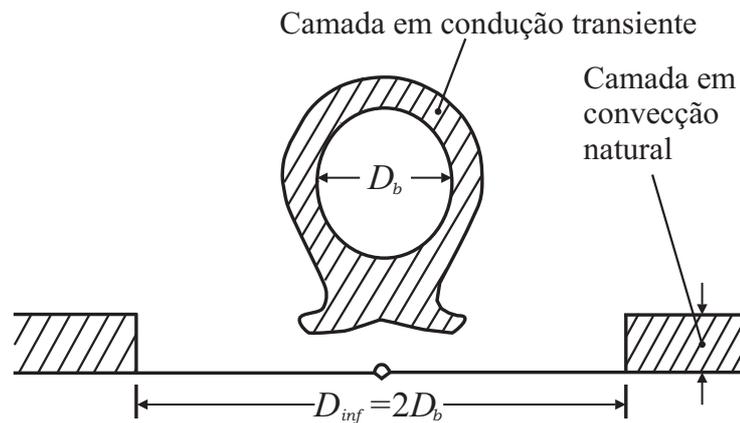


Figura 2.16: Modelo físico do mecanismo de condução transiente. Figura extraída de Mikic e Rohsenow (1969).

$$q_T = \frac{A_{CN}}{A_T} q_{CN} + q_{EN} \quad (2.67)$$

A componente do fluxo de calor para a ebulição nucleada, é dada pela Eq. (2.68).

$$q_{EN} = 2\sqrt{\pi} \sqrt{k_l \rho_l c_{pl}} \sqrt{f} D_b^2 \left(\frac{N}{A} \right) \Delta T_{sat} \quad (2.68)$$

A densidade de sítios de nucleação, N/A , é calculada pela Eq. (2.69). Nesta equação, r_s é o raio de cavidade para o qual N/A deve ser o valor unitário $N/A = 1/m^2$ e m assume os valores de 2,5 (para a água) e de 3,0 (para os outros fluidos). Portanto, considerando a água saturada com um superaquecimento da superfície

aquecedora de 10 K e $m = 2,5$, tem-se que $C_1 r_s^{2,5} = 1,93 \times 10^{-14}$. Na Eq. (2.70), C_2 assume os valores de $1,5 \times 10^{-4}$ para a água e de $4,65 \times 10^{-4}$ para a os outros fluidos. Ja^* é o número de Jakob modificado e está definido na Eq. (2.62).

$$\frac{N}{A} = C_1 r_s^m \left(\frac{h_{lv} \rho_v}{2T_{sat} \sigma} \right)^m \Delta T_{sat}^m \quad (2.69)$$

$$D_b = C_2 \left(\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right)^{0,5} (Ja^*)^{1,25} \quad (2.70)$$

A freqüência de emissão de bolhas, f , está relacionada com o diâmetro de partida de bolhas, D_b , como se vê na Eq. (2.71). O coeficiente C_3 foi determinado experimentalmente por Cole (1967) e seu valor é 0,6.

$$f D_b = C_3 \left[\frac{\sigma g (\rho_l - \rho_v)}{\rho_l^2} \right]^{0,25} \quad (2.71)$$

Substituindo as Eqs. (2.69), (2.70) e (2.71) na Eq. (2.68) e agrupando os termos, tem-se:

$$q_{EN} = B \mu_l h_{lv} \sqrt{\frac{g(\rho_l - \rho_v)}{\sigma}} (\varphi \Delta T_{sat})^{m+1} \quad (2.72)$$

onde,

$$\varphi^{m+1} \equiv \frac{k_l^{1/2} \rho_l^{17/8} c_{pl}^{19/8} h_{lv}^{m-23/8} \rho_v^{m-15/8}}{\mu_l (\rho_l - \rho_v)^{9/8} \sigma^{m-11/8} T_{sat}^{m-15/8}} \quad (2.73)$$

e,

$$B \equiv \left(\frac{r_s}{2} \right)^m \frac{2}{\sqrt{\pi}} g^{-9/8} C_1 C_2^{5/3} C_3^{1/2} \quad (2.74)$$

A Eq. (2.72) pode, ainda, assumir a forma $N_R = B (\varphi \Delta T_{sat})^{m+1}$, onde:

$$N_R \equiv q_{EN} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}} \frac{1}{\mu_l h_{lv}} \quad (2.75)$$

Addons (1948) e Cichelli e Bonilla (1945) apud Mikic e Rohsenow (1969), apresentaram gráficos experimentais de $N_R \times \varphi \Delta T_{sat}$ para a água e outros fluidos possibilitando a determinação do coeficiente B^9 , apresentado na Eq. (2.72).

O fluxo de calor para a convecção natural, no regime laminar ($10^5 < Ra < 2 \times 10^7$), é determinado pela Eq. (2.76) e, para o regime turbulento ($2 \times 10^7 < Ra < 3 \times 10^{10}$), pela Eq. (2.77). Nestas equações, γ representa o coeficiente de expansão volumétrica.

$$q_{CN} = 0,54\rho_l c_{pl} \left(\frac{\gamma g \Delta T_{sat} \alpha_l}{\sqrt{A} v_l} \right)^{1/4} \quad (2.76)$$

$$q_{CN} = 0,14\rho_l c_{pl} \left(\frac{\gamma g \Delta T_{sat}^4 \alpha_l^2}{v_l} \right)^{1/3} \quad (2.77)$$

Para determinar a área em convecção natural, A_{CN} , apresentada na Eq. (2.67), determina-se primeiro a área em ebulição nucleada, A_{EN} , onde $A_T = A_{CN} + A_{EN}$. Para determinar A_{EN} , calcula-se, inicialmente, $C_1 r_s^m$ pela Eq. (2.74), isto que B , C_2 e C_3 são conhecidos. Com $C_1 r_s^m$ determinado, calcula-se N/A pela Eq. (2.69). A área de ebulição nucleada é dada pelo produto da área de influência de uma única bolha, $A_{inf} = \pi D_b^2$, e do número de sítios de nucleação ($= \frac{N}{A} A_T$). Como se pode observar, o modelo de Mikic e Rohsenow (1969) utiliza o mesmo conceito utilizado por Benjamin e Balakrishnan (1996) para determinar a área de influência de uma bolha, $D_{inf} = 2D_b$. No entanto, o D_b , para o atual modelo, é dado pela Eq. (2.70), enquanto que o modelo de Benjamin e Balakrishnan (1996) utiliza o D_b calculado pela Eq. (2.63).

⁹Addons (1948) apud Mikic e Rohsenow (1969) determinou experimentalmente o valor de B para a água e obteve um valor médio de $3,5 \times 10^{-6}$. Cichelli e Bonilla (1945) apud Mikic e Rohsenow (1969) determinaram o mesmo coeficiente para o n-pentano, álcool etílico e o benzeno e obtiveram valores médios de $3,2 \times 10^{-9}$ para os dois primeiros fluidos e $4,0 \times 10^{-9}$ para o terceiro fluido.

2.4 Comparação das Correlações

Na Fig. (2.17) é apresentado um gráfico de $h \times q$ para a água saturada à pressão atmosférica. Como se pode observar, a correlação de Forster e Zuber (1955) apresenta os maiores coeficientes de transferência de calor em toda a faixa de fluxo de calor apresentado. Da mesma forma, a correlação de Rohsenow (1952) apresenta os menores valores para o h .

Considerando que as incertezas na determinação do h pelas correlações apresentadas na Fig. (2.17) correspondem à 15%¹⁰, os valores máximos e mínimos, para as correlações de Forster e Zuber (1955) e de Rohsenow (1952), em $q = 30 \text{ kW/m}^2$, são: $h_{FZ,max} = 5750 \text{ W/(m}^2\text{K)}$, $h_{FZ,min} = 4250 \text{ W/(m}^2\text{K)}$, $h_{Roh,max} = 4025 \text{ W/(m}^2\text{K)}$ e $h_{Roh,min} = 2975 \text{ W/(m}^2\text{K)}$. Como se observa, o valor mínimo da correlação de Forster e Zuber (1955) é superior ao valor máximo da correlação de Rohsenow (1952), o que mostra que as duas correlações apresentam grandes discrepâncias nos seus valores de h , para a condição de água saturada à pressão atmosférica. Para que ambas correlações comecem a apresentar uma interseção de suas faixas de h é necessário que suas incertezas sejam superiores 17,7%. Por outro lado, tanto a correlação de Forster e Zuber (1955) como a correlação de Rohsenow (1952) apresentam concordância com as demais correlações, levando-se em consideração os 15% de incerteza na determinação do h das correlações.

Os coeficientes de transferência de calor calculados pelas correlações de Benjamin e Balakrishnan (1996) e de Mikic e Rohsenow (1969) tendem a se aproximar até o fluxo de calor de 12 kW/m^2 . A partir deste fluxo e até $q = 15 \text{ kW/m}^2$, os h 's permanecem iguais. A partir de $q = 15 \text{ kW/m}^2$, os h 's tendem a se distanciar um do outro. É verificado, também, que a partir de $q = 15 \text{ kW/m}^2$, os h 's calculados por Benjamin e Balakrishnan (1996) e por Stephan e Abdelsalam (1980) tendem a se

¹⁰Este valor é aleatório, mas bem próximo dos valores normalmente encontrados para as diversas correlações. Com exceção da correlação de Stephan e Abdelsalam (1980) - que apresenta um desvio médio de 11,3% na determinação do número de Nusselt, ver Tabela (2.6) - para as demais correlações da Fig. (2.17) não foram encontrados os valores da incerteza do h .

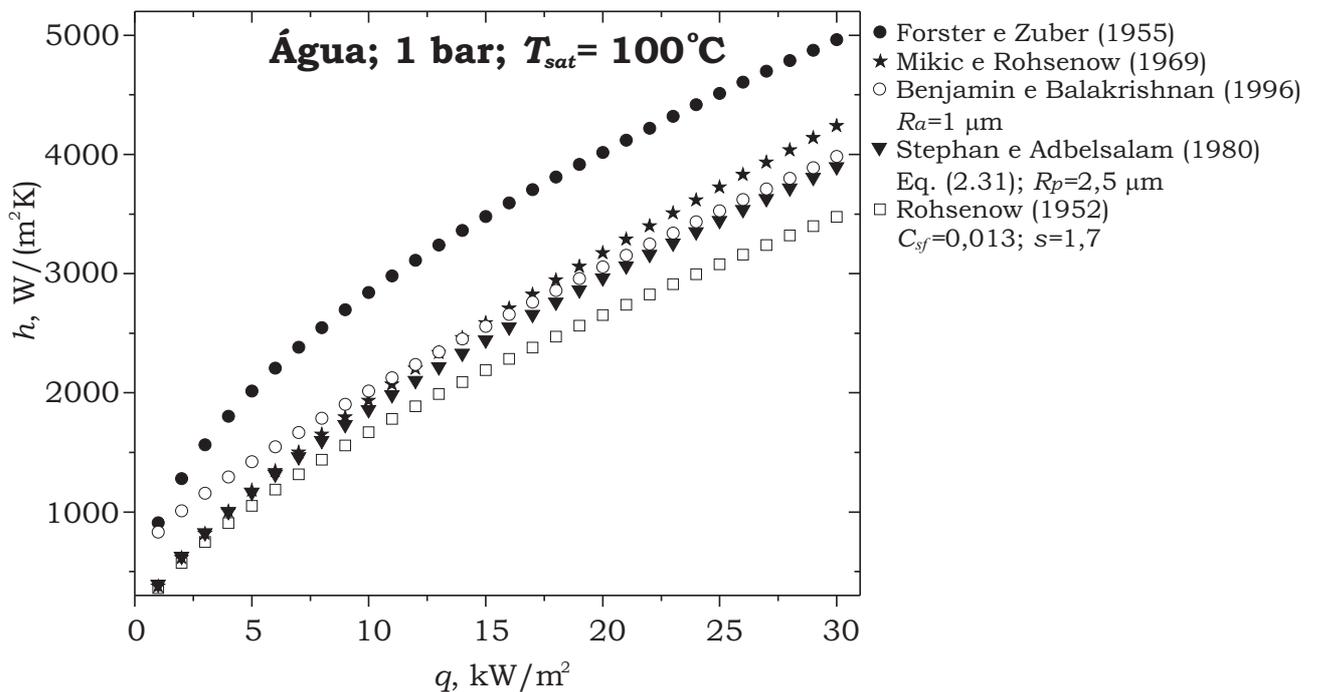


Figura 2.17: $h \times q$ para a água saturada à pressão atmosférica.

aproximar.

Para fluxos de calor inferiores a 7 kW/m^2 , as correlações de Mikic e Rohsenow (1969) e de Stephan e Abdelsalam (1980) apresentam h 's bem próximos. A partir deste fluxo, os valores dos coeficientes começam a se distanciar entre si, atingindo uma diferença de 8,8%, para $q = 30 \text{ kW/m}^2$.

Em função de as correlações de Ribatski e Saiz Jabardo (2003) e de Stephan e Abdelsalam (1980) terem utilizado o R-11 como fluido de trabalho no desenvolvimento de suas correlações, é apresentado na Fig. (2.18) um gráfico do h em função do q para estas duas correlações, onde o fluido está saturado à pressão atmosférica. Como se observa nesta figura, os h 's calculados tendem a se distanciar um do outro à medida que o fluxo de calor aumenta. Para $q = 30 \text{ kW/m}^2$, os h 's de Ribatski e Saiz Jabardo e de Stephan e Abdelsalam são 2278 e 1953 $\text{W}/(\text{m}^2\text{K})$, respectivamente, o que indica uma diferença igual a 16,7%. No entanto, considerando as incertezas experimentais de ambas correlações, o h máximo de Stephan e Abdelsalam supera o h mínimo de Ribatski e Saiz Jabardo em toda a faixa de fluxo de calor apresentado na figura. A faixa de incerteza utilizada foi calculada considerando as incertezas

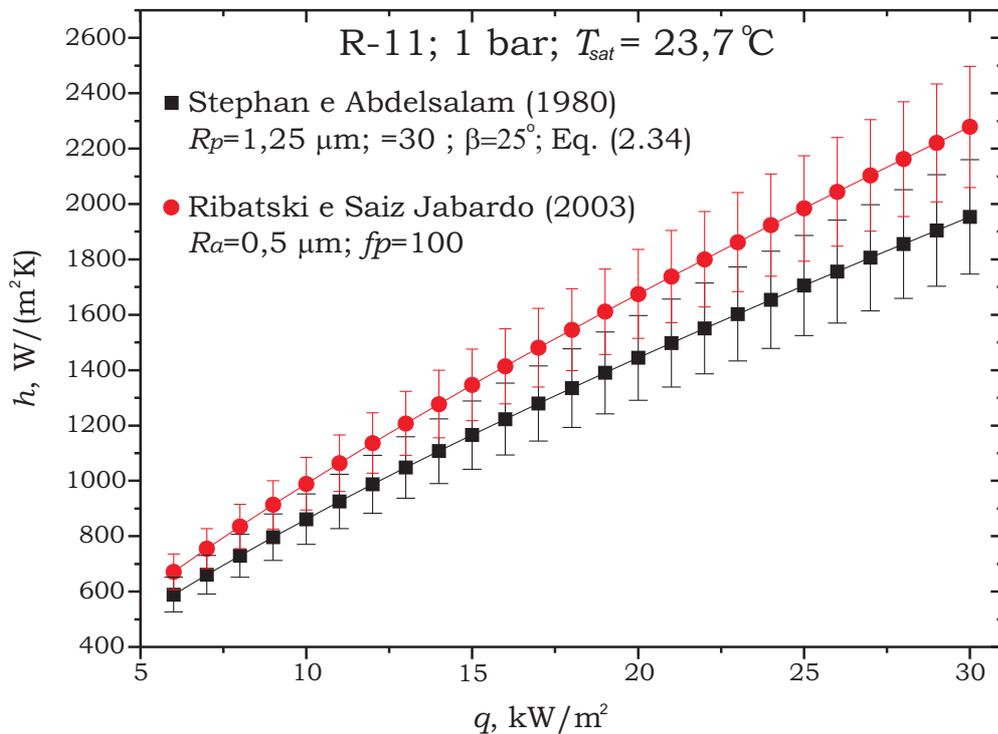


Figura 2.18: $h \times q$ para o R-11 saturado à pressão atmosférica.

apresentadas pelos autores e que estão resumidas na Tabela (2.6)¹¹.

Na Fig. (2.19.a) pode-se observar outras características interessantes referentes às correlações para o R-22 saturado a $-6,8^{\circ}\text{C}$. O ΔT_{sat} para as correlações de VDI Heat Atlas (1984) e de Rohsenow (1952), para um $q = 30 \text{ kW/m}^2$, são $6,2 \text{ K}$ e $11,1 \text{ K}$, respectivamente. Isso implica, fisicamente, que a superfície aquecedora, na segunda correlação, está mais aquecida e que o h é maior na primeira correlação, como se observa na Fig. (2.19.b). É observado, ainda nesta figura, que para um $\Delta T_{sat} = 12 \text{ K}$, a correlação de VDI Heat Atlas (1984) apresenta fluxo de calor igual à 500 kW/m^2 , superior aos fluxos de calor críticos calculados por Zuber e Kutateladze que correspondem à $407,3 \text{ kW/m}^2$ e $q = 494,7 \text{ kW/m}^2$, respectivamente.

Analisando, ainda, a Fig. (2.19.b), é observado que a correlação de Benjamim e Balakrishnan (1996) apresenta coeficientes de transferência de calor e fluxos de calor bem inferiores às demais correlações. Conforme explicado no parágrafo

¹¹Por motivo de simplificação, na Fig. (2.18) a incerteza do h da correlação de Stephan e Abdelsalam (1980) corresponde à própria incerteza do número de Nusselt que os autores apresentam.

R-22; $p=4,0$ bar; $p_r=0,08$; $T_{sat}=-6,8^\circ\text{C}$

- Rohsenow (1952) $C_{sf} = 0,013$; $s = 1,7$
- ★ VDI-Wärmeatlas (1994) ($Ra=0,5 \mu\text{m}$; cobre)
- * Mikic e Rohsenow (1969)
- ⊗ Cooper (1984) ($R_p = 1,25 \mu\text{m}$)
- ⊕ Ribatski e Saiz Jabardo (2003) ($Ra = 0,5 \mu\text{m}$; $f_p = 100$)
- ⊕ Benjamin e Balakrishnan (1996)
- ▽ Borishanski (1969)
- ▶ Forster e Zuber (1955)
- Stephan e Abdelsalam (1980) ($R_p = 1,25 \mu\text{m}$; $\beta = 25^\circ$) Eq. (2.34)

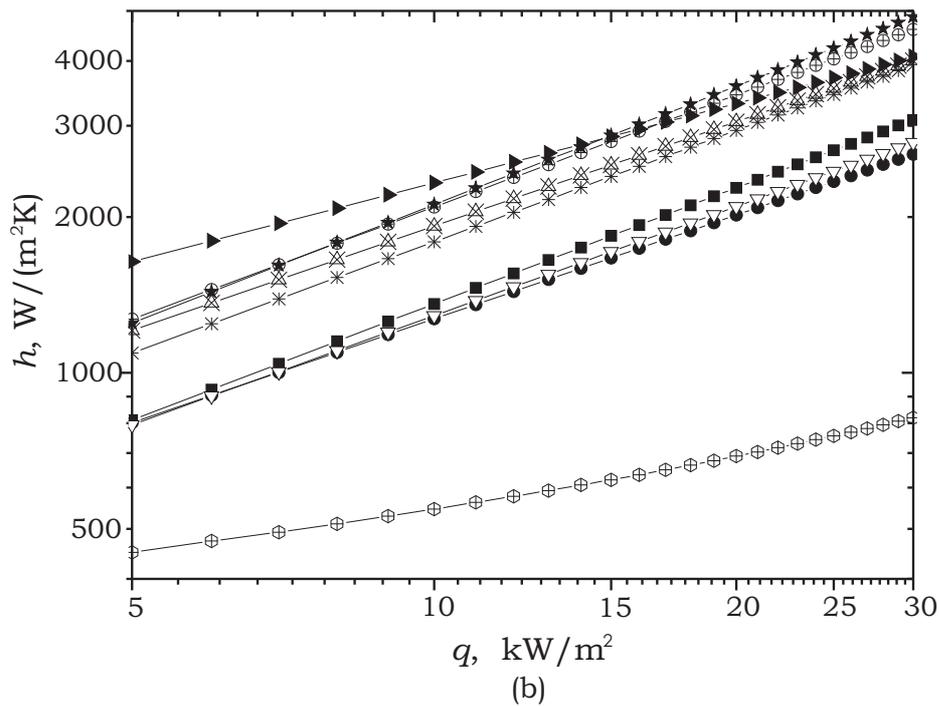
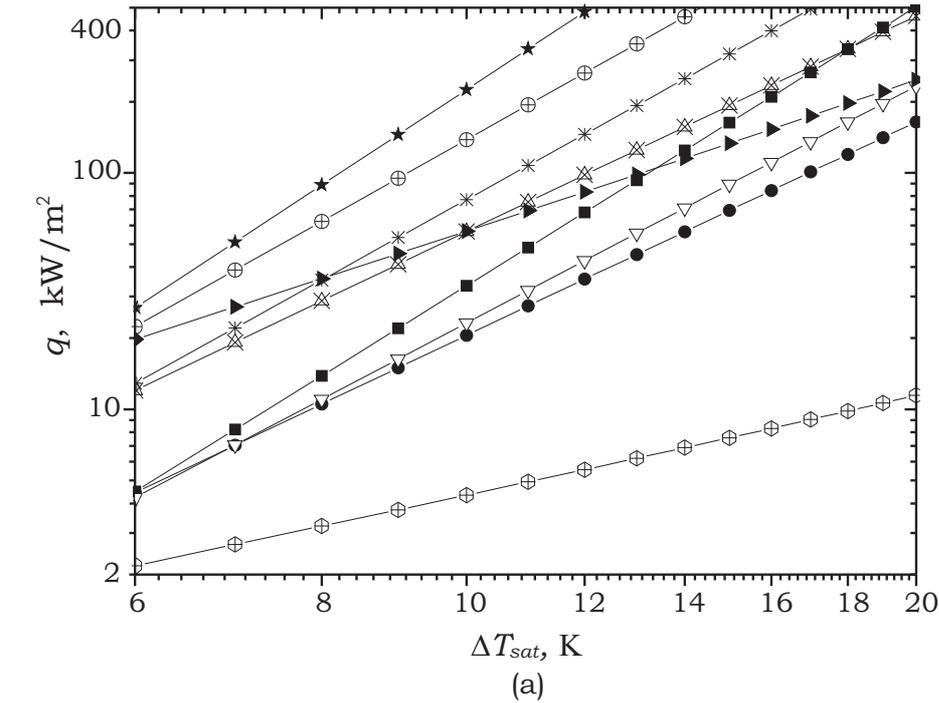


Figura 2.19: R-22 saturado à $-6,8^\circ\text{C}$. Superfície aquecedora de cobre.

anterior, esta correlação não foi desenvolvida para o R-22 - ver Tabela (2.6) - o que nos leva a observar que, possivelmente, esta correlação não apresenta resultados coerentes para este fluido refrigerante.

Um fato importante a ser destacado na Fig. (2.19.a) é a sensibilidade de cada correlação em relação ao ΔT_{sat} . Pode-se observar que para um $\Delta T_{sat} = 6$ K, os fluxos de calor calculados por VDI Heat Atlas (1984) e por Forster e Zuber (1955) são iguais a 27 kW/m² e a 20 kW/m², respectivamente. Já para um $\Delta T_{sat} = 12$ K, estes fluxos de calor passam para 500 kW/m² e 80 kW/m², respectivamente. Isto mostra que a variação do superaquecimento da superfície aquecedora influencia muito mais o fluxo de calor para a correlação de VDI Heat Atlas (1984) do que a correlação de Forster e Zuber (1955). Essa sensibilidade pode ser observada, também, pela inclinação de ambas as curvas, ou seja, quanto maior o coeficiente angular, maior a sensibilidade da correlação em função do superaquecimento.

De acordo com a Eq. (2.16), o fluxo de calor para a ocorrência da primeira transição de mecanismo de transferência de calor na ebulição nucleada, para o R-22 saturado na temperatura de $-6,8^{\circ}\text{C}$, corresponde à 231,5 kW/m². Conforme Gaertner (1965), a Fig. (2.19.b) se enquadra na região do REN onde só coexistem bolhas isoladas. Nesta figura pode-se observar que o valor de h varia fortemente para as diversas correlações e para um mesmo q . Para o caso em que $q = 30$ kW/m², os h 's calculados por VDI Heat Atlas (1984) e por Rohsenow (1952) estão na ordem de 5000 W/(m²K) e de 2800 W/(m²K), respectivamente, o que representa uma diferença de aproximadamente 78%. Portanto, mesmo considerando uma incerteza de 15% no cálculo do h pelas duas correlações, os valores mínimos de VDI Heat Atlas (1984) e os máximos de Rohsenow (1952) não se encontram para as condições apresentadas.

Por fim, na Tabela (2.6) é apresentado um resumo das correlações estudadas e suas faixas de operação. Como se pode observar na tabela, é possível agrupar algumas das correlações por faixa de pressão, por fluxo de calor imposto e por tipo de geometria utilizada. Entre estas três características citadas, a que mais dificulta

a comparação das correlações é quanto ao fluxo de calor pelo fato de os autores das correlações não apresentarem claramente em qual faixa de fluxo de calor que a sua correlação é válida. Ainda nesta tabela, é verificado que a determinação das incertezas experimentais são algumas das dificuldades encontradas pelos autores.

2.5 Conclusões

Como visto na Fig. (2.17), as correlações de Mikic e Rohsenow (1969), de Benjamin e Balakrishnan (1996) e de Stephan e Abdelsalam (1980) apresentaram boa concordância, mesmo sem considerar a faixa de incerteza dessas correlações. Na Fig. (2.18), por sua vez, as correlações de Stephan e Abdelsalam (1980) e de Ribatski e Saiz Jabardo (2003) apresentaram grandes discrepâncias entre os seus coeficientes de transferência de calor, mesmo considerando as incertezas destas correlações. Já nas Figs. (2.19.a) e (2.19.b), pode-se observar situações em que uma determinada correlação apresentava uma boa concordância com outra correlação, mas apresentava-se bem discrepante em relação à uma terceira correlação. Nestas últimas figuras pôde-se observar, também, que a correlação de Benjamin e Balakrishnan (1996) apresenta coeficientes de transferência de calor, para o R-22, bem inferiores às demais correlações, possibilitando discutir a aplicabilidade desta correlação para este fluido refrigerante.

O estudo bibliográfico apresentado neste documento colocou em evidência a atualidade do fenômeno de ebulição nucleada como objeto de estudo. Os trabalhos de Pioro et al. (2004a-b) mostram que há dificuldades na determinação do coeficiente de transferência de calor em ebulição nucleada e que pesquisas ainda se fazem necessárias.

Diante do exposto ao longo deste capítulo, este trabalho se propõe a executar experimentos no regime de ebulição nucleada do R-134a saturado a fim de melhor compreender os mecanismos de transferência de calor em superfícies externas de tubos de cobre horizontais.

Tabela 2.6: Resumo geral das principais correlações apresentadas neste capítulo.

Correlação	Fluidos	p_r / p	Geometria	q , kW/m ²
Rohsenow (1952)	Água, benzeno, CCl ₄ , n-pentano, álcoois: etílico, iso- propílico e n-butílico	$0,0083 < p_r < 0,97$	Tubos V/H	Ebulição plenamente desenvolvida
Mikic e Rohsenow (1969)	Água, benzeno, n-pentano e álcool etílico	$1 < p < 26$	Arames	Ebulição plenamente desenvolvida
Stephan e Abdelsalam (1980)	Água	$0,004 < p_r < 0,89$	Tubos V/H Cilindros, placas planas, arames, etc.	Ebulição plenamente desenvolvida
	Hidrocarbonetos	$0,006 < p_r < 0,9$		
	Criogênicos	$0,004 < p_r < 0,97$		
	Refrigerantes	$0,003 < p_r < 0,78$		
Cooper (1984)	Diversos	$0,001 < p_r < 0,9$	Tubos V/H	NI
VDI Heat Atlas (1984)	Diversos	$p_{sat} > 10$ kPa e $p_r < 0,9$	NI	NI
Benjamim e Balakrishnan (1996)	Água, n-pentano, n-hexano, CCl ₄ e acetona	1 bar	Placa circular plana	Baixo e moderado
Ribatski e Saiz Jabardo (2003)	R-11	$0,0083 < p_r < 0,12$	Tubos de cobre, de aço inoxidável e de latão	$0,7 < q < 116,5$
	R-12	$0,05 < p_r < 0,26$		
	R-22	$0,064 < p_r < 0,2$		
	R-123	$0,011 < p_r < 0,12$		
	R-134a	$0,05 < p_r < 0,269$		

Capítulo 3

Aparato e Procedimento Experimentais

3.1 Introdução

Neste capítulo, são apresentados o aparato e o procedimento experimentais para a obtenção dos dados experimentais nos regimes de convecção natural e de ebulição nucleada. De início, é apresentado o aparato experimental onde é descrito o sistema como um todo, a câmara de ebulição pressurizada (com seus transdutores e equipamentos utilizados para o controle e aquisição de dados) e as seções de teste. Em seguida, é apresentado o procedimento experimental adotado para a execução dos testes. Por fim, é feito um estudo das incertezas experimentais.

3.2 O Aparato Experimental

Na Fig. (3.1) é apresentado um esquema do aparato experimental utilizado para a execução dos testes. Este é composto de: (1) uma câmara de ebulição pressurizada, (2) dois banhos de temperatura controlada, chamados “criostatos”, (3) uma fonte de potência, (4) um sistema de aquisição de dados e (5) um computador.

A câmara de ebulição pressurizada é um tanque de aço inoxidável AISI 316, no interior da qual é colocada a seção de teste, mergulhada na região líquida do

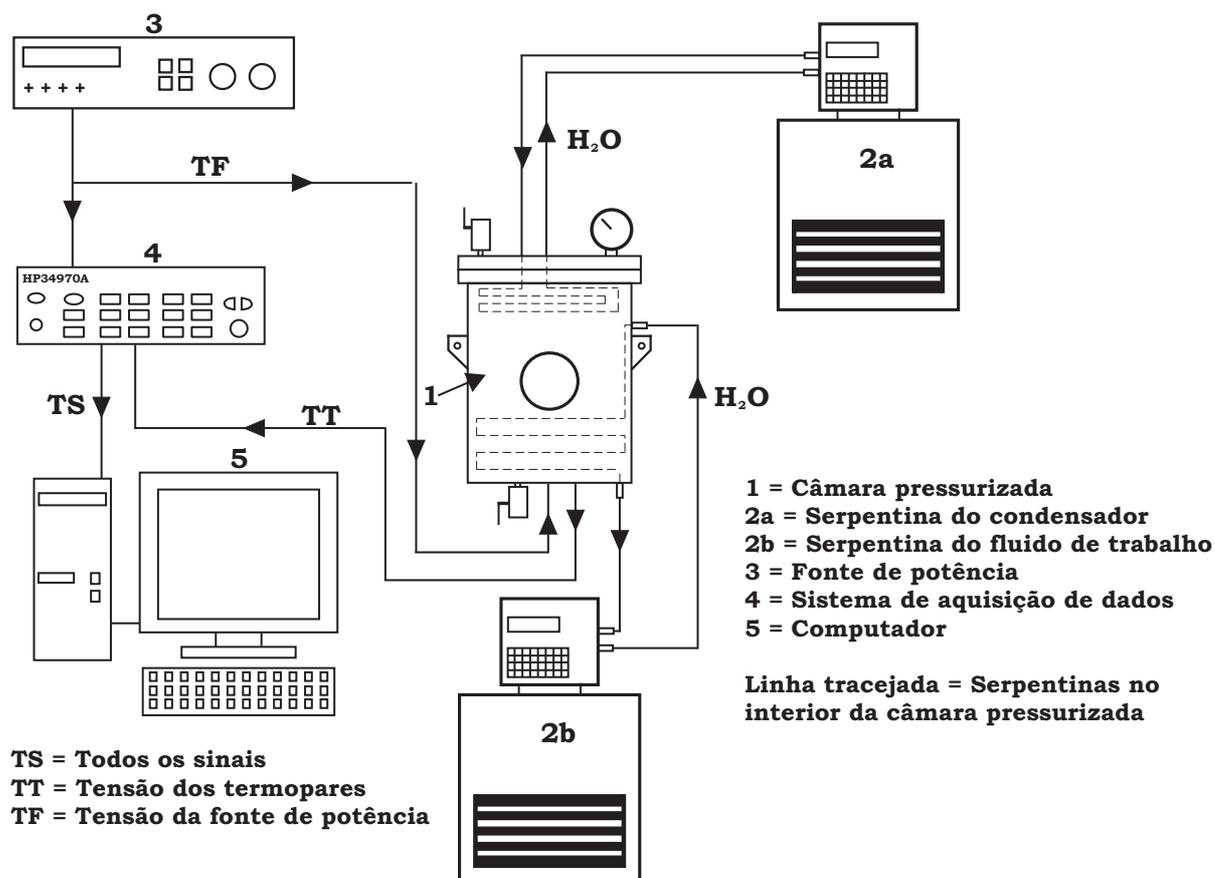


Figura 3.1: Desenho esquemático do aparato experimental.

fluido de trabalho. A câmara tem 230 mm de diâmetro interno e 240 mm de altura, o que corresponde a uma capacidade volumétrica de 13 litros. As paredes da câmara apresentam espessura mínima de 15 mm, o que permite operar com pressões manométricas de até 40 bar. Na altura média da câmara existem duas escotilhas com diâmetros de 50 mm a fim de permitir a visualização do seu interior.

A pressurização do sistema, após o carregamento da câmara com o fluido de trabalho, é feita com o auxílio de uma serpentina com água fria que cobre a superfície interna da parede lateral e do fundo da câmara de ebulição. Uma segunda serpentina, localizada na parte superior do interior da câmara, permite a condensação do vapor formado durante os testes de ebulição. As temperaturas da água que circula no interior de cada serpentina são impostas por dois banhos de temperatura controlada independentes, da marca Microquímica, modelos MQBTC99-20. No esquema da Fig. (3.1), são mostradas as linhas tracejadas que representam as ser-

pentinas do condensador, na parte superior, e de controle das condições de teste do fluido de trabalho.

A fonte de potência, da marca HP, modelo 6030A, pode dissipar até 2000 W de potência, com tensão elétrica variando entre 0 e 200 V e corrente elétrica entre 0 e 17 A. Ela emite um sinal de tensão para a seção de teste (que está dentro da câmara de ebulição pressurizada) e este mesmo sinal é direcionado para o sistema de aquisição de dados que, por fim, é direcionado ao computador. Da mesma forma, os sinais de tensão dos termopares tipo E são enviados ao computador. Os cabos de alimentação elétrica e da seção de teste estão conectados com o sistema de aquisição de dados, onde os sinais de tensão dos termopares são convertidos em temperatura e enviados ao computador através de uma conexão RS 232.

3.2.1 A câmara de ebulição pressurizada

Na Fig. (3.2) é apresentada uma fotografia da câmara de ebulição pressurizada a qual foi construída em aço inoxidável AISI 316 a fim de suportar pressões elevadas de até 40 bar. Como se pode notar, na tampa da câmara estão instalados diversos transdutores e válvulas, os quais são descritos a seguir:

- **PT-100 a três fios:** A Fig. (3.2) apresenta dois termômetros de resistência de platina de 100Ω (PT100). Um deles possui uma haste de 30 mm de comprimento cuja função é medir a temperatura do vapor dentro da câmara. O outro PT100 tem uma haste de 150 mm para medir a temperatura do líquido;
- **Manômetro:** Um manômetro, da marca WIKA, com faixa de operação entre 0 a 40 kgf/cm² e erro máximo igual a 0,4 kgf/cm², segundo o Certificado de Calibração 1815/95 ABSI-RBC emitido pela empresa Weldintec Industrial e Comercial Ltda. Este manômetro foi instalado na tampa da câmara a fim de medir a pressão de operação do sistema;

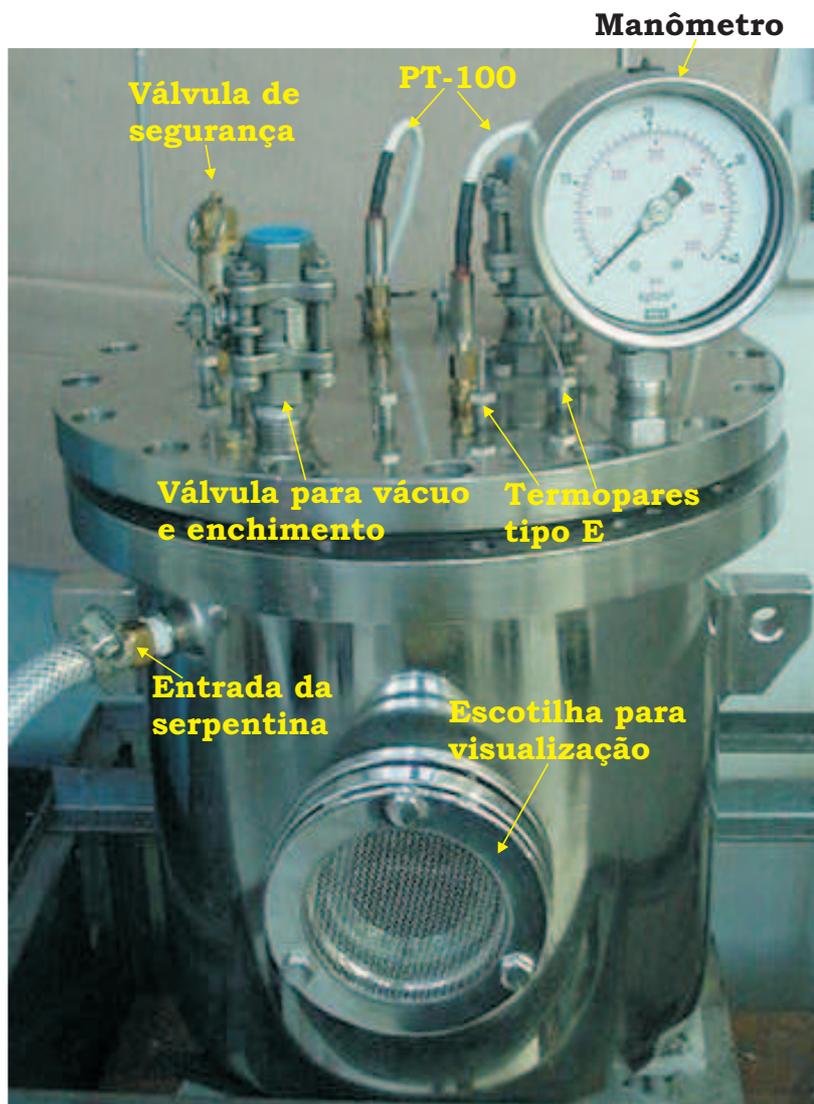


Figura 3.2: Fotografia da câmara de ebulição pressurizada.

- **Válvula de segurança:** A válvula de segurança foi instalada para abrir no caso de o sistema atingir pressões manométricas superiores à 18 kgf/cm^2 ;
- **Válvula para vácuo e carga:** Instaladas na tampa da câmara de ebulição, há duas válvulas de marca Valmicro. Uma está instalada na tampa superior da bancada onde foram efetuados os serviços de vácuo e de carga de fluido refrigerante. A outra válvula está localizada na face inferior da bancada cuja finalidade é permitir a purga do fluido de trabalho para um tanque de armazenamento.

3.2.2 A seção de teste

Na Fig. (3.3), é apresentado um corte longitudinal da seção de teste no qual podem-se observar os seguintes componentes:

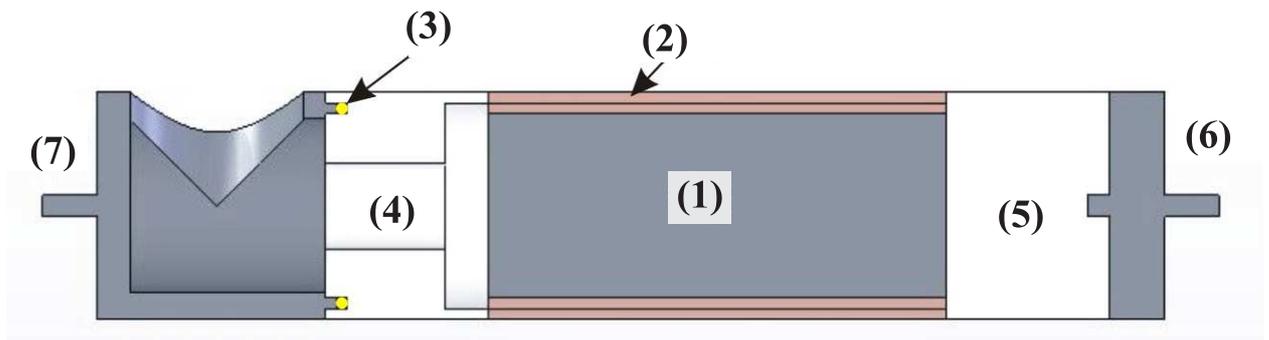


Figura 3.3: Corte longitudinal da seção de teste.

- **Resistência elétrica (1):** No centro da seção de teste foi colocada uma resistência elétrica do tipo cartucho que dissipa até 500 W de potência. O fluxo de calor máximo que pode ser atingido nesta potência é de 200 kW/m^2 o que corresponde ao regime de ebulição nucleada moderado, para o fluido R-134a. O valor da resistência elétrica corresponde a 70Ω ;
- **Tubo de cobre (2):** O tubo foi construído em cobre eletrolítico e é onde ocorre o fenômeno da ebulição. Como se pode notar no corte transversal da Fig. (3.4), a superfície interna do tubo possui 4 canaletas a 90° de dimensões iguais a $(1 \times 1,5 \times 42) \text{ mm}$. Nestas canaletas estão instalados doze termopares do tipo E, o que implica em três termopares por canaleta. No corte longitudinal da Fig. (3.4), ver corte EE', pode-se observar as posições onde foram instalados os termopares. Assim, sabendo-se que os fios dos termopares saem pela esquerda do corte EE' da (3.4), e estabelecendo este ponto de saída como referência, tem-se na Tabela (3.1) as posições dos termopares dentro do tubo de cobre.
- **Anel de vedação (3):** O anel de vedação é de borracha nitrílica e tem a função de evitar a infiltração do fluido refrigerante na seção de teste.

Tabela 3.1: Posições dos termopares tipo E na superfície interna do tubo de cobre.

Termopares	Distância (mm)
A1,B1,C1,D1	6
A2,B2,C2,D2	21
A3,B3,C3,D3	36

- **Isolamento (4 e 5):** Como se pode notar na Fig. (3.3), nas laterais do tubo de cobre há duas peças em teflon que têm a função de evitar a infiltração de fluido refrigerante na seção de teste e de isolar termicamente a mesma, já que sua condutividade térmica é baixa e corresponde a $0,4 \text{ W/(mK)}$. Como se pode notar nas Figs. (3.3) e (3.5), o tubo de cobre é montado sobre pressão com o auxílio das buchas de vedação.
- **Suportes (6 e 7):** As peças 6 e 7 servem de suporte da seção de teste. Nos extremos destas peças há duas barras de aço inoxidável conectados por tirantes do mesmo material para efetuar o aperto das peças (6) a (7). A peça (7) também tem a função de conduzir os fios dos termopares e da resistência elétrica para fora da bancada experimental. Para isso, foi soldado um tubo de aço inoxidável nesta peça o qual tem uma comunicação com o meio externo por um sistema de rosca/porca. Na Fig. (3.5) é apresentada uma fotografia de toda a seção de teste com o tubo de cobre.

Montagem da seção de teste

A montagem da seção de teste seguiu os seguintes passos:

- Limpeza das peças que compõem a seção de teste imergindo-as em acetona, em um banho de ultra-som;
- Colagem dos termopares tipo E na superfície interna do tubo de cobre (2). Nesta colagem foi utilizada araldite com secagem de 10 minutos para fixar

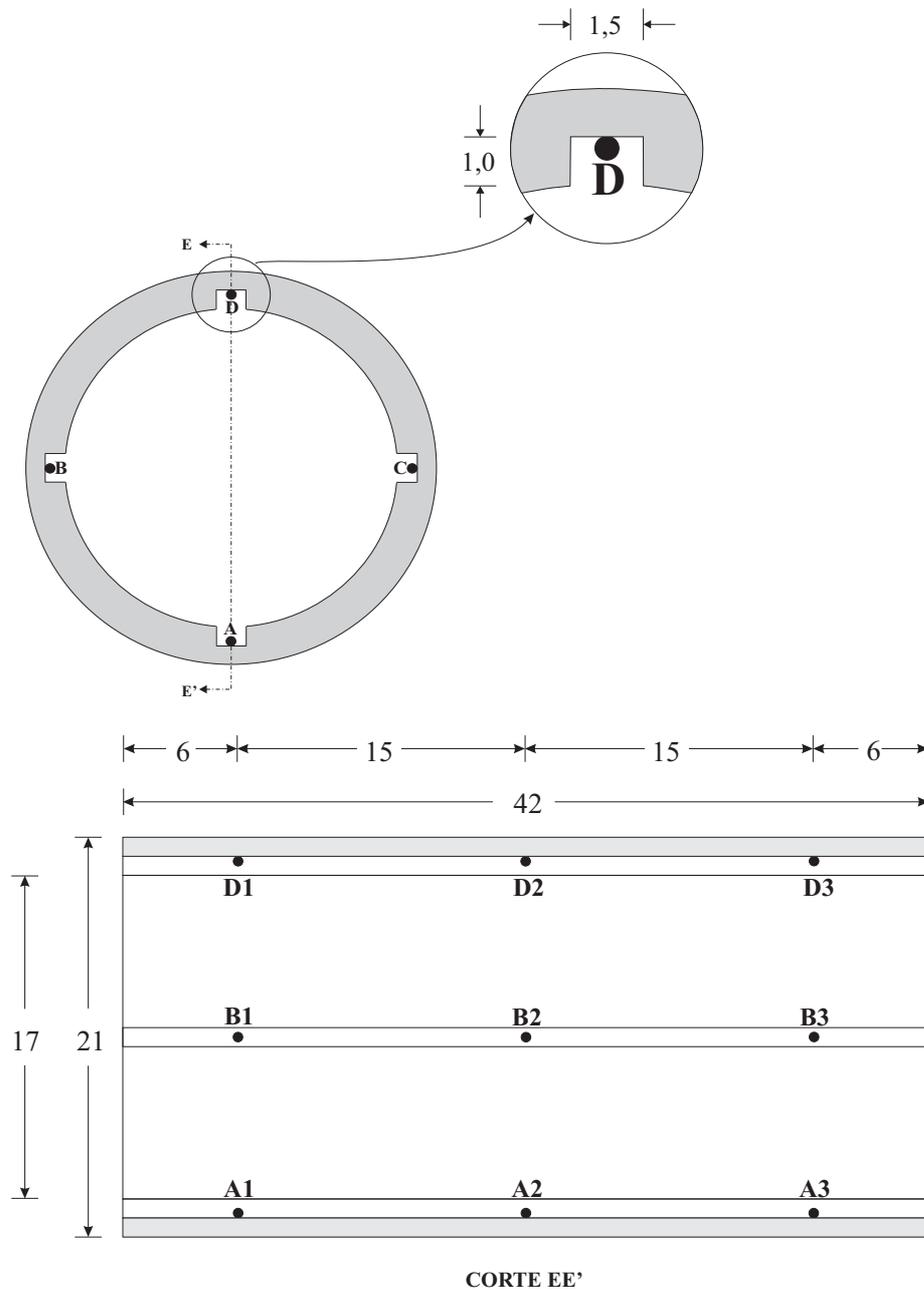


Figura 3.4: Desenho esquemático das posições dos termopares na seção de teste.

a ponta do termopar no fundo da canaleta e assim garantir que o termopar está mesmo medindo a temperatura da superfície aquecedora. Após os três termopares de cada canaleta terem sido fixados, a mesma foi preenchida com araldite com secagem de 24 horas para garantir a fixação dos termopares;

- A fim de reduzir a resistência térmica de contato entre a superfície externa da resistência elétrica (1) e a superfície interna do tubo de cobre (2), foi empre-

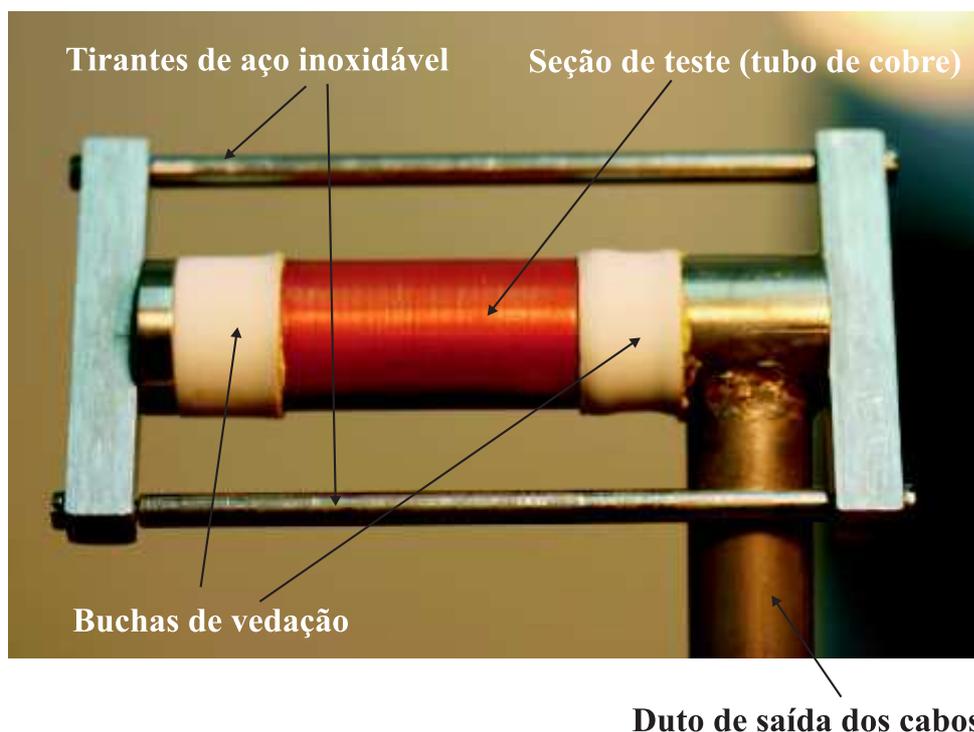


Figura 3.5: Fotografia da seção de teste no sistema de fixação e vedação.

gada pasta térmica tanto no tubo de cobre como na resistência elétrica;

- Instalação da resistência elétrica (1) dentro do tubo de cobre (2), através de um sistema de prensa desenvolvido neste trabalho;
- Colocação de teflon líquido nas extremidades da seção de teste e espera para a secagem do mesmo;
- Instalação das peças de teflon (4) e (5) nas extremidades da seção de teste, a fim de eliminar as perdas de calor laterais e evitar a infiltração do fluido na região entre a resistência elétrica (1) e o tubo de cobre (2);
- Passagem dos cabos dos termopares e da resistência elétrica pela peça de aço inoxidável (7) e pelo duto de aço inoxidável;
- Fixação das peças de aço inoxidável nos extremos da seção de teste através do uso de presilhas as quais são compostas de dois tirantes de aço inoxidável com parafusos do mesmo material para dar o aperto no conjunto que forma a

seção de teste (ver Fig. 3.5).

3.2.3 Caracterização da superfície aquecedora

As superfícies aquecedoras, em estudo no presente trabalho, são as paredes externas de dois tubos de cobre. O primeiro tubo é chamado liso por apresentar baixas rugosidades, conforme mostrado na Tabela (3.2). A segunda superfície microaletada e está apresentada nas Figs. (3.6.a-b). A Fig. (3.6.a) apresenta as dimensões da aleta e a Fig. (3.6.b) apresenta uma fotografia da região inferior da superfície externa do tubo de cobre microaletado.

O método de obtenção das baixas rugosidades da superfície lisa consistia em: (1) fixar a superfície no eixo rotatório central de um torno; (2) ligar o torno e, portanto, rotacionar a superfície; (3) Apoiar uma lixa de número 1200 no diâmetro externo da superfície. Com isso pôde-se garantir as baixas rugosidades apresentadas na Tabela (3.2).

Tabela 3.2: Rugosidade superficial do tubo de cobre liso.

Rugosidade	μm
R_p	0,22
R_a	0,062
R_q	0,086
R_z	0,53

3.3 Procedimento experimental

O procedimento experimental apresentado nesta seção tem o propósito de mostrar a maneira como os testes foram conduzidos. De início, é explicado a metodologia para o carregamento/descarregamento da câmara de ebulição pressurizada. Em seguida, são apresentadas as condições de teste. Por fim, é apresentada a forma de análise dos resultados experimentais.

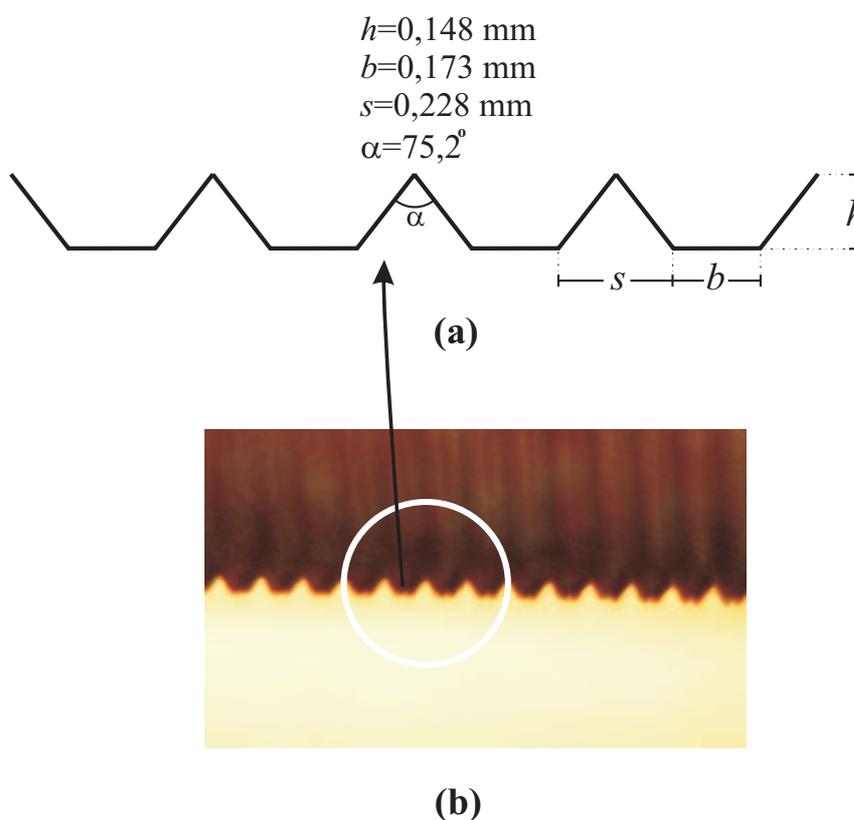


Figura 3.6: a) Características geométricas das microaletas; b) Fotografia da região inferior da superfície microaletada.

3.3.1 Metodologia experimental para montagem do sistema completo

A metodologia utilizada para a montagem de todo o sistema de ebulição é composta dos seguintes passos:

- Montagem da seção de teste, descrita na seção 3.2.2;
- Limpeza da câmara de ebulição pressurizada;
- Montagem da seção de teste na câmara de ebulição pressurizada;
- Enchimento da câmara de ebulição pressurizada com ar comprimido à pressão de 8 bar, a fim de verificar os maiores vazamentos;
- Vácuo na câmara de ebulição pressurizada, descrita logo abaixo;

- Carregamento da câmara de ebulição pressurizada com fluido refrigerante. Este procedimento está apresentado após o procedimento de evacuação do sistema;
- Interligação aos equipamentos periféricos.

Procedimento para Evacuação do sistema

Como dito na metodologia para a montagem do sistema completo, antes de fazer a evacuação do sistema, era feito um carregamento do sistema com ar comprimido à pressão de 8 bar para identificar os grandes vazamentos. Assim que estes vazamentos eram corrigidos, o ar comprimido era extraído do sistema e então se dava início à evacuação do sistema com uma bomba de vácuo da marca Franklin Electric em um período de 3 (três) horas. Após essa evacuação, a bancada era levada para uma outra bomba de vácuo da marca Edwards, modelo Spectron 5000, para fazer uma evacuação mais refinada e verificação de possíveis pequenos vazamentos com a inserção de gás Hélio nos pontos possíveis de vazamento. Após este processo, a bancada estava pronta para o carregamento com o fluido refrigerante.

Procedimento para Carregamento do sistema

Para o carregamento da câmara de ebulição pressurizada com o R-134a, foram utilizados tubos de cobre para interligar a válvula desta câmara e a válvula do cilindro do fluido refrigerante. O carregamento do sistema seguiu os seguintes passos:

- Conexão do tubo de cobre de 1/4" no cilindro de R-134a e posicionamento (sem conexão) do mesmo na válvula da câmara de ebulição pressurizada;
- Abertura parcial da válvula do cilindro de R-134a para ocorrer um leve vazamento do gás com o objetivo de retirar o ar existente dentro do tubo de cobre;
- Conexão do tubo de cobre na válvula da câmara de ebulição pressurizada;

- Abertura de ambas as válvulas para que o fluido, por diferença de pressão, flua do cilindro de R-134a até a bancada pressurizada.

Após a equalização das pressões entre o cilindro de R-134a e a câmara de ebulição, as válvulas eram fechadas e os criostatos que alimentam as serpentinas internas da bancada pressurizada eram ligados com a finalidade de reduzir a temperatura interna do sistema e, por conseqüência, reduzir a pressão do sistema. Desta forma, conseguiu-se preencher o sistema com a quantidade de fluido refrigerante necessária que era, em média de volume, 80% de líquido e 20% de vapor.

Para o descarregamento do sistema, optou-se por não utilizar o recolhedor de fluido de trabalho devido ao risco de contaminação do R-134a com óleo. Com isso, utilizou-se um cilindro para recolher o fluido do sistema utilizando o mecanismo de diferença de pressões. Após a retirada de uma quantidade de R-134a, as pressões se equalizavam, as válvulas eram fechadas e o reservatório era deixado resfriar, diminuindo, assim, a sua pressão interna. Ao mesmo tempo, elevava-se a pressão interna da bancada pressurizada com o aumento da temperatura da água que circula nas serpentinas internas da bancada. Neste processo, era retirada a maior quantidade possível do R-134a. As perdas eram de aproximadamente 0,2 kg por cada processo.

Levantamento dos resultados experimentais

O levantamento dos resultados experimentais consistiram em coletar as temperaturas da superfície aquecedora, as temperaturas dos PT100 instalados para medir as temperaturas do vapor e do líquido e os sinais de tensão elétrica da resistência elétrica.

Os testes foram efetuados nos regimes de convecção natural e de ebulição nucleada. O primeiro regime teve as funções de verificar o funcionamento dos sistemas de medição instalados na câmara de ebulição e, também, de comparar os resultados experimentais com as correlações existentes na literatura. Já os testes, no

regime de ebulição nucleada, o REN, de interesse principal neste trabalho, possibilitaram as análises que se encontram no próximo capítulo.

No início de cada teste eram verificadas as temperaturas de todo o sistema e a sua pressão. Neste contexto, as temperaturas deveriam estar equalizadas e o sistema saturado naquela temperatura, o que confirmava ou não (no caso de haver diferenças nas temperaturas do líquido e do vapor) a presença de ar no sistema.

Após feita esta análise inicial, e verificada a concordância dos dados, os criostatos eram ligados para elevar (ou diminuir) a temperatura do sistema ao valor desejado. Quando as temperaturas do vapor e do líquido, medidos pelos PT100, atingiam as temperaturas desejadas, os dados começavam a ser coletados para fluxos de calor inicialmente nulo até o máximo de 100 kW/m^2 . Para cada fluxo de calor, as temperaturas medidas pelos PT100 deveriam estar indicando o mesmo valor para poder configurar como um sistema saturado, de acordo com o diagrama termodinâmico $T \times h$. Para este trabalho admitiu-se uma tolerância de $\pm 0,15^\circ\text{C}$ para cada PT100, ou seja, a diferença máxima admitida entre os dois PT100 foi de $0,3^\circ\text{C}$. Valores superiores exigiam efetuar a regulação das temperaturas do líquido e/ou vapor através do ajuste das temperaturas da água que circula nas serpentinas, por meio do sistema de controle dos criostatos.

3.3.2 Condições de teste

A ebulição nucleada do R134a foi testada nas pressões de 6,1, 8,1, 10,1 e 12,2 bar, cujas temperaturas de saturação são 22, 31,8, 39,9 e $46,8^\circ\text{C}$, respectivamente. Os fluxos de calor impostos ao sistema foram escolhidos entre 0 e 100 kW/m^2 , com incrementos de 0,1, 1 e 5 kW/m^2 , de acordo com as faixas apresentadas na Tabela (3.3).

No presente trabalho as curvas de ebulição foram obtidas apenas com a elevação do fluxo de calor. Portanto, o estudo do efeito de histeresse na transferência de calor não foi feito, uma vez que seria necessário, também, fluxos de calor decres-

centes.

Um outro parâmetro não estudado no presente trabalho, embora mencionado na revisão bibliográfica, foi o efeito do envelhecimento da superfície aquecedora.

Tabela 3.3: Condições de teste.

T_{sat} (°C)	22,0	31,8	39,9	46,8
p , bar	6,1	8,1	10,1	12,2
q , kW/m ²	0 a 1 (com incrementos de 0,1 kW/m ²)			
	1 a 15 (com incrementos de 1 kW/m ²)			
	15 a 100 (com incrementos de 5 kW/m ²)			

A superfície aquecedora foi testada na configuração horizontal. Conforme mencionado na Fig. (3.4), os termopares A1, A2 e A3 estão na face inferior da seção de teste e à 180° dos termopares D1, D2 e D3. Desta forma, poder-se-á comparar os termopares A1 com D1, A2 com D2 e A3 com D3.

No apêndice B são descritas as principais observações sobre o funcionamento da câmara de ebulição e seus sistemas de controle das serpentinas. Tais observações deverão ser levadas em conta em futuros trabalhos de pesquisa bem como no próprio aperfeiçoamento do projeto da bancada de ebulição pressurizada.

3.4 Visualizações

As fotografias apresentadas no capítulo 4 foram tiradas com uma câmera digital, de marca Canon, modelo E05, juntamente com uma lente macro de mesma marca, modelo EF 100 mm. O tempo de obturação utilizado foi igual a 1/200 s.

3.5 Análise de incertezas

3.5.1 Incerteza do h

A incerteza experimental do coeficiente de transferência de calor por ebulição foi calculada utilizando-se a Eq. (1.1) como referência, a qual é apresentada novamente na Eq. (3.1), para facilitar a análise das equações.

$$h = \frac{q}{\Delta T_{sat}} = \frac{q}{T_p - T_{sat}} \quad (3.1)$$

Desta forma, a incerteza de h , $u(h)$, é dada pela Eq. (3.2).

$$u(h) = \sqrt{\left(\frac{\partial h}{\partial q}u(q)\right)^2 + \left(\frac{\partial h}{\partial T_p}u(T_p)\right)^2 + \left(\frac{\partial h}{\partial T_{sat}}u(T_{sat})\right)^2} \quad (3.2)$$

Substituindo as derivadas parciais presentes na Eq. (3.2) obtém-se a Eq. (3.3).

$$u(h) = \sqrt{\left(\frac{1}{\Delta T_{sat}}u(q)\right)^2 + \left(-\frac{q}{(T_p - T_{sat})^2}u(T_p)\right)^2 + \left(\frac{q}{(T_p - T_{sat})^2}u(T_{sat})\right)^2} \quad (3.3)$$

A incerteza da temperatura de saturação, $u(T_{sat})$, é determinada em função da variação de T_{sat} que depende da pressão do sistema, já que este sistema está saturado. No entanto, para este trabalho considerou-se o $u(T_{sat})$ como sendo igual ao $u(T_{p,m})$ que é igual a 0,3 K, devido as dificuldades para estabilizar as condições de teste com diferença entre as temperaturas do líquido e do vapor menores do que 0,3 K.

A seguir, são apresentados os cálculos das incertezas do fluxo de calor, q , e da temperatura de parede, T_p .

3.5.2 Cálculo da incerteza de q

O fluxo de calor, q , é dado por $\frac{Q_R}{A}$, onde Q_R é o calor dissipado pela resistência elétrica, em W, e A é a área da superfície aquecedora, em m^2 , que está em contato

com o fluido de trabalho. Desta forma, a incerteza de q é calculada através da Eq. (3.4).

$$u(q) = \sqrt{\left(\frac{\partial q}{\partial Q_R}u(Q_R)\right)^2 + \left(\frac{\partial q}{\partial A}u(A)\right)^2} = \sqrt{\left(\frac{1}{A}u(Q_R)\right)^2 + \left(-\frac{Q_R}{A^2}u(A)\right)^2} \quad (3.4)$$

O calor dissipado pela resistência elétrica, Q_R , por sua vez, é dado por $\frac{V^2}{R}$, onde V é a tensão elétrica, em V , nos bornes da resistência elétrica, e R é o valor da resistência elétrica, em Ω . Desta forma, a incerteza de Q_R é dada pela Eq. (3.5).

$$u(Q_R) = \sqrt{\left(\frac{\partial Q}{\partial V}u(V)\right)^2 + \left(\frac{\partial Q}{\partial R}u(R)\right)^2} = \sqrt{\left(\frac{2V}{R}u(V)\right)^2 + \left(-\frac{V^2}{R^2}u(R)\right)^2} \quad (3.5)$$

Por fim, a área da superfície aquecedora, A , é dada por $2\pi r_2 L$, onde r_2 é o raio externo do tubo de cobre apresentado na Fig. (3.7), em m, e L é o comprimento do mesmo tubo, em m. Assim, a incerteza de A é dada pela Eq. (3.6).

$$u(A) = \sqrt{\left(\frac{\partial A}{\partial r_2}u(r_2)\right)^2 + \left(\frac{\partial A}{\partial L}u(L)\right)^2} = \sqrt{(2\pi L u(r_2))^2 + (2\pi r_2 u(L))^2} \quad (3.6)$$

3.5.3 Cálculo da incerteza de T_p

A temperatura T_p , conforme a Eq. (3.1), é a temperatura da superfície aquecedora em contato com o fluido refrigerante. Na Fig. (3.7) é apresentado o esquema utilizado para o cálculo de T_p , fazendo-se a hipótese de condução de calor unidimensional, na direção radial. Esta figura corresponde à um corte transversal parcial do tubo de cobre presente na seção de teste. Pode-se observar que o termopar está posicionado na canaleta do tubo de cobre, medindo a temperatura $T_{p,m}$ (ou T_2). A temperatura $T_{p,c}$ é determinada pela condução de calor na seção de teste cuja análise é feita a seguir.

Na Fig. (3.7) é admitido que a distribuição de calor é uniforme em toda a seção transversal da seção de teste, embora sabe-se que a resistência elétrica fornece um fluxo de calor não-uniforme. Esta informação foi obtida através da instalação de 12 (doze) termopares do tipo E na superfície da resistência elétrica a fim observar

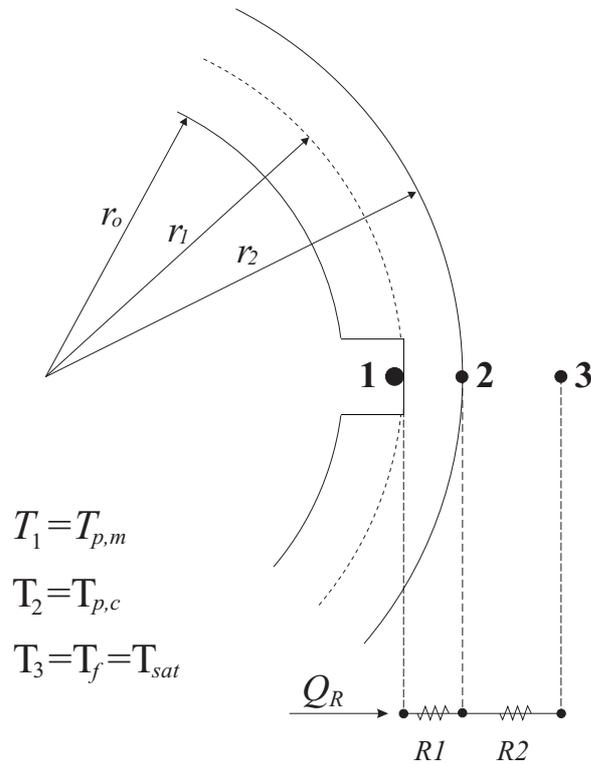


Figura 3.7: Esquema para o cálculo da temperatura na superfície em contato com o R134a.

a distribuição da temperatura na mesma. O que se observou é que no centro da resistência elétrica as temperaturas eram maiores ocasionados maiores fluxos de calor locais.

Neste trabalho são desprezadas as resistências de contato entre as superfícies em estudo, em função do uso da pasta térmica.

Determinação de $T_{p,c}$ ou T_2

Da Fig. (3.7) tem-se que:

$$Q_R = \frac{T_{p,m} - T_{p,c}}{R_1} \tag{3.7}$$

A resistência térmica, R_1 , apresentadas na Fig. (3.7), é dada pela Eq. (3.8).

$$R_1 = \frac{\ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)}{2\pi Lk} \tag{3.8}$$

A equação para o cálculo do calor Q_R , dissipado pela resistência elétrica, já foi apresentado anteriormente e corresponde à $\frac{V^2}{R}$. Como se pode notar por esta equação, Q_R é conhecido, já que todas as suas variáveis (V - tensão elétrica e R - resistência ôhmica) são conhecidas.

Da Eq. (3.7) tem-se que isolando $T_{p,c}$, obtém-se:

$$T_{p,c} = T_{p,m} - Q_R R_1 \tag{3.9}$$

Na Tabela (3.4) é apresentado alguns valores de $T_{p,c}$, $T_{p,m}$ e Q_R para diversos fluxos de calor e na pressão de 6,1 bar, sabendo-se que o valor de R_1 da Eq. (3.8) é igual a 0,000946 K/W. Como se pode notar nesta tabela, à medida que o fluxo de calor aumenta, há um aumento entre o valor da temperatura medida pelo termopar e o valor da temperatura calculada. Para um fluxo de calor de 100 kW/m² o ΔT da Tabela (3.4) é igual a 0,26°C. São estes valores que foram subtraídos do valor medido para se obter os gráficos do próximo capítulo.

Tabela 3.4: Alguns exemplos de $T_{p,c}$, $T_{p,m}$ e Q_R para diversos fluxos de calor na pressão de 6,1 bar.

q , kW/m ²	Q_R , W	$T_{p,m}$, °C	$T_{p,c}$, °C	$\Delta T = T_{p,m} - T_{p,c}$, °C
1	2,75	25,89	25,89	0,00
5	13,73	24,63	24,62	0,01
25	68,67	25,36	25,30	0,06
50	137,33	25,78	25,65	0,13
60	164,80	26,35	26,19	0,16
70	192,27	27,55	27,37	0,18

Cálculo da incerteza de $T_{p,c}$

Da Eq. (3.9), tem-se que:

$$u(T_{p,c}) = \sqrt{\left(\frac{\partial T_{p,c}}{\partial T_{p,m}} u(T_{p,m})\right)^2 + \left(\frac{\partial T_{p,c}}{\partial Q_R} u(Q_R)\right)^2 + \left(\frac{\partial T_{p,c}}{\partial R_1} u(R_1)\right)^2} \tag{3.10}$$

o que fornece:

$$u(T_{p,c}) = \sqrt{u^2(T_{p,m}) + (-R_1 u(Q_R))^2 + (-Q_R u(R_1))^2} \quad (3.11)$$

A incerteza de $T_{p,m}$ é a própria incerteza do termopar tipo E que corresponde à 0,3°C. A equação ds incertezas de Q_R já foi apresentada na Eq. (3.5) e a equação das incertezas de R_1 é apresentada na Eq. (3.12).

$$u(R_1) = \sqrt{\left(\frac{\partial R_1}{\partial L} u(L)\right)^2 + \left(\frac{\partial R_1}{\partial k} u(k)\right)^2 + \left(\frac{\partial R_1}{\partial r_1} u(r_1)\right)^2 + \left(\frac{\partial R_1}{\partial r_2} u(r_2)\right)^2} \quad (3.12)$$

o que fornece:

$$u(R_1) = \sqrt{\left(\frac{-\ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)}{2\pi L^2 k} u(L)\right)^2 + \left(\frac{-\ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)}{2\pi L k^2} u(k)\right)^2 + \left(-\frac{1}{2\pi L k r_1} u(r_1)\right)^2 + \left(\frac{1}{2\pi L k r_2} u(r_2)\right)^2} \quad (3.13)$$

Pode-se observar na Eq. (3.13) que as derivadas parciais e as incertezas referentes a estas derivadas são conhecidas, já que as suas variáveis são conhecidas. Diante disso, a determinação de $u(R_1)$ é automática, possibilitando, assim, determinar $u(Q_R)$ e $u(T_{p,c})$. Na Tabela (3.5) estão listados os valores das incertezas fundamentais.

Na Fig. (3.8) é apresentado um gráfico das incertezas experimentais do coeficiente de transferência de calor para as superfícies lisa e microaletada, nos diferentes níveis de fluxo de calor e de pressão. Nesta figura observa-se que para baixos fluxos de calor ($< 2 \text{ kW/m}^2$) as incertezas experimentais do h chegam a 35%. À medida que há um aumento do q , ocorre uma redução considerável na incerteza do h , chegando a 7,5% para o tubo microaletado ($q = 100 \text{ kW/m}^2$) e 5% para o tubo liso ($q = 100 \text{ kW/m}^2$).

No Apêndice D estão listadas as incertezas experimentais dos dois tubos de cobre para os 4 (quatro) níveis de pressão (6,1, 8,1, 10,1 e 12,2 bar) e para o fluxo de calor variando entre 0 e 100 kW/m^2 .

Tabela 3.5: Incertezas experimentais.

Grandeza Medida	Incerteza Referência	Incerteza Básica	Valor
h	$u(h)$	Eq. (3.3)	Derivada
Comprimento	$u(r_1)$	$u(r_1)$	0,05 mm
	$u(L)$	$u(L)$	0,05 mm
	$u(r_2)$	$u(r_2)$	0,05 mm
	$u(D)$	$u(D)$	0,05 mm
	Temperatura	$u(T_{sat})$	$u(T)$
	$u(T_{p,c})$	Eq. (3.11)	Derivada
	$u(T_{p,m})$	$u(T)$	0,3°C
Calor	$u(q)$	Eq. (3.4)	Derivada
	$u(Q)$	Eq. (3.5)	Derivada
Propriedades	$u(k)$	$u(k) = f(u(T))$	Derivada
Voltagem	$u(V)$	$u(V)$	0,01V

3.6 Considerações finais e Resumo

- O coeficiente de transferência de calor por ebulição foi obtido experimentalmente em três situações:
 1. Localmente: para cada ponto de medição de T_p ;
 2. Representando as canaletas: neste caso, T_p corresponde à média aritmética das 3 temperaturas medidas na canaleta;
 3. Representando toda a superfície aquecedora: neste caso, a T_p foi a média aritmética de todas as temperaturas de parede medidas.
- Como os testes foram sempre realizados para a condição de saturação do fluido de trabalho, tem-se $T_\infty = T_{sat}$;
- O calor dissipado pela resistência elétrica foi considerado totalmente transferido à superfície aquecedora e ao fluido de trabalho já que nas extremidades

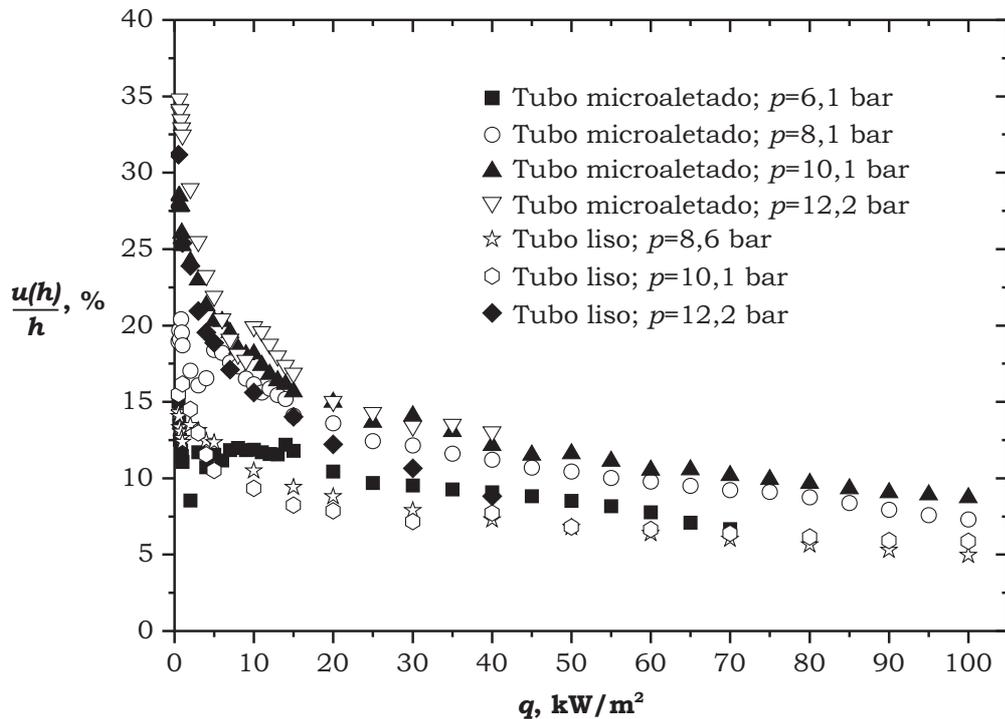


Figura 3.8: Incertezas experimentais do coeficiente de transferência de calor por ebulição, para as superfícies lisa e microaletada.

da superfície aquecedora há peças em teflon para o isolamento térmico. Em adição foi colocado teflon líquido entre a resistência elétrica e as peças em teflon. Esse teflon líquido, após um período de 1 h, seca e, além da função principal de vedação, também se torna uma isolante térmico eficaz, uma vez que sua condutividade térmica é igual a $0,4 \text{ W/(mK)}$.

Neste capítulo foi apresentado todo o aparato experimental, composto pelos equipamentos de emissão de sinais de tensão e aquisição de dados, assim como os transdutores (de pressão e de temperatura) para o controle e medição das propriedades presentes no presente trabalho. Por fim, foi realizado um estudo das incertezas experimentais.

Capítulo 4

Resultados Experimentais

Neste capítulo, são apresentados os h 's por ebulição experimentais para os tubos liso e microaletado. Inicialmente, é feito um estudo da influência do tipo de superfície aquecedora para verificar se o tubo microaletado intensifica (ou não) a transferência de calor, em relação ao tubo liso. Em seguida, é apresentado o efeito da pressão sobre o h . Continuando, é feito um estudo da distribuição da temperatura da superfície aquecedora ao longo do perímetro externo dos tubos de cobre. Nesta seqüência, os resultados experimentais são comparados com os resultados obtidos pelas correlações existentes na literatura. Por fim, é feito um estudo de visualização do fenômeno de ebulição.

Nos Apêndices A e B, encontra-se a análise dos resultados sobre a convecção natural e as curvas parciais de ebulição experimentais do R-134a, respectivamente.

4.1 Influência do tipo de superfície aquecedora

Nesta seção, tem-se o objetivo de verificar se as microaletas externas do tubo microaletado imprimem alguma intensificação real no coeficiente de transferência de calor, em relação ao tubo de cobre liso, proveniente dos mecanismos de confinamento e/ou aumento de nucleação.

Nas Figs. (4.1.a-b) são apresentados os resultados para os tubos liso e microaletado para quatro níveis de pressão: 8,1, 8,6, 10,1 e 12,2 bar. Os valores de h

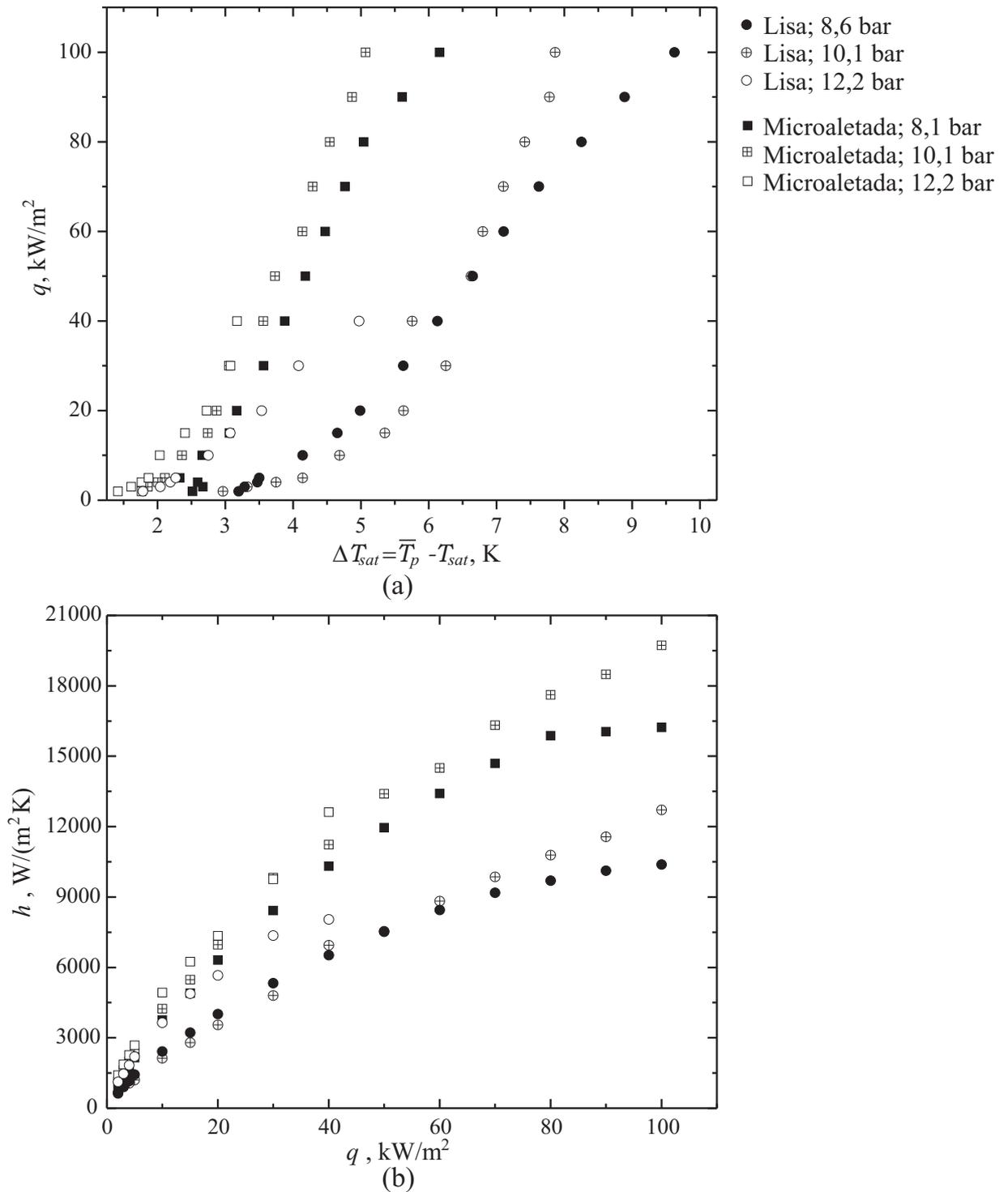


Figura 4.1: Influência do tipo de superfície aquecedora em três níveis de pressão. (a) $q \times \Delta T_{sat}$; (b) $h \times q$. Para T_p , foi utilizada a média das temperaturas da superfície aquecedora. Para a superfície microaletada, foi empregada a área nominal.

apresentados na Fig. (4.1.b), em função do fluxo de calor, correspondem aos pontos das curvas parciais de ebulição da Fig. (4.1.a). Na Fig. (4.1.b), os valores experimentais do h foram obtidos em função da área nominal¹ da superfície externa do tubo.

De acordo com a Fig. (4.1.a), para uma fluxo de calor de 100 kW/m^2 e pressão de $10,1 \text{ bar}$, o tubo de cobre microaletado apresenta um superaquecimento de $5,1 \text{ K}$ enquanto o tubo liso, para este mesmo fluxo de calor, apresenta um superaquecimento de $7,8 \text{ K}$. Este comportamento de menor superaquecimento na superfície com microaletas é observado, também, quando se compara as duas superfícies nos diversos fluxos de calor e pressões presentes nas Figs. (4.1.a-b). Ainda observando a Fig. (4.1.a), nota-se que ocorre um resfriamento da superfície aquecedora do tubo de cobre liso na pressão de $10,1 \text{ bar}$, ocasionando um cruzamento entre as curvas de ebulição de pressões iguais a $8,6$ e $10,1 \text{ bar}$, na faixa de fluxo de calor compreendido entre 30 e 40 kW/m^2 .

A área superficial do tubo de cobre microaletado, usando o diâmetro médio, é igual a $2790,7 \text{ mm}^2$ enquanto a área real, deste mesmo tubo, levando em consideração as áreas das aletas, é igual a $3857,5 \text{ mm}^2$, o que corresponde à uma diferença de $38,2\%$. Se a comparação é efetuada com a área externa do tubo de cobre liso, o tubo de cobre microaletado apresenta uma área $38,6\%$ superior. Diante desta última variação de área, partiu-se para o cálculo do h usando as áreas reais das superfícies.

Na Fig. (4.2) é apresentado um gráfico do h em função do calor imposto pela resistência elétrica nos tubos de cobre liso e microaletado, para a pressão de $10,1 \text{ bar}$ e usando as áreas reais das superfícies aquecedoras do presente estudo. As barras verticais correspondem às incertezas experimentais do h . Nesta figura, não se pode garantir que houve uma intensificação do h do tubo microaletado em relação ao

¹A área nominal foi calculada em função do diâmetro médio, igual a $21,15 \text{ mm}$, entre os diâmetros no pico das aletas e na base dessas. Este valor é bem próximo do diâmetro externo do tubo de cobre liso ($= 21,10 \text{ mm}$).

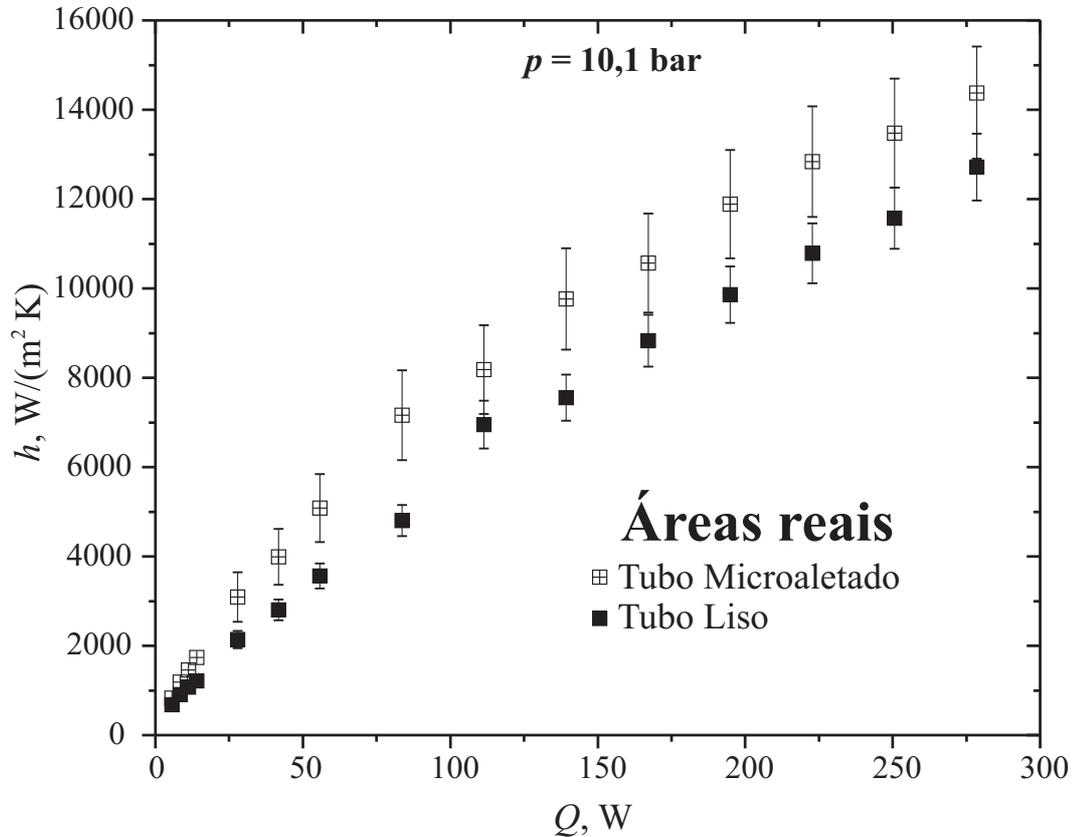


Figura 4.2: h em função do calor imposto nas resistências elétricas dos tubos de cobre liso e microaletado. Resultados para a pressão de 10,1 bar.

tubo liso, para os calores impostos iguais a 5, 6, 8, 11, 14, 111, 250, 6 e 278, 5 W, pois suas faixas de incertezas experimentais se interceptam. Porém, os demais pontos, presentes na Fig. (4.2), indicam que o tubo microaletado apresenta uma intensificação do h , mesmo considerando as incertezas experimentais e o aumento da área no tubo microaletado.

O mecanismo de transferência de calor responsável pela intensificação do h pode ter sido o confinamento de bolhas nas aletas do tubo de cobre microaletado. Um parâmetro que pode medir este confinamento é o número de Bond, Bo , apresentado na Eq. (2.22). Para o tubo microaletado do presente trabalho, o Bo foi calculado usando $s = 0,228 \text{ mm}$ que corresponde à distância entre duas aletas consecutivas e se obteve $0,27 \leq Bo \leq 0,32$, para a pressão variando entre 6,1 e 12,2 bar. Com isso, acredita-se que houve um confinamento parcial na superfície do tubo microaletado

e que este confinamento induziu em uma intensificação do h . Segundo Katto et al. (1977), esta intensificação da transferência de calor é devido à evaporação do filme líquido existente entre a bolha e a parede;

Além deste mecanismo, há um parâmetro superficial que foi mudado no momento da fabricação da superfície microaletada: a rugosidade. Se por um lado a superfície lisa apresenta uma baixa rugosidade (R_p igual a $0,22 \mu\text{m}$), a superfície microaletada foi obtida por um processo de usinagem convencional. Neste processo a rugosidade deve ter aumentado consideravelmente proporcionando um aumento na densidade de sítios de nucleação o que, por sua vez, aumentou a emissão de bolhas, intensificando, assim o h .

4.2 Resultados em quatro níveis de pressão

Quando há um aumento da pressão do sistema, ocorre um aumento na temperatura de saturação do fluido de trabalho o que, geralmente, causa uma diminuição na tensão superficial deste fluido. Esta redução na tensão superficial conduz a uma redução na pressão interna da bolha, necessária para manter o equilíbrio entre as forças devido às tensões superficiais e as forças gravitacionais, reduzindo, assim, o superaquecimento mínimo necessário para a ativação de núcleos de vapor, conforme apresentado na Eq. (2.5). Além disso, conforme visto na Fig. (2.9), o aumento da pressão implica em uma diminuição no diâmetro de partida de bolha.

O conjunto de efeitos mencionados no parágrafo anterior proporciona uma diminuição do superaquecimento necessário para o início da nucleação, deslocando a curva de ebulição para a esquerda. Este deslocamento foi observado nos resultados experimentais deste trabalho. As Figs. (4.3.a-b) correspondem às curvas $q \times \Delta T_{sat}$ e $h \times q$ para o tubo de cobre microaletado em quatro níveis de pressão. Nestas figuras, o T_p usado foi obtido pela média aritmética das temperaturas da superfície aquecedora. Na maioria dos pontos da Fig. (4.3.b), à medida que a pressão aumenta, ocorre um aumento do h , para um mesmo fluxo de calor. Ainda segundo

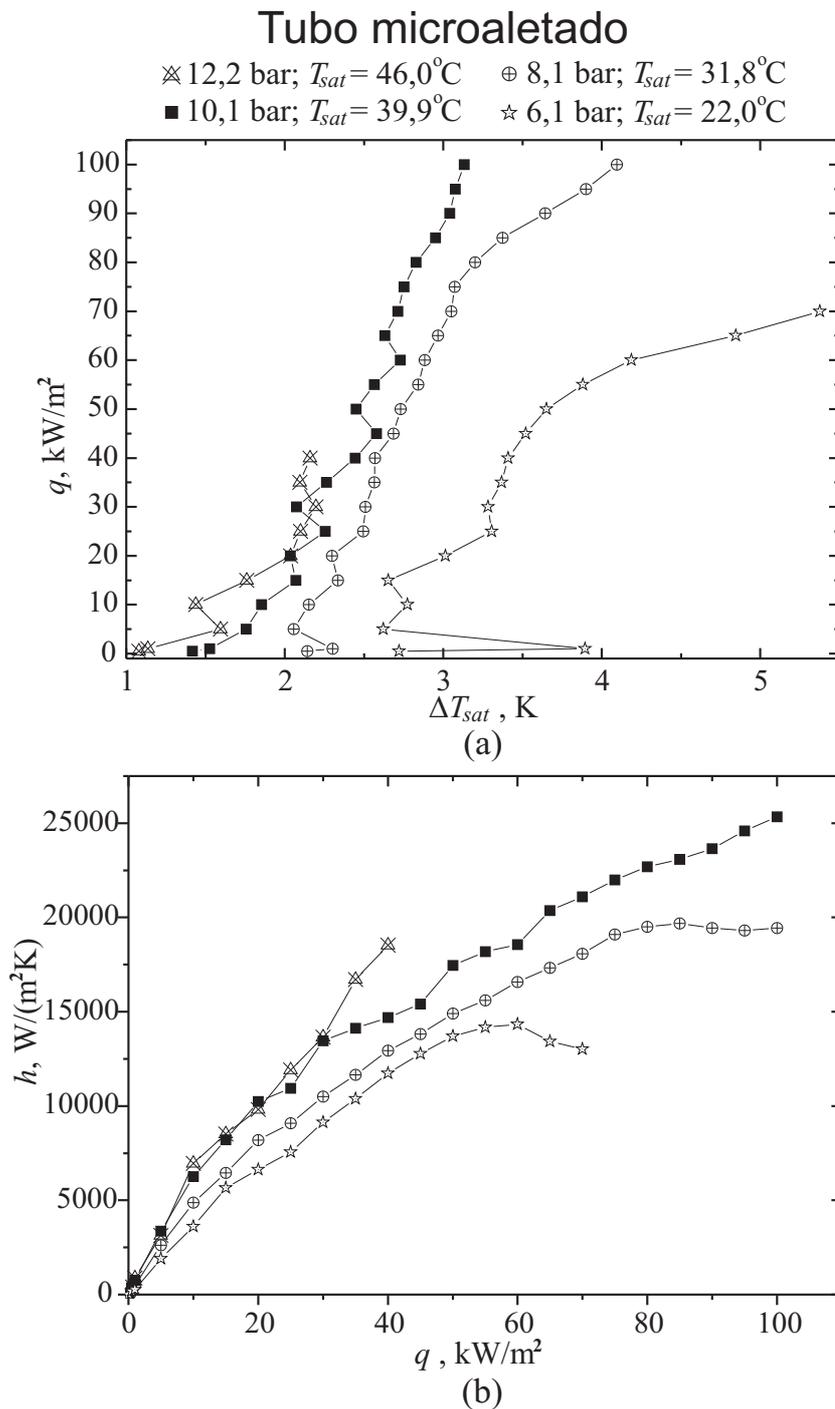


Figura 4.3: Gráficos da ebulição do R-134a no tubo de cobre microaletado em quatro níveis de pressão: (a) $q \times \Delta T_{sat}$ ($= \bar{T}_p - T_{sat}$); (b) $h \times q$.

esta figura, pode-se fazer as seguintes observações:

1. Os h 's para a pressão de 12,2 bar apresentaram valores ligeiramente superiores aos h 's para a pressão de 10,1 bar;

2. Os h 's para a pressão de 10,1 bar são superiores aos h 's das pressões inferiores, ao longo de toda a faixa de fluxo de calor. O mesmo ocorre para a pressão de 8,1 bar;
3. Para a pressão de 6,1 bar, o h apresentou uma queda uma faixa de fluxo de calor compreendido entre 60 e 65 kW/m². Após esta faixa, o h apresentou uma tendência a permanecer constante. Este comportamento pode ser observado, também, para fluxos de calor superiores na curva de pressão igual a 8,1 bar. Maiores detalhes deste mecanismo são estudados na próxima seção;
4. Para a pressão de 12,2 bar, os dados coletados foram até 40 kW/m². Isto ocorreu, pois para maiores fluxos de calor a condutância térmica das serpentinas da câmara de ebulição não foi suficiente para retirar o calor que era fornecido à resistência de aquecimento do tubo, mantendo o sistema estável. Isso pôde ser observado, também, para uma pressão de 6,1 bar, onde se obteve resultados coerentes² até um fluxo de calor de 70 kW/m²;
5. Na Fig. (4.3.a), o ΔT_{sat} para o início da ebulição nucleada e para a curva de 6,1 bar corresponde a 5,4 K e para a curva de 8,1 bar é 2,7 K.

Nas Figs. (4.4.a-b) são apresentadas as curvas $q \times \Delta T_{sat}$ e $h \times q$ para o tubo de cobre liso em três níveis de pressão, com uma temperatura da superfície aquecedora igual à média aritmética das temperaturas medidas pelos termopares da seção de teste. Na Fig. (4.4.a) são apresentadas as três curvas parciais de ebulição onde se observa que a curva de pressão igual a 12,2 bar está deslocada para a esquerda, em relação às demais curvas. No entanto, a curva de pressão igual 10,1 bar só começa a apresentar um deslocamento para a esquerda, em relação a curva de pressão igual a 8,6 bar, para um fluxo de calor maior que 50 kW/m². Isto ocorreu

²O termo “coerente” aqui mencionado refere-se ao fato de manter a temperatura do líquido próximo à temperatura do vapor ($T_l \simeq T_v$). Nos experimentos, a diferença máxima admitida, $|T_l - T_v|$ é igual a 0,3°C, conforme informado no capítulo 3.

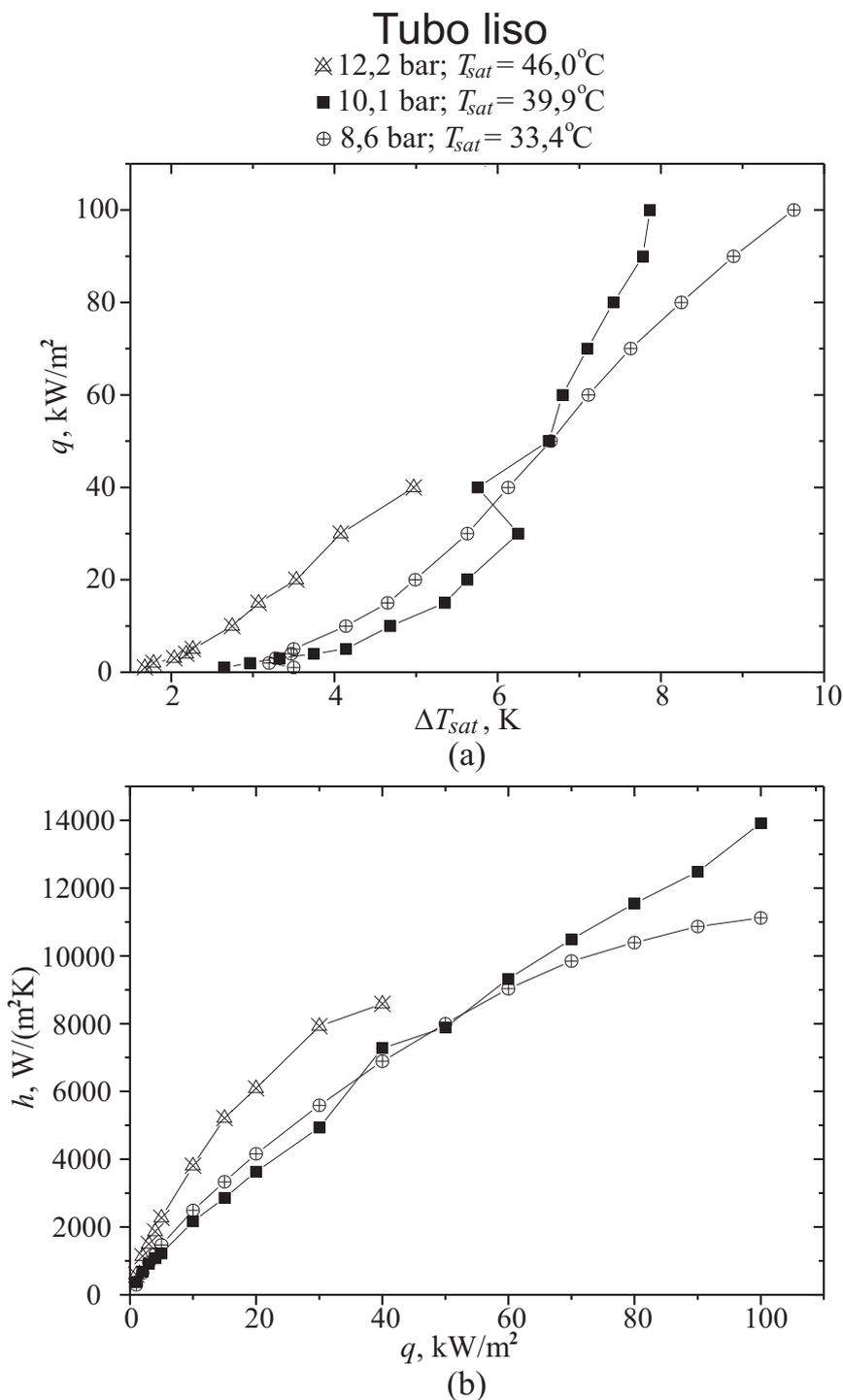


Figura 4.4: Gráficos da ebulição do R-134a no tubo de cobre liso em três níveis de pressão: (a) $q \times \Delta T_{sat}$ ($= \bar{T}_p - T_{sat}$); (b) $h \times q$.

em função de dois eventos: (1) para a pressão de 8,6 bar, o resfriamento da superfície aquecedora ocorreu logo no início da formação da curva de ebulição para um ΔT_{sat} igual a 3,6 K, deslocando esta curva de ebulição para fluxo de calor inferior

a 5 kW/m^2 ; (2) para a pressão de $10,1 \text{ bar}$, o resfriamento da superfície aquecedora ocorreu tardiamente (em relação à curva de ebulição de $8,6 \text{ bar}$), mantendo esta curva à direita da curva de ebulição de pressão igual a $8,6 \text{ bar}$.

Na Fig. (4.4.b) a curva de pressão igual a $8,6 \text{ bar}$ começa a apresentar uma tendência à estabilização do h a partir de um fluxo de calor igual a 60 kW/m^2 . Esta tendência à estabilização do h pode ser observada, também, na Fig. (4.3.b) a partir de um fluxo de calor igual a 80 kW/m^2 , indicando uma possibilidade à secagem da superfície aquecedora.

4.3 Variação circunferencial do h

Nas Figs. (4.5.a-c) são apresentados três gráficos do $h \times q$ para as seções transversais $S1$, $S2^3$ e $S3$ para o tubo microaletado na pressão de $8,1 \text{ bar}$. Para cada seção transversal há um gráfico onde é estudado o comportamento do h ao longo da circunferência externa do tubo de cobre. Nestas figuras, os valores dos h 's na região inferior do tubo são superiores aos valores dos h 's da região superior. Além disso, os h 's nas laterais B e C apresentam valores compreendidos entre os valores medidos pelos termopares A e D. Em regra geral, estes resultados concordam com os resultados obtidos por Nishikawa et al. (1983) e Kang (2003), que mostram que à medida que uma superfície aquecedora - inicialmente voltada para cima - gira até ficar voltada para baixo, o seu h aumenta pelo fato de que nesta nova posição há a formação de bolsões de vapor que intensificam a transferência de calor por ebulição. Este acúmulo de bolsões de vapor na região inferior da superfície externa do tubo é observado nas Figs. (4.9.d-i). No presente estudo, considera-se que as partes de baixo e superior da superfície externa do tubo comportam-se como superfícies aquecedoras voltadas para baixo e para cima, respectivamente.

Diante do exposto no parágrafo anterior, a Fig. (4.5.b) apresenta uma região com

³Nesta seção o termopar posicionado em B2 rompeu. Por este motivo, na Fig. (4.5.b) não aparece a curva de B2.

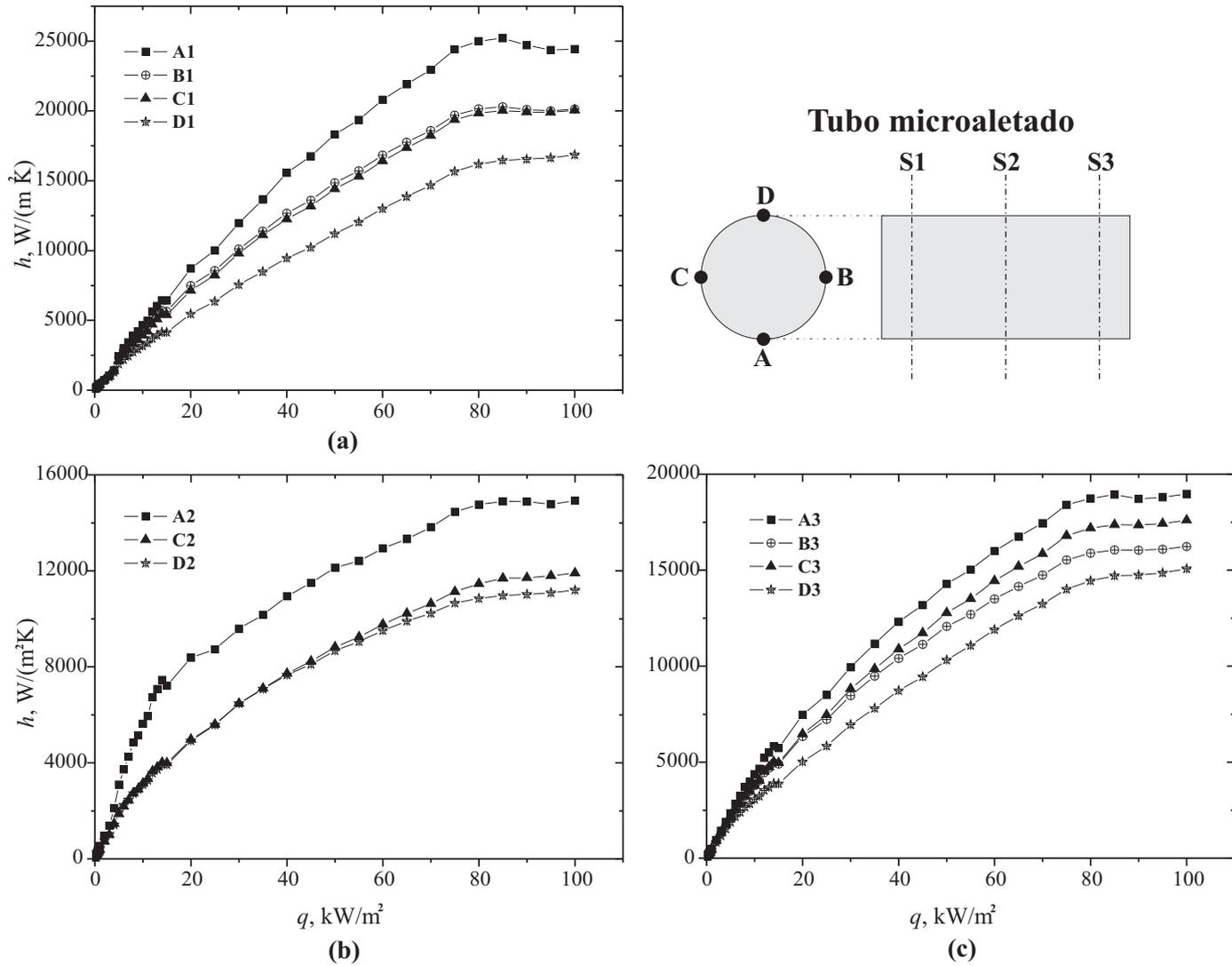


Figura 4.5: Distribuição de h na periferia das seções transversais $S1$, $S2$ e $S3$ do tubo microaletado. Pressão de 8,1 bar e $T_{sat} = 31,8^{\circ}\text{C}$.

um comportamento diferente do esperado: os h 's determinados com a temperaturas medidas pelos termopares C2 e D2, para fluxos de calor inferiores a 60 kW/m^2 , apresentam resultados próximos, quando se esperava $h_{C2} > h_{D2}$. Isso deveu-se, possivelmente à distribuição irregular do fluxo de calor naquela região em estudo, elevando h_{D2} e/ou reduzindo h_{C2} .

Uma outra característica a ser observada na Fig. (4.5.a) e termopar A1 é quanto a queda do h com o aumento do q . Verifica-se que com o aumento do q de 85 kW/m^2 para 90 kW/m^2 (um aumento de 5,9%) houve uma diminuição de 2% no

h , de 25201 W/(m²K) para 24705 W/(m²K). Apesar desta variação sutil do h não ter representatividade, uma vez que a incerteza do h , para a faixa de fluxo de calor e pressão mencionada acima, corresponde a 8%, esta queda no h foi observada, também, nos termopares A2 e A3 e todos eles estão localizados no inferior do tubo de cobre. Com isso, estas regiões inferiores do tubo podem estar sofrendo um tipo de secagem na sua superfície aquecedora, impedindo que o h aumente e fazendo com que o mesmo tenha uma tendência a permanecer constante.

Ribatski e Thome (2006) observaram, também, uma diminuição do h com o aumento do q quando eles estudaram o h por ebulição em piscina do R-134a, na temperatura de saturação igual a 20°C, em tubos de cobre intensificadores (tubos com superfícies aquecedoras do tipo High-Flux, Gewa-B, Turbo-CSL e Turbo-BII HP) de diâmetros externos iguais a 19,05 mm e comprimentos iguais a 554 mm. Eles observaram que o tubo Turbo-BII HP apresentou uma diminuição do h de 22,5 kW/(m²K) (q igual a 20 kW/m²) para 20 kW/(m²K) (q igual a 30 kW/m²).

Na Fig. (4.6) são comparados os h 's determinados por estes autores para uma superfície aquecedora intensificadora chamada Alto Fluxo (ou High Flux), com os h 's determinados no presente estudo para o tubo microaletado. Desta figura destacam-se:

- Embora o h para a superfície Alto Fluxo seja dez vezes superior ao valor de h para a superfície microaletada (para q igual a 30 kW/m²) e quatro vezes e meia (para q igual a 70 kW/m²), estes valores encontram-se na mesma ordem de grandeza;
- No caso da seção microaletada do presente trabalho, tem-se uma leve queda do h e uma seguida estabilização do mesmo, para fluxos de calor acima de 60 kW/m²; no caso da superfície com superfície Alto Fluxo do trabalho de Ribatski e Thome (2006), ocorre uma queda acentuada do h a partir de 32 kW/m², com o h passando de 60 para 43 kW/(m²K);
- A diminuição de h observada nos resultados de Ribatski e Thome (2006), para

a superfície de Alto Fluxo, ocorre para um fluxo de calor ($q = 32 \text{ kW/m}^2$) menor do que a verificada no presente trabalho ($q = 60 \text{ kW/m}^2$), conforme mostrado na Fig. (4.6). Nos dois casos os fluxos de calor correspondem a 8% e 15% do fluxo de calor crítico de Zuber, respectivamente.

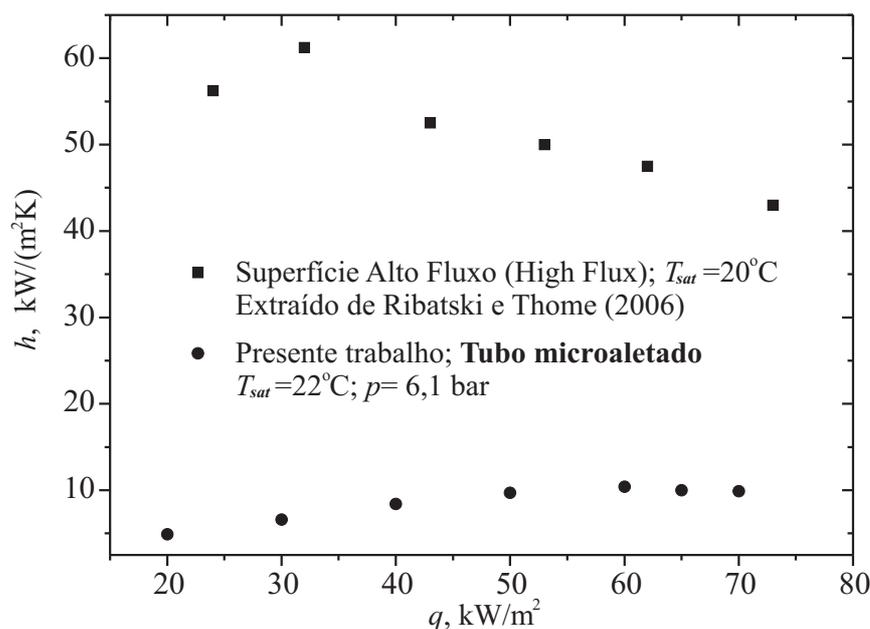


Figura 4.6: Comparação do h extraído de Ribatski e Thome (2006) (tubo de cobre com superfície aquecedora do tipo 'High Flux') com o h determinado com a \bar{T}_p no tubo de cobre microaletado do presente trabalho.

Um outro estudo em que se obteve a redução do h com o aumento do q foi o trabalho conduzido por Jung et al. (2004). Eles efetuaram testes em tubos horizontais com superfícies estruturadas diferentes (low fin, Turbo-B e Thermoexcel-E) em diversos fluidos de trabalho (R-22, R-134a, R-125 e R-32), no regime de ebulição nucleada em piscina e temperatura de saturação igual a 7°C . Os resultados mostram que entre os três tubos mencionados acima, o tubo Thermoexcel-E foi o que apresentou uma redução do h com o aumento do fluxo de calor. Esta redução do h foi observada a partir de um fluxo de calor igual a 50 kW/m^2 , para o R-134a.

Uma possível explicação para a ocorrência desta queda do h no tubo microaletado é a existência de um confinamento aliado a um acúmulo de bolhas na região

inferior do tubo, o que pode ter gerado grandes “bolsões” de vapor dificultando a transferência de calor. Conforme a Eq. (2.22), o número de Bond⁴, para a pressão de 6,1 bar, corresponde a 0,27 o que indica um confinamento das bolhas.

4.4 Comparação com a literatura

Nesta seção, são apresentadas as comparações dos h 's experimentais do presente trabalho com os h 's calculados pelas principais correlações existentes na literatura.

Nas Figs. (4.7)⁵ e (4.8), são apresentados quatro gráficos do $h \times q$ para diversas correlações apresentadas no capítulo 2 e os h 's dos tubos liso e microaletado⁶ do presente trabalho, em quatro níveis de pressão e o R-134a saturado como fluido de trabalho. O valor de R_p utilizado nas correlações foi igual a $0,22 \mu\text{m}$ e o R_a foi igual a $0,062 \mu$, pois estes valores foram os medidos para o tubo de cobre liso do presente trabalho, conforme mostrado na Tabela (3.2). Como se pode notar nestas figuras, os h 's do tubo liso apresentaram-se mais próximos aos valores de h 's determinados pelas correlações de Ribatski e Sáiz Jabardo (2003), seguido das correlações de Borishanski (1969) e de Stephan e Abdelsalam (1980). Esta informação pode ser observada, também, na Tabela (4.1), onde são apresentados os desvios médios dos h 's experimentais para o tubo de cobre liso em relação às correlações apresentadas nas Figs. (4.7) e (4.8). Estes desvios foram calculados a partir da Eq. (4.1). Por fim, a correlação de Rohsenow (1952) é a que apresentou o maior desvio médio em relação aos dados do presente trabalho. Provavelmente, a escolha do coeficiente c_{sf} (igual a 0,0035) e s (igual a 1,7), sugerido por Saiz Jabardo et al. (2004), influenciou nestas diferenças.

$$DM = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{|h_{exp} - h_{corr}|}{h_{exp}} \quad (4.1)$$

⁴Calculado para s igual à largura da aleta ($=0,228 \text{ mm}$).

⁵Nesta figura não há pontos experimentais para o tubo liso.

⁶A área usada corresponde à área calculada com o diâmetro médio.

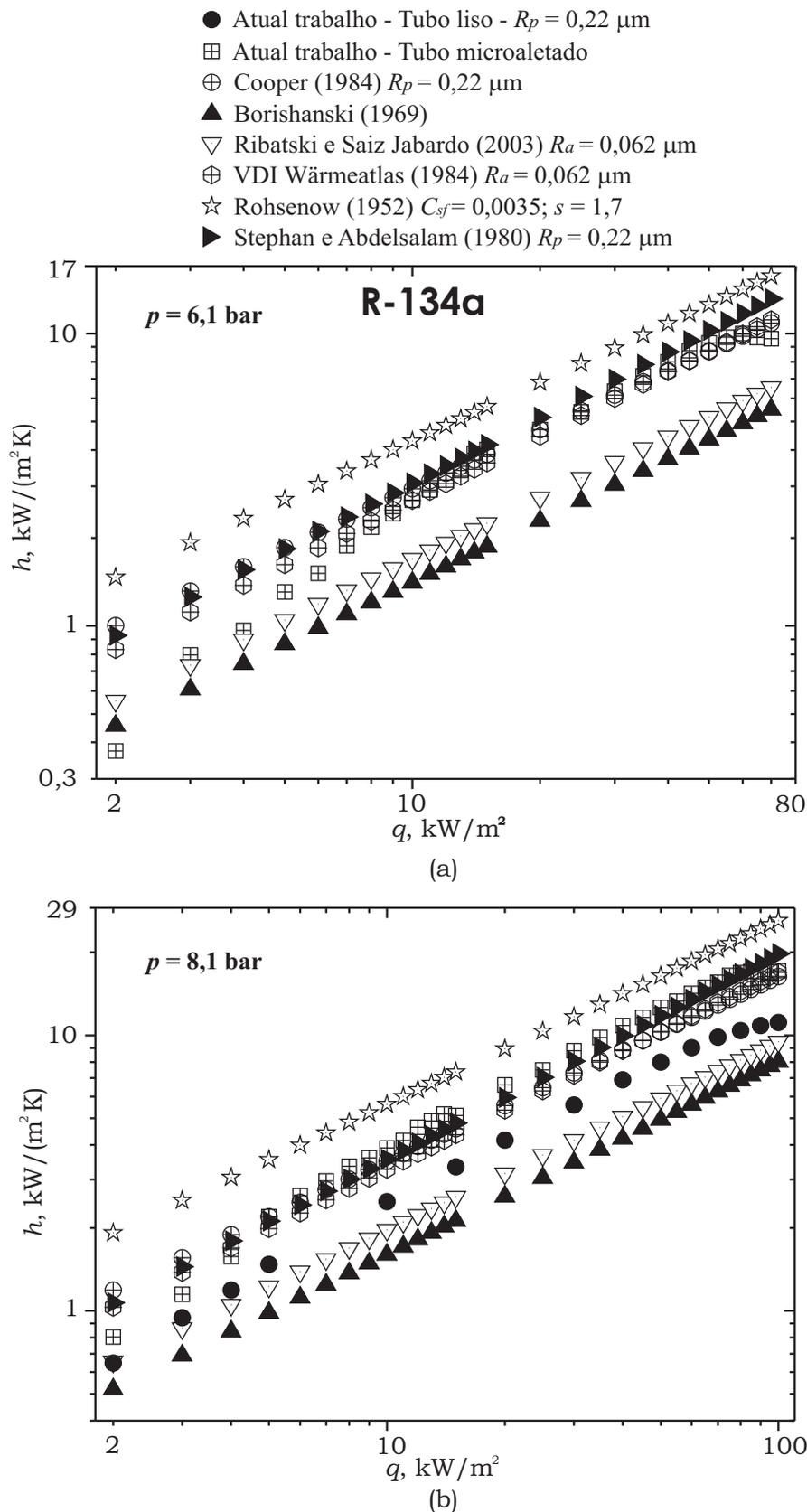


Figura 4.7: Comparação do h experimental com o h determinado por diversas correlações da literatura. (a) Pressão de 6,1 bar; (b) Pressão de 8,1 bar (no tubo liso, $p = 8,6$ bar).

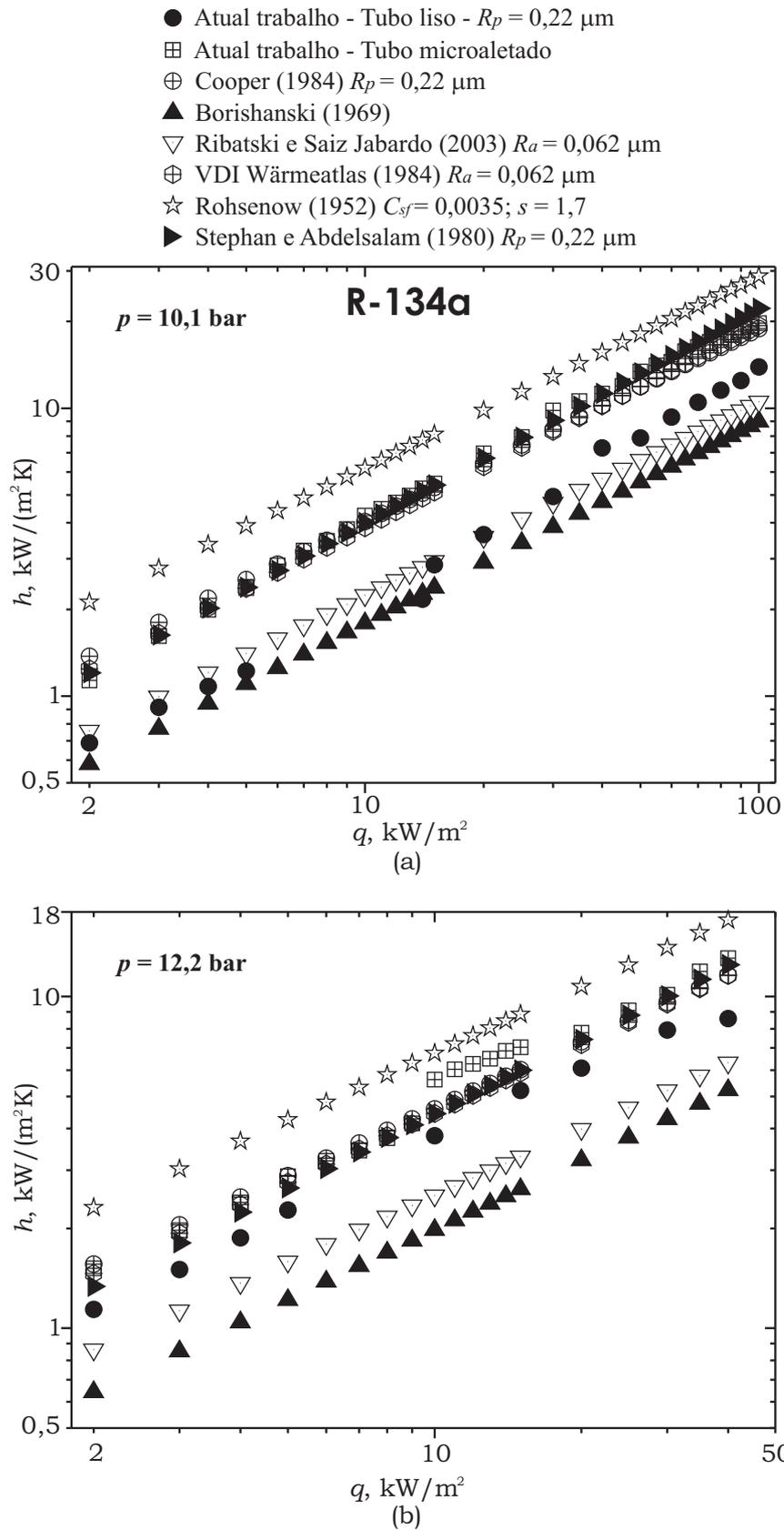


Figura 4.8: Comparação do h experimental com o h determinado por diversas correlações da literatura. (a) Pressão de 10,1 bar; (b) Pressão de 12,2 bar.

Tabela 4.1: Desvios médios entre os h 's do tubo liso e os h 's calculados pelas correlações da literatura.

	Cooper (1984)	Bori- shanski (1969)	Ribatski e Saiz Jabardo (2003)	VDI Wär- meatlas (1984)	Rohsenow (1952)	Stephan e Abdelsalam (1980)
$p, \text{ bar}$	DESVIO MÉDIO (DM) - %					
8,6	75,0	19,3	23,9	58,1	177,9	41,4
10,1	39,4	10,6	9,6	34,3	83,9	36,4
12,2	18,6	22,6	12,9	14,4	52,1	11,2
DM_T	44,3	17,5	15,5	35,6	104,6	29,7

4.5 Visualização

Nesta seção, são apresentadas fotografias da ebulição nucleada do R-134a sobre as superfícies externas dos tubos microaletado e liso.

4.5.1 Distribuição da ebulição na superfície aquecedora

Na Fig. (4.9) são apresentadas oito fotografias do tubo de cobre horizontal microaletado com foco na região inferior da superfície aquecedora, que está em contato com o R-134a, na pressão de 6,1 bar e fluxos de calor variando entre 5 kW/m² e 70 kW/m². Da mesma forma, na Fig. (4.10) são apresentadas outras oito fotografias do mesmo tubo de cobre, porém o foco está localizado na região central da superfície aquecedora. Destas fotografias pode-se observar que:

1. Nas Figs. (4.9.a-c), a superfície aquecedora está tomada apenas parcialmente pelo fenômeno de ebulição. Nas regiões onde as bolhas inexistem, há uma predominância da convecção natural. Esta característica é observada, também, nas fotografias apresentadas na Figs. (4.10.a-c). As fotografias das Figs. (4.9.d-i) mostram que à medida que se aumenta o fluxo de calor, tem-se toda a superfície do tubo coberta por bolhas, pois novos sítios de nucleação são

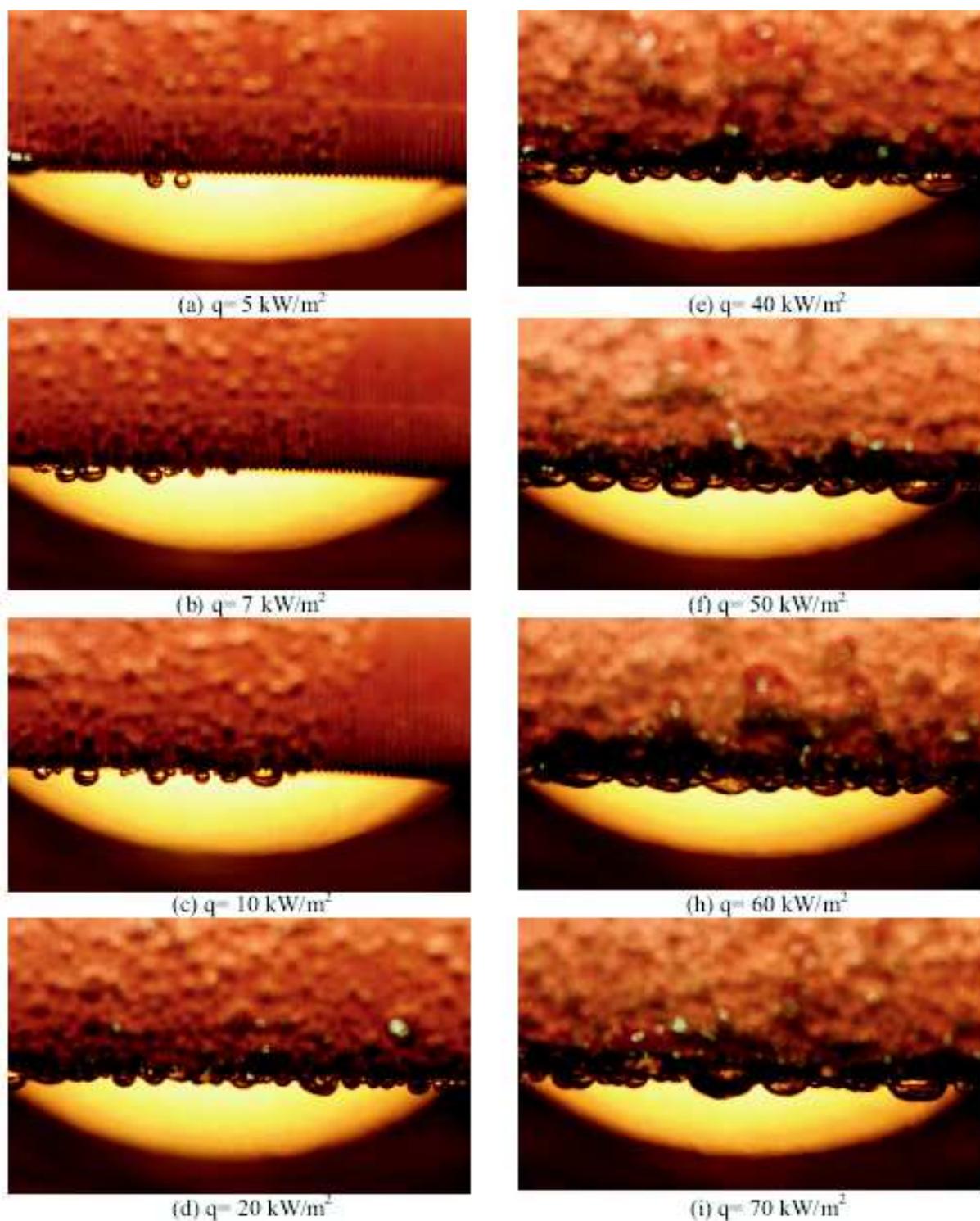


Figura 4.9: Fotografias da ebulição nucleada do R-134a na região inferior da superfície externa do tubo de cobre horizontal com microaletas triangulares: pressão de 6,1 bar e vários fluxos de calor.

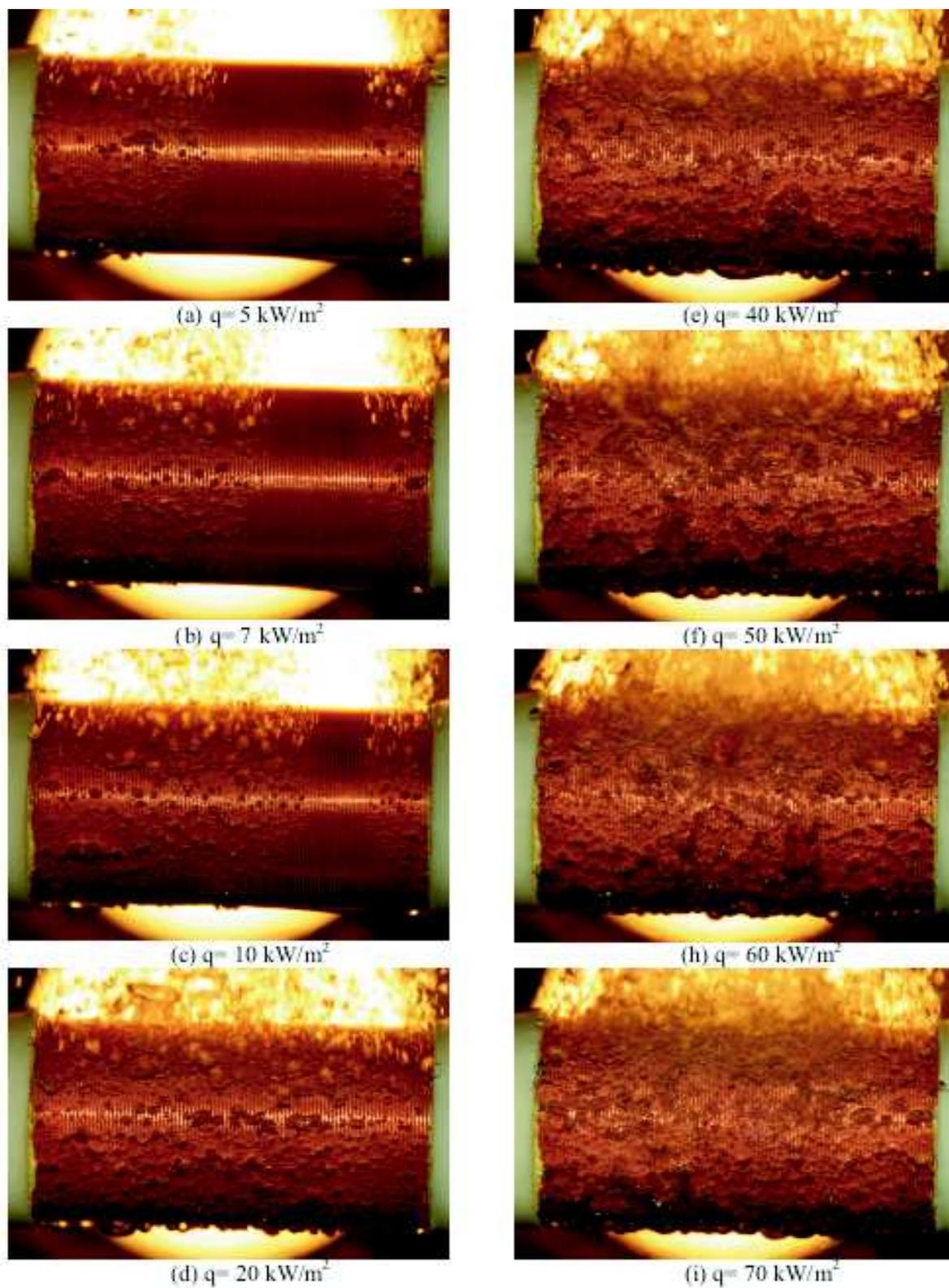


Figura 4.10: Fotografias da ebulição nucleada do R-134a na lateral da superfície externa do tubo de cobre horizontal com microaletas triangulares: Pressão de 6,1 bar e vários fluxos de calor.

ativados;

2. Na região inferior da superfície cilíndrica ocorre uma concentração de bolhas de maior volume devido à coalescência destas bolhas, podendo, em alguns casos, englobar nove aletas, conforme se vê na Fig. (4.11), que corresponde a uma ampliação da Fig. (4.9.f).

O que se observa é que, para fluxos de calor moderados, a formação de bolhas na região inferior do tubo, aliado ao efeito do confinamento de bolhas, funcionam como intensificadores da transferência de calor por ebulição. A partir de certos fluxos de calor, onde as bolhas passam a ficar grandes, chegando a cobrir diversas aletas, elas funcionam como uma camada de isolante que limita a transferência de calor, devido à maior dificuldade de o líquido atingir a superfície, causando, assim, uma estabilização no h com o aumento de q . Este efeito foi detectado no tubo de cobre microaletado para as pressões de 6,1 e 8,1 bar e estão apresentados na Fig. (4.5).

$q=70 \text{ kW/m}^2$; $p= 6,1 \text{ bar}$
Fig. (4.9.i) ampliada

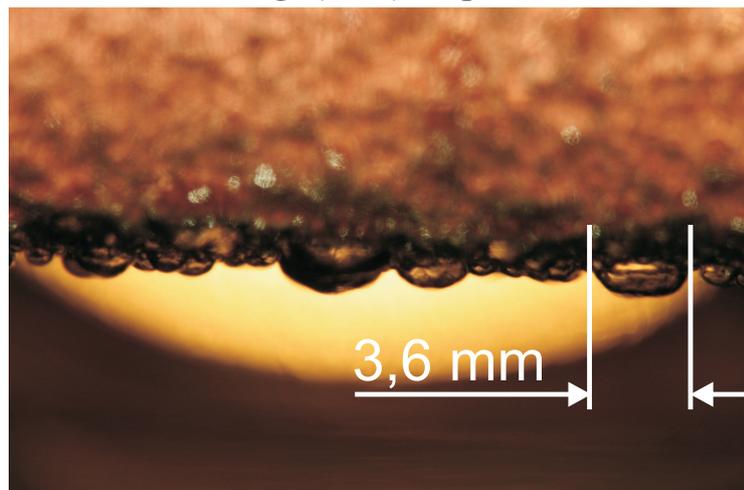


Figura 4.11: Tamanho da bolha na região inferior do tubo de cobre microaletado.

4.5.2 Visualização do efeito da pressão na ebulição nucleada

Conforme visto no capítulo 2 e na seção 4.1, o aumento da pressão proporciona o aumento do h , em função da necessidade de uma menor energia para a ativação dos sítios de nucleação (ver Zhaohu *et al.*, 2007). As fotografias tiradas por Kotthoff *et al.* (2006) e apresentadas na Fig. (2.8) mostram que à medida que a pressão reduzida aumenta, ocorre uma diminuição no diâmetro das bolhas que partem da superfície aquecedora e um aumento na densidade de sítios de nucleação (N/A). Na Fig. (2.9) é apresentado um gráfico do diâmetro de partida de bolha em função da pressão onde fica evidente que D_b decresce à medida que há um aumento da pressão. Essa diminuição no D_b ocasiona uma maior quantidade de bolhas que saem da superfície aquecedora, pois novos sítios de nucleação (antes inativos) são ativados aumentando assim a densidade de sítios de nucleação (N/A), com o aumento da pressão.

Na Fig. (4.12) são apresentadas três fotografias tiradas da superfície externa do tubo de cobre microaletado onde o fluxo imposto, nas três fotografias, corresponde a 20 kW/m^2 e pressões de 6,1, 8,1 e 12,2 bar. Nestas figuras não ficam evidentes os efeitos da pressão no diâmetro da bolha nem na densidade de sítios de nucleação, pois a variação de pressão reduzida do atual trabalho ($0,15 \leq p_r \leq 0,30$), juntamente com a máquina fotográfica utilizada, não captam estes efeitos, conforme visto na Fig. (2.8), cujas fotografias foram tiradas para variação de pressão reduzida elevada ($0,01 \leq p_r \leq 0,80$).

Para captar experimentalmente o efeito da pressão no presente trabalho, foram feitos testes para as pressões mínima e máxima conseguidas na câmara pressurizada que correspondem a 3,2 e 17 bar, respectivamente. As fotografias presentes na Fig. (4.13) foram tiradas no tubo de cobre liso para um fluxo de calor igual a 20 kW/m^2 . Comparando-as, observa-se que as bolhas formadas na pressão de 17 bar tendem a possuir, em geral, diâmetros inferiores aos diâmetros das bolhas para a pressão de 3,2 bar. Estes resultados concordam com os resultados apresentados

por Kotthoff et al. (2006), onde os autores observaram que o aumento da pressão reduzida proporciona o aumento da densidade de sítios de nucleação ocasionando uma maior ocorrência de pequenas bolhas e mais bem distribuídas pela superfície aquecedora (ver Fig. 2.8). Além desta melhor distribuição, pode-se observar na fotografia tirada para a pressão de 17 bar que a variação dos diâmetros das bolhas são, em geral, mais reduzidos, em relação às bolhas presentes na fotografia tirada com a pressão de 3,2 bar.

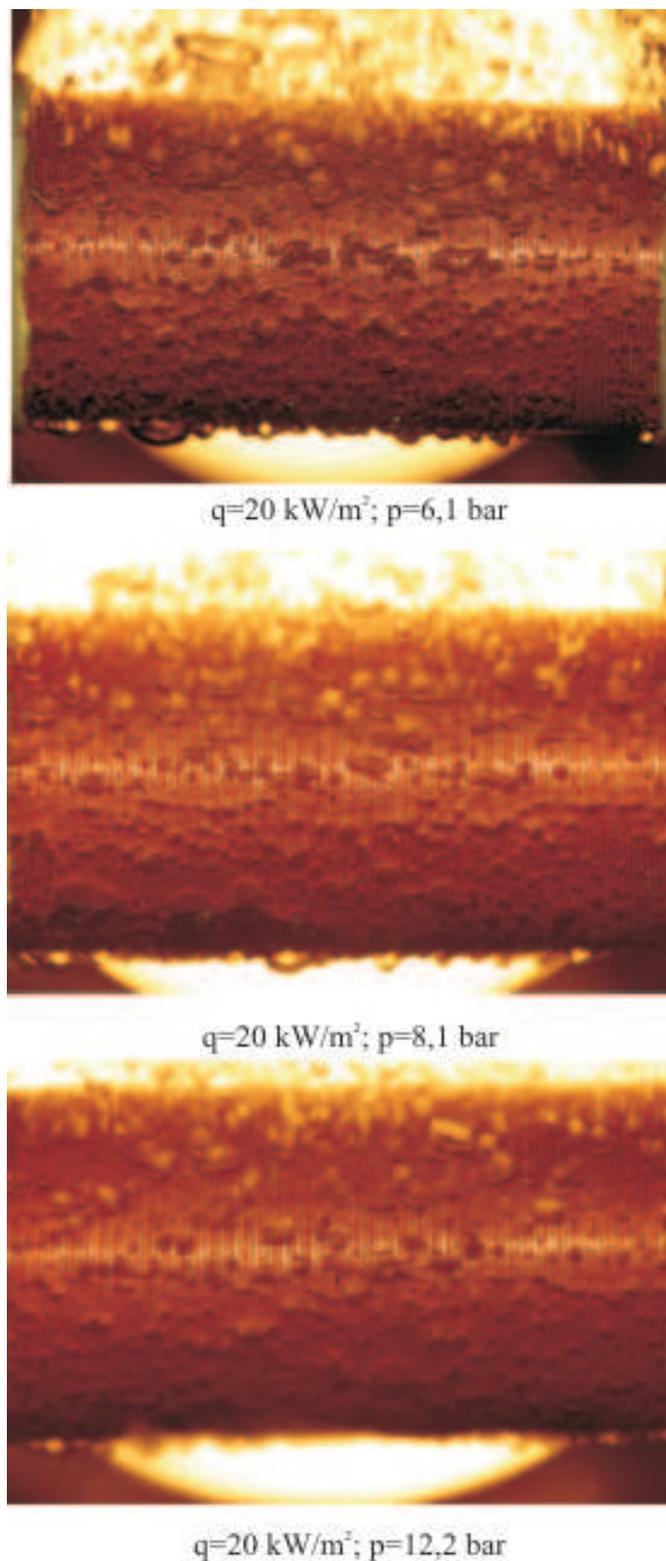
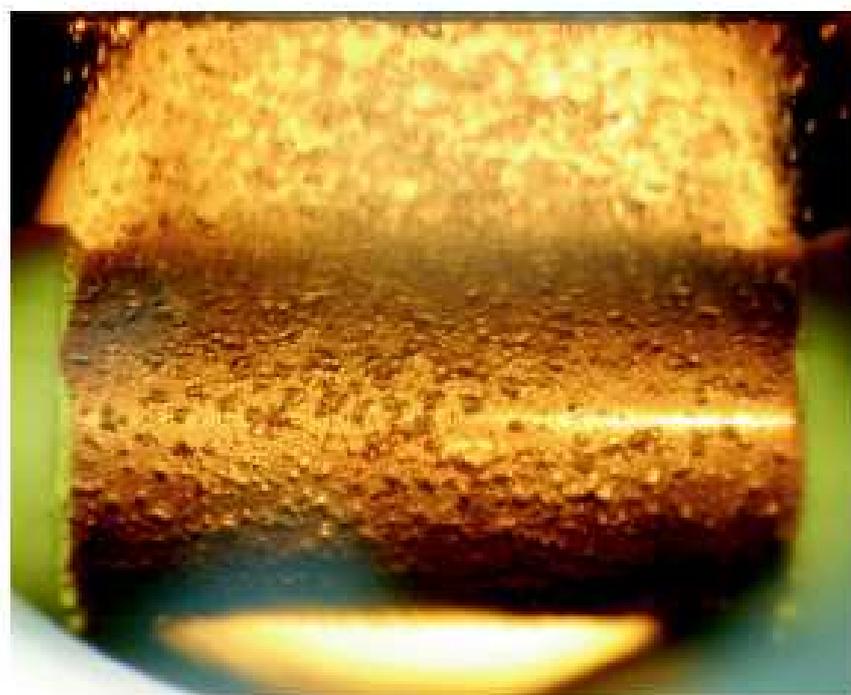


Figura 4.12: Fotografias da ebulição nucleada do R-134a na lateral da superfície externa do tubo de cobre horizontal com microaletas triangulares: Fluxo de calor de 20 kW/m^2 e pressões iguais a 6, 1, 8, 1 e 12, 2 bar.



$q=20 \text{ kW/m}^2$; $p=3,2 \text{ bar}$



$q=20 \text{ kW/m}^2$; $p=17,0 \text{ bar}$

Figura 4.13: Fotografias da ebulição nucleada do R-134a na lateral da superfície externa do tubo de cobre horizontal liso: Fluxo de calor de 20 kW/m^2 e pressões iguais a 3,2 e 17,0 bar.

Capítulo 5

Conclusões e Perspectivas

5.1 Conclusões

No presente estudo foram apresentados os resultados experimentais para o coeficiente de transferência de calor por ebulição no regime de ebulição nucleada do R-134a sobre as superfícies externas de tubos de cobre com e sem microaletas. Foram analisadas as seguintes influências: do fluxo de calor, da pressão e do tipo de superfície aquecedora. Os resultados experimentais foram comparados com seis correlações da literatura.

As principais conclusões deste trabalho são resumidas a seguir:

- Os coeficientes de transferência de calor por ebulição obtidos no tubo de cobre microaletado do presente trabalho, para o regime de ebulição nucleada, ficaram compreendidos entre $374 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$ (para fluxo de calor igual a $2 \text{ kW}/\text{m}^2$, pressão de $6,1 \text{ bar}$ e incerteza experimental de $8,54\%$) e $19.733,0 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$ (para fluxo de calor igual a $100 \text{ kW}/\text{m}^2$, pressão de $10,1 \text{ bar}$ e incerteza experimental de $8,73\%$);
- Foi verificado, experimentalmente, que o coeficiente de transferência de calor por ebulição aumentou com o aumento da pressão do sistema. Na Fig. (4.3.a) pode-se observar que à medida que a pressão aumenta, a curva de ebulição

parcial se desloca para a esquerda;

- Nas fotografias apresentadas na Fig. (4.13), à medida que a pressão aumentou de 3,2 para 17 bar pôde-se observar um leve decréscimo no tamanho das bolhas. Além disso, com o aumento da pressão, as bolhas apresentaram menores variações no seu diâmetro, ao longo da superfície aquecedora;
- Os coeficientes de transferência de calor por ebulição determinados na região inferior do tubo de cobre microaletado foram maiores que os h 's determinados na região superior do mesmo tubo, em virtude de uma maior coalescência de bolhas na região inferior o que proporciona a formação de bolsões de vapor que intensificam o h .
- Os dois fatores que influenciaram na intensificação do h do tubo de cobre microaletado foram o confinamento de bolhas e o aumento da rugosidade superficial:
 1. O número de Bond, calculado para a superfície microaletada, variou entre 0,27 e 0,32, indicando um confinamento de bolhas;
 2. A rugosidade da superfície aquecedora do tubo de cobre microaletado foi o motivador principal da intensificação do h , em função do processo de usinagem convencional que elevou a densidade de sítios de nucleação nas aletas;
 3. Embora não se tenha valores percentuais do efeito de cada parâmetro para a intensificação do h , sabe-se, de acordo com as fotografias tiradas, que o confinamento das bolhas não ficou evidente, pois não se detectou achatamentos das mesmas; com isso, conclui-se que o fator determinante na intensificação do h foi o aumento da rugosidade da superfície aquecedora;
- Uma diminuição no h , e posterior tendência à estabilização, do tubo de cobre microaletado foi observada para as pressões de 6,1 bar (com o fluxo de calor

variando entre 65 e 70 kW/m²) e 8,1 bar (com o fluxo de calor variando entre 85 e 90 kW/m²);

- De acordo com a Tabela (4.1), os desvios médios do coeficiente de transferência de calor por ebulição determinados para o tubo liso do presente trabalho, em relação aos coeficientes calculados pelas correlações existentes na literatura, ficaram compreendidos entre 15,5% (para a comparação feita com a correlação de Ribatski e Saiz Jabardo (2003)) e 104,6% (para a comparação feita com a correlação de Rohsenow (1952)).
- Os coeficientes de transferência de calor por ebulição obtidos na superfície microaletada do atual trabalho foram inferiores em relação aos h 's experimentais obtidos com as superfícies High Flux, segundo resultados apresentados por Ribatski e Thome (2006). Conforme a Fig. (4.6), a superfície High Flux apresentou um h nove vezes maior que o h determinado neste trabalho, para um fluxo de calor igual à 30 kW/m².
- A comparação dos h 's, efetuada na Fig. (4.2), usando as áreas reais das superfícies aquecedoras dos tubos de cobre liso e microaletado, indica claramente a intensificação da transferência de calor por ebulição, quando não se considera as faixas de incertezas experimentais. Quando estas faixas são consideradas, é observada a intensificação da transferência de calor para nove valores de calor imposto; para os outros seis valores de calor imposto, não se pode garantir a intensificação do h , pois as faixas de incertezas se interceptam;

5.2 Trabalhos Futuros

Em função dos resultados obtidos no presente trabalho, alguns estudos se fazem necessários para promover um aprofundamento do conhecimento do fenômeno de ebulição. Entre eles podem ser citados:

- Efetuar experimentos com feixes de tubos, em diversas configurações, para simular evaporadores inundados;
- Estudar outros tubos de cobre microaletados variando o passo e introduzir o estudo de superfícies estruturadas usadas na indústria de refrigeração, a fim de analisar o efeito de confinamento de bolhas, o efeito da rugosidade na superfície aquecedora e o efeito no fluxo de calor crítico;
- Estudar a transferência de calor por ebulição para outros fluidos de trabalho e em faixa de pressão mais ampla;
- Desenvolvimento de uma correlação que envolva diversos parâmetros tais como: tipo de fluido de trabalho, nível de pressão do sistema, estrutura e rugosidade da superfície aquecedora.

Referências Bibliográficas

BEJAN, A., 1994, HEAT TRANSFER, John Wiley & Sons, New York.

BENJAMIN, R. J., e BALAKRISHNAN, A. R., 1996, Nucleate Pool Boiling Heat Transfer of Pure Liquids at Low to Moderate Heat Fluxes, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 39, pp. 2495-2504.

BERGLES, A. E., 1997, Enhancement of Pool Boiling, International Journal of Refrigeration, vol. 20, pp. 545-551.

BERGLES, A. E. e ROHSENOW, W. M., 1964, The Determination of Forced Convection Surface Boiling Heat Transfer, Journal of Heat Transfer - Transactions of the ASME, vol. 86, no 3, pp. 365-372.

BET, L., 1999, Estudo da Medição da Textura de Superfícies com Sondas Mecânicas e com Sondas Ópticas Tipo Seguidor, Tese de doutorado, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, Universidade Federal Santa Catarina, Brasil, novembro.

BORISHANSKI, V. M., 1969, Correlation of the Effect of Pressure on the Critical Heat Flux and Heat Transfer Rates Using the Theory of Thermodynamic Similarity, Problems os Heat Transfer and Hydraulics of Two-Phase Media, Pergamon Press, New York, pp. 16-37.

CARDOSO, E. M., 2005, Estudo Experimental da Ebulição Nucleada Confinada, Dissertação de mestrado do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica/UFSC, Florianópolis, S.C., 96 p.

CAREY, V. P., 1992, LIQUID-VAPOR PHASE-CHANGE PHENOMENA: An Introduction to the Thermophysics of Vaporization and Condensation Processes in Heat Transfer Equipment, Taylor & Francis, Bristol, England.

CHANG, C. S., HUANG, B. J. e MAIDANIK, Y. F., 2002, Feasibility Study of a Mini LHP for CPU Cooling of a Notebook PC, 12th International Heat Pipe conference, 19 a 24 de maio, Moscou, Russia.

CHANG, J. Y., YOU, S. M., 1996, Heater Orientation Effects on Pool Boiling of Microporous-Enhanced Surfaces in Saturated FC-72, Transactions ASME, Journal Heat Transfer 118, pp, 937-943.

CHEN, Y., GROLL, M., MERTZ, R. e KULENOVIC, R., 2004, Bubble Dynamics of Boiling of Propane and Iso-Butane on Smooth and Enhanced Tubes, Experimental Thermal and Fluid Science, vol. 28, pp. 171-178.

CHIEN, L. H e WEBB, R. L., 1998, A Nucleate Boiling Model for Structured Enhanced Surfaces, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 41, pp. 2183-2195.

COLE, R., 1967, Bubble Frequencies and Departure Volumes at Subatmospheric Pressures, AIChE Journal, vol. 13, pp. 779-783.

COLLIER, J. G. e THOME, J. R., 1996, CONVECTIVE BOILING AND CONDENSATION, 3th Edition, Oxford.

COOPER, M. G., 1984, Saturation Nucleate Pool Boiling - A Simple Correlation, International Chemical Engineering Symposium Series, vol. 86, pp. 785-792.

DOSSAT, R. J., 1978, PRINCIPLES OF REFRIGERATION, 2th Edition, John Wiley & Sons.

FORSTER, H. K. e ZUBER, N., 1955, Dynamics of Vapor Bubbles and Boiling Heat Transfer, AIChE Journal, vol. 1, pp. 531-535.

GAERTNER, R. F., 1965, Photographic Study of Nucleate Pool Boiling on a Horizontal Surface, *Journal of Heat Transfer*, vol. 87, pp. 17-29.

GORENFLO, D., 2001, State of Art in Pool boiling Heat Transfer on New Refrigerants, *International Journal of Refrigeration*, vol. 44, pp. 6-24.

HAIDER, S. I. e WEBB, R. L., 1997, A Transiente Micro-Convection Model of Nucleate Pool Boiling, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 49, pp. 3675-3688.

HAN, C. Y. e GRIFFITH, P., 1965, The Mechanism of Heat Transfer in Nucleate Pool Boiling - Part I, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 8, pp. 887-904.

HSU, Y. Y., 1962, On the Size Range of Active Nucleation Cavities on a Heating Surface, *Journal of Heat Transfer - Transactions of the ASME*, vol. 84, pp. 207-216.

INCROPERA, F. P. e DeWITT, D. P., 2002, *FUNDAMENTALS OF HEAT AND MASS TRANSFER*, 5th Edition, John Wiley & Sons.

JACOB, M. e FRITZ, W., 1931, *Frosh. Geb. Ingenieurwes*, vol 6. p. 434.

JUDD, R. L., e HWANG, K. S., 1976, A Comprehensive Model for Nucleate Pool Boiling Heat Transfer Including Microlayer Evaporation, *Journal of Heat Transfer - Transactions of the ASME*, pp. 623-629.

JUNG, D., AN, K. e PARK, J., 2004, Nucleate Boiling Heat Transfer Coefficients of HCFC22, HFC134a, HFC125, and HFC32 on Various Enhanced Tubes, *International Journal of Refrigeration*, Vol. 27, 202-206.

KANG, M., 2003, Effects of tube inclination on pool boiling heat transfer, *Nuclear Engineering and Design*, 220, pg. 67-81.

KATTO, Y., YOKOYA, S. e TERAOKA, K., 1977, Nucleate and Transition Boiling in a Narrow Space Between Two Horizontal, Parallel Disk Surfaces, *Bull. JSME* 20

(143), pp. 638-643.

KOTTHOFF, S., GORENFLO, D., DANGER, E. e LUKE, A., 2006, Heat Transfer and Bubble Formation in Pool Boiling: Effect of Basic Surface Modifications for Heat Transfer Enhancement, *International Journal of Thermal Sciences*, Vol. 45, pp. 217-236.

KUKADELADZE, S. S., 1963, *Fundamentals of Heat Transfer*, cap. XVIII, pp. 381-383, Academic Press Inc., New York.

MIKIC, B. B. e ROHSENOW, W. M., 1969, A New Correlation of Pool Boiling Data Including the Effect of Surface Characteristics, *Journal of Heat Transfer - Transactions of the ASME*, vol. 91, pp. 245-250.

MOISSIS, R. e BERENSON, P. J., 1969, On the Hydrodynamic Transitions in Nucleate Boiling, *Journal of Heat Transfer - Transactions of the ASME*, pp. 221-229.

NAKAYAMA, W., DAIKOKU, T., KUWAHARA, H. e NAKAJIMA, T., 1980a, Dynamic Model of Enhanced Boiling Heat transfer on Porous Surfaces Part I: Experimental Investigation, *Journal of Heat Transfer*, vol. 102, pp. 445-450.

NAKAYAMA, W., DAIKOKU, T., KUWAHARA, H. e NAKAJIMA, T., 1980b, Dynamic Model of Enhanced Boiling Heat transfer on Porous Surfaces Part II: Analytical Modeling, *Journal of Heat Transfer*, vol. 102, pp. 451-456.

NISHIKAWA, K., FUGITA, Y., UCHIDA, S. e OHTA, H., 1983, Effect of Heating Surface Orientation on Nucleate Boiling Heat Transfer, *Proc. ASME-JSME Thermal Eng. Joint Conference, Honolulu, 20 a 24 de março*, Vol. 1, pp. 129-136.

NUKYIAMA, S., 1934, The Maximum and Minimum Value of the Q Transmitted from Metal to Boiling Water Under Atmospheric Pressure, Journal Japan Soc. of Mechanical Engineers, vol. 37, pp. 367-374. (Tradução para inglês: International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 9, pp. 1419-1433, 1966).

PASSOS, J. C., 1994, Transferência de Calor e Massa na Ebulição, Monografia apresentada no concurso de Professor Adjunto na Área de Ciências Térmicas da UFSC/EMC, p. 70.

PASSOS, J. C., e REINALDO, R. F., 2000, Analysis of Pool Boiling Within Smooth and Grooved Tubes, Experimental Thermal and Fluid Science, Vol. 22, pp. 35-44.

PASSOS, J. C., ROCHA, S. P. e LALLEMAND, M., 2003, Some Experimental Results on Enhanced Nucleate Boiling Heat Transfer, Equifase 2002, Foz do Iguaçu, Proceedings 2002, vol. 1, pp. 1-10.

PASSOS, J. C., da SILVA, E. L. e POSSAMAI, L. F. B., 2005, Visualization of FC-72 Confined Nucleate Boiling, Experimental Thermal and Fluid Science 30, pp. 1-7.

PIORO, I. L., 1999, Experimental Evaluation of Constants for the Rohsenow Pool Boiling Correlation, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 42, pp. 2003-2013.

PIORO, I. L., ROHSENOW, W. e DOERFFER, S. S., 2004a, Nucleate Pool Boiling Heat Transfer. I: Review of Parametric Effects of Boiling Surfaces, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 47, pp. 5033-5044.

PIORO, I. L., ROHSENOW, W. e DOERFFER, S. S., 2004b, Nucleate Pool Boiling Heat Transfer. II: Assessment of Prediction Methods, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 47, pp. 5045-5057.

RIBATSKI, G., 2002, Análise Teórica e Experimental da Ebulição Nucleada de Refrigerantes Halogenados, Tese de doutorado do Programa de Pós-Graduação da Escola de Engenharia de São Carlos/USP, São Carlos, SP, p. 257.

RIBATSKI, G. e SAIZ JABARDO, J. M., 2003, Experimental Study of Nucleate Boiling of Halocarbon Refrigerants on Cylindrical Surfaces, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 46, pp. 4439-4451.

RIBATSKI, G. e THOME, J., 2006, Nucleate Boiling Heat Transfer of R-134a on Enhanced Tubes, *Applied Thermal Engineering*, vol. 26, pp. 1018 - 1031.

ROCHA, S. P., 2001, Resfriamento de Placas com e sem Deposição de Alumínio Através da Ebulição do R113, Dissertação de mestrado do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica/UFSC, Florianópolis, SC, 84 p.

ROHSENOW, W. M., 1952, A Method of Correlation Heat Transfer Data for surface Boiling of Liquids, *Transactions ASME*, vol. 84, p. 969.

SAIZ JABARDO, J. M., RIBATSKI, G. e BARROS, S. F., 2004, Evaluation of the Rohsenow Correlation Through Experimental Pool Boiling of Halocarbon Refrigerants on Cylindrical Surfaces, *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, vol. 26, pp. 218-230.

SHEKRILADZE, I. G., 2007, Developed Boiling Heat Transfer: Physical Models, Correlations and Lines of Further Research, 5th International Conference on Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics, Sun City, South Africa, Paper number: k7.

SILVA, A. K. e MANTELLI, M. B. H., 2004, Thermal Applicability of Two-Phase Thermosyphons in Cooking Chambers – Experimental and Theoretical Analysis, *Applied Thermal Engineering*, Vol. 24, pp. 717–733.

STEPHAN, K., 1992, Heat Transfer in Condensation and Boiling, Springer-Verlag.

STEPHAN, K. e ABDELSALAM, M., 1980, Heat Transfer Correlations for Natural Convection Boiling, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 23, pp. 73-87.

THOME, J. R., 1990, Enhanced Boiling Heat Transfer, New York: Hemisphere.

THOME, J. R., 1996, Boiling of New Refrigerants: A State-of-Art Review, International Journal of Refrigeration, vol. 19, pp. 435-457.

VADGAMA, B. e HARRIS, D., 2007, Measurements of the Contact Angle Between R134a and Both Aluminum and Cooper Surfaces, Experimental Thermal and Fluid Science, Vol. 31, pp. 979-984.

VAN STRALEN, S. J. D., SOHAL, M. S., COLE, R. e SLUYTER, W. M., 1975, Bubble Grow Rates in Pure and Binary Systems: Combined Effect of relaxation and Evaporation Micro-Layers, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 18, pp. 453-467.

VDI Heat Atlas, 1984, Gorenflo D. VDI Wärmeatlas Behältersieden (Pool Boiling), 4, Aufl. Abschn. Ha; ou 9, Aufl., Abschn. Hab. Berlin Springer-Verlag, 2002.

WEBB, R. L., 1996, Historical Evolution of Enhanced Tubes - and a Look at the Future, Process and Multiphase Heat Transfer: A Festschrift for A. E. Bergles, R. M. Manglik and A. D. Kraus, Begell House, hic., New York, pp. 245-254.

ZHAOHU, Z., MAOQIOONG, G., ZHIJIAN, Li e JIANFENG, Wu, 2007, Nucleate Pool Boiling Heat Transfer Coeficients of Pure HFC134a, HC290, HC600a and Their Binary and Ternary Mixtures, International Journal of Heat and Mass Transfer, 50, 94-104.

ZUBER, N, 1959, Hydrodynamic Aspects of Boiling Heat Transfer, PhD thesis, UCLA, USAEC report AECC-4439.

ZUBER, N. e TRIBUS, M., 1958, Further Remarks on the Stability of Boiling Heat Transfer, Report 58-5, AECU-3631, Department of Engineering University of California, pp. 1-68.

Apêndice A

Convecção Natural

Neste apêndice é apresentado um estudo da convecção natural para a calibração do sistema em estudo. Para isso, comparou-se os números de Nusselt determinados experimentalmente, ver Eq. (A.1), e os números de Nusselt determinados pela correlação de Churchill e Chu (1975)¹, ver Eq. (2.1). Esta correlação foi desenvolvida para cilindros horizontais com temperatura da superfície aquecedora uniforme. No entanto, os autores também sugerem o uso desta correlação para fluxos de calor uniforme.

$$Nu_{\text{exp}} = h_{\text{exp}} \frac{D}{k_l} \quad (\text{A.1})$$

O h_{exp} usado na Eq. (A.1) é calculado por $h = \frac{q}{\Delta T_{\text{sat}}}$, onde q variou de 0,1 kW/m² a 1 kW/m² e ΔT_{sat} é o superaquecimento da superfície aquecedora correspondente à esta faixa de fluxo de calor. Na Fig. (A.1.a) são apresentados os valores dos números de Nusselt referentes aos termopares A1, A2 e A3 e, também, o Nusselt global da canaleta A que foi determinado usando a temperatura média da canaleta. Já na Fig. (A.1.b) são apresentados os valores médios do Nusselt nas canaletas A, B, C e D e, também, o Nusselt global do tubo de cobre calculado em função da média aritmética das temperaturas medidas na seção de teste. Como se pode notar em ambas figuras, os valores do Nusselt experimental foram superiores aos

¹Apud Incropera e DeWitt (2002). Para facilitar a apresentação, o Nusselt determinado pela correlação de Churchill e Chu (1975) será indicado por Nu_{CC} .

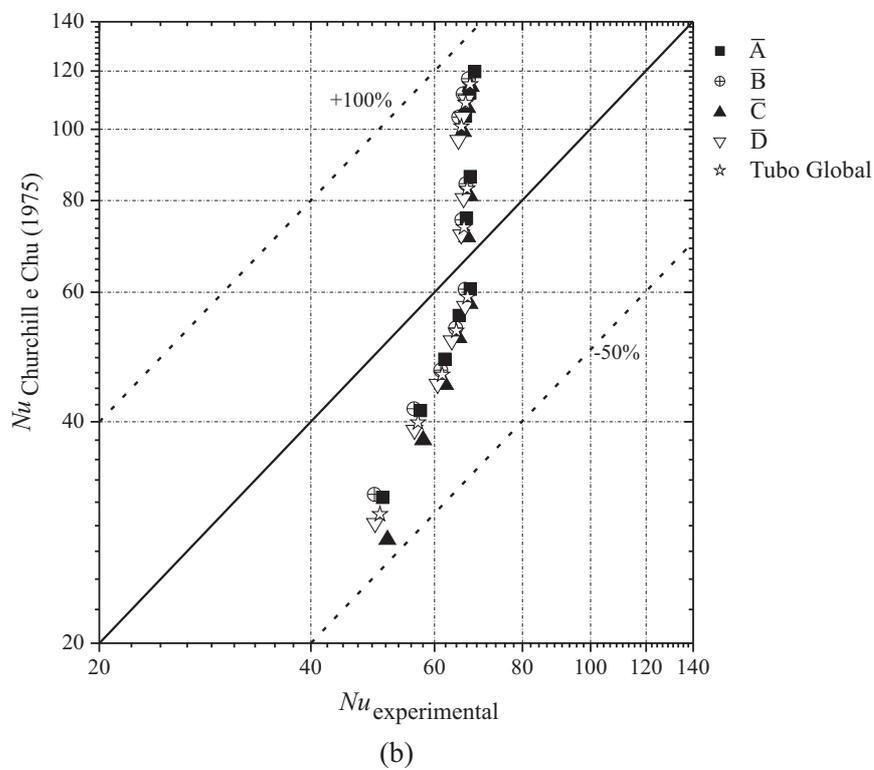
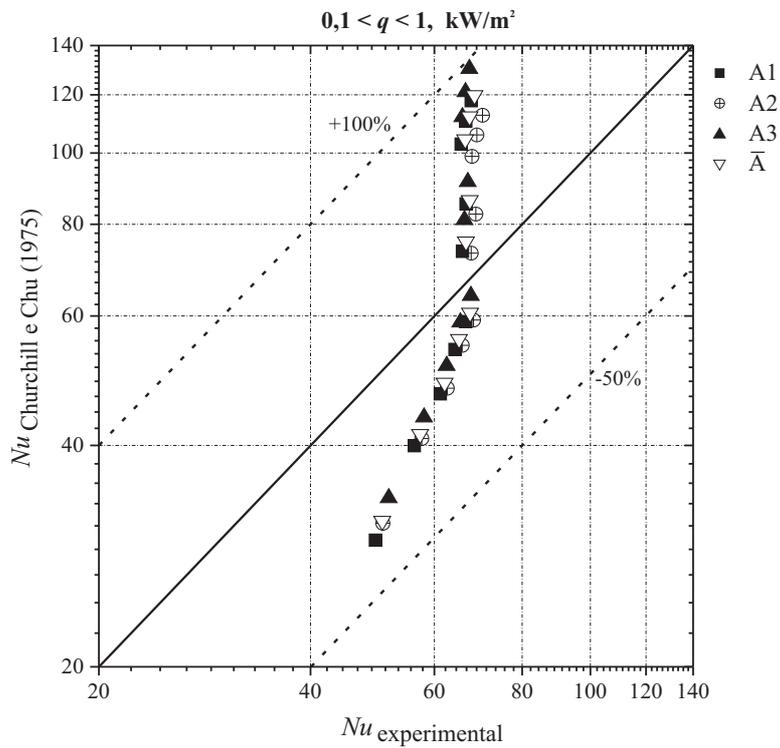


Figura A.1: Comparação entre o Nusselt determinado experimentalmente e o Nusselt determinado pela correlação de Churchill e Chu (1975). Dados para a pressão de 8,1 bar e q variando entre 0,1 e 1,0 kW/m^2 .

Nu_{CC} até o fluxo de calor igual a $0,5 \text{ kW/m}^2$. Para fluxos de calor superiores e até $0,5 \text{ kW/m}^2$, os Nusselt experimentais tornaram-se inferiores aos Nu_{CC} . Observa-se, também, nestas figuras que as curvas obtidas têm um crescimento vertical em função do leve crescimento do Nu_{CC} . Isto deveu-se ao pequeno aumento da temperatura de película utilizada para o cálculo do Número de Rayleigh, Ra_D presente na Eq. (2.1).

Na Fig. (A.1.a), para Nusselt experimental igual a 67, tem-se Nu_{CC} igual a 130, indicando um desvio de aproximadamente 100%. Já na Fig. (A.1.b) observa-se que à medida que o fluxo de calor aumenta de $0,1$ para 1 kW/m^2 , o Nusselt experimental, da canaleta A, tende a ser superior que o Nusselt experimental da canaleta D. Isto deve-se a um maior h na região inferior do tubo de cobre, informação esta que fica evidente nas Figs. (4.5.a-c).

Apêndice B

Curvas parciais de ebulição

Nesta seção são apresentadas as curvas parciais de ebulição do R-134a para o tubo de cobre microaletado e é apresentado a distribuição longitudinal da temperatura da superfície aquecedora.

Na Fig. (B.1) pode-se observar uma curva de ebulição parcial do R-134a para a pressão de 6,1 bar. Como visto no capítulo 3, a letra A indica as temperaturas medidas pelos termopares posicionados na parte inferior do tubo de cobre e os índices 1, 2 e 3 indicam em que posição longitudinal da canaleta encontra-se a junção do termopar. Conforme a Fig. (3.4), A1 encontra-se a 6 mm do lado direito do tubo de cobre, A2 encontra-se no meio do tubo de cobre e A3 encontra-se a 6 mm do extremo direito do tubo de cobre.

Da Fig. (B.1) pode-se tirar algumas informações que estão listadas abaixo.

- O início da ebulição nucleada ocorreu para um superaquecimento da superfície aquecedora igual a 5,3 K (para o termopar A1) e 5,0 K (para os demais termopares). O fluxo de calor para este início de ebulição nucleada correspondeu a 2 kW/m².
- No regime de ebulição nucleada, à medida que o fluxo de calor aumentou, ocorreu um aumento da diferença entre as temperaturas da superfície aquecedora ao longo do comprimento do tubo de cobre. No caso da Fig. (B.1), o valor máximo ocorreu para um fluxo de calor de 70 kW/m², correspondente à

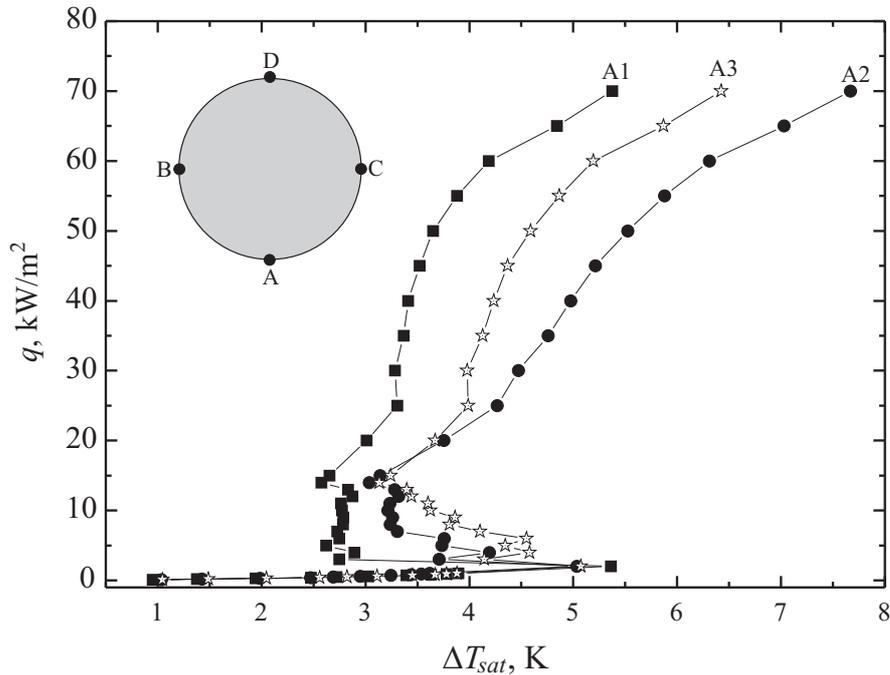


Figura B.1: Curva de ebulição parcial do R-134a para a pressão de 6,1 bar.

diferença entre a temperatura medida pelo termopar A2 e o termopar A1. Esta diferença é de 2,3 K. O que se observa, ainda neste contexto, é que a temperatura no centro da seção de teste é sempre superior que no restante da mesma, a partir de determinados fluxos de calor, o que ocasiona uma condução longitudinal do centro para os extremos do tubo de cobre. Isto deve-se a duas características:

- A distribuição do fluxo de calor na resistência elétrica é não-uniforme, concentrando-se no centro da mesma. Para minimizar este efeito, o fabricante desenvolveu uma resistência elétrica especial (a atual) para corrigir esta desuniformidade. O que se observou é que houve uma redução neste efeito, mas não se obteve a uniformidade desejada.
- Conforme a fotografia da Fig. (3.5), nos extremos da seção de teste (de diâmetro externo igual a 21 mm) há duas peças de teflon cujos diâmetros externos são iguais a 22 mm. Essa diferença nos diâmetros na transição entre as peças gera um efeito aleta, intensificando a transferência de calor

nestes extremos. Para baixos fluxos de calor ($2 \text{ kW/m}^2 < q < 5 \text{ kW/m}^2$) este efeito é importante, pois, nesta faixa, as bolhas se formam predominantemente nas laterais do tubo. Para fluxos de calor superiores a 5 kW/m^2 , a formação das bolhas estão melhor distribuídas no tubo de cobre o que minimiza este efeito.

Para melhor compreender o início da ebulição nucleada neste tubo de cobre, são apresentadas as Figs. (B.2.a-c). Nestas figuras apresentamos as curvas de ebulição parciais para cada termopar instalado no tubo de cobre em estudo. Como se pode notar, ambos os termopares têm um comportamento parecido com os termopares apresentados na Fig. (B.1). No entanto, se pode observar uma característica importante que foi explorada no capítulo 4: se compararmos as temperaturas do termopar A3 da Fig. (B.1) com as temperaturas dos termopares B3, C3 e D3 da Fig. (B.2), vê-se que, para um fluxo de 70 kW/m^2 , o ΔT_{sat} para o termopar A3 é o menor de todos, o que incorre em uma menor temperatura da parede ou em um maior resfriamento da parede, determinando um maior h naquele ponto.

Nas Figs. (B.3.a-c) são apresentadas as curvas de ebulição locais para os termopares D1, D2 e D3 para as pressões de 8,1, 10,1 e 12,2 bar, respectivamente. De acordo com estas figuras, e nesta seqüência de pressões, o início da ebulição nucleada ocorreu para superaquecimentos iguais a 3,2, 2,2 e 1,4 K, ou seja, à medida que a pressão do sistema aumentou ocorreu um decréscimo do ΔT_{sat} para o início da ebulição nucleada, o que comprova os estudos apresentados nos capítulos 2 e 4.

Analisando as Figs. (B.3.a-b) e a Fig. (B.1), observa-se que a condução longitudinal do centro para as extremidades começa a se apresentar a partir do instante em que $T_{p,D2} > T_{p,D3}$. Estas transições ocorrem para $q = 17 \text{ kW/m}^2$ (para $p = 6,1 \text{ bar}$), $q = 18 \text{ kW/m}^2$ (para $p = 8,1 \text{ bar}$) e $q = 30 \text{ kW/m}^2$ (para $p = 10,1 \text{ bar}$). Na Fig. (B.3.c), cuja pressão é 12,2 bar, o fluxo de calor máximo imposto foi de 40 kW/m^2 e até este valor $T_{p,D2} < T_{p,D3}$, incorrendo em uma condução longitudinal de um extremo ao

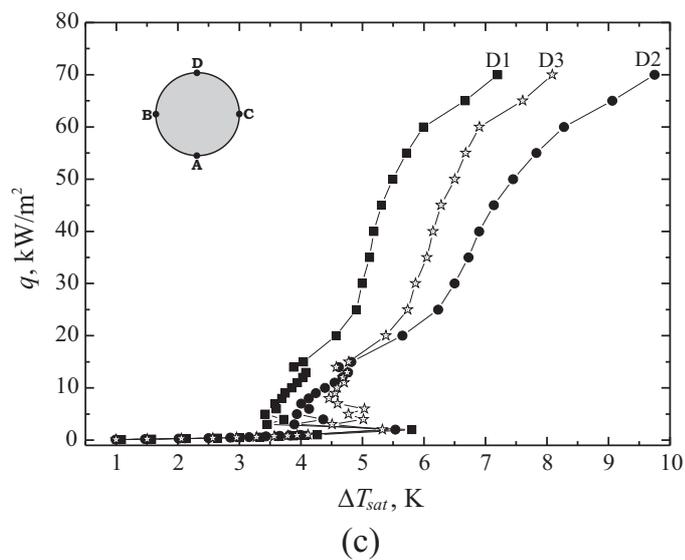
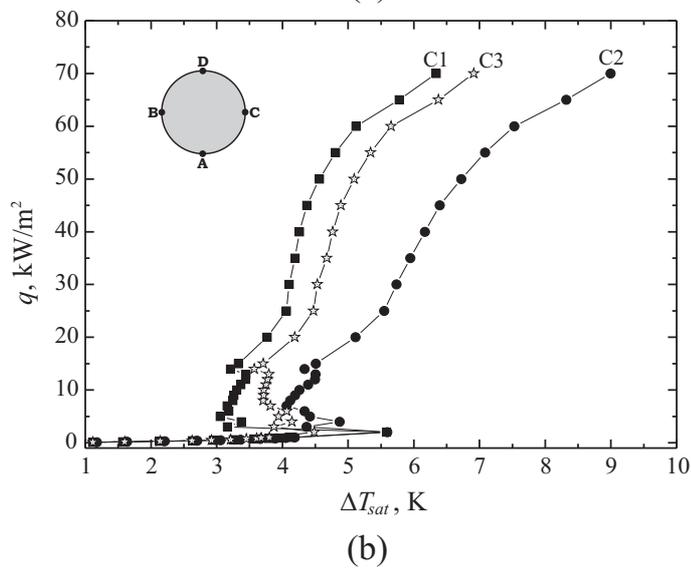
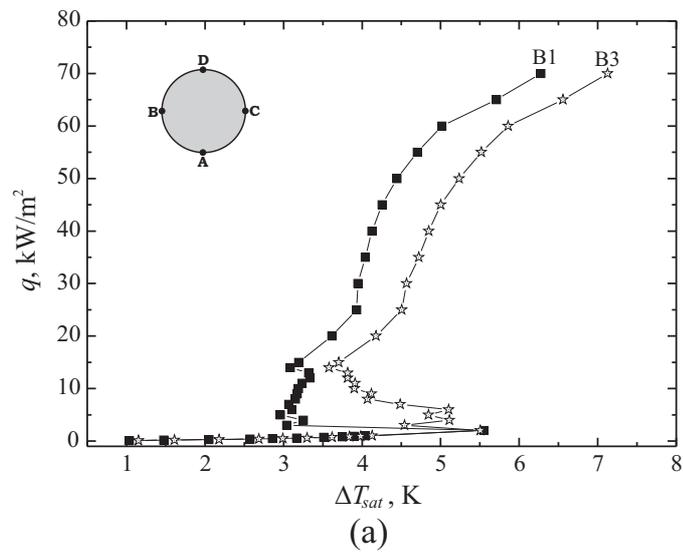


Figura B.2: Curvas de ebulição locais do R-134a na pressão de 6,1 bar para (a) Termopares B1 e B3; (b) Termopares C1, C2 e C3; (c) Termopares D1, D2 e D3.

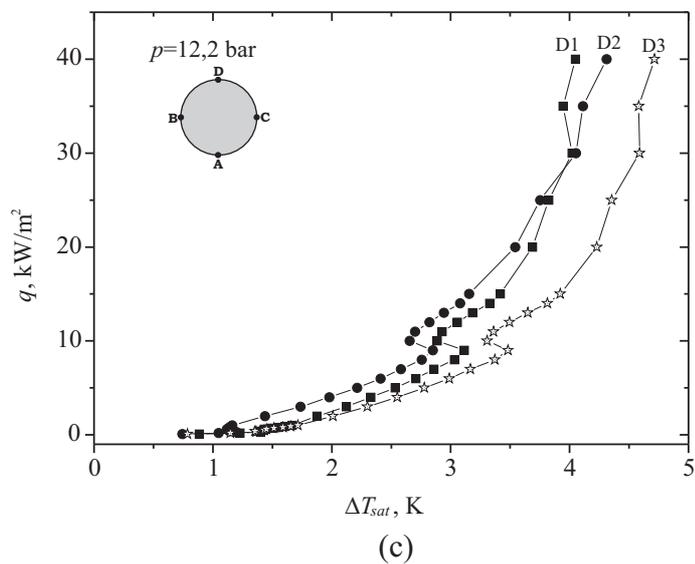
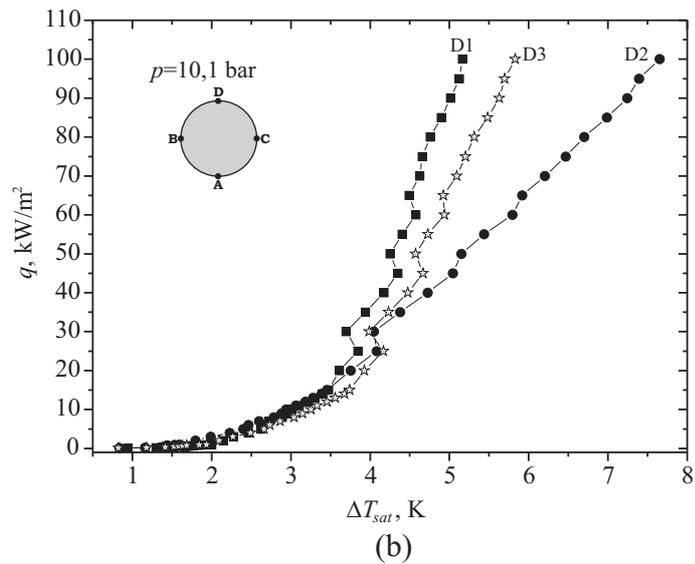
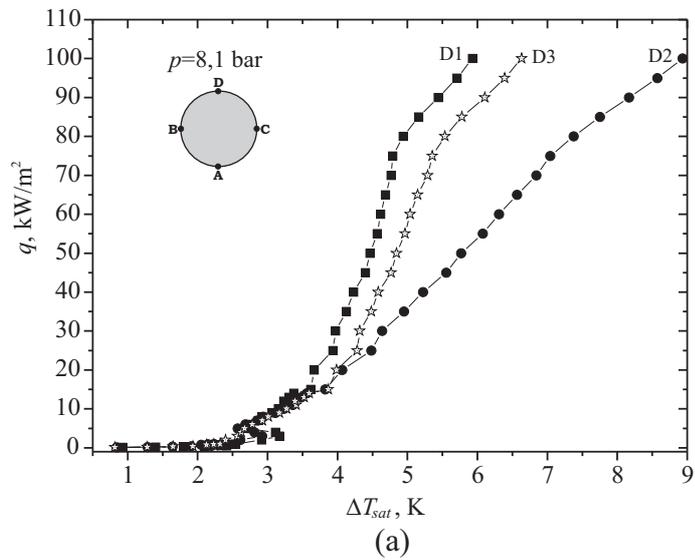


Figura B.3: Curvas de ebulição parciais do R-134a para os termopares D1, D2 e D3 para as pressões: (a) de 8,1 bar; (b) de 10,1 bar e (c) de 12,2 bar.

outro da seção de teste.

Apêndice C

Características da câmara de ebulição

No decorrer dos experimentos, foram observadas algumas características inerentes ao projeto da câmara de ebulição que são apresentadas a seguir:

- Os testes para a pressão de 6,1 bar foram executados até o fluxo de calor igual a 70 kW/m^2 . O propósito inicial era de conduzir os testes até o fluxo de 100 kW/m^2 para atingir uma maior frequência na coalescência das bolhas. No entanto, a partir de 70 kW/m^2 não se conseguiu controlar a pressão da bancada, pois as serpentinas (principalmente o condensador) não conseguiam mais retirar calor do sistema. Como consequência, a tolerância máxima de $0,3^\circ\text{C}$ entre T_l e T_v , $|T_l - T_v|$, foi superada sem ter a possibilidade de minimizá-la. Este efeito foi observado, também, para os testes conduzidos na pressão de 12,2 bar, onde se obteve resultados aceitáveis até um fluxo de calor igual a 40 kW/m^2 .
- Tentou-se, ainda, realizar testes na câmara de ebulição na pressão de 4 bar, mas observou-se uma característica interessante: para que a bancada estivesse pronta a iniciar a coleta de dados, tanto o líquido como o vapor deveriam estar a $9,3^\circ\text{C}$. Para se chegar a este nível de temperatura foi necessário

reduzir a temperatura do fluido de trabalho do criostato¹ que atende à serpentina do condensador a valores próximos a -20°C . No outro criostato elevou-se a temperatura do seu fluido de trabalho para 40°C . Mesmo diante destas condições, não se conseguiu fazer com que $T_l = T_v = 9,3^{\circ}\text{C}$. Diante disso, abortou-se os testes para este nível de pressão.

- No decorrer dos testes, observou-se que a pressão variava com o aumento do fluxo de calor. Para fluxos de calor de até 15 kW/m^2 , as temperaturas T_l e T_v subiam menos que 1°C e o retorno para a temperatura desejada durava menos de 5 min, a partir da regulagem dos criostatos. Para valores de fluxo maiores que 15 kW/m^2 , o intervalo de tempo de retorno para a temperatura de saturação desejada era bem superior aos 5 min anteriores, chegando, em alguns casos, a levar 60 min para fazer uma coleta de dados em um fluxo de calor de 100 kW/m^2 .
- O intervalo de tempo para o início dos testes foi, em média, de 4 h.

¹O fluido de trabalho deste criostato é uma mistura de água com etileno-glicol.

Apêndice D

Incertezas Experimentais

As Tabelas (D.1-7) apresentam a temperatura e o superaquecimento da superfície aquecedora, o h e a sua incerteza, para fluxos de calor variando entre 2 e 100 kW/m². As quatro primeiras tabelas (D.1-4) referem-se ao tubo de cobre microaletado e as três últimas (D.5-7) referem-se ao tubo liso.

Tabela D.1: Incertezas experimentais do h para o tubo de cobre microaletado. Pressão do R-134a igual a 6,1 bar e $T_{sat}=22^{\circ}\text{C}$.

q kW/m ²	T_2 °C	ΔT_{sat} K	h W/(m ² K)	$u(h)/h$ %		q kW/m ²	T_2 °C	ΔT_{sat} K	h W/(m ² K)	$u(h)/h$ %
2	27,35	5,35	373,8	8,54		15	25,74	3,74	4012,4	11,79
3	25,77	3,77	796,2	11,7		20	26,26	4,26	4690,8	10,45
4	26,14	5,35	966,57	10,73		25	26,63	4,63	5397,0	9,7
5	25,82	3,82	1307,8	11,54		30	26,73	4,73	6349,2	9,53
6	25,97	3,97	1513,07	11,16		35	26,88	4,88	7166,3	9,26
7	25,72	3,72	1882,05	11,84		40	27,00	5,00	7997,71	9,07
8	25,67	3,67	2178,21	11,98		45	27,16	5,16	8722,8	8,83
9	25,72	3,72	2419,91	11,84		50	27,39	5,39	9279,9	8,51
10	25,71	3,71	2695,04	11,87		55	27,66	5,66	9710,10	8,16
11	25,77	3,77	2919,0	11,70		60	28,00	6,00	9994,55	7,77
12	25,81	3,81	3151,48	11,59		65	28,71	6,71	9685,47	7,10
13	25,82	3,82	3405,5	11,56		70	29,29	7,29	9606,25	6,66

Tabela D.2: Incertezas experimentais do h para o tubo de cobre microaletado. Pressão do R-134a igual a 8,1 bar e $T_{sat}=31,8^{\circ}\text{C}$.

q kW/m ²	T_2 °C	ΔT_{sat} K	h W/(m ² K)	$u(h)/h$ %		q kW/m ²	T_2 °C	ΔT_{sat} K	h W/(m ² K)	$u(h)/h$ %
2	34,32	2,52	794,92	17,03		30	35,36	3,56	8420,83	12,14
3	34,47	2,67	1124,60	16,08		35	35,54	3,74	9368,12	11,60
4	34,39	2,59	1543,28	16,54		40	35,68	3,88	10321,05	11,20
5	34,13	2,33	2150,23	18,40		45	35,87	4,07	11049,12	10,69
6	34,15	2,35	2551,75	18,20		50	35,98	4,18	11960,31	10,43
7	34,24	2,44	2872,61	17,57		55	36,16	4,36	12607,00	10,02
8	34,27	2,47	3235,00	17,32		60	36,27	4,47	13414,62	9,78
9	34,39	2,59	3470,26	16,53		65	36,42	4,62	14083,85	9,50
10	34,46	2,66	3762,45	16,14		70	36,56	4,76	14700,54	9,23
11	34,55	2,75	4002,76	15,62		75	36,64	4,84	15499,47	9,10
12	34,50	2,70	4441,13	15,88		80	36,84	5,04	15879,99	8,76
13	34,58	2,78	4678,84	15,45		85	37,09	5,29	16077,45	8,38
14	34,63	2,83	4947,22	15,18		90	37,41	5,61	16048,00	7,94
15	34,86	3,06	4907,07	14,08		95	37,71	5,91	16076,58	7,58
20	34,97	3,17	6316,10	13,60		100	37,96	6,16	16234,09	7,30
25	35,28	3,48	7191,01	12,43						

Tabela D.3: Incertezas experimentais do h para o tubo de cobre microaletado. Pressão do R-134a igual a 10,1 bar e $T_{sat}=39,9^{\circ}\text{C}$.

q kW/m ²	T_2 °C	ΔT_{sat} K	h W/(m ² K)	$u(h)/h$ %	q kW/m ²	T_2 °C	ΔT_{sat} K	h W/(m ² K)	$u(h)/h$ %
2	41,66	1,76	1134,82	24,19	30	42,95	3,05	9828,34	14,10
3	41,76	1,86	1616,17	22,98	35	43,21	3,31	10584,79	13,05
4	41,90	2,00	1995,96	21,30	40	43,46	3,56	11234,87	12,15
5	42,01	2,11	2374,52	20,29	45	43,67	3,77	11948,55	11,52
6	42,01	2,11	2845,62	20,26	50	43,63	3,73	13397,45	11,62
7	42,09	2,19	3201,51	19,55	55	43,81	3,91	14067,52	11,12
8	42,21	2,31	3455,74	18,48	60	44,04	4,14	14502,47	10,53
9	42,27	2,37	3804,90	18,09	65	44,03	4,13	15752,77	10,56
10	42,26	2,36	4241,42	18,15	70	44,19	4,29	16321,13	10,19
11	42,36	2,46	4465,82	17,38	75	44,31	4,41	17010,22	9,92
12	42,45	2,55	4703,74	16,80	80	44,44	4,54	17622,61	9,66
13	42,52	2,62	4969,95	16,39	85	44,62	4,72	18018,98	9,32
14	42,56	2,66	5268,67	16,14	90	44,77	4,87	18494,49	9,06
15	42,64	2,74	5474,45	15,66	95	44,85	4,95	19191,50	8,92
20	42,77	2,87	6967,88	14,97	100	44,97	5,07	19733,02	8,73
25	43,05	3,15	7941,78	13,68					

Tabela D.4: Incertezas experimentais do h para o tubo de cobre microaletado. Pressão do R-134a igual a 12,2 bar e $T_{sat}=46,8^{\circ}\text{C}$.

q kW/m ²	T_2 °C	ΔT_{sat} K	h W/(m ² K)	$u(h)/h$ %	q kW/m ²	T_2 °C	ΔT_{sat} K	h W/(m ² K)	$u(h)/h$ %
2	48,27	1,47	1360,65	28,96	12	49,08	2,28	5268,90	18,78
3	48,47	1,67	1794,97	25,49	13	49,18	2,38	5470,90	18,01
4	48,63	1,83	2181,38	23,26	14	49,26	2,46	5687,41	17,40
5	48,75	1,95	2566,61	21,90	15	49,34	2,54	5907,04	16,87
6	48,89	2,09	2871,44	20,44	20	49,66	2,86	6993,83	15,02
7	49,04	2,24	3125,49	19,09	25	49,81	3,01	8306,16	14,29
8	49,16	2,36	3386,87	18,12	30	50,01	3,21	9337,86	13,42
9	49,22	2,42	3722,74	17,71	35	49,99	3,19	10980,47	13,52
10	48,95	2,15	4660,83	19,91	40	50,11	3,31	12080,61	13,03
11	48,98	2,18	5040,91	19,58					

Tabela D.5: Incertezas experimentais do h para o tubo de cobre liso. Pressão do R-134a igual a 8,6 bar e $T_{sat}=33,4^{\circ}\text{C}$.

q kW/m ²	T_2 °C	ΔT_{sat} K	h W/(m ² K)	$u(h)/h$ %	q kW/m ²	T_2 °C	ΔT_{sat} K	h W/(m ² K)	$u(h)/h$ %
2	36,60	3,20	625,64	13,46	40	39,53	6,13	6527,84	7,29
3	36,68	3,28	913,44	13,12	50	40,05	6,65	7521,83	6,78
4	36,87	3,47	1152,85	12,44	60	40,51	7,11	8443,82	6,39
5	36,90	3,50	1428,50	12,33	70	41,03	7,63	9178,35	6,02
10	37,54	4,14	2415,12	10,49	80	41,65	8,25	9692,48	5,63
15	38,05	4,65	3224,44	9,40	90	42,29	8,89	10122,4	5,30
20	38,39	4,99	4009,64	8,80	100	43,03	9,63	10387,77	4,97
30	39,03	5,63	5332,87	7,88					

Tabela D.6: Incertezas experimentais do h para o tubo de cobre liso. Pressão do R-134a igual a 10,1 bar e $T_{sat}=39,9^{\circ}\text{C}$.

q kW/m ²	T_2 °C	ΔT_{sat} K	h W/(m ² K)	$u(h)/h$ %	q kW/m ²	T_2 °C	ΔT_{sat} K	h W/(m ² K)	$u(h)/h$ %
2	42,86	2,96	674,90	14,50	40	45,65	5,75	6951,06	7,72
3	43,22	3,32	902,48	12,96	50	46,53	6,63	7545,91	6,80
4	43,65	3,75	1067,75	11,55	60	46,70	6,80	8829,64	6,65
5	44,04	4,14	1207,83	10,50	70	47,00	7,10	9858,87	6,40
10	44,58	4,68	2134,89	9,34	80	47,32	7,42	10785,3	6,16
15	45,25	5,35	2802,55	8,25	90	47,68	7,78	11567,45	5,92
20	45,53	5,63	3554,15	7,87	100	47,77	7,87	12713,94	5,87
30	46,15	6,25	4797,52	7,16					

Tabela D.7: Incertezas experimentais do h para o tubo de cobre liso. Pressão do R-134a igual a 12,2 bar e $T_{sat}=46,8^{\circ}\text{C}$.

q kW/m ²	T_2 °C	ΔT_{sat} K	h W/(m ² K)	$u(h)/h$ %	q kW/m ²	T_2 °C	ΔT_{sat} K	h W/(m ² K)	$u(h)/h$ %
2	48,58	1,78	1121,37	23,90	10	49,55	2,75	3639,86	15,61
3	48,84	2,04	1472,96	20,95	15	49,87	3,07	4887,66	14,01
4	48,98	2,18	1830,68	19,55	20	50,33	3,53	5659,09	12,22
5	49,07	2,27	2206,46	18,86	30	50,88	4,08	7355,04	10,65
7	49,30	2,50	2799,84	17,12	40	51,77	4,97	8045,24	8,83

Apêndice E

Rugosidades

Neste apêndice é apresentada a definição de rugosidade. Em seguida, são apresentados os conceitos dos parâmetros utilizados no presente trabalho.

E.1 Definição de rugosidade

Segundo Bet (1999), pode-se definir a rugosidade como sendo a soma das seguintes diferenças de forma:

- Formas que se repetem regular ou irregularmente, cujas distâncias são um múltiplo reduzido de sua profundidade, como as ranhuras ou sulcos provenientes dos processos de usinagem;
- Formas provenientes das estrias ou escamas que ocorrem durante a formação do cavaco, deformação do material com jateamento abrasivo, formação de crateras em processos galvânicos;
- Formas que não podem ser representadas graficamente. Correspondem a processos físicos e químicos da estrutura da matéria, tensões e deslizamentos na estrutura reticular do material.

E.2 Parâmetros de medição de rugosidade

Todos os parâmetros de rugosidade se enquadram em dois sistemas: sistema da envolvente e o sistema da linha média. No Brasil é adotado o sistema da linha média, segundo a norma P-NB-13 da ABNT. Portanto, torna-se necessário defini-lo.

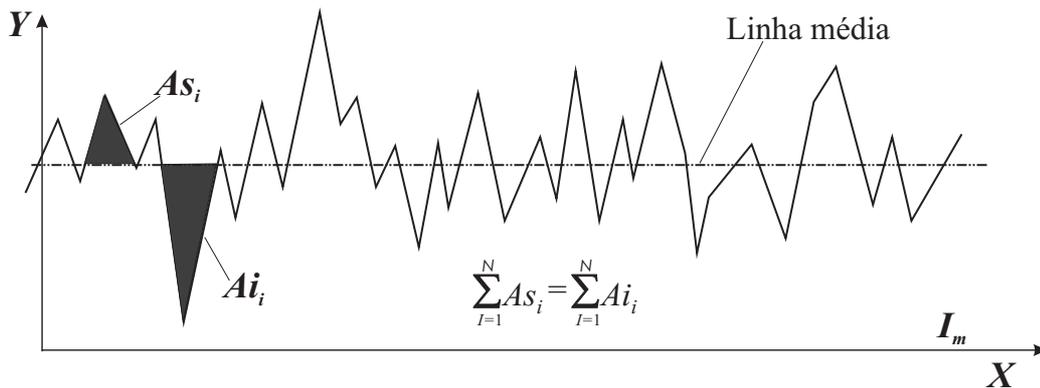


Figura E.1: Determinação da linha média.

A linha média tem a mesma forma do perfil geométrico, ela é disposta paralelamente à direção geral do perfil, está dentro do percurso de medição I_m e divide o perfil de rugosidade de modo que a soma das áreas superiores seja exatamente igual à soma das áreas inferiores, ver Fig. (E.1).

Agrupadas no sistema de linha média encontram-se três classes, que se distinguem por tomar como base as medidas verticais, as medidas horizontais e as medidas proporcionais.

No presente trabalho é utilizado o sistema de linha média com base nas medidas verticais. Na seqüência são descritos os dois parâmetros utilizados nesta dissertação. São eles: Desvio médio aritmético (Ra) e Profundidade de alisamento (Rp).

E.2.1 Desvio médio aritmético (R_a)

Este parâmetro (ver Fig. E.2), é definido como a média aritmética dos valores absolutos das ordenadas, Y , em relação à linha média em um comprimento de amostragem. R_a é equivalente à altura de um retângulo de comprimento igual ao comprimento de medição, L , e de área igual à soma das áreas delimitadas pelo perfil de rugosidade e a linha média, sendo sua expressão matemática representada pela equação (E.1).

$$R_a = \frac{1}{L} \int_0^L |Y| dx \quad (\text{E.1})$$

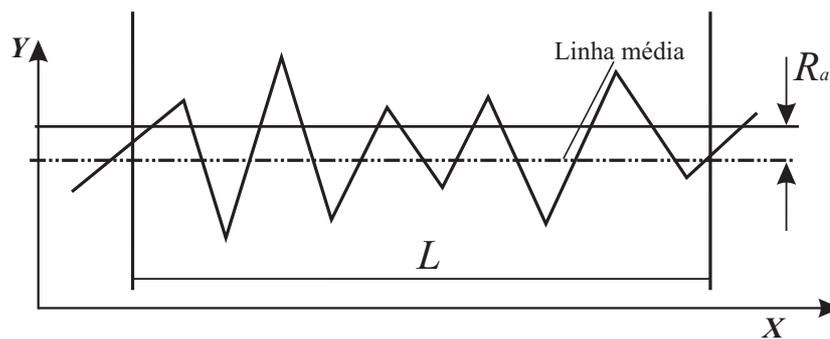


Figura E.2: Determinação de R_a .

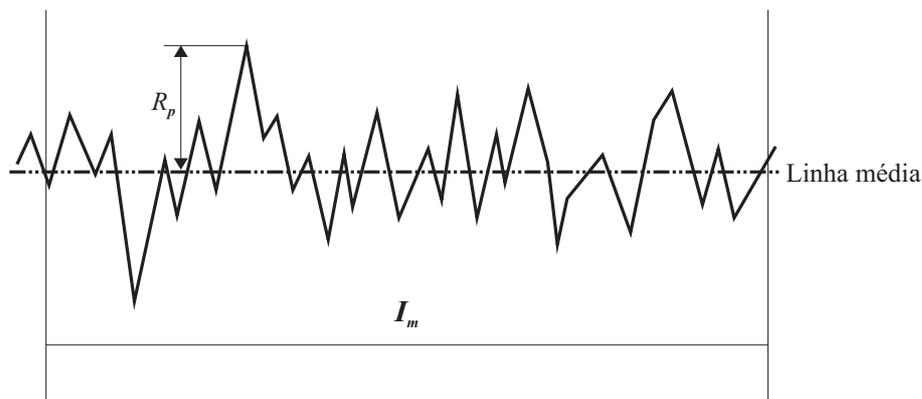


Figura E.3: Determinação de R_p .

E.2.2 Profundidade de alisamento (R_p)

A profundidade de alisamento é definida como sendo a distância do ponto mais alto do perfil de rugosidade à linha média (ver Fig. E.3).