

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

**ESTUDO EXPERIMENTAL DA EBULIÇÃO NUCLEADA
EM SUPERFÍCIES CILÍNDRICAS LISA E RANHURADA**

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

Rafaela Frota Reinaldo

Florianópolis, outubro de 1999.

**ESTUDO EXPERIMENTAL DA EBULIÇÃO NUCLEADA EM SUPERFÍCIES
CILÍNDRICAS LISA E RANHURADA**

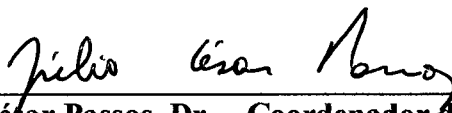
RAFAELA FROTA REINALDO

**ESTA DISSERTAÇÃO FOI JULGADA PARA A OBTENÇÃO DO TÍTULO DE
MESTRE EM ENGENHARIA**

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

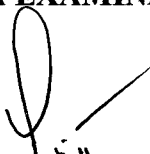


Prof. Júlio César Passos, Dr. – Orientador

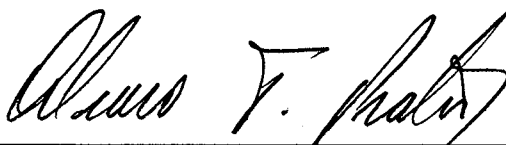


Prof. Júlio César Passos, Dr. – Coordenador do Curso

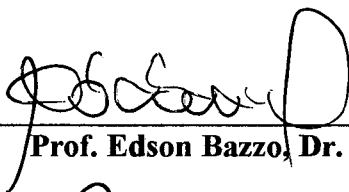
BANCA EXAMINADORA



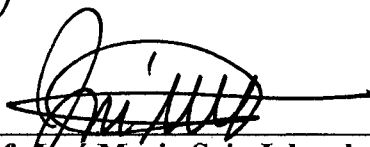
Prof. Paulo César Philippi, Dr. – Presidente



Prof. Álvaro Toubes Prata, Ph. D.



Prof. Edson Bazzo, Dr. Eng.



Prof. José Maria Saiz Jabardo, Ph. D.

Há três maneiras de agir sabiamente:

A primeira, pela meditação,

Que é a mais sábia.

A segunda, pela imitação,

Que é a mais fácil.

A terceira, pela experiência,

Que é a mais amarga.

Confúcio

Aos meus pais, Noêmi e Costinha,

Aos meus irmãos Gabi e João,

Ao meu namorado Heitor,

Pelo amor e dedicação.

Agradecimentos

Aos meus pais, Noêmi Frota Reinaldo e Lourenço Humberto Portela Reinaldo, pela minha formação.

À minha amada avó Maria Cândida pelo apoio financeiro.

Ao meu querido Heitor, pelo apoio, incentivo e encorajamento na realização deste trabalho.

À amiga Ana Vlândia, pela hospitalidade inicial, que tão rapidamente tornou-se amizade.

Aos Raimundos, Clodoaldo, Fred, João Carlos e Raimundo, pelos descontraídos encontros.

Ao professor Júlio César Passos pela orientação neste trabalho.

Aos bolsistas de iniciação científica, Cláudio, Marcelo, Rafael e Vinícius, pelo esforço em tornar real, o projeto da bancada experimental, e pela ajuda em mantê-la funcionando.

Aos amigos e colegas, Anand, Clenilson, Fabrício, Fernando, Gabriel, Giani, Giancarlo, Jones, José Edson, Kupka, Marcos, Milanez, Paulo Couto, Rangel, Renato, Ricardo, Samuel, Viviane, e demais companheiros, pela convivência harmoniosa e construtiva no LABSOLAR – NCTS.

Aos integrantes da Banca Examinadora, pelos valiosos comentários e sugestões apresentados ao presente trabalho.

Aos professores, Fábio, Júlio, Maliska, Philippi, Prata, Saulo e Vicente, pelos enriquecedores ensinamentos adquiridos em suas disciplinas.

À professora Maria Eugênia Vieira pelo incentivo inicial à pesquisa.

A CAPES pelo apoio financeiro.

Aos amigos de festas, conversas, pizzas, macarronadas e churrascos, Ana Lígia, Anamélia, André, Bentão, Cláudio, Cristiano, Dudu, Eduardo, Fernando, Fred Amorim, Fred Matos, Gauchita, Gustavo, João Pará, Júnior, Klein, Mara, Marcelo, Paulo Boni, Susana, Vinadé, e demais já citados anteriormente, pelos agradáveis momentos aqui, em Florianópolis.

Índice

Lista de Figuras.....	ix
Lista de Tabelas.....	xiii
Lista de Símbolos.....	xiv
Resumo.....	xvii
Abstract.....	xviii
Capítulo I Introdução.....	1
Capítulo II Revisão Bibliográfica.....	4
II.1. A Curva de Ebulição em Banho.....	4
II.2. Critérios para o Início da Ebulição Nucleada.....	8
II.3. Densidade de Sítios de Nucleação.....	16
II.4. Mecanismos de Transferência de Calor – Modelos.....	18
II.4.1. Condução Transiente (convecção global).....	18
II.4.2. Modelo de Rohsenow.....	21
II.4.3. Microconvecção.....	22
II.4.4. Modelo Hidrodinâmico de Escoamento Estagnado Invertido.....	23
II.4.5. Vaporização da Microcamada.....	25
II.5. Correlações.....	27
II.6. Efeitos da Orientação da Superfície em Relação ao Vetor Aceleração da Gravidade.....	29
II.7. Melhora da Transferência de Calor na Ebulição.....	31
II.7.1. Superfícies Tratadas.....	32
II.7.2. Superfícies Estendidas.....	34
II.8. Considerações Gerais.....	39
Capítulo III Aparato e Procedimento Experimentais.....	41
III.1. Aparato Experimental.....	41

III.1.1.	Características dos Tubos Testados.....	42
III.1.2.	Seção de Teste.....	44
III.1.3.	Acessórios.....	47
III.1.4.	Propriedades do Refrigerante 113 (tricloro-trifluoretano).....	49
III.2.	Procedimento Experimental.....	49
III.2.1.	Configurações Testadas.....	50
III.2.2.	Procedimento de Cálculo.....	52
III.2.3.	Incerteza Experimental.....	54
Capítulo IV	Resultados Experimentais.....	55
IV.1.	Início da Ebulição.....	55
IV.1.1.	Tubo Liso Vertical.....	55
IV.1.2.	Tubo Ranhurado Vertical.....	58
IV.1.3.	Tubo Liso Horizontal.....	60
IV.1.4.	Tubo Ranhurado Horizontal.....	61
IV.1.5.	Análise dos resultados.....	63
IV.2.	Regimes de Ebulição Nucleada.....	64
IV.2.1.	Tubo Liso Vertical.....	64
IV.2.2.	Tubo Ranhurado Vertical.....	67
IV.2.3.	Comparação dos Resultados para Tubos Verticais.....	69
IV.2.4.	Tubo Liso Horizontal.....	72
IV.2.5.	Tubo Ranhurado Horizontal.....	73
IV.2.6.	Tubo Ranhurado Horizontal Parcialmente Imerso.....	74
Capítulo V	Resultados da Visualização.....	78
Capítulo VI	Análise dos Coeficientes de Transferência de Calor.....	82
VI.1.	Procedimentos de Cálculo.....	82

VI.2. Tubo Liso	85
VI.3. Tubo Ranhurado	89
VI.4. Tubo Ranhurado Horizontal Parcialmente Imerso	92
VI.5. Conclusões.....	94
Capítulo VII Conclusões	96
Referências Bibliográficas.....	99
Anexos.....	105
A. Aparato Experimental Inicial	105
A.1. Banho Térmico	105
A.2. Seção de Teste Preliminar	106
A.3. Junta Fria.....	107
B. Análise da Taxa de Calor Perdido para o Exterior da Seção de Teste.....	108
B.1. Medições Utilizando Fluxímetro de Calor.....	108
B.2. Análise Utilizando Correlação para Convecção Natural.....	109
B.3. Transferência de Calor Unidirecional	111
C. Incertezas Experimentais.....	115
C.1. Incerteza do Fluxo de Calor	115
C.2. Incerteza da Diferença de Temperatura	116
C.3. Incerteza do Coeficiente de Transferência de Calor	117
C.4. Cálculo das Incertezas.....	117
D. Análise Teórica dos Resultados para Tubos Horizontais	119
D.1. Distribuição de Temperatura - Tubo Horizontal.....	119
D.2. Cálculo do Coeficiente de Transferência de Calor para Tubos Horizontais	122
D.3. Conclusões.....	128

Lista de Figuras

Figura 1 – Esboço de curva de ebulição em banho.....	5
Figura 2 – Regimes de ebulição.....	7
Figura 3 – Esquema para o modelo de nucleação proposto por Hsu (1962).....	9
Figura 4 – Perfil de temperatura $\xi(\eta, \tau)$ para uma temperatura fixa de parede, Equação (7)......	11
Figura 5 – Esquema para modelo de nucleação proposto por Han e Griffith (1965).....	15
Figura 6 – Mecanismo de transferência de calor proposto por Han e Griffith (1965).....	19
Figura 7 – Perfil da camada térmica transiente	20
Figura 8 – Representação do modelo de escoamento estagnado invertido, segundo Tien (1962)	24
Figura 9 – Vaporização da microcamada de líquido sob a bolha, segundo Ünal (1976).....	25
Figura 10 – Vaporização da camada de líquido próxima à bolha, segundo van Stralen.....	26
Figura 11 – Efeito da orientação da superfície (adaptado de Nishikawa <i>et al.</i> , 1984)	30
Figura 12 – Escoamento bifásico (extraída de Thome, 1992).....	35
Figura 13 – Diagrama esquemático de um tubo de aletas baixas (extraída de Thome, 1990).....	36
Figura 14 – (a) tubo Gewa –T e tubo Gewa – TX, (b) tubo Themoexcel – E, (c) vista da seção do tubo Turbo – B, (d) fotografia do tubo Turbo – B (extraídas de Thome, 1992), (e) vista em perspectiva lateral do tubo Turbo –BII, (f) vista superior do tubo Turbo –BII (extraídas de Kedzierski, 1995).....	37
Figura 15 – Evaporação da película de líquido em tubo Gewa-T, proposta por Xin e Chao.....	38
Figura 16 – Aparato experimental: 1- criostato, 2- condensador, 3- cuba, 4- termopares, 5- seção de teste 6- sistema de aquisição de dados, 7-microcomputador, 8- fonte de potência	42
Figura 17 – Relevo do tubo liso dado pelo rugosímetro	43
Figura 18 – Detalhe da ranhura.....	44
Figura 19 – Localização dos termopares na seção de testes.....	45

Figura 20 – Esquema de fixação dos termopares	45
Figura 21 – Esquema de fixação das resistências elétricas	46
Figura 22 – Esquema final da seção de teste	47
Figura 23 – Fonte de alimentação elétrica.....	47
Figura 24 – Sistema de aquisição de dados	48
Figura 25 – Caracterização dos testes	50
Figura 26 – Configurações testadas	51
Figura 27 – Temperaturas nas posições inferior, mediana e superior do tubo	53
Figura 28 – Queda de temperatura após o início da ebulição - tubo vertical liso ($T_f = 20^\circ\text{C}$)	56
Figura 29 – Queda de temperatura após o início da ebulição - tubo vertical liso ($T_f = 22^\circ\text{C}$)	57
Figura 30 – Queda de temperatura após o início da ebulição – tubo vertical ranhurado ($T_f = 22,9^\circ\text{C}$).....	58
Figura 31 – Queda de temperatura após o início da ebulição - tubo vertical ranhurado ($T_f = 44,1^\circ\text{C}$).....	59
Figura 32- Queda de temperatura após o início da ebulição - tubo horizontal liso ($T_f = 46^\circ\text{C}$)....	61
Figura 33- Queda de temperatura após o início da ebulição - tubo horizontal ranhurado ($T_f = 40^\circ\text{C}$).....	62
Figura 34 – Curva de ebulição - tubo liso vertical – $T_f = 23,0^\circ\text{C}$	65
Figura 35 – Curva de ebulição - tubo liso vertical – $T_f = 44,1^\circ\text{C}$	66
Figura 36 – Curva de ebulição - Tubo liso vertical- $T_f = 47,0^\circ\text{C}$	67
Figura 37 – Curva de ebulição - tubo ranhurado vertical - $T_\infty = 22,8^\circ\text{C}$	68
Figura 38 – Curva de ebulição - tubo ranhurado vertical – $T_f = 44,0^\circ\text{C}$	68
Figura 39 – Efeito da temperatura do fluido	70
Figura 40 – Efeito do tipo de superfície.....	71
Figura 41 – Curva de ebulição - tubo liso horizontal – $T_f = 47,5^\circ\text{C}$	72

Figura 42 – Curva de ebulição - tubo ranhurado horizontal – $T_f = 45,5\text{ °C}$	74
Figura 43- Tubo ranhurado horizontal parcialmente imerso – $T_f = 47,4\text{ °C}$	75
Figura 44- Tubo ranhurado horizontal parcialmente imerso com régua divisória- $T_f = 47,5\text{ °C}$.	76
Figura 45 – Esquema de filmagem	78
Figura 46 – Formação de bolhas e camada de vapor no tubo horizontal	79
Figura 47 – Ebulição no tubo horizontal ranhurado com fluxo igual a 10 kW/m^2	79
Figura 48 – Ebulição no tubo horizontal ranhurado com fluxo igual a 25 kW/m^2	80
Figura 49 – Ebulição no tubo horizontal ranhurado com fluxo igual a 40 kW/m^2	80
Figura 50 – Crescimento de bolhas em superfícies inclinadas (Naterer <i>et al.</i> , 1998)	81
Figura 51 – Coeficientes de transferência de calor para o tubo liso vertical, $T_f = 23\text{ °C}$	85
Figura 52 – Coeficientes de transferência de calor para o tubo liso vertical, $T_f = 44,1\text{ °C}$	86
Figura 53 – Coeficientes de transferência de calor para o tubo liso vertical, $T_f = 47\text{ °C}$	87
Figura 54 – Coeficientes de transferência de calor para o tubo liso horizontal, $T_f = 47\text{ °C}$	88
Figura 55 – Coeficientes de transferência de calor para o tubo ranhurado vertical, $T_f = 22,8\text{ °C}$ (R) e liso vertical a $T_f = 23\text{ °C}$ (L).....	90
Figura 56 – Coeficientes de transferência de calor para o tubo ranhurado vertical, $T_f = 44\text{ °C}$	91
Figura 57 – Coeficiente de transferência de calor para o tubo ranhurado horizontal, $T_f = 45,5\text{ °C}$ e liso horizontal, $T_f = 47\text{ °C}$	92
Figura 58 – Coeficiente de transferência de calor para o tubo ranhurado horizontal, parcialmente imerso, $T_f = 47,4\text{ °C}$	93
Figura 59 – Coeficiente de transferência de calor para o tubo ranhurado horizontal, parcialmente imerso com régua divisória, $T_f = 47,5\text{ °C}$	93
Figura 60 – Banho térmico	105
Figura 61 – Tubo com resistências, fluxímetros de calor e tubos de PVC	106
Figura 62 – Esquema da seção de teste preliminar	107

Figura 63 – Junta fria	107
Figura 64 – Fração taxa de calor perdido medida através de fluxímetro	108
Figura 65 – Esquema de isolamento da seção de testes	111
Figura 66 – Circuito térmico equivalente.....	112
Figura 67 – (a) Localização dos termopares, (b) distribuição de temperaturas proposta	119
Figura 68 – Temperaturas do tubo liso horizontal em função do ângulo azimutal	121
Figura 69 – Temperaturas do tubo ranhurado horizontal em função do ângulo azimutal	121
Figura 70 – Balanço de energia em um elemento do tubo.....	122
Figura 71 – Coeficiente de transferência de calor do tubo liso horizontal.....	123
Figura 72 – Coeficiente de transferência de calor do tubo ranhurado horizontal.....	124
Figura 73 – Coeficiente local de transferência de calor para tubo liso horizontal.....	125
Figura 74 – Coeficiente local de transferência de calor para tubo ranhurado horizontal	125
Figura 75 – Coeficiente local de transferência de calor para tubo liso horizontal.....	126
Figura 76– Coeficiente local de transferência de calor para tubo ranhurado horizontal	127

Lista de Tabelas

Tabela 1 – Resultados do estudo de nucleação.....	63
Tabela 2 – Valores dos coeficientes C e dos expoentes n.....	84
Tabela 3 – Comparação estatística dos valores de h.....	89
Tabela 4 – Fração da taxa de calor perdido.....	110
Tabela 5 – Diâmetros e coeficientes de condutividade térmica	113
Tabela 6 – Dados para os cálculos das incertezas	117
Tabela 7 – Incertezas experimentais calculadas de q e h.....	118
Tabela 8 – Comparação entre os valores dos coeficientes de transferência de calor locais dos tubos liso e ranhurado na posição horizontal	127
Tabela 9 – Comparação entre os valores dos coeficientes de transferência de calor locais dos tubos horizontais dados pelas Equações (96) e (97).....	128

Lista de Símbolos

- a : altura da aleta, m;
- A : área, m²;
- c_{pl} : calor específico, a pressão constante do líquido, kJ/kg K;
- c_{pp} : calor específico, a pressão constante da parede, kJ/kg K;
- d_b : diâmetro de partida da bolha, m;
- DE : diâmetro externo, mm;
- DI : diâmetro interno, mm;
- e : espessura da aleta, m;
- f : frequência, s⁻¹;
- g : aceleração da gravidade, m²/s;
- h : coeficiente de transferência de calor, W/m² K;
- h_{lv} : calor latente de vaporização, kJ/kg;
- k_l : condutividade térmica do líquido; W/m K;
- k_p : condutividade térmica da parede; W/m K;
- L : comprimento do tubo, mm;
- M : peso molecular, kg/kmol;
- N : número de sítios;
- n_s : densidade de sítios ativos, m⁻²;
- p : pressão, Pa;
- P : passo da aleta, m;
- p_r : pressão reduzida;
- q : fluxo de calor, W/m²;
- Q : taxa de calor, W;

- r_b : raio da bolha, m;
- r_c : raio da cavidade, m;
- R : raio, m, resistência, Ω ;
- \dot{R} : velocidade radial de crescimento da bolha, m/s;
- R_p : rugosidade, μm ;
- s : distância média entre bolhas;
- t : tempo, s;
- T : temperatura, $^{\circ}\text{C}$;
- T_{sat} : temperatura de saturação, $^{\circ}\text{C}$;
- T_{∞} : temperatura do fluido, $^{\circ}\text{C}$;
- u : velocidade, m/s;
- V : tensão, Volts;
- α_l : coeficiente de difusividade térmica do líquido, m^2/s ;
- β : ângulo de cone da cavidade, rad;
- δ : espessura, m;
- Δp : diferença de pressão, Pa;
- ΔQ : taxa de calor, W;
- ΔT : diferença de temperatura, $^{\circ}\text{C}$;
- ϕ : coordenada azimutal, radianos;
- η : coordenada espacial adimensional;
- φ : ângulo da superfície da bolha com a horizontal, rad;
- μ : viscosidade, Pa.s;
- ν : viscosidade cinemática, m^2/s ;
- θ : diferença de temperatura, $^{\circ}\text{C}$, ângulo de contato líquido superfície, rad;

- ρ_l : densidade do líquido, kg/m^3 ;
 ρ_p : densidade da parede, kg/m^3 ;
 ρ_v : densidade do vapor, kg/m^3 ;
 σ : tensão superficial, N/m ;
 τ : tempo adimensional;
 ξ : temperatura adimensional;

Subscritos

- b : bolha;
c : convecção;
cg : convecção global;
e : espera, externo;
en: ebulição nucleada;
f : final, fluido;
i : inicial, interno, influência, inferior;
l : líquido;
m: mediana;
max : máximo;
min : mínimo;
p : parede;
s: superior;
sat : saturação;
v : vapor;

Resumo

No presente trabalho, são apresentados resultados experimentais para o R-113 em ebulição nucleada em banho, à pressão atmosférica e a moderados fluxos de calor. Os testes foram realizados no interior de tubos de alumínio, um liso e outro ranhurado, com suas extremidades abertas, nas configurações vertical e horizontal. A fim de analisar o efeito de capilaridade das ranhuras, o tubo ranhurado foi testado na configuração horizontal parcialmente imerso. São obtidos valores experimentais do fluxo de calor e da temperatura de parede necessários para o início da ebulição. É analisado o efeito do subresfriamento do fluido. Os valores dos coeficientes de transferência de calor experimentais, para o tubo liso, são comparados com os valores previstos pelas correlações de Cooper, Forster e Zuber, Rohsenow e Stephan e Abdelsalam, bem como com os valores experimentais obtidos para o tubo ranhurado. Em todos os testes, o valor do coeficiente de transferência de calor para o tubo ranhurado foi superior ao obtido para o tubo liso. Para os tubos na configuração horizontal, a presença de uma bolha de vapor alongada, no topo do tubo, promoveu uma melhora do coeficiente de transferência de calor nesta região.

Palavras Chave: Ebulição, Nucleação, Superfície melhorada

Abstract

This work presents experimental data for R-113 nucleate pool boiling, at atmospheric pressure and at moderated heat flux. The tests had been carried out inside open-ended aluminum tubes, whose internal surfaces are either smooth or grooved, in the vertical and horizontal orientation. Tests with the horizontal grooved tube partially immersed had been carried out to analyze the capillary effect inside the grooves. The heat flux and the wall temperature related to the nucleation phenomenon are obtained. For nucleate boiling, the subcooling effect of the liquid is investigated. The experimental heat transfer coefficients of the smooth tube are compared with the Cooper, Forster and Zuber, Rohsenow and Stephan and Abdelsalam correlations and with the experimental values of the grooved tube. For all the tests, the heat transfer coefficient of the grooved tube is higher than that of the smooth tube. For horizontal tube, an exiting elongated bubble at the top region promotes a better local heat transfer coefficient than that of the bottom region.

Keywords: Boiling, Nucleation, Enhanced surface

Capítulo I

Introdução

O fenômeno de ebulição é muito importante como o processo primário presente em ciclos de refrigeração e em equipamentos de conversão de energia, tais como unidades geradoras de vapor.

Os elevados coeficientes de transferência de calor em ebulição em banho, aliados ao seu modo passivo de funcionamento, estimularam o seu emprego em outras áreas, desde sistemas compactos de resfriamento de componentes eletrônicos (Reed e Mudawar, 1997) a coletores solares bifásicos (Reinaldo e Vieira, 1996).

No processo de mudança de fase líquido-vapor em tubos de calor e bombas capilares, largamente utilizados no controle térmico de satélites, a presença de bolhas no interior da estrutura capilar não é desejável. Isto posto, o início da ebulição nucleada é um parâmetro importante no projeto e seleção destes dispositivos (Bazzo *et al.*, 1996 e Passos, 1997).

A melhora da transferência de calor em ebulição é de interesse, portanto, em diferentes áreas de aplicação. Seus benefícios são diversos, tais como: aumento do coeficiente de performance em aparelhos de ar condicionado domésticos e diminuição dos trocadores de calor (Fujii *et al.*, 1995), ausência de mudança brusca da temperatura no início da ebulição e aumento das taxas de resfriamento em dispositivos eletrônicos (Marto e Lepere, 1982), temperaturas de operação mais baixas em coletores solares, diminuindo assim a perda de calor por radiação, possibilidade de aumento do fluxo crítico de calor, aumentando assim a segurança de sistemas tais como usinas nucleares, dentre outros.

No trabalho de Bergles (1988), é feita uma resenha sobre o aumento exponencial do número de artigos, relatórios e patentes sobre os métodos de melhora da transferência de calor, e a estimativa que o número destas publicações ultrapassava de 500 por ano. Bergles, 1988, denominou essa tendência como uma segunda geração da tecnologia de transferência de calor. Confirmando a tendência prevista por Bergles, foram publicados livros especializados na melhora da transferência de calor em ebulição e condensação, dos seguintes autores: Thome (1990) e Webb (1994).

O presente trabalho analisa, experimentalmente, o problema de ebulição em banho no interior de tubos liso (com rugosidade de $2,2 \mu\text{m}$) e ranhurado, nas configurações vertical e horizontal. A estratégia do trabalho permitiu a comparação dos resultados disponíveis na literatura para tubo liso, permitindo, assim, a confirmação da melhora do fenômeno da ebulição, para o caso do tubo ranhurado.

A seguir, são apresentados, de forma resumida, o conteúdo de cada capítulo desta dissertação.

No Capítulo II, é apresentada uma revisão bibliográfica sobre o fenômeno de ebulição. São enfatizados os seguintes pontos: os diferentes regimes de ebulição, modelos para a transferência de calor e correlações empíricas e semi-empíricas utilizadas para a determinação do coeficiente de transferência de calor. Finalizando este capítulo são apresentadas diversas técnicas empregadas para a melhora da transferência de calor em ebulição nucleada.

No Capítulo III, é apresentado o aparato e o procedimento experimental.

Os resultados experimentais para o início da ebulição e para os regimes de ebulição nucleada são apresentados no Capítulo IV.

No Capítulo V, são apresentados os resultados da visualização da ebulição no tubo ranhurado horizontal.

No Capítulo VI, é feita uma análise dos coeficientes de transferência de calor, onde os resultados experimentais obtidos para o tubo liso são inicialmente comparados com valores calculados a partir de correlações existentes e, posteriormente, com os resultados obtidos para o tubo ranhurado. Neste capítulo, também são analisados os efeitos da configuração do tubo e da capilaridade.

As conclusões gerais deste trabalho são apresentadas no Capítulo VII, onde também são propostas sugestões para trabalhos futuros.

No Anexo A é apresentado o aparato experimental utilizado inicialmente, no Anexo B é analisada a taxa de calor perdido, no Anexo C são calculadas as incertezas experimentais e no Anexo D são calculados os coeficientes locais de transferência de calor para os tubos horizontais, a partir de uma análise teórica que considera uma distribuição polinomial de temperaturas, na direção azimutal do tubo.

Capítulo II

Revisão Bibliográfica

O objetivo deste capítulo é introduzir o tema ebulição. Uma breve explanação sobre a curva de ebulição, com os seus diferentes regimes, é feita inicialmente. Em seguida, é considerado o problema da nucleação de bolhas de vapor em uma superfície aquecida, o que caracteriza o início da ebulição nucleada, e a densidade de bolhas sobre uma superfície. São apresentados os modelos de transferência de calor em ebulição nucleada, bem como as correlações empíricas resultantes. Uma análise sobre a orientação da superfície, com relação ao vetor de aceleração gravitacional é feita, de forma a analisar os diferentes mecanismos de transferência de calor em ebulição nucleada. Finalizando o capítulo, são descritos alguns métodos empregados para obtenção da melhora da transferência de calor em ebulição nucleada.

II.1. A Curva de Ebulição em Banho

Com o intuito de caracterizar os principais regimes de ebulição, é interessante apresentar a curva de ebulição, (Figura 1) onde é plotado o fluxo de calor, q , versus a temperatura da superfície, T_p .

A seguir, as diferentes regiões da curva de ebulição são descritas, tomando-se como base o fenômeno de ebulição sobre uma superfície horizontal.

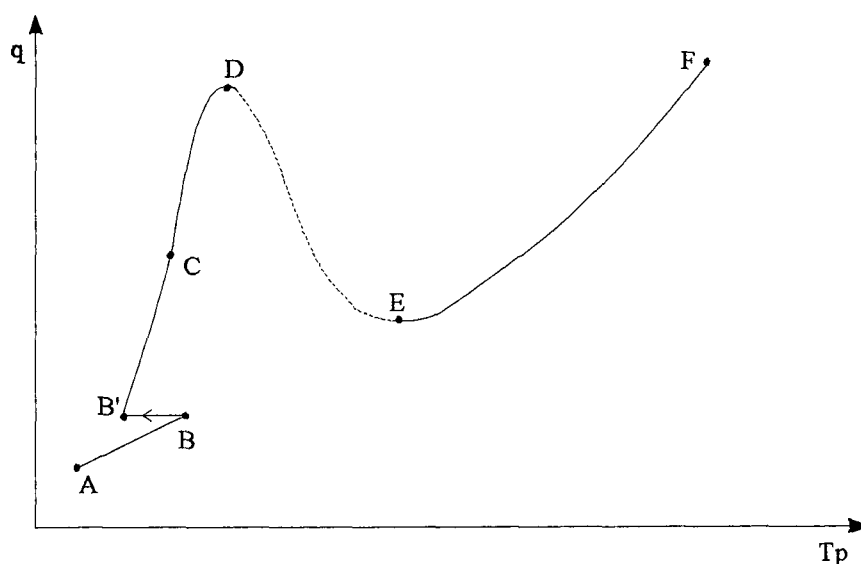


Figura 1 – Esboço de curva de ebulição em banho

A curva de ebulição em banho, para o caso de uma placa plana horizontal, pode ser dividida nas seguintes partes:

- (i) região de convecção natural, AB;
- (ii) início da ebulição nucleada (IEN), techo BB', quando a temperatura da superfície excede a de saturação em alguns graus, formando uma fina camada de líquido superaquecido e proporcionando a nucleação de algumas bolhas;
- (iii) ebulição nucleada parcial, B'C; esse regime caracteriza-se pela presença de bolhas isoladas. Nessa região, o número de sítios ativos aumenta com o crescimento do superaquecimento da parede, fazendo com que a taxa de transferência de calor cresça rapidamente;
- (iv) ebulição nucleada plenamente desenvolvida, CD. Em C a população de cavidades ativas cresceu até um estágio de saturação tal, que bolhas de sítios adjacentes fundem-se durante os estágios finais de crescimento e partida, formando assim jatos

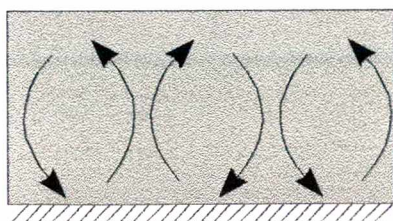
ou colunas de vapor. Este fenômeno também é chamado de coalescência. A transição entre os regimes de bolhas isoladas e de bolhas coalescentes ocorre a um fluxo de calor dado por (Carey, 1992)

$$q = 0,11\rho_v h_{lv} \theta^{1/2} [\sigma g / (\rho_l - \rho_v)]^{1/4} \quad (1)$$

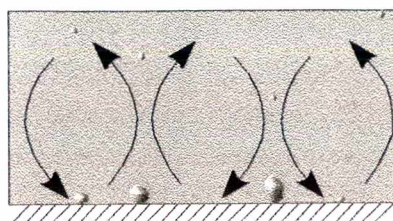
onde ρ_l e ρ_v são, respectivamente, as densidades do líquido e do vapor, h_{lv} é o calor latente de vaporização, θ é o ângulo de contato líquido/superfície, σ é a tensão superficial do fluido e g é a aceleração gravitacional;

- (v) O fluxo crítico de calor (FCC), ponto D, define o limite superior do regime de ebulição nucleada, onde a presença das colunas de vapor restringe o contato do líquido com a superfície superaquecida,
- (vi) Região de transição, DE é caracterizada pela existência de uma camada de vapor instável sobre a superfície, permitindo um contato intermitente do líquido com a superfície;
- (vii) Ebulição em película, EF, onde uma película estável de vapor cobre toda a superfície aquecida, com o desprendimento de bolhas de vapor do filme de forma alternada, segundo a propagação de um trem de ondas, na interface líquido vapor.

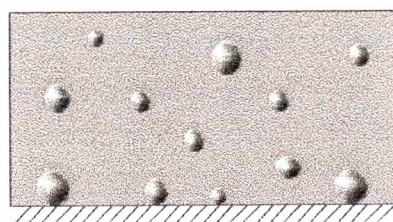
Os diferentes regimes de ebulição em banho são ilustrados com o auxílio da Figura 2



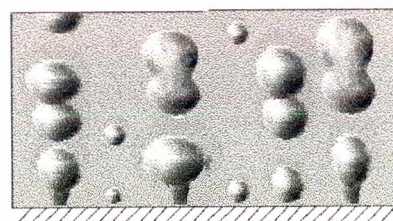
AB Convecção Natural



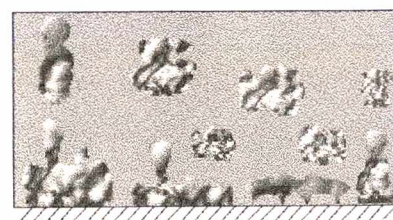
IEN Início da Ebulição Nucleada



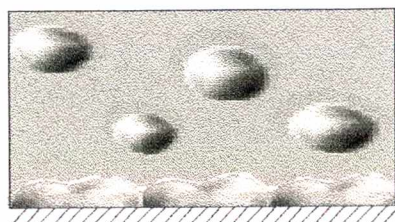
B'C Ebulição Nucleada Parcial



CD Ebulição Nucleada Plenamente Desenvolvida



DE Transição



EF Ebulição em Película

Figura 2 – Regimes de ebulição

II.2. Critérios para o Início da Ebulição Nucleada

A análise que se segue é baseada no estudo de Hsu (1962). Devido à importância deste modelo para várias outras propostas, a descrição destes resultados é bastante detalhada.

A bolha, antes do início do seu crescimento, encontra-se em uma condição de equilíbrio termoestático. A equação de equilíbrio estático para uma bolha esférica de vapor é dada por

$$\Delta p = \frac{2\sigma}{R} \quad (2)$$

onde, $\Delta p = (p_v - p_l)$ representa a diferença entre a pressão de vapor (p_v), no interior da bolha, e a pressão do líquido (p_l); σ e R representam, respectivamente, a tensão superficial do fluido (em N/m) e o raio da bolha.

A relação de equilíbrio termodinâmico, durante a mudança de fase líquido-vapor, é dada pela equação de Clausius-Clapeyron;

$$\left. \frac{dp}{dT} \right|_{\text{sat}} = \frac{h_{lv}}{T_{\text{sat}} [(1/\rho_v) - (1/\rho_l)]} \quad (3)$$

onde T representa a temperatura, h_{lv} a entalpia de vaporização, T_{sat} a temperatura de saturação, em graus absolutos e ρ_v e ρ_l as densidades do vapor e do líquido, respectivamente.

Aproximando-se $\left. \frac{dp}{dT} \right|_{\text{sat}}$ a $\frac{\Delta p}{\Delta T}$, onde $\Delta T = T_b - T_{\text{sat}}$ e $\Delta p = p_b - p_{\text{sat}}$, tem-se

$$\Delta p \cong \frac{\Delta T}{T_{\text{sat}}} \frac{h_{lv}}{[(1/\rho_v) - (1/\rho_l)]} \quad (4)$$

onde, T_b e p_b representam, respectivamente, a temperatura e a pressão do vapor da bolha, no estágio inicial de crescimento, e a temperatura T_{sat} corresponde à temperatura de saturação correspondente à pressão do líquido.

Para as condições de operação cujas pressões do líquido estão bem abaixo da pressão crítica, $\rho_l \gg \rho_v$. Substituindo-se a Equação (2) em (4), tem-se:

$$\Delta T = T_b - T_{\text{sat}} = \frac{2\sigma T_{\text{sat}}}{R\rho_v h_{lv}} \quad (5)$$

É assumida a existência do núcleo de uma bolha na boca de uma cavidade, formado por vapor aprisionado nesta (Figura 3). No início do ciclo da bolha, após a partida de uma, líquido à temperatura T_∞ , entra em contato com a parede, à temperatura T_p . Segundo Hsu (1962), com o passar do tempo o líquido é aquecido por condução e a espessura da camada térmica cresce. É assumida, então, a existência de uma camada limite térmica de espessura δ tal que para $y \geq \delta$ a temperatura do líquido é mantida a T_∞ , conforme esquematizado na Figura 3, onde ϕ representa o ângulo da superfície da bolha com respeito à horizontal, r_b o raio da bolha e r_c o raio da cavidade.

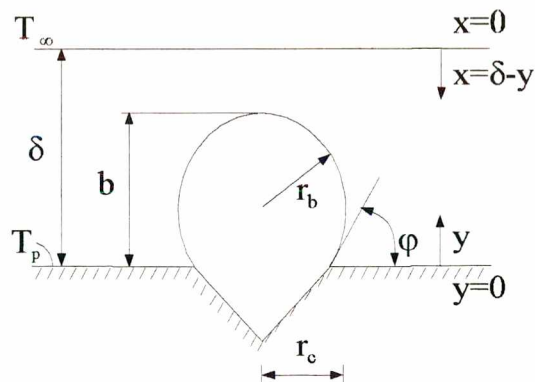


Figura 3 – Esquema para o modelo de nucleação proposto por Hsu (1962)

Considerando o problema de condução transiente na direção x , e fazendo $\theta = T - T_\infty$, tem-se

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \alpha_1 \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} \right) \quad (6)$$

onde α é o coeficiente de difusividade térmica do líquido (m^2/s).

As seguintes condições de contorno são consideradas,

$$\theta = 0, \quad \text{em} \quad t = 0$$

$\theta = 0$, quando $x = 0$ ($y = \delta$) para todo t ;

e em $t > 0$

$\theta = \theta_p = T_p - T_\infty$, em $x = \delta$ ($y = 0$) para θ_p constante.

O perfil de temperatura $\theta(x, t)$ para tal equação diferencial é dado por

$$\xi = \frac{T - T_\infty}{T_p - T_\infty} = \frac{\theta}{\theta_p} = \eta + \frac{2}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos n \cdot \pi}{n} \text{sen } n \cdot \pi \cdot \eta e^{-n^2 \pi^2 \tau} \quad (7)$$

onde

$$\tau = \frac{\alpha_1 t}{\delta^2}, \quad \eta = \frac{x}{\delta}$$

Hsu (1962) considerou as seguintes relações geométricas entre a altura da bolha b , o raio da bolha r_b , e o raio da cavidade r_c

$$b = C_1 r_c = C_3 r_b \quad (8)$$

onde

$$C_1 = \left(\frac{1 + \cos \varphi}{\text{sen } \varphi} \right), \quad C_3 = (1 + \cos \varphi) \quad (9)$$

Desta forma

$$r_b = \frac{b}{C_3} = \frac{\delta - x_b}{C_3}$$

onde, x_b , ver Figura 3, representa a distância da superfície superior da camada térmica até o topo da bolha.

Na Equação (5), fazendo-se R igual a r_b , obtém-se a condição necessária para o início do crescimento de uma bolha,

$$\theta_b = \theta_{\text{sat}} + \frac{2\sigma T_{\text{sat}}}{h_{IV} \rho_v \left(\frac{\delta - x_b}{C_3} \right)} \quad (10)$$

onde $\theta_b = T_b - T_\infty$ e $\theta_{\text{sat}} = T_{\text{sat}} - T_\infty$

Expressa em parâmetros adimensionais, a Equação (10) fica

$$\xi_b = \frac{T_b - T_\infty}{T_p - T_\infty} = \frac{\theta_b}{\theta_p} = \xi_{\text{sat}} + \left(\frac{AC_3}{\delta\theta_p} \right) \frac{1}{1 - \eta_b} \quad (11)$$

onde

$$\eta_b = \frac{x_b}{\delta}, \quad A = \frac{2\sigma T_{\text{sat}}}{h_{lv}\rho_v} \quad (12)$$

Os perfis de temperatura ξ , obtidos segundo a Equação (7), são plotados na Figura 4, em função de η , tendo τ como parâmetro. Também é plotada a curva ξ_b versus η_b , que representa a curva de equilíbrio da bolha. O período de espera corresponde ao τ , no qual a curva ξ versus η intercepta a coordenada particular (ξ_b, η_b) . Nesse instante, se existe gás ou vapor retido na cavidade uma bolha começará a crescer desta cavidade. Cavidades com tempo de espera infinito ($\xi = \eta$) são cavidades não ativadas. Os pontos de intersecção da curva de equilíbrio da bolha com a linha diagonal ($\xi = \eta$) representam os limites superior e inferior de η_b .

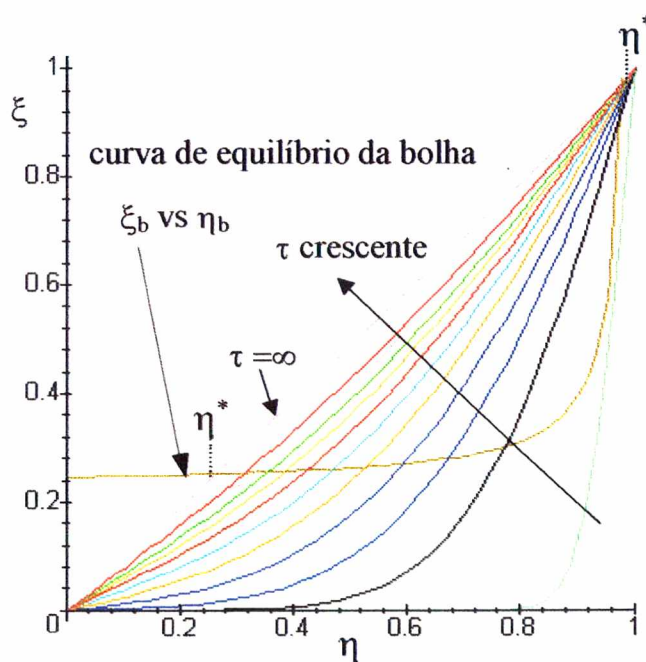


Figura 4 – Perfil de temperatura $\xi(\eta, \tau)$ para uma temperatura fixa de parede, Equação (7).

Cavidades com η_b situado entre estes limites (com $\eta = \eta_b^*$) são consideradas efetivas. O valor de η_b^* pode ser determinado substituindo $\xi_b = \eta_b$, na Equação (11)

$$\xi_b^* = \eta_b^* = \frac{\theta_b}{\theta_{sat}} = \xi_{sat} + \left(\frac{AC_3}{\delta\theta_p} \right) \frac{1}{(1-\eta_b^*)} \quad (13)$$

com,

$$\eta_b^* = \frac{(1 + \xi_{sat}) \pm \sqrt{(1 - \xi_{sat})^2 - \frac{4AC_3}{\delta\theta_p}}}{2} \quad (14)$$

Visto que,

$$r_c = \frac{\delta(1 - \eta_b)}{C_1}$$

$$r_c^* = \frac{\delta}{2C_1} \left[(1 - \xi_{sat}) \pm \sqrt{(1 - \xi_{sat})^2 - \frac{4AC_3}{\delta\theta_p}} \right] \quad (15)$$

$$r_{c,max}^* = \frac{\delta}{2C_1} \left[(1 - \xi_{sat}) + \sqrt{(1 - \xi_{sat})^2 - \frac{4AC_3}{\delta\theta_p}} \right] \quad (16)$$

$$r_{c,min}^* = \frac{\delta}{2C_1} \left[(1 - \xi_{sat}) - \sqrt{(1 - \xi_{sat})^2 - \frac{4AC_3}{\delta\theta_p}} \right] \quad (17)$$

Nenhuma cavidade será ativada se o discriminante da Equação (15) for negativo,

$$\frac{\delta(\theta_p - \theta_{sat})^2}{\theta_p} \leq \frac{8\sigma T_{sat} C_3}{h_{lv}\rho_v} \quad (18)$$

essa relação fornece um critério para o início da ebulição, o qual afirma que não haverá ebulição se $\theta_p < \theta_{po}$, onde θ_{po} representa o valor mínimo, conforme abaixo

$$\theta_{po} = \theta_{sat} + \frac{2AC_3}{\delta} + \sqrt{\left(2\theta_{sat} + \frac{2AC_3}{\delta}\right)\left(\frac{2AC_3}{\delta}\right)} \quad (19)$$

Hsu (1962) também analisou o caso de fluxo de calor constante na parede, onde as condições de contorno da Equação (6) são modificadas para

$$\theta = 0 \text{ em } t = 0$$

$$\theta = 0, \text{ em } x = 0, \text{ para todo } t$$

$$\left(\frac{\partial\theta}{\partial x}\right)_{x=\delta} = \frac{q}{k_1} = \text{const, para } x = \delta, \text{ em } t > 0$$

O perfil de temperatura é dado por

$$\xi = \frac{\theta}{q\delta/k_1} = 2\sqrt{\tau} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \left[\operatorname{erfc} \frac{(2n+1) - \eta}{2\tau} - i \operatorname{erfc} \frac{(2n+1) + \eta}{2\tau} \right] \quad (20)$$

onde

$$\tau = \frac{\alpha_1 t}{\delta^2}, \quad \eta = \frac{x}{\delta}, \quad \xi = \frac{\theta}{q\delta/k_1}$$

Quando $\tau = \infty$, $\xi = \eta$ continua válido. Conseqüentemente, os tamanhos limites das cavidades podem continuar a ser expressos pelas Equações (16) e (17) substituindo θ_p por $q\delta/k_1$. Similarmente, o critério de fluxo de calor mínimo para o início da ebulição é

$$q_o = \frac{k_1}{\delta} \left[\theta_{sat} + \frac{2AC_3}{\delta} + \sqrt{\left(2\theta_{sat} + \frac{2AC_3}{\delta}\right)\left(\frac{2AC_3}{\delta}\right)} \right] \quad (21)$$

Hsu (1962) propõe que a espessura da camada limite térmica, δ , seja estimada a partir da Equação (19) ou (21), utilizando os valores de θ_{po} ou q_o , respectivamente, obtidos experimentalmente em uma condição de teste. Este valor de δ é então considerado constante para outras condições de pressão e subresfriamento.

Uma análise simplificada sobre a faixa de tamanho dos raios das cavidades ativas é proposta por Reinaldo *et al.* (1998). Neste trabalho, é considerada uma variação linear de temperatura na camada limite térmica e assumida a condução permanente, no líquido,

$$q = \frac{k_1(T_p - T_1(r))}{r} \quad (22)$$

onde $T_1(r)$ é a temperatura do líquido a uma distância r da parede, e r é o raio da bolha de vapor. Utilizando a condição de superaquecimento mínimo no topo da bolha, prevista pela Equação (5), tem-se:

$$T_1 - T_{sat} = \frac{A}{r} \quad (23)$$

Combinando as Equações (22) e (23), e considerando que no início de crescimento da bolha para fora da boca da cavidade o raio da bolha é igual ao raio da cavidade, $r = r_c$, tem-se

$$\Delta T_p = (T_p - T_{sat}) = \frac{q r_c}{k_1} + \frac{A}{r_c} \quad (24)$$

A partir da Equação (24) são determinados os raios mínimo e máximo, dados o fluxo de calor e a temperatura da parede,

$$r_{c,max} = \frac{\Delta T_p + \sqrt{\Delta T_p^2 - 4 A (q/k_1)}}{2 (q/k_1)} \quad (25)$$

$$r_{c,min} = \frac{\Delta T_p - \sqrt{\Delta T_p^2 - 4 A (q/k_1)}}{2 (q/k_1)} \quad (26)$$

Na análise de Han e Griffith (1965), é considerado o problema de condução transiente na parede superaquecida com as seguintes condições inicial e de contorno:

$$\theta = \theta_p, \text{ em } y=0, \theta = 0 \text{ em } y > 0 \text{ para } t = 0$$

$$\theta = \theta_p, \text{ em } y=0, \theta = 0 \text{ em } y = \infty. \text{ para } t > 0$$

A solução desse problema é dada por

$$\theta = \theta_p \operatorname{erfc} \frac{y}{2(\alpha_1 t)^{1/2}} \quad (27)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial y} = -\frac{\theta_p}{(\pi \alpha_1 t)^{1/2}} e^{(-y^2/4\alpha_1 t)} \quad (28)$$

em $y = 0$

$$\frac{\partial \theta}{\partial y} = -\frac{\theta_p}{(\pi \alpha_1 t)^{1/2}} \quad (29)$$

De forma a simplificar o problema de condução transiente, baseados em dados experimentais, Han e Griffith (1965) consideraram linear a distribuição de temperatura próximo a superfície, onde a inclinação dessa linha é determinada pela Equação (29).

Tem-se assim que a espessura da camada limite térmica transiente é dada por

$$\delta_t = (\pi \alpha_1 t)^{1/2} \quad (30)$$

A partir da teoria de escoamento potencial e da analogia do escoamento de fluidos, (a linha potencial no escoamento de fluido é equivalente a linha isotérmica em condução de calor) tem-se que a distância da superfície aquecida de uma linha isotérmica passando sobre o topo de uma bolha hemisférica, com $r_b = r_c$, é de $1,5 r_c$, quando medida na sua parte plana (Figura 5).

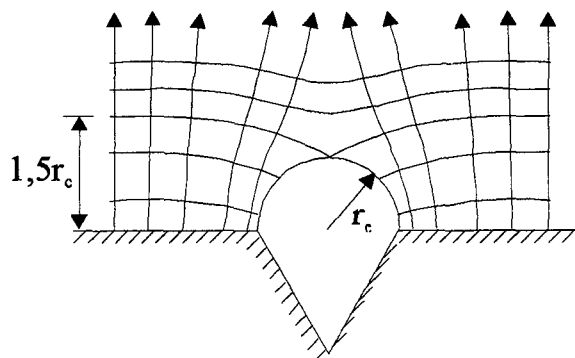


Figura 5 – Esquema para modelo de nucleação proposto por Han e Griffith (1965)

Uma cavidade irá então nuclear quando a temperatura do líquido, a uma distância igual a $1,5r_c$ da superfície, atingir a temperatura de superaquecimento dada pela Equação (5). A partir da Equação (30), pode-se calcular, diretamente, qual o raio da cavidade que irá nuclear em função do tempo

$$r_c(t) = \frac{\delta_t}{3} \left[(1 - \xi_{sat}) \pm \sqrt{(1 - \xi_{sat})^2 - \frac{6A}{\delta_t \theta_p}} \right] = \frac{(\pi \alpha t)^{1/2}}{3} \left[(1 - \xi_{sat}) \pm \sqrt{(1 - \xi_{sat})^2 - \frac{6A}{(\pi \alpha t)^{1/2} \theta_p}} \right] \quad (31)$$

Quando o discriminante da Equação (31) for nulo, as primeiras cavidades serão ativadas. O raio dessas cavidades é então dado por

$$r_c = \frac{4T_{sat}}{T_p - T_{sat}} \frac{\sigma}{\rho_v h_{lv}} \quad (32)$$

Han e Griffith (1965) lembram que, em geral, a camada térmica não pode crescer indefinidamente com o tempo. O seu valor máximo é igual a espessura da camada limite térmica da convecção natural.

II.3. Densidade de Sítios de Nucleação

Os resultados sobre a nucleação de bolhas em diferentes superfícies obtidos por Brown, são mostrados por Mikic e Rohsenow (1969), em que o número de sítios de nucleação por unidade de área, com raio maior que r , pode ser aproximado por uma lei de potência

$$n_s = \left(\frac{N}{A} \right) = C_1 \left(\frac{r_s}{r} \right)^m \quad (33)$$

onde r_s é um raio para o qual n deve ser um por unidade de área, e C_1 é uma constante dimensional. Mikic e Rohsenow (1969) estenderam esta equação para toda a superfície aquecida e assumindo $R = r$, na Equação (5), obtiveram uma expressão, que define o número de sítios ativos em termos do superaquecimento da parede e das propriedades do fluido.

$$n_s = C_1 r_s^m \left(\frac{h_{lv} \rho_v}{2T_{sat} \sigma} \right)^m \Delta T_p^m \quad (34)$$

Yang e Kim (1988) obtiveram a distribuição de tamanho e ângulo de cone das cavidades presentes em uma superfície utilizando microscópio eletrônico de varredura (MEV) e microscópio com contraste de interferência. Aplicando o teste de Chi-quadrado nas medidas, a função densidade de probabilidade do raio da cavidade, r , tem a forma

$$f(r) = \lambda e^{-\lambda r} \quad (35)$$

e a função densidade de probabilidade do ângulo de cone, β tem a forma

$$f(\beta) = \left[(2\pi)^{1/2} s \right]^{-1} \exp \left[-(\beta - \bar{\beta})^2 / (2s) \right] \quad (36)$$

onde $\bar{\beta}$ e s são, respectivamente, o valor médio do ângulo de cone e o desvio médio.

A condição de aprisionamento de gás ou vapor em uma cavidade, de acordo com Carey (1992) é

$$\theta > 2\beta$$

onde θ é o ângulo de contato entre o líquido e a superfície.

O que significa que cavidades com $\beta \geq \theta/2$ não podem se tornar sítios ativos, pois ficarão completamente preenchidas por líquido.

A densidade de sítios de nucleação ativos pode ser então expressa da forma

$$n_s = \bar{n} \int_0^{\theta/2} \left[(2\pi)^{1/2} s \right]^{-1} \exp \left[-(\beta - \bar{\beta})^2 / (2s) \right] d\beta \times \int_{r_{\min}}^{r_s} \lambda e^{-\lambda r} dr \quad (37)$$

onde r_s é o maior raio de cavidade presente na superfície, calculado estatisticamente a partir de um erro permitido, e \bar{n} é a densidade média de cavidades baseado nos dados medidos e depende, exclusivamente, do material e do tipo de acabamento da superfície.

Benjamin e Balakrishnan (1996) propuseram uma correlação para densidade de sítios de nucleação baseada em dados próprios e da literatura para uma variedade de líquidos, superfícies e acabamentos superficiais, conforme equação, abaixo:

$$n_s = 218,8(\theta)^{-0,4} Pr^{1,63} \left(\frac{1}{\gamma} \right) (\Delta T_p)^3 \quad (38)$$

onde

$$\theta = 14,4 - 4,5 \left(\frac{R_p p}{\sigma} \right) + 0,4 \left(\frac{R_p p}{\sigma} \right)^2 \quad (39)$$

onde R_p é a rugosidade média da superfície e p a pressão do líquido.

II.4. Mecanismos de Transferência de Calor – Modelos

Diferentes mecanismos de transferência de calor contribuem para o fluxo de calor total no processo de ebulição em banho. Diversos modelos foram desenvolvidos com o intuito de quantificar a contribuição de cada um destes mecanismos na troca de calor entre a superfície e o líquido.

II.4.1. Condução Transiente (convecção global)

Han e Griffith (1965) propuseram o mecanismo de transferência de calor denominado convecção global (*bulk convection*). No modelo proposto, após a partida de uma bolha da superfície, uma parte da camada térmica transiente é transportada para o corpo principal do fluido, ao mesmo tempo em que líquido frio entra em contato com a superfície aquecida, Figura 6 (a). A camada térmica é então reconstituída, Figura 6 (b), e após um intervalo de tempo t_e a

bolha é capaz de crescer, rapidamente, de forma que grande parte da camada térmica é “empurrada” em um curto intervalo de tempo, Figura 6 (c). Com a partida da bolha, retorna-se então ao estágio inicial.

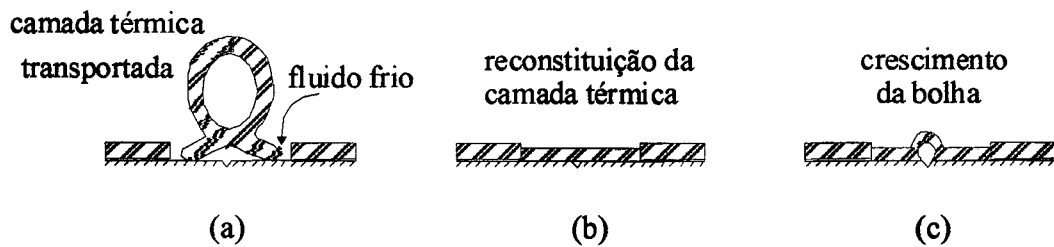


Figura 6 – Mecanismo de transferência de calor proposto por Han e Griffith (1965)

O calor transferido por condução para o fluido frio, inicialmente à temperatura T_{∞} , que substitui a bolha que parte e a camada térmica transportada, por unidade de área da superfície aquecida, durante o intervalo de tempo t , pode ser obtido com o auxílio da Equação (40), abaixo:

$$\frac{dQ_{cg}}{dA} = \int_0^{\infty} (T - T_{\infty}) c_{pl} \rho_1 dy \quad (40)$$

Das Equações (27) e (30), respectivamente, tem-se que,

$$T - T_{\infty} = (T_p - T_{\infty}) \operatorname{erfc} \frac{y}{2(\alpha_1 t)^{1/2}} ,$$

$$(\pi \alpha_1 t)^{1/2} = \delta_t$$

Assim, a Equação (40) fica

$$\frac{dQ_{cg}}{dA} = c_{pl} \rho_1 (T_p - T_{\infty}) \int_0^{\infty} \operatorname{erfc} \frac{y}{2(\alpha_1 t)^{1/2}} dy = c_{pl} \rho_1 (T_p - T_{\infty}) \frac{2(\alpha_1 t)^{1/2}}{\pi^{1/2}} = \frac{2c_{pl} \rho_1 (T_p - T_{\infty}) \delta_t}{\pi} \quad (41)$$

Neste caso, δ_t não é constante através da base da bolha, onde a camada térmica transiente de condução está se desenvolvendo. Um perfil da camada é ilustrado abaixo.

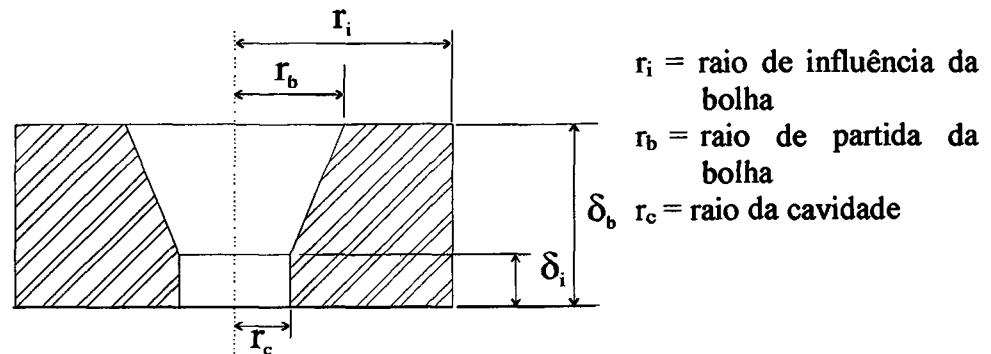


Figura 7 – Perfil da camada térmica transiente

O calor transferido na camada térmica transiente, bem como na área além da camada transiente, durante um ciclo de uma bolha é dado por

$$\Delta Q_{cg} = \int_{r_c}^{r_b} \frac{2\rho_1 c_{pl} (T_p - T_\infty) \delta_t}{\pi} (2\pi r dr) + \pi(r_i^2 - r_b^2) \frac{2\rho_1 c_{pl} (T_p - T_\infty)}{\pi} \delta_b \quad (42)$$

onde r_c é o raio da cavidade, r_b é o raio de partida da bolha e r_i é o raio de influência de uma bolha, ($r_i = 2r_d$ para o caso de bolhas isoladas)

$$\delta_c = \sqrt{\pi \alpha t_e} \quad (43)$$

$$\delta_b = \sqrt{\pi \alpha (t_e + t_b)} \quad (44)$$

onde t_e é o tempo de espera e t_b é o tempo de partida da bolha

Considerando δ linear em r

$$\Delta Q_{cg} = 2\rho c (T_p - T_\infty) \left[r_i^2 \delta_b - \frac{1}{3} r_b^2 (\delta_b - \delta_c) \right] \quad (45)$$

Se n_s é o número de cavidades de raio r_c , por unidade de área da superfície aquecida, e f é a frequência de geração de bolhas, então a taxa de transferência de calor por unidade de área devido a convecção global da camada térmica transiente é aproximadamente

$$q_{cg} = n_s f \Delta Q_{cg} = 2\rho_l c_{pl} (T_p - T_\infty) n_s f \left[r_i^2 \delta_d - \frac{1}{3} r_b^2 (\delta_b - \delta_c) \right] \quad (46)$$

É de interesse notar que a camada térmica empurrada pelo topo da bolha não é computada nessa análise. É assumido que essa porção forneça calor latente associado à bolha que parte (Van Stralen e Cole, 1979).

Baseados no modelo de condução transiente de Han e Griffith (1965), Mikic e Rohsenow (1969) desenvolveram uma nova expressão para o fluxo calor instantâneo trocado através do mecanismo de convecção global. Da Equação (29) tem-se que,

$$q = \frac{k_1 \Delta T_{sat}}{\sqrt{\pi \alpha_1 t}} \quad (47)$$

Assim, o fluxo médio de calor é dado por

$$q = f \int_0^{1/f} q_t dt = 2 \frac{k_1 \Delta T}{\sqrt{\pi \alpha_1}} \sqrt{f} \quad (48)$$

Assumindo que a área de influência de uma bolha seja igual a πd_b^2 e que as áreas de influência de bolhas vizinhas não se sobrepõem, o fluxo de calor médio sobre a superfície em ebulição pode ser expresso por

$$q = 2\sqrt{\pi} \sqrt{k_1 \rho_l c_{pl}} \sqrt{f} d_b^2 n_s \Delta T \quad (49)$$

$$\text{onde } n_s = C_1 r_s^m \left(\frac{h_{lv} \rho_v}{2T_{sat} \sigma} \right)^m \Delta T^m, \quad d_b = C_2 \left[\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right]^{1/2} \left(\frac{\rho_l c_{pl} T_{sat}}{\rho_v h_{lv}} \right)^{5/4} \quad \text{e } f d_b = C_3 \left[\frac{\sigma g (\rho_l - \rho_v)}{\rho_l^2} \right]^{1/4}$$

II.4.2. Modelo de Rohsenow

De acordo com Carey (1992), Jakob e Linke foram os primeiros autores a introduzir o conceito de que no processo de ebulição nucleada o transporte convectivo de calor da superfície ao líquido adjacente é facilitado pela movimentação do líquido circundante às bolhas causado

pelo crescimento e partida destas. Partindo deste pressuposto Rohsenow *apud* Van Stralen e Cole (1979), propôs um modelo para determinação do número de Nusselt obtido de forma similar às correlações para convecção forçada monofásica, através de uma lei de potência entre o número de Reynolds referente à bolha de vapor, Re_b , e o número de Prandtl do líquido, Pr_l , conforme equação abaixo:

$$Nu_b = \frac{hL_b}{k_l} = A Re_b^n Pr_l^m \quad (50)$$

onde o número de Reynolds é presumido ser uma medida da agitação local do fluido próximo à superfície aquecida e é dado por

$$Re_b = \frac{\rho_v U_b L_b}{\mu_l} \quad (51)$$

onde L_b é uma escala de comprimento apropriada tomada como sendo igual ao diâmetro de partida da bolha, d_b , e U_b é a velocidade superficial do vapor, dados por

$$L_b = d_b = C\theta \left[\frac{2\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right]^{1/2}, \quad U_b = \frac{q}{\rho_v h_{lv}} \quad (52)$$

onde C é uma constante e θ é o ângulo de contato líquido superfície.

II.4.3. Microconvecção

No modelo de microconvecção proposto por Forster e Zuber (1955), é assumido que, em ebulição nucleada, o calor é transferido principalmente por convecção em uma fina camada de líquido superaquecida adjacente à superfície, onde ocorre o maior gradiente de temperatura. Assim, como em Rohsenow, o número de Nusselt também é determinado através de uma lei de potência similar à Equação (50). Entretanto, para o cálculo do comprimento e da velocidade característicos foram empregadas expressões para o raio da bolha e para a velocidade de

crescimento da bolha derivados da teoria desenvolvida por esses autores, ver Forster e Zuber (1955) e Equação (53)

$$2\dot{R}R = \left(\frac{\Delta T \ c_{pl}\rho_l \ \sqrt{\pi\alpha_l}}{h_{lv}\rho_v} \right)^2 \quad (53)$$

O produto acima é uma constante para um dado superaquecimento e pressão, e é função apenas das propriedades termodinâmicas do líquido e do vapor. Assim o número de Reynolds para a subcamada superaquecida é dado por

$$Re = \frac{\rho_l}{\mu_l} \left(\frac{\Delta T \ c_{pl}\rho_l \ \sqrt{\pi\alpha_l}}{h_{lv} \ \rho_v} \right)^2 \quad (54)$$

O número de Nusselt para o sistema é

$$Nu = \frac{qR}{(T_p - T_\infty)k_l} \quad (55)$$

sendo o comprimento R obtido a partir de considerações dinâmicas feitas por Forster e Zuber (visto que sua determinação direta não é possível devido a sua variação temporal) e dado por

$$R = \frac{\Delta T \ c_{pl}\rho_l \ \sqrt{\pi\alpha_l}}{h_{lv}\rho_v} \sqrt{\frac{2\sigma}{\Delta p}} \sqrt[4]{\frac{\rho_l}{\Delta p}} \quad (56)$$

II.4.4. Modelo Hidrodinâmico de Escoamento Estagnado Invertido

No modelo hidrodinâmico proposto por Tien (1962), o escoamento do líquido em ebulição nucleada, causado pela ação da tensão cisalhante entre bolhas ascendentes e o líquido circundante, é assumido equivalente ao escoamento estagnado invertido, Figura 8.

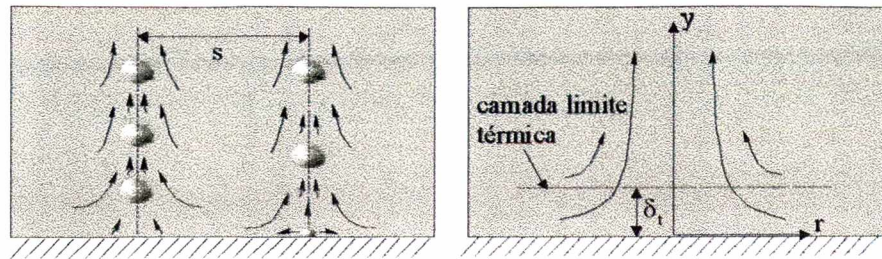


Figura 8 – Representação do modelo de escoamento estagnado invertido, segundo Tien (1962)

O escoamento estagnado invertido possui uma distribuição de velocidades similar à do escoamento estagnado (Schlichting, 1960), com exceção do sentido das velocidades. O resultado de transferência de calor para este escoamento estagnado invertido é esperado ser igual ao resultado para o caso de escoamento estagnado (visto que a direção do escoamento não afeta a distribuição de temperatura). Tem-se então que o número de Nusselt, a uma distância r do eixo, é dado por

$$Nu_r = 1,32 Pr_1^{0,33} Re_r^{0,5} \quad (57)$$

onde

$$Re_r = \frac{u_\infty r}{\nu_1} \quad e \quad u_\infty = a r$$

onde a é uma constante. Substituindo r pela metade da distância média entre as bolhas $s/2$, tem-se:

$$h = 1,32 \frac{k_1}{s} \left(\frac{a s^2}{\nu_1} \right)^{0,5} Pr_1^{0,33} \quad (58)$$

Baseado em trabalhos anteriores Tien assumiu que $s^2 = n_s^{-1}$, onde n_s representa a densidade de sítios ativos, em m^{-2} . Através da análise dimensional Tien concluiu que $(a/n\nu_1)$ é uma constante universal, e calculando a partir dos dados experimentais de Yamagata obteve o valor de 2150. Assim, da Equação (58), tem-se

$$h = 61,3 Pr_1^{0,33} k_1 n_s^{0,5} \quad (59)$$

II.4.5. Vaporização da Microcamada

Este modelo é baseado na suposição de que a bolha cresce sobre uma fina camada de líquido, formada entre a bolha e a superfície aquecedora. O primeiro a postular a existência desta camada foi Snyder *apud* Ünal (1976) e a sua existência foi comprovada, experimentalmente, por Torikai *et al.*, Cooper, e Cooper e Lloyd *apud* Ünal (1976).

Segundo Ünal (1976), durante o crescimento da bolha, calor é transferido para a mesma através da vaporização da fina camada de líquido, parcialmente seca, enquanto que na parte superior da bolha calor é dissipado através da condensação de vapor (Figura 9).

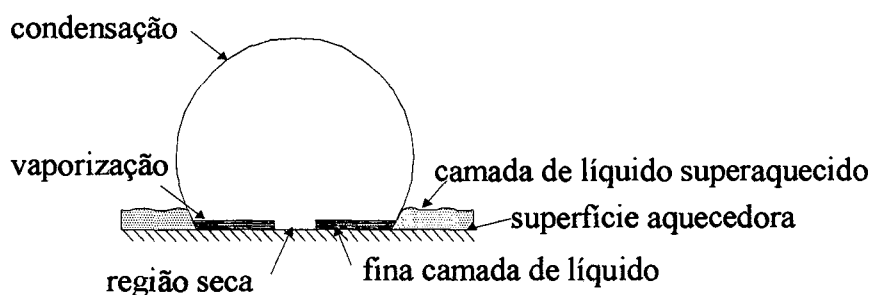


Figura 9 – Vaporização da microcamada de líquido sob a bolha, segundo Ünal (1976)

Sernas e Hooper (1969) derivaram uma expressão para o fluxo de calor da microcamada para a bolha dada por

$$q_b = \frac{(T_p - T_{sat}) k_1}{\sqrt{\pi \alpha_1 t}} \quad (60)$$

onde

$$\gamma = \sqrt{\frac{k_p \rho_p c_{pp}}{k_l \rho_l c_{pl}}} \quad (61)$$

Benjamin e Balakrishnan (1996) desenvolveram uma expressão para o calor absorvido pela microcamada dada por

$$q_{em} = \frac{\gamma \phi \sqrt{\pi}}{10} B^2 Ar^{0,27} Ja(\alpha_1)^{3/2} \sqrt{t_c} \rho_l h_{lv} n_s \quad (62)$$

onde $\phi = \frac{d_s}{d_b}$, (d_s : diâmetro da área seca),

B : constante =1,55 para água e n-hexano e 1/1,55 para n-pentano e acetona

Ja : número de Jacob = $(\rho_l c_{pl} \Delta T) / (\rho_v h_{lv})$

Ar : número de Arquimedes = $(g v_l^2) \cdot (\sigma / \rho_l g)^{3/2}$

Na teoria da microcamada proposta por van Stralen *apud* Stephan (1992) uma parte da bolha é circundada por uma camada de líquido superaquecido, denominada camada de relaxação, a qual fornece entalpia de vaporização à bolha, e assim o fazendo resfria-se.

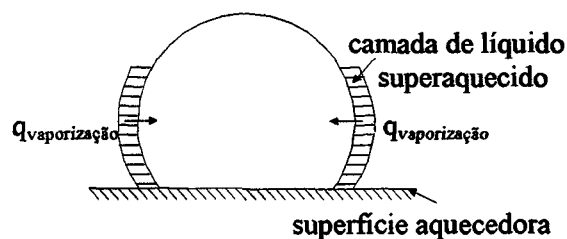


Figura 10 – Vaporização da camada de líquido próxima à bolha, segundo van Stralen

II.5. Correlações

Stephan e Abdelsalam *apud* Ribatski e Jabardo (1998), propuseram uma correlação utilizando grupos adimensionais congregando propriedades de transporte pertinentes à transferência de calor na ebulição nucleada, e através de uma análise de regressão de um banco de dados obtiveram a seguinte equação para refrigerantes

$$h_{SA} = 207 \frac{k_l}{d_b} \left(\frac{q d_b}{k_l T_{sat}} \right)^{0,745} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,581} Pr_1^{0,533} R_p^{0,133} \quad (63)$$

onde o diâmetro de partida da bolha é dado pela equação (64) (Stephan, 1992)

$$d_b = 0,0149\theta \left[\frac{2\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right]^{1/2} \quad (64)$$

para o ângulo de contato líquido/sólido, θ , deve ser utilizado o valor de 45° para a água, 1° para fluidos criogênicos e 35° para outros fluidos (Stephan, 1992).

Cooper (1984), analisou correlações formadas a partir de vários grupos adimensionais combinados como o produto de potências, e observou uma grande diversidade de combinações de propriedades. Baseado na Lei dos Estados Correspondentes, Cooper correlacionou estas propriedades com a pressão reduzida, p_r , e com $\log p_r$ e após a análise de dados experimentais, propôs então uma correlação simples para o cálculo do coeficiente de transferência de calor, dada por

$$h_{Cooper} = 55 p_r^b (-\log p_r)^{-0,55} M^{-0,5} q^{0,67} \quad (65)$$

onde $b = 0,12 - 0,2 \log R_p$ representa o efeito da rugosidade da superfície, e M é o peso molecular do fluido.

Do modelo de Rohsenow, o coeficiente de transferência de calor é dado por

$$h = \mu_1 h_{lv} \left[\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right]^{-1/2} \left(\frac{c_{pl}}{C_{sf} h_{lv} Pr_1^s} \right)^3 \Delta T_p^2 \quad (66)$$

onde o coeficiente C_{sf} depende da combinação líquido/superfície, e o expoente $s = 1$ para água e 1,7 para outros fluidos.

A partir do modelo de microconvecção, Forster e Zuber (1955) obtiveram a seguinte correlação para o coeficiente de transferência de calor

$$h_{FZ} = 0,00122 \left(\frac{k_l^{0.79} c_{pl}^{0.45} \rho_l^{0.49}}{\sigma^{0.5} \mu_1^{0.29} h_{lv}^{0.24} \rho_v^{0.24}} \right) [T_p - T_{sat}(p_1)]^{0.24} \Delta p_{sat}^{0.75} \quad (67)$$

Segundo o modelo desenvolvido por Haider e Webb (1996) para ebulição nucleada, o calor é transferido através da condução transiente e pela convecção gerada pela ascensão das bolhas. A partir das expressões desenvolvidas por Mikic e Rohsenow (1969), e Tien (1961), os autores obtiveram a seguinte expressão para o fluxo de calor

$$q = 2\sqrt{\pi} \sqrt{k_l \rho_l c_{pl}} \sqrt{f} d_b^2 n_s \Delta T \left[1 + \left(\frac{0,66\pi c}{Pr_1^{1/6}} \right)^n \right]^{1/n} \quad (68)$$

O valor de c que melhor se ajusta ao R-11 e ao R-123 é de 6,13 e 6,42 respectivamente. Os autores sugerem um valor único para c (independentemente do fluido e ainda indeterminado) e recomendam n igual a 2.

No modelo de Benjamin e Balakrishnan (1996) é assumido que o calor é removido da superfície através dos seguintes mecanismos: calor absorvido pela vaporização da microcamada (q_{vm}), condução transiente (q_{ct}), e convecção natural turbulenta (q_{cn}). Desta forma determinaram uma expressão para o fluxo total de calor dada por

$$q_{tot} = \frac{q_{vm} t_c + q_{ct} t_e}{t_c + t_e} + q_{cn} \quad (69)$$

onde t_c e t_e representam, respectivamente, os intervalos de tempo de crescimento e espera.

II.6. Efeitos da Orientação da Superfície em Relação ao Vetor Aceleração da Gravidade

É observado que as correlações de transferência de calor em ebulição nucleada foram desenvolvidas para uma determinada geometria em uma orientação específica, apesar desse fato elas podem, segundo Carey (1992), ser utilizadas como uma boa aproximação para os casos de geometrias e/ou orientações diferentes.

Com respeito à orientação da superfície aquecida são observadas diferenças consideráveis entre superfícies horizontais e verticais, tais como: geração, crescimento e partida de bolhas, movimento das bolhas e do líquido incidente relativo à superfície, fração de vazio próximo à superfície, etc (Nishikawa *et al.*, 1984)

Nishikawa *et al.*(1984) investigaram, experimentalmente, o efeito da orientação da superfície com o propósito não apenas tecnológico mas também para a clarificação dos mecanismos de transferência de calor na ebulição nucleada. Eles obtiveram dados de transferência de calor relativos à ebulição em banho para uma placa plana para diferentes ângulos de inclinação.

As curvas de ebulição nucleada, fluxo de calor versus diferença de temperatura ΔT_{sat} entre a superfície aquecida e a temperatura de saturação, são mostradas, na Figura 11, para água saturada à pressão atmosférica em superfícies inclinadas em função do ângulo de inclinação, θ , medido a partir do plano horizontal. Pode ser observado que para baixo fluxo de calor as curvas de ebulição tendem para a esquerda com o aumento do ângulo de inclinação, indicando, para o mesmo fluxo menor diferença de temperatura, ΔT_{sat} . Também é notado que com o aumento do fluxo de calor as curvas se fundem em uma única. A mudança do efeito da orientação da superfície na região de ebulição nucleada é devida à mudança das características do comportamento da bolha e provavelmente devida, também, à mudança no mecanismo de transferência de calor.

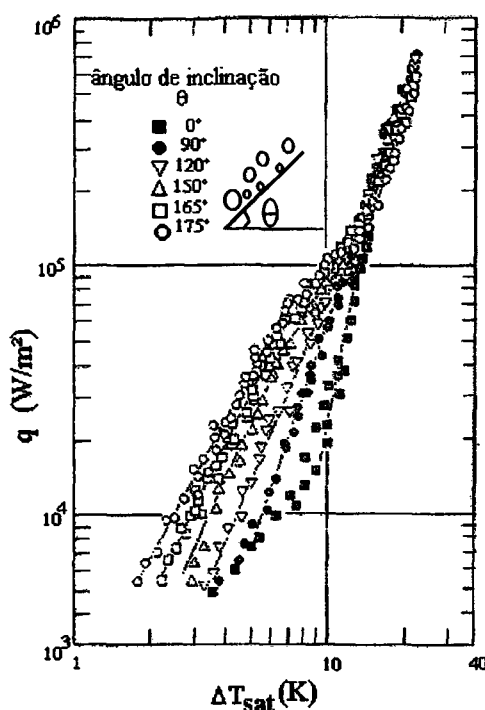


Figura 11 – Efeito da orientação da superfície (adaptado de Nishikawa *et al.*, 1984)

Através de fotografias Nishikawa *et al* (1984) observaram que, na região de baixo fluxo de calor, com o aumento do ângulo de inclinação a densidade de sítios de nucleação na superfície aquecida diminui e o diâmetro de bolhas aumenta. Também foi observado que para uma faixa de inclinação de 0° a 120° a geração de bolhas dos sítios de nucleação uniformemente distribuídos, é quase periódica e que a bolha parte da superfície isoladamente. Para um ângulo de inclinação maior que 150° a bolha cresce rapidamente e então esta bolha “de dimensões relativamente grandes” ascende de forma alongada juntamente à superfície.

A partir desses fatos, pode-se concluir que na região de baixo fluxo de calor em um ângulo de inclinação menor que 120° a transferência de calor é controlada, principalmente, pela ação de agitação de bolhas isoladas. Para um ângulo de inclinação maior que 150° a transferência de calor é controlada pela remoção compulsória da camada térmica superaquecida quando a bolha alongada ascende juntamente à superfície e pelo transporte de calor latente pela

vaporização da película de líquido abaixo da bolha no momento em que a superfície está recoberta por bolhas alongadas.

A não influência da orientação da superfície na região de elevados fluxos de calor sugere que os mecanismos associados com o movimento da bolha têm pouca consequência. Portanto, em ebulição nucleada completamente desenvolvida a vaporização parece ser o modo dominante de transferência de calor.

II.7. Melhora da Transferência de Calor na Ebulição

A melhora da transferência de calor na ebulição é de grande importância nos processos e evaporação nas indústrias de refrigeração e condicionamento de ar, indústrias químicas, indústrias de microeletrônica e na crescente indústria de tubos de calor (Thome, 1990).

Onze classificações que caracterizam as técnicas de melhoria para ebulição nucleada em banho foram propostas por Bergles e Webb *apud* Thome (1990):

1. superfícies tratadas, que se referem às superfícies revestidas, chapeadas ou cobertas com outro material;
2. superfícies rugosas, que se referem a um tratamento abrasivo;
3. superfícies estendidas, que se referem ao uso de aletas de qualquer tipo e forma, incluindo aletas circunferenciais deformadas ou com configurações semelhantes;
4. dispositivos de tensão superficial, os quais envolvem mechas ou ranhuras na parede para transportar líquido para zona de evaporação;
5. aditivos, que se referem aos produtos químicos ou outros fluidos adicionados ao líquido;
6. ajudas mecânicas, que se referem a rotação ou raspagem da superfície aquecida;

7. vibrações superficiais, nas quais a superfície aquecida é vibrada;
8. vibrações no fluido, nas quais o fluido é vibrado por ultra-som ou oscilações na pressão;
9. campos eletrostáticos, que se referem a aplicação de corrente contínua ou alternada no fluido em ebulição;
10. injeção, que se refere à introdução de um gás no fluido em evaporação através de uma parede porosa; e
11. melhora composta, que se refere ao uso de duas ou mais técnicas de melhoria tal como um revestimento em uma superfície estendida.

As técnicas de 1 a 4 são ditas técnicas passivas e as de 5 até 10 são definidas como técnicas ativas.

Em função da análise experimental que foi feita nesta dissertação, serão reconsiderados, a seguir, os itens 1 e 3, com uma maior ênfase ao último.

II.7.1. Superfícies Tratadas

Segundo Thome (1990), as superfícies tratadas podem ser subdivididas nas seguintes categorias:

- (i) coberturas não molhantes, esta técnica de melhora baseia-se no fato de que a energia de formação de um núcleo de vapor é menor para as combinações fluido-superfície com pequenos ângulos de contato. Aparentemente, nenhum dos trabalhos sobre

- coberturas não molhantes resultou no uso comercial destas para melhoria da transferência de calor em ebulição nucleada;
- (ii) materiais unidos à superfície de forma a promover um aumento da transferência de calor, tais como: arames, telas, esferas, chapas de cobertura especial e mechas para tubos de calor;
 - (iii) coberturas porosas metálicas apresentam um grande número de sítios de nucleação devido à sua grande capacidade de aprisionamento de vapor nos poros. A melhora da transferência de calor, nestas superfícies, é atribuída à vaporização de uma fina camada de líquido em seus interstícios. Marto e Lepere (1982), observaram que após um sítio ser ativado, uma rápida expansão do vapor através da matriz porosa ativa sítios de nucleação em toda a superfície.

As superfícies melhoradas apresentam um grande potencial no campo de resfriamento de componentes eletrônicos. Os dispositivos eletrônicos avançados podem gerar elevados fluxos de calor e são sensíveis às mudanças de temperatura além de exibirem uma grande possibilidade de falha quando não resfriados, adequadamente. A grande vantagem do resfriamento destes dispositivos, através da ebulição nucleada, advém do modo passivo de funcionamento, não exigindo o emprego de bombas e linhas de resfriamento típicos de outros esquemas de resfriamento por líquido. Anderson e Mudawar (1989) utilizaram vários esquemas de melhora (aletas, ranhuras e cavidades aprisionantes) objetivando a redução do superaquecimento necessário para o início da ebulição. Reed e Mudawar(1996) analisaram o uso de aletas pressionadas contra a fonte de calor e como a resistência térmica de contato na interface superfície-aleta pode ser usada para promover uma nucleação mais cedo e gradual .

II.7.2. Superfícies Estendidas

Segundo Thome (1990), o primeiro tipo de superfície estendida utilizado em ebulição foi tubo de aletas pequenas (altura da aleta aproximadamente igual a 1,6 mm). Porém, é difícil definir exatamente a origem da utilização de superfícies estendidas para melhora da transferência de calor em ebulição, devido a suas aplicações em outros processos de transferência de calor.

A utilização de superfícies estendidas se dá, na maioria das vezes, na forma de tubos aletados externamente ou internamente.

A melhora de transferência de calor, em tubos com aletas pequenas ocorre, provavelmente, graças aos seguintes mecanismos (Thome, 1990) :

- (i) **vaporização externa**, que se refere ao mesmo processo que ocorre em superfícies lisas. A diferença mais importante é que, a baixos fluxos de calor, a superfície estendida oferece melhores condições para a nucleação e crescimento de bolhas do que a superfície lisa, pois propicia um maior superaquecimento do fluido próximo à parede. Tem-se então que a densidade de sítios de nucleação é superior na superfície melhorada, melhorando assim o processo de vaporização da microcamada;
- (ii) **convecção** graças ao escoamento bifásico entre as aletas, resultante do movimento das bolhas, Figura 12;

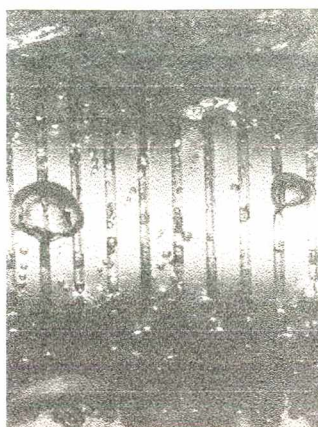


Figura 12 – Escoamento bifásico (extraída de Thome, 1992)

- (iii) **aumento da área molhada.** Parte do crescimento do desempenho da transferência de calor, no caso de superfície estendidas, pode ser atribuída ao aumento da área superficial.

Chen *et al.* *apud* Pais e Webb (1991) propuseram um modelo para ebulição nucleada em tubos aletados. No seu modelo o fluxo de calor é dividido em duas partes – ebulição nucleada e convecção e é escrito da seguinte forma

$$h_{en} = h_e \left(\frac{A_e}{A} \right) + h_c \left(1 - \frac{A_e}{A} \right) \quad (70)$$

onde h_e é o coeficiente para ebulição nucleada em superfícies “lisas” e dado pela teoria de Mikic e Rohsenow (1969) e h_c é o coeficiente de transferência de calor em convecção natural para tubos aletados e é calculado através da equação desenvolvida por Kübler *apud* Pais e Webb, (1991).

O termo A_e/A é a fração da área total aletada influenciada pela ebulição natural, e é dada por

$$\frac{A_e}{A} = \frac{n_s}{A} 2d_b (2a + P - e) \quad (71)$$

Onde n_s é a densidade de sítios de nucleação, d_b é o diâmetro de partida da bolha, a , P e e são, respectivamente, a altura, o passo e a espessura da aleta.

II.7.2.1. Tubos Aletados Externamente

Superfícies ebulidoras externas são utilizadas, principalmente, na forma de feixe horizontal de tubos. Nesta configuração, os tubos de aletas helicoidais permitem que o fluido bifásico ascenda verticalmente entre as aletas adjacentes e atinja a próxima fileira de tubos (Thome, 1990). Estes tubos têm normalmente uma altura de aleta igual a 1,6mm e são denominados tubos de aletas baixas, Figura 13.

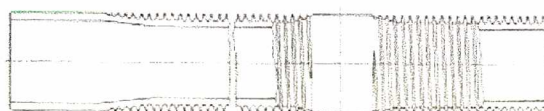


Figura 13 – Diagrama esquemático de um tubo de aletas baixas (extraída de Thome, 1990)

II.7.2.2. Tubos Aletados Externamente Modificados

A modificação das aletas das superfícies estendidas, teve como objetivo produzir uma grande quantidade de cavidades reentrantes de forma a promover uma ebulição nucleada a baixos níveis de superaquecimento de parede e a alcançar uma elevada densidade de sítios de nucleação (Thome, 1990). A superfície obtida da modificação das aletas também é denominada de superfície estruturada.

Na Figura 14 são apresentados alguns tipos de tubos comerciais com aletas modificadas.

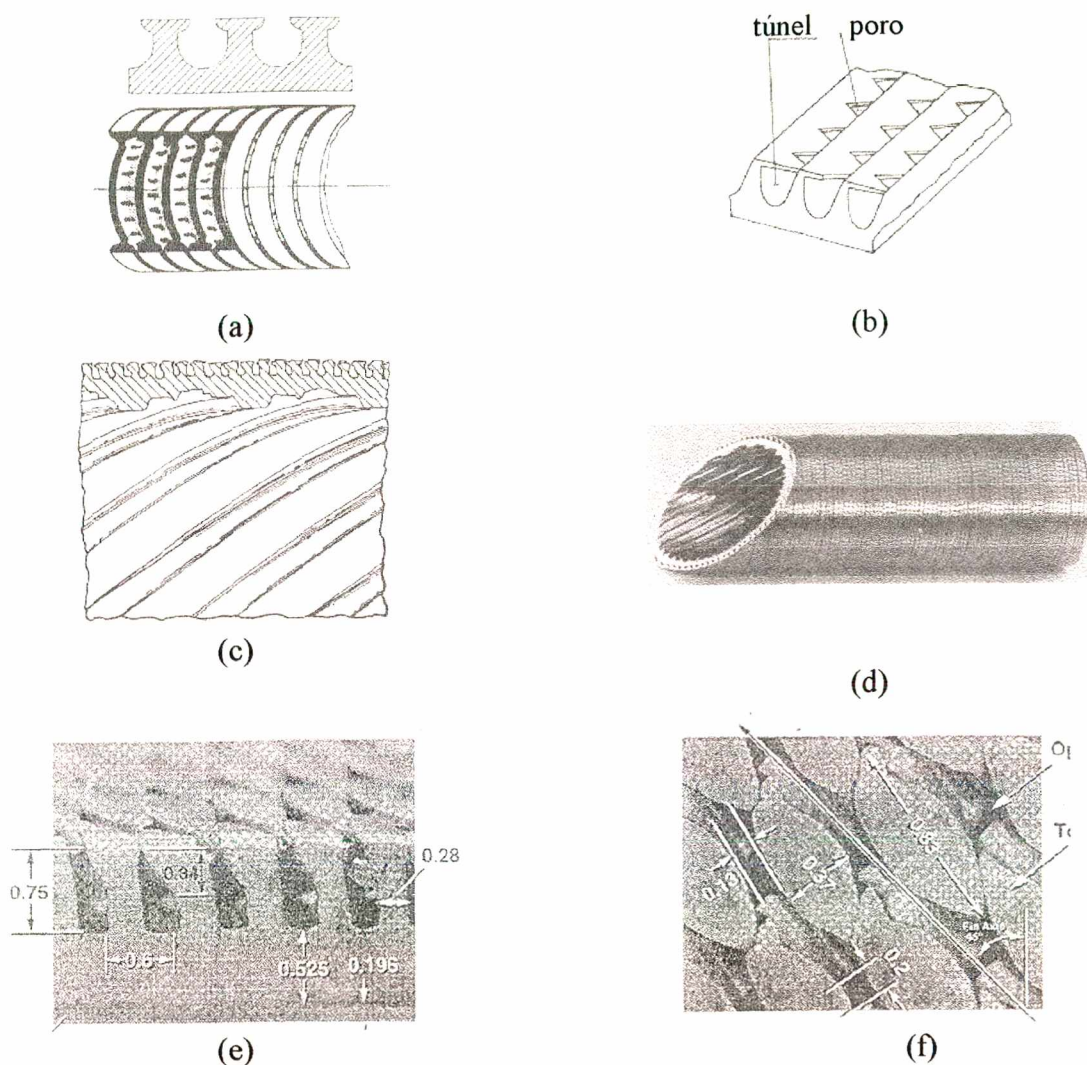


Figura 14 – (a) tubo Gewa –T e tubo Gewa –TX, (b) tubo Thermoexcel – E, (c) vista da seção do tubo Turbo – B, (d) fotografia do tubo Turbo – B (extraídas de Thome, 1992), (e) vista em perspectiva lateral do tubo Turbo –BII, (f) vista superior do tubo Turbo –BII (extraídas de Kedzierski, 1995).

Xin e Chao *apud* Pais e Webb (1991), propuseram um modelo para ebulição na superfície do tubo Gewa –T, Figura 14 (a), que possui aletas em formato de “T” formando vários canais. Estes canais funcionam como cavidades reentrantes estáveis onde vapor é aprisionado. Esse

modelo assume a vaporização de uma película de líquido, como mostrado na Figura 15. O vapor formado é então expulso através das estreitas aberturas dos canais.

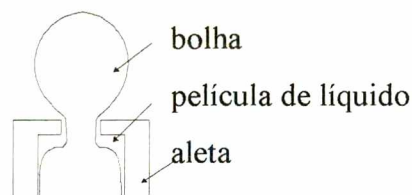


Figura 15 – Evaporação da película de líquido em tubo Gewa-T, proposta por Xin e Chao

O trabalho de Webb *apud* Pais e Webb (1991) sugere a existência de zonas alternadas de líquido e de vapor nos canais das superfícies estruturadas, durante o regime de ebulição. Um menisco existe na interseção líquido/vapor. A evaporação deste menisco deve ser um mecanismo importante de transferência de calor, no processo de ebulição.

II.7.2.3. Tubos Aletados Internamente

Tubos aletados internamente são classificados em três grupos: tubos microaletados, com aletas altas (high-finned) e tubos nervurados. Tubos microaletados ou ranhurados possuem aletas helicoidais caracterizadas pelas pequenas alturas (ou profundidade de ranhura), que estão na faixa de 0,1 a 0,3mm. Eles são classificados separadamente dos tubos de aletas altas porque é alegado que eles são capazes de aumentar a transferência de calor sem aumentar a perda de carga sobre as mesmas condições de operação. Os parâmetros geométricos primários que afetam o desempenho destes tubos são: perfil da aleta, seu tamanho e largura, o ângulo de hélice, o passo entre as aletas, a área molhada adicional e o seu diâmetro interno (Thome, 1990).

Kimura e Ito (1981) obtiveram dados de ebulição em convecção forçada para o R-12 em tubos horizontais, com diâmetro interno de 4,75 mm lisos e com ranhuras espirais internas com

profundidade igual a 0,1 mm e passo de 0,5 mm. Na região de escoamento anular, os tubos ranhurados aumentaram até duas vezes o coeficiente de transferência de calor, em comparação com o tubo liso. Para a região de escoamento estratificado, a força capilar, nos tubos ranhurados, foi suficiente para manter toda a superfície do tubo molhada, produzindo assim um escoamento semelhante ao anular. Deste fato resultou um aumento do coeficiente de transferência de calor de até dez vezes superior ao do tubo liso. Os autores observaram, para tubos ranhurados, que até determinado limite o coeficiente de transferência de calor decresce com o aumento do fluxo. Este comportamento é atribuído à secagem do líquido nas ranhuras.

No seu trabalho sobre bombas capilares, Camargo (1999) postulou que a secagem da ranhura ocorre quando a perda de carga nesta ultrapassa a pressão de bombeamento capilar, determinando assim o limite capilar. Com base no modelo proposto por Bazzo (1996), para o cálculo da perda de carga na ranhura, Camargo desenvolveu um programa computacional para o cálculo do limite capilar.

II.8. Considerações Gerais

Neste capítulo, foram analisadas teorias sobre a nucleação e modelos para transferência de calor em ebulição nucleada. Foram apresentadas expressões utilizadas para o cálculo do coeficiente de transferência de calor oriundas destes modelos ou obtidas através de análise de regressão de banco de dados. Foi discutido o efeito da orientação da superfície em relação ao vetor aceleração gravitacional, onde foi observada a melhora da transferência de calor, a baixos fluxos de calor, para superfícies viradas para baixo graças a presença de bolhas de vapor alongadas. Foram apresentados alguns tipos de superfícies utilizadas para a melhora da transferência de calor em ebulição nucleada. Com base nas análises acima mencionadas um

trabalho experimental é desenvolvido de forma a comparar resultados experimentais obtidos para dois tipos de superfície, uma lisa e outra ranhurada, entre si e com valores previstos por algumas das correlações analisadas na seção II.5.

Capítulo III

Aparato e Procedimento Experimentais

III.1. Aparato Experimental

O estudo experimental da ebulição nucleada em banho, utilizando R-113 como fluido de trabalho, foi realizado no interior de dois tubos de alumínio, um de parede lisa e o outro de parede interna ranhurada.

Os testes foram realizados no Laboratório de Energia Solar no Núcleo de Controle de Térmico de Satélites (Labsolar/NCTS), do Departamento de Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Santa Catarina.

A seção de teste foi instalada no interior de uma cuba de vidro, contendo R-113, de diâmetro externo e altura iguais a 230 e 270 mm, respectivamente. A tampa superior da cuba, fabricada em aço inoxidável, é dotada de passagens, fabricadas em Teflon, destinadas aos cabos dos termopares, transdutores de fluxo de calor e cabos de alimentação elétrica, além de saída de vapor e retorno do condensado.

A fim de permitir a visualização do fenômeno de ebulição, a temperatura do R-113 foi estabilizada por meio de uma serpentina de água circundando a cuba, ver Figura 16, cuja temperatura é controlada por um criostato da marca LAUDA, substituindo assim o banho térmico utilizado inicialmente (ver Anexo A).

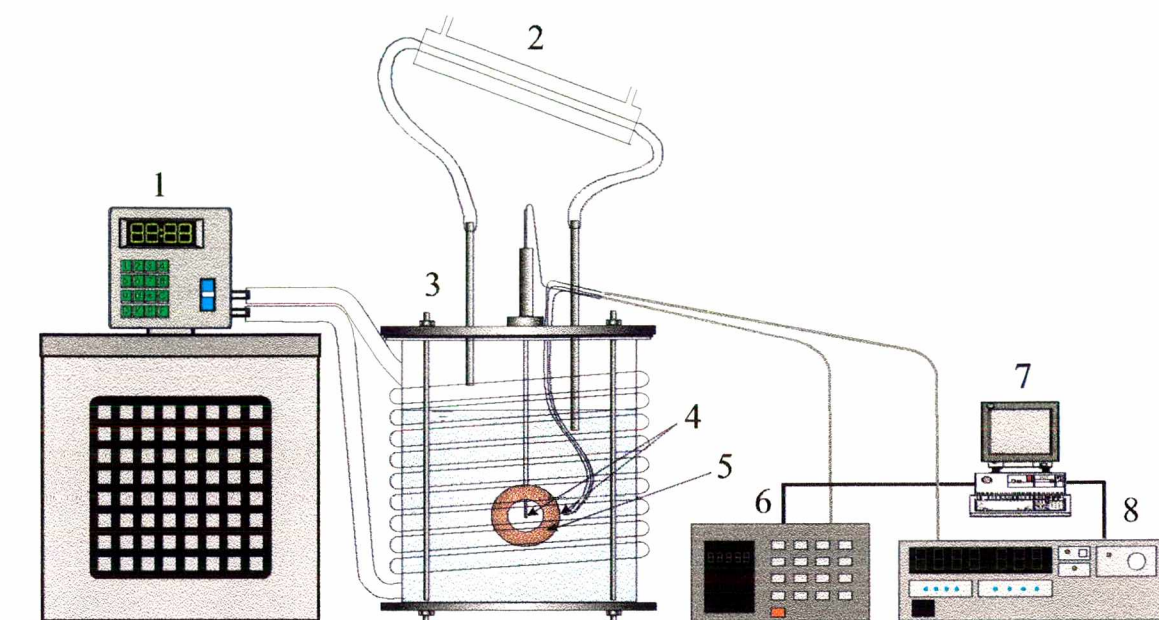


Figura 16 – Aparato experimental: 1- criostato, 2- condensador, 3- cuba, 4- termopares, 5- seção de teste 6- sistema de aquisição de dados, 7- microcomputador, 8- fonte de potência

Os sinais dos termopares e a tensão nas resistências são lidos por um sistema de aquisição de dados HP3497 e transferidos ao computador. A alimentação elétrica da seção de teste é obtida através de uma fonte de potência digital HP6030 controlada por computador.

III.1.1. Características dos Tubos Testados

Tubo Liso

O tubo liso possui superfícies anodizadas. A rugosidade média da superfície interna, R_p , é igual a $2,2 \mu\text{m}$ e foi medida através de um rugosímetro marca Perthen, no Laboratório de Análise de Superfícies Usinadas do Grupo de Controle Numérico (GRUCON), do Departamento de Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Santa Catarina. Uma amostra do relevo do

tubo liso é apresentada na Figura 17. Como este valor de rugosidade é considerado baixo, o tubo será dito liso a fim de facilitar as chamadas durante a análise dos resultados.

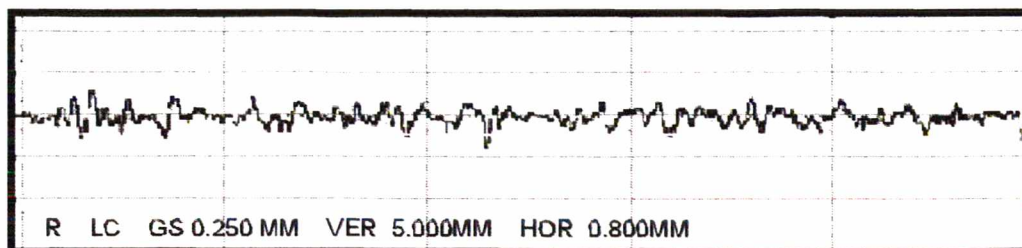


Figura 17 – Relevo do tubo liso dado pelo rugosímetro

Os diâmetros interno (DI) e externo (DE) são iguais a $16,62 \pm 0,05$ mm e $18,99 \pm 0,04$ mm, respectivamente. O comprimento (L) é igual a $40 \pm 0,025$ mm.

Tubo Ranhurado

O tubo ranhurado possui diâmetro interno (DI) igual a $15,88 \pm 0,04$, e diâmetro externo (DE) igual a $19,11 \pm 0,04$. O comprimento, L, é igual a $40 \pm 0,025$ mm. Este tubo, fabricado pela empresa alemã ERNO-Raumfahrttechnik, apresenta ranhuras circunferenciais na sua superfície interna para emprego em circuitos de bombas capilares. As principais dimensões das ranhuras são $33 \pm 7 \mu\text{m}$ na boca e $310 \pm 59 \mu\text{m}$ de profundidade com um passo de $215 \mu\text{m}$ (Figura 18). As imperfeições de fabricação geram cavidades de aproximadamente $170 \mu\text{m}$ de profundidade e com o mesmo tamanho do passo da ranhura, conforme mostrado na Figura 18.

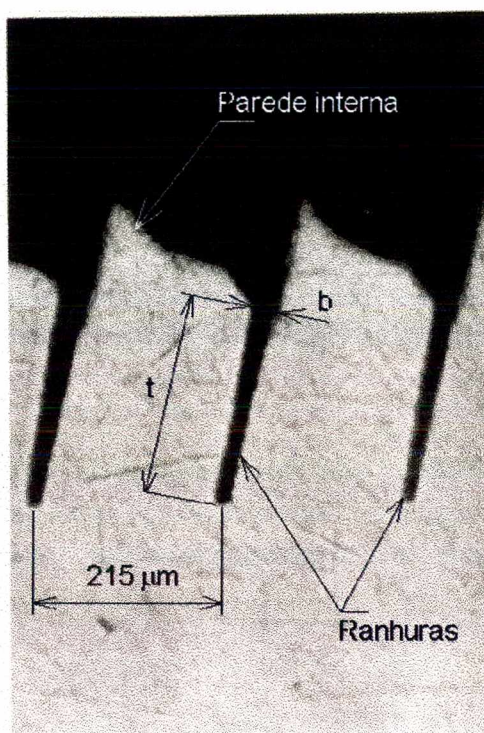


Figura 18 – Detalhe da ranhura

Tubos de alumínio, com as mesmas características, foram empregados como bombas capilares nos trabalhos experimentais realizados no IKE, Stuttgart, por Bazzo (1996) e no Labsolar/NCTS-UFSC, por Camargo (1999).

III.1.2. Seção de Teste

Em todos os casos testados, os tubos de alumínio foram instrumentados, na superfície externa com cinco termopares (Tp 1 a 5) do tipo E (Chromel-Constantan), marca OMEGA, cujos diâmetros dos cabos são iguais a 0,127 mm. Três termopares (Tp1, Tp4 e Tp5) estão localizados sobre uma mesma geratriz enquanto os dois restantes localizam-se a 90° e 180°, conforme mostrado na Figura 19. Os termopares estão fixados com cimento térmico marca OMEGA, em

orifícios com 0,8 mm de diâmetro e 0,2 mm de profundidade na superfície externa do tubo, como mostrado na Figura 20.

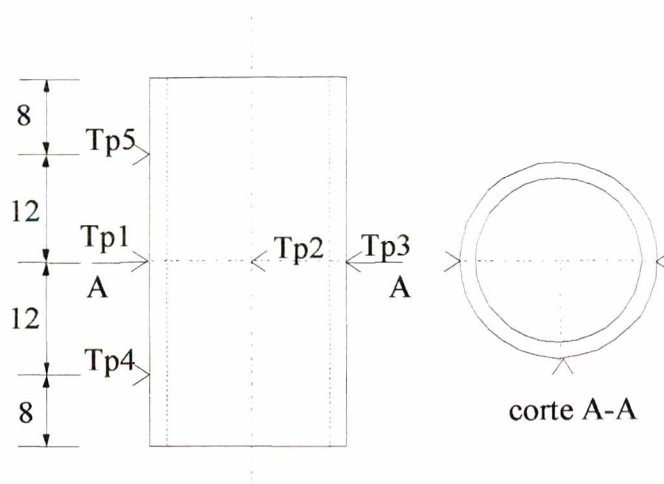


Figura 19 – Localização dos termopares na seção de testes

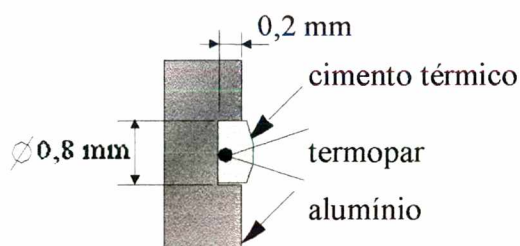


Figura 20 – Esquema de fixação dos termopares

Dois termopares do tipo E estão localizados no R-113, um deles no eixo do tubo, na sua altura média, e o segundo na parte externa ao tubo.

O aquecimento do tubo de alumínio se dá por meio de duas resistências do tipo “skin-heater”, fabricadas no Laboratório de Meios Porosos e Propriedades Termofísicas (LMPT) / UFSC, coladas com resina epóxi marca Araldite sobre a superfície externa dos tubos. As resistências são instaladas de forma a permitir faixas livres, de aproximadamente 2mm, na geratriz onde estão posicionados os termopares Tp1, Tp4 e Tp5, e na circunferência, na altura

média do tubo, onde estão localizados os termopares Tp1, Tp2 e Tp3, como mostradas na fotografia apresentada na Figura 21.

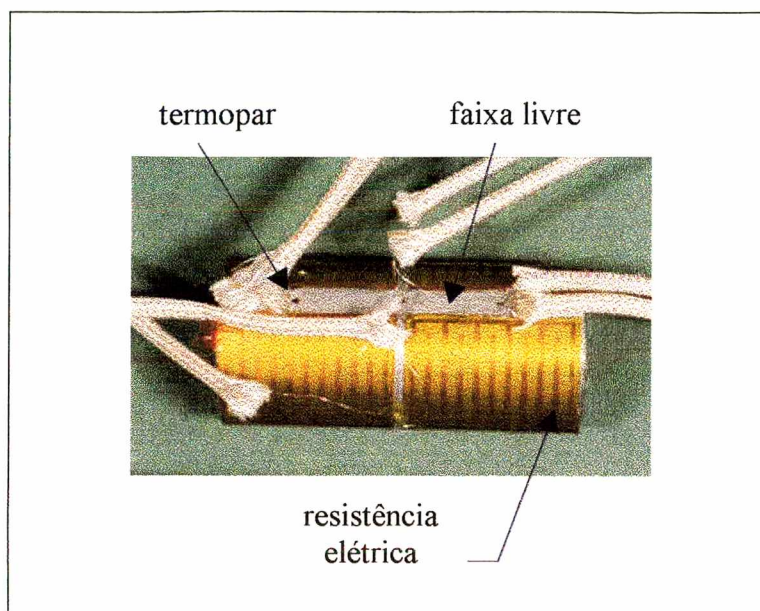


Figura 21 – Esquema de fixação das resistências elétricas

A seção de teste final foi concebida de forma a minimizar a taxa de calor perdida para o seu exterior. Nesta seção as resistências são envolvidas por lã de vidro e embutidas em tubos de PVC. Esse invólucro é então isolado do fluido de trabalho por flanges e por um segundo tubo de PVC. O espaço anular entre os dois tubos de PVC é preenchido por espuma isolante. De forma a estimar a taxa de calor perdida, três termopares: Tp6, Tp7 e Tp8 foram fixados às paredes dos tubos de PVC. O termopar Tp6 está fixado na superfície exterior do PVC interno, enquanto que o termopar Tp7 está fixado na superfície interior do PVC externo. O Tp8 é um termopar diferencial, do tipo K, que permite medir, diretamente, a diferença de temperatura das superfícies externa do tubo de PVC interno e interna do tubo de PVC externo, conforme mostrado na Figura 22. A seção de teste inicial é descrita no Anexo A.

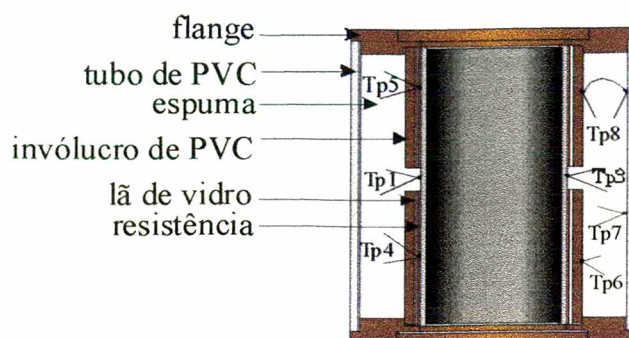


Figura 22 – Esquema final da seção de teste

III.1.3. Acessórios

III.1.3.1. Fonte de Alimentação Elétrica

O aquecimento da seção de teste é obtido por meio de uma fonte digital de alimentação elétrica, Modelo HP6030A (Figura 23), capaz de operar numa faixa de tensão de 0 a 200 V e corrente de 0 a 17 A, conectada aos terminais das resistências elétricas formando um circuito em paralelo.



Figura 23 – Fonte de alimentação elétrica

III.1.3.2. Sistema de Aquisição de Dados

Os sinais dos termopares e a tensão nas resistências são lidos através de um sistema de aquisição de dados HP3497, Figura 24.



Figura 24 – Sistema de aquisição de dados

A fonte de potência e o sistema de aquisição de dados são controlados por um microcomputador Pentium, através de um programa em linguagem C.

III.1.3.3. Compensação da Junta Fria

Para medição de temperaturas foi utilizada uma junta fria eletrônica, fabricada e calibrada no Labsolar/NCTS. Esta substituiu a junta fria, composta por gelo e água destilada (ver Anexo A).

Os termopares foram blindados de forma a evitar interferência externa nas leituras. Com o mesmo objetivo, o sistema de aquisição de sinais foi aterrado.

III.1.4. Propriedades do Refrigerante 113 (tricloro-trifluoretano)

As propriedades físicas do R-113, a T_{sat} e a pressão atmosférica, são listadas abaixo:

M : peso molecular = 187,4 kg/kmol,

$p_{\text{crítica}}$: pressão crítica = 3,411MPa,

T_{sat} : temperatura de saturação, à pressão atmosférica = 47,56 °C = 320,71 K,

ρ_v : densidade do vapor = 7,4644 kg/m³,

ρ_l : densidade do líquido = 1507,3kg/m³,

h_{lv} : calor latente de vaporização = 143,85 kJ/kg,

c_{pl} : calor específico do líquido, a pressão constante= 984 J/kg K.

k_l : condutividade do líquido = 0,0705W/m K,

μ_l : viscosidade = 516 x 10⁻⁶ Pa·s,

σ : tensão superficial = 0,017N/m.

III.2. Procedimento Experimental

O aquecimento da seção de teste é controlado através de um programa em linguagem C, desenvolvido por Ferreira Jr. (1997), permitindo um degrau de tensão variando de zero a um determinado valor fixo, V_i . A aquisição de dados se dá logo após a aplicação da tensão, com um intervalo de varredura igual a 1s, durante um período superior ao necessário para o alcance da condição de regime permanente. Em geral, a condição de quase-permanente, indicada pela história do termopar é alcançada 90s após aplicada a potência durante o regime de convecção

natural e 40s para o regime de ebulição nucleada (Figura 25). Após a primeira aquisição de dados, um segundo degrau de tensão, V_f , é aplicado nas resistências, permitindo assim uma nova aquisição. Para os testes em regime permanente foi feita a média das 10 últimas leituras dos termopares.

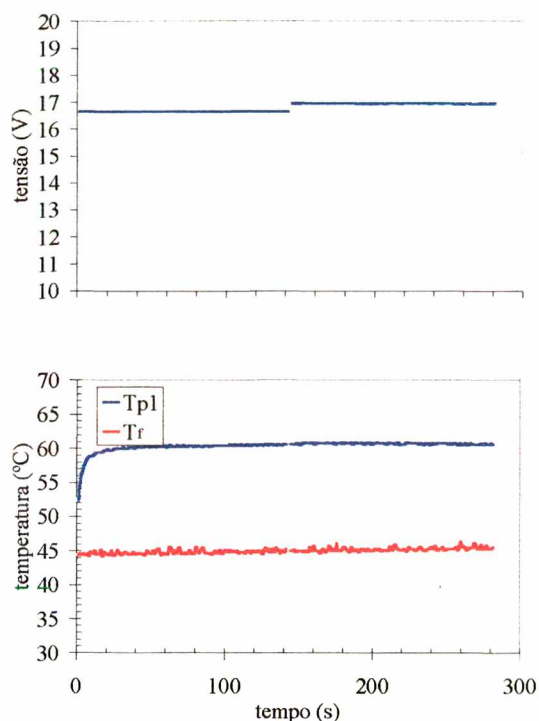


Figura 25 – Caracterização dos testes

III.2.1. Configurações Testadas

Com o intuito de analisar os efeitos da orientação do tubo com respeito à aceleração da gravidade, no processo de transferência de calor em ebulição nucleada, os tubos foram testados nas posições horizontal e vertical (Figura 26).

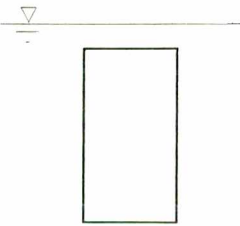

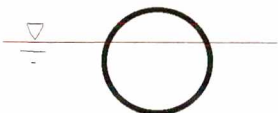
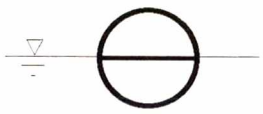
Configuração	Seção de Teste
 vertical	<ul style="list-style-type: none"> • Tubo liso • Tubo ranhurado
 horizontal	<ul style="list-style-type: none"> • Tubo liso • Tubo ranhurado
 horizontal parcialmente inundado	<ul style="list-style-type: none"> • Tubo ranhurado
 horizontal parcialmente inundado com régua divisória	<ul style="list-style-type: none"> • Tubo ranhurado

Figura 26 – Configurações testadas

Testes complementares foram também realizados mantendo o tubo ranhurado na horizontal, parcialmente imerso no R-113, com o nível do fluido entre 2 a 3 mm abaixo do topo do tubo, e parcialmente imerso com uma régua divisória, em aço inoxidável, posicionada na metade do tubo que coincidia com o nível do líquido, com o objetivo de analisar o efeito de capilaridade.

III.2.2. Procedimento de Cálculo

III.2.2.1. Cálculo do Fluxo de Calor

O fluxo de calor, na superfície interna dos tubos de alumínio, é igual à razão entre a taxa de calor líquido, Q_{liq} , e a área interna do tubo calculada a partir do diâmetro interno nominal.

$$q = \frac{Q_{liq}}{(\pi \cdot DI \cdot L)} \quad (72)$$

A taxa de calor líquido cedido ao R-113 através do tubo de alumínio é igual a:

$$Q_{liq} = Q_{total} - Q_{perdas} \quad (73)$$

onde Q_{total} é a potência total dissipada pelas resistências, dada por

$$Q_{total} = \frac{V^2}{R_{eq}} \quad (74)$$

onde V é a tensão aplicada nas resistências, R_{eq} é o valor da resistência equivalente destas. Q_{perdas} é a parcela da potência que é dissipada para a superfície externa da seção de testes. O cálculo de Q_{perdas} é apresentado, no Anexo B.

III.2.2.2. Cálculo do Coeficiente de Transferência de Calor

Para o regime de ebulição nucleada são definidos dois coeficientes de transferência de calor. O primeiro, h_1 , é calculado através da definição clássica de h como proposto em Thome (1990), e o seu valor médio é dado por

$$h_1 = \frac{q}{(T_p - T_f)} \quad (75)$$

O segundo coeficiente de transferência de calor, h_2 é definido como proposto por Carey (1992), que observou que o subresfriamento do líquido pouco influencia a região de ebulição nucleada da curva de ebulição, e é dado por

$$h_2 = \frac{q}{(T_p - T_{sat})} \quad (76)$$

onde, para o tubo vertical a temperatura da parede, T_p , é a média aritmética das temperaturas medidas pelos termopares 1 a 5 e T_f é a temperatura do fluido medida pelo termopar Tp_i .

Para o tubo na posição horizontal T_p é dada por

$$T_p = \frac{T_i + T_m + T_s}{3} \quad (77)$$

onde T_i é a temperatura na parte inferior do tubo dada pela média dos termopares 1, 4 e 5, T_m é a temperatura na parte mediana do tubo dada pela leitura de $Tp2$ e T_s é a temperatura na parte superior do tubo, dada por $Tp3$, conforme ilustrado na Figura 27.

O cálculo do coeficiente local de transferência de calor para tubos horizontais é analisado no D.

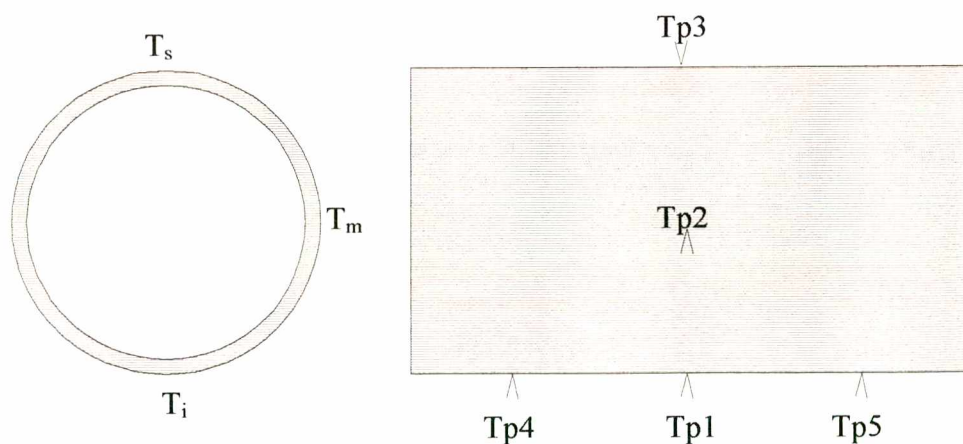


Figura 27 – Temperaturas nas posições inferior, mediana e superior do tubo

III.2.3. Incerteza Experimental

Os sinais dos termopares do tipo E foram comparados com a temperatura indicada por um termômetro de bulbo de imersão total, com resolução igual a $0,1^{\circ}\text{C}$. A conversão milivolts/ $^{\circ}\text{C}$ foi feita através de um polinômio de nona ordem (Holman, 1989), e o desvio padrão da temperatura correspondente indicada pelo termômetro foi de $0,3^{\circ}\text{C}$. O produto do valor de t-student ($t=2$) para uma amostra com grau de liberdade igual a 55, com confiabilidade de 95% (ASME, 1986), vezes o desvio padrão fornece a incerteza experimental da temperatura igual a $0,6^{\circ}\text{C}$.

As incertezas experimentais do fluxo de calor líquido e do coeficiente de transferência de calor foram calculadas a partir do procedimento apresentado em Holman (1989). O valor da incerteza relativa do fluxo de calor líquido, é inferior a 3,5%. A incerteza relativa do coeficiente de transferência de calor é de 11%, para um fluxo de calor igual a 5 kW/m^2 , e de 6% para um fluxo de 40 kW/m^2 . O cálculo das incertezas é apresentado no Anexo C.

Capítulo IV

Resultados Experimentais

IV.1. Início da Ebulição

O valor do fluxo de calor necessário para o início da ebulição foi obtido, experimentalmente, através das medidas das temperaturas da parede do tubo. A caracterização do início da ebulição se dá através da queda da temperatura da parede dos tubos, para um dado fluxo de calor. Entretanto esse tipo de comportamento é difícil de ser captado experimentalmente. Tiveram êxito os testes para o tubo liso, na posição vertical a $T_f = 20\text{ °C}$ e a $T_f = 22\text{ °C}$, para o tubo ranhurado, na posição vertical, a $T_f = 22,9\text{ °C}$ e a $T_f = 44,1\text{ °C}$, para os tubos liso e ranhurado na posição horizontal, a $T_f = 46\text{ °C}$ e a $T_f = 40\text{ °C}$, respectivamente. Vale ressaltar que mesmo estes testes, não demonstraram uma boa repetibilidade.

IV.1.1. Tubo Liso Vertical

Na Figura 28, é mostrada a evolução temporal do fluxo de calor e da temperatura da parede do tubo liso, na configuração vertical, a $T_f = 20\text{ °C}$, após a aplicação de um fluxo variando de 14 a 15,2 kW/m², em onze degraus durante um intervalo de tempo de 430s. É observada uma queda da temperatura média da parede, após um período de 250s, quando o fluxo de calor é de 14,7 kW/m², com a temperatura variando de 63,6°C, o que representa um superaquecimento de parede de 16°C, para 59,7°C. Neste instante o sistema atingiu as condições necessárias para a

formação, o crescimento e o desprendimento das bolhas de vapor. Foi observado, visualmente, para a configuração vertical, que, após o desprendimento das bolhas de vapor, estas ascendem junto à parede, promovendo uma agitação do líquido na vizinhança da parede do tubo e modificando assim os mecanismos de transferência de calor. Com a mudança de regime de convecção natural monofásica para ebulição nucleada ocorre um aumento do coeficiente de transferência de calor, ocasionando a queda da temperatura de parede mostrada na Figura 28.

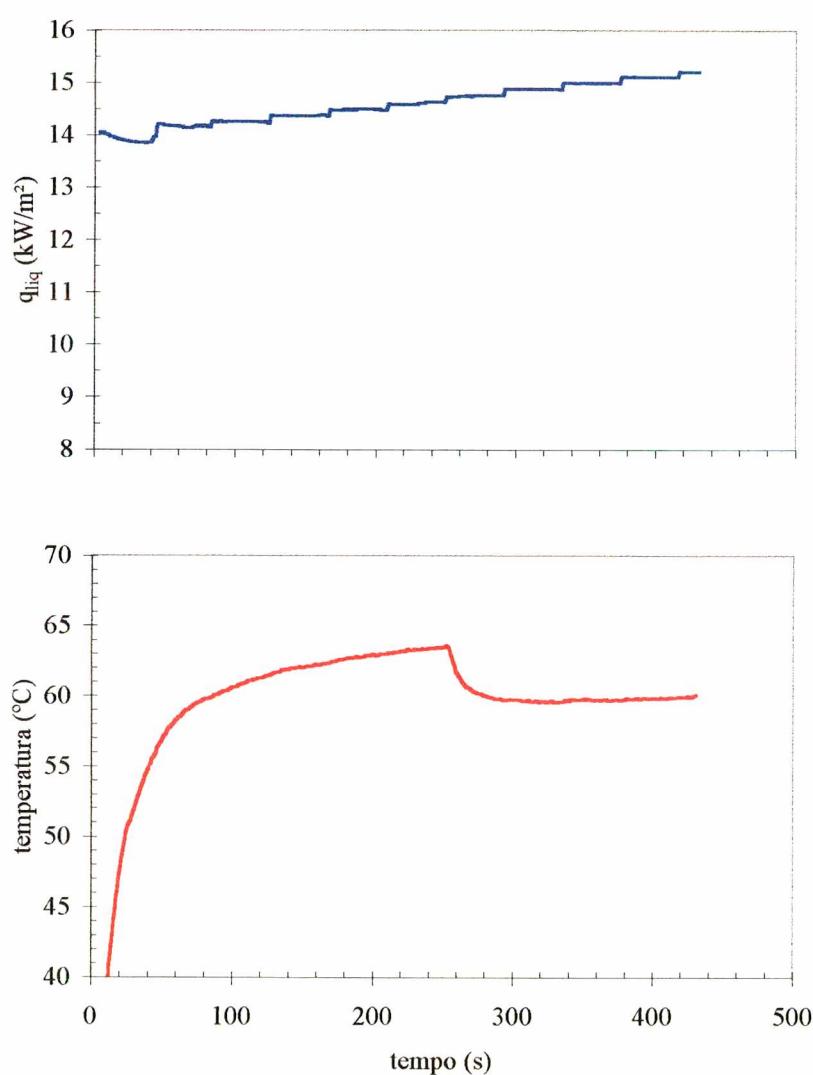


Figura 28 – Queda de temperatura após o início da ebulição - tubo vertical liso ($T_f = 20^{\circ}\text{C}$)

Na Figura 29, é mostrada evolução temporal da temperatura média da parede do tubo liso, na configuração vertical, a $T_f = 22^\circ\text{C}$, após a aplicação de um fluxo de calor variando de 17,8 a 18,7 kW/m^2 , em dois degraus, durante um intervalo de tempo de 306 s.

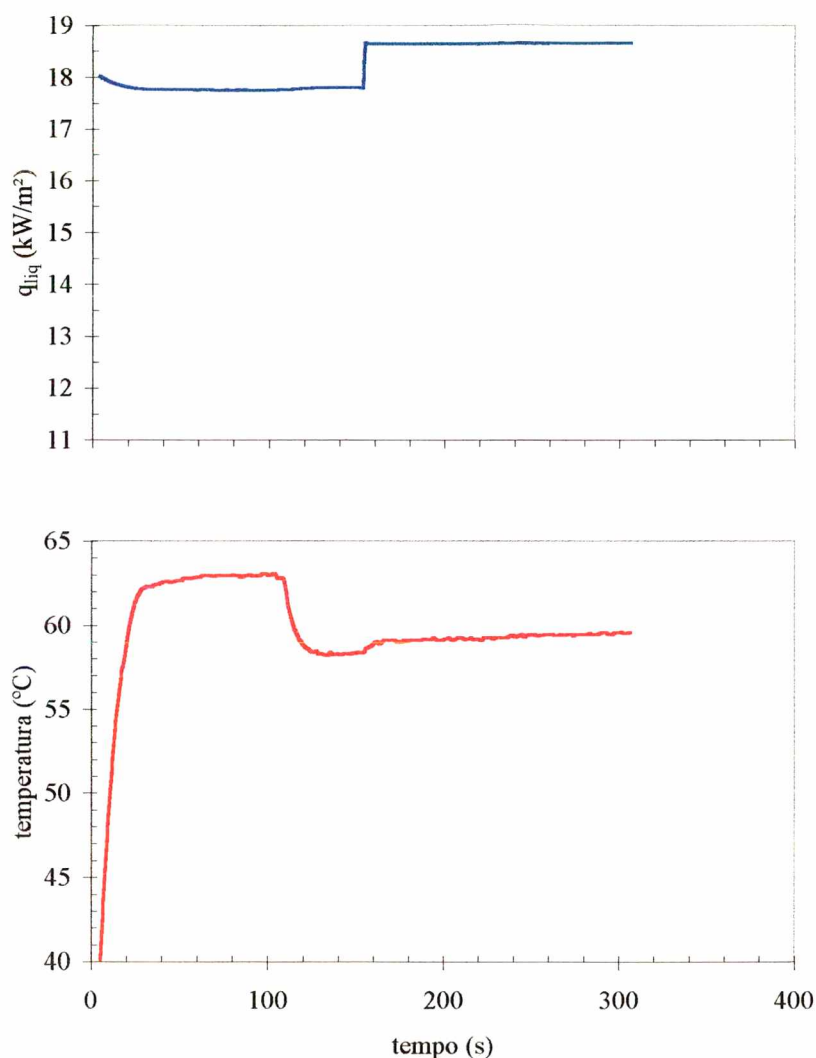


Figura 29 – Queda de temperatura após o início da ebulição - tubo vertical liso ($T_f = 22^\circ\text{C}$)

Após um período de 109s, a um fluxo de calor de 17,8 kW/m^2 , uma queda da temperatura da parede também é observada, na Figura 29, com a temperatura variando de 62,7 para 58,4 $^\circ\text{C}$. É interessante notar que a temperatura se manteve praticamente constante no intervalo de 33 a 109 s, pode-se supor que, esse período foi necessário para a nucleação e o crescimento das

primeiras bolhas, e que após a partida destas tem-se um aumento do coeficiente de transferência de calor.

IV.1.2. Tubo Ranhurado Vertical

Na Figura 30, é mostrada evolução temporal do fluxo de calor e da temperatura média da parede do tubo ranhurado, na configuração vertical a $T_f = 22,9^\circ\text{C}$, após a aplicação de um fluxo variando de 10,7 a 11,8 kW/m^2 , em oito degraus durante um intervalo de tempo de 302 s.

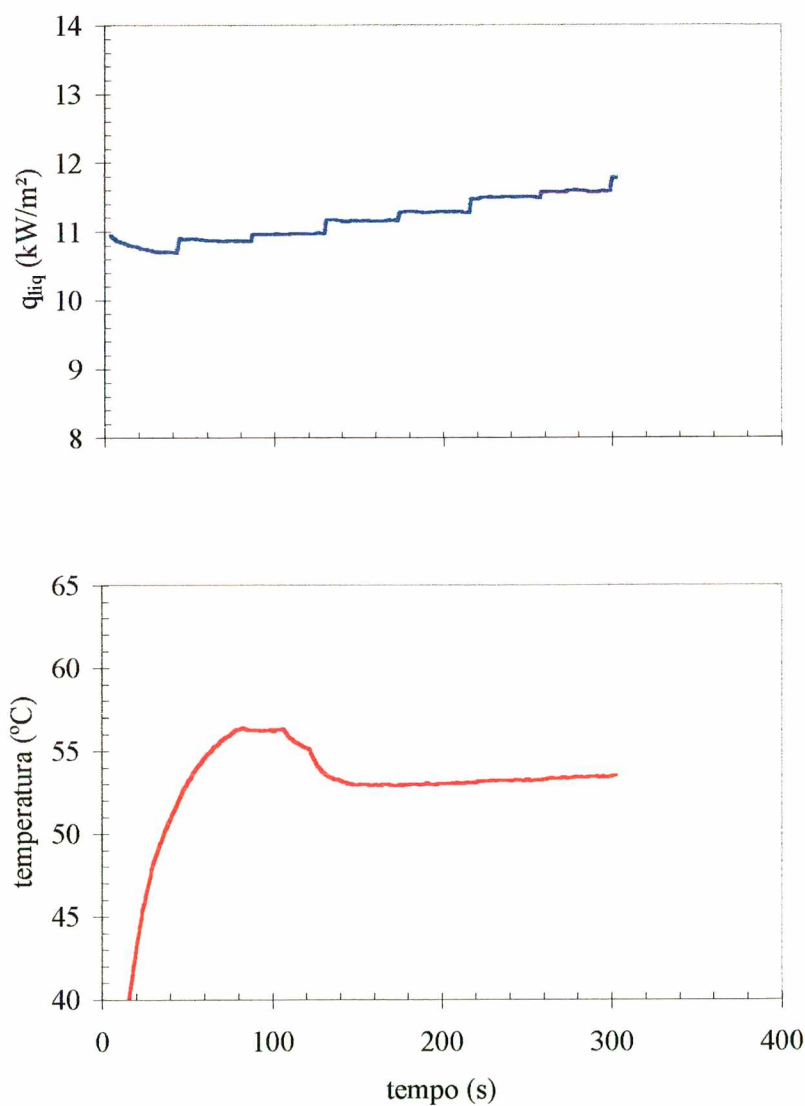


Figura 30 – Queda de temperatura após o início da ebulição – tubo vertical ranhurado
($T_f=22,9^\circ\text{C}$)

É observada na Figura 30 uma queda da temperatura média da parede após um período de 107s, a um fluxo de calor de 11 kW/m^2 , com a temperatura variando de $56,3 \text{ }^\circ\text{C}$, o que representa um superaquecimento de parede de $8,7 \text{ }^\circ\text{C}$, para $53 \text{ }^\circ\text{C}$, caracterizando assim, o início da ebulição.

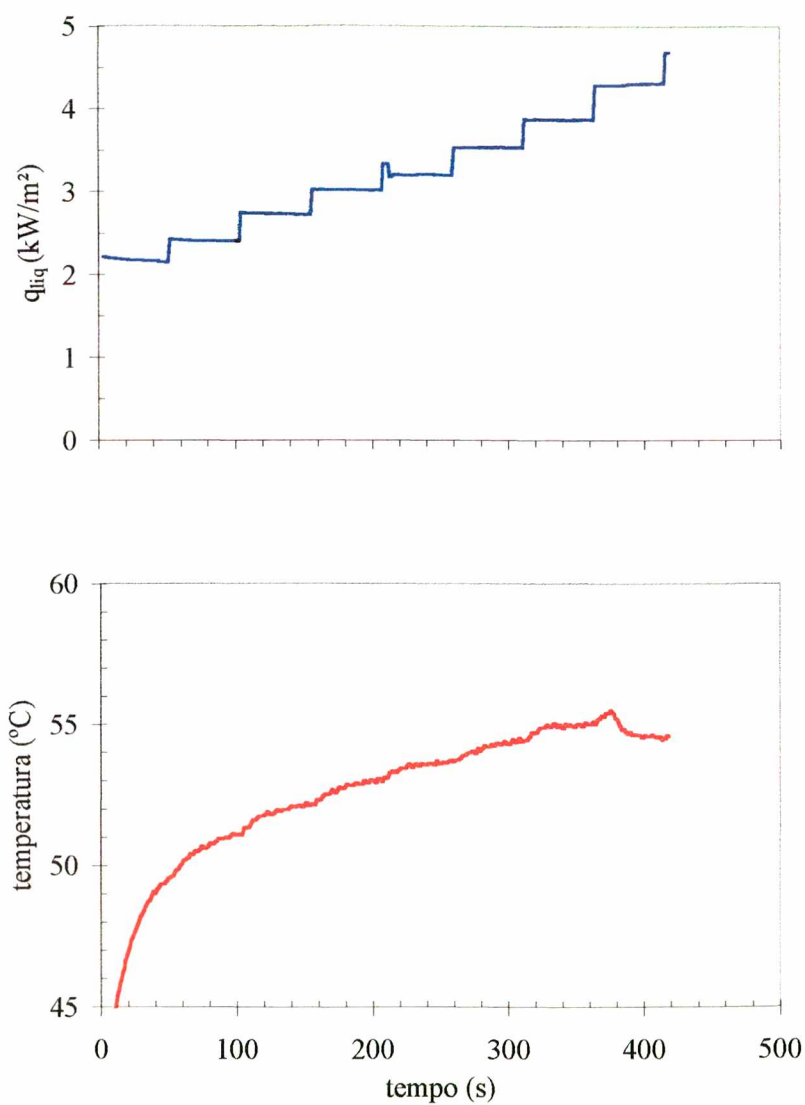


Figura 31 – Queda de temperatura após o início da ebulição - tubo vertical ranhurado
($T_f=44,1^\circ\text{C}$)

Na Figura 31 é mostrada evolução temporal do fluxo de calor e da temperatura média da parede do tubo ranhurado, na configuração vertical a $T_f = 44,1$ °C, após a aplicação de um fluxo de calor variando de 2,2 a 4,7 kW/m², em nove degraus durante um intervalo de tempo de 418s. É observada uma queda da temperatura após um período de 380s, a um fluxo de calor de 4,3 kW/m², com a temperatura variando de 55,4 °C para 54,6 °C.

Conforme comentado, anteriormente, a queda da temperatura da parede, após o início da ebulição, é de difícil obtenção experimental, principalmente para os testes com a temperatura do fluido próxima à de saturação. Essa dificuldade é confirmada pela suavidade da queda de temperatura apresentada na Figura 31.

IV.1.3. Tubo Liso Horizontal

Na Figura 32 é mostrada evolução temporal do fluxo de calor e da temperatura da parede do tubo liso, na configuração horizontal, a $T_f = 46$ °C, após a aplicação de um fluxo de calor variando de 3,1 a 4,6 kW/m², em dezesseis degraus, durante um intervalo de tempo de 652s.

É observada uma queda das temperaturas da parede de 59 para 56 °C, de 60 para 56 °C e de 60 para 54 °C, nas posições inferior, mediana e superior do tubo respectivamente, no intervalo de tempo igual a 240s, para um fluxo de calor de 3,6 kW/m² (Figura 32). É interessante observar a inversão dos níveis de temperatura indicados pelo termopar da posição superior (T_s), após o início da ebulição.

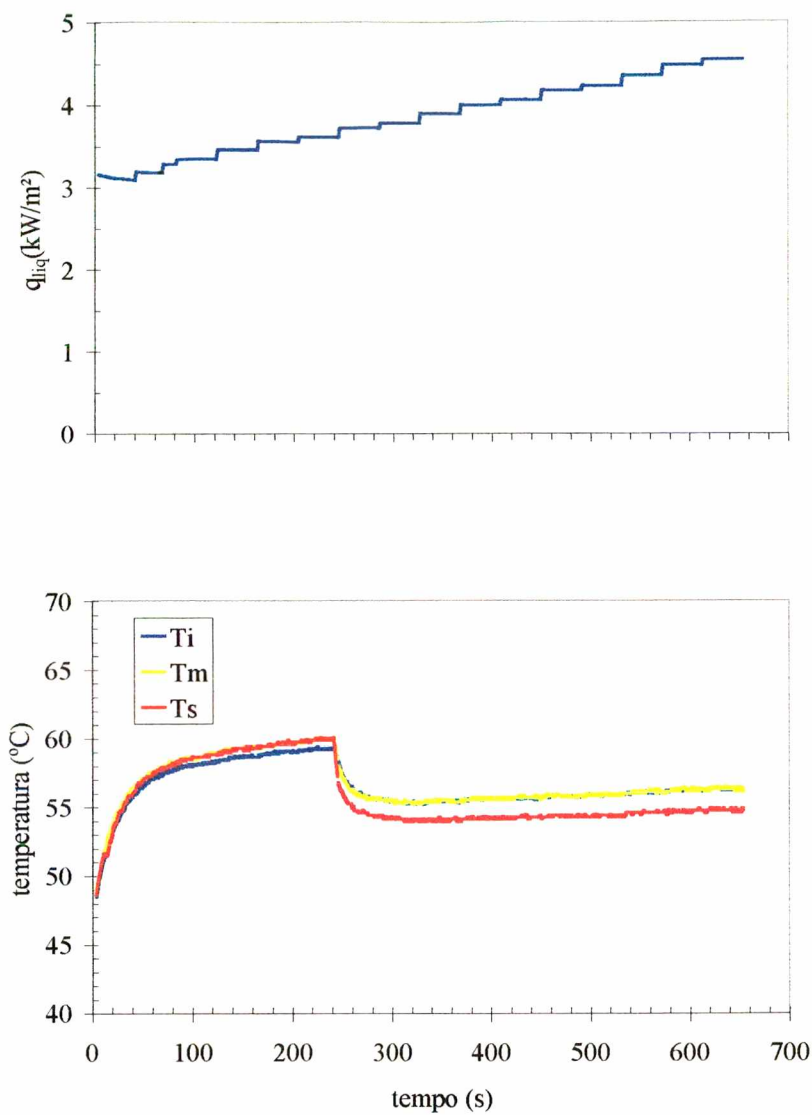


Figura 32- Queda de temperatura após o início da ebulição - tubo horizontal liso ($T_f = 46^\circ\text{C}$)

IV.1.4. Tubo Ranhurado Horizontal

Na Figura 33, é mostrada evolução temporal do fluxo de calor e das temperaturas da parede do tubo ranhurado, na configuração horizontal a $T_f = 40^\circ\text{C}$, após a aplicação de um fluxo de calor variando de 3,6 a 5,3 kW/m², em 9 degraus, durante um tempo de 700s.

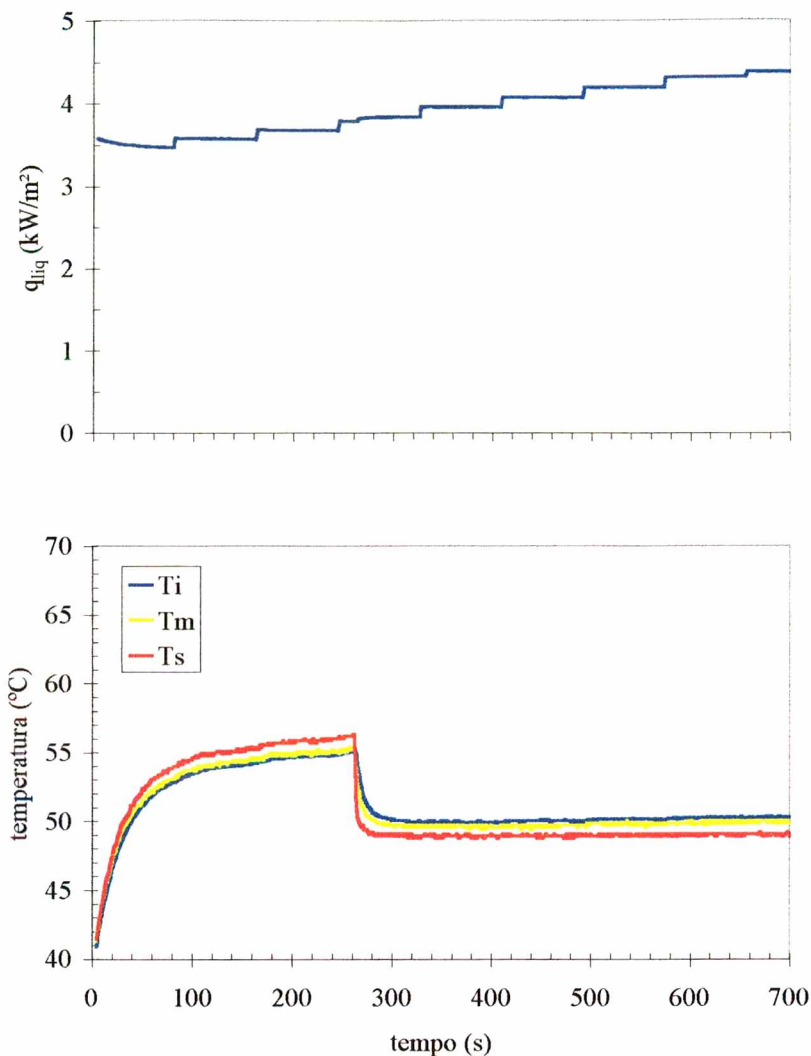


Figura 33- Queda de temperatura após o início da ebulição - tubo horizontal ranhurado

$$(T_f = 40^\circ\text{C})$$

Na Figura 33, é observada uma queda das temperaturas da parede de 55 para 50 °C, de 55 para 50°C e de 56,4 para 49°C, nas posições inferior, mediana e superior do tubo, respectivamente, no tempo igual a 261 s, para um fluxo de calor de 3,8 kW/m². A exemplo dos resultados da Figura 32, também ocorre a inversão dos níveis das temperaturas indicadas pelo termopra superior (T_s), após o início da ebulição.

IV.1.5. Análise dos resultados

Na Tabela 1 são resumidos os principais resultados apresentados na seção IV.1

Tabela 1 – Resultados do estudo de nucleação

Tubo	Configuração	q (kW/m ²)	$\Delta T = T_p - T_{sat}$		T _f (°C)
L	V	14,7		16	20
L	V	17,8		15,1	22
R	V	11,0		8,7	22,9
R	V	4,3		7,8	44,1
L	H	3,6	i	11,4	46
			s	12,4	
R	H	3,8	i	8,7	40
			s	9,7	

L : liso V: vertical i: inferior
R: ranhurado H: horizontal s: superior

Para o tubo ranhurado vertical, nota-se que o valor do fluxo de calor necessário para o início da ebulição aumenta com o aumento do grau de subresfriamento do fluido.

O valor de ΔT_{sat} , no início da ebulição, para o tubo ranhurado a $T_f = 22,9$ °C é inferior ao valor de ΔT_{sat} para o tubo liso a $T_f = 22$ °C. A diferença entre estes valores é de 6,4 °C.

Em todos os testes, na configuração horizontal, observou-se, durante o regime de convecção natural, que a região superior da parede dos tubos apresentou temperatura mais elevada, como consequência do efeito das correntes convectivas no interior dos tubos.

Uma vez iniciada a ebulição, como se observa pelos perfis de temperatura, a região superior do tubo apresentou temperaturas mais baixas.

Resultados similares foram obtidos no trabalho experimental de Hung e Yao (1985) sobre ebulição nucleada confinada em um espaço anular horizontal, onde antes do início da ebulição a transferência de calor na região inferior é maior que na região superior. Porém após o início da ebulição o decréscimo de temperatura na região superior é maior que na região inferior. Os autores concluíram que a transferência de calor na região superior é dominada pela vaporização da película de líquido.

IV.2. Regimes de Ebulição Nucleada

Neste item, são analisados os resultados do sistema operando no regime de ebulição nucleada.

IV.2.1. Tubo Liso Vertical

Na Figura 34, é mostrado o gráfico da temperatura da parede, T_p , versus o fluxo de calor, q , para os testes realizados com tubo liso na posição vertical a uma temperatura do fluido, T_f , de aproximadamente, 23,0 °C.

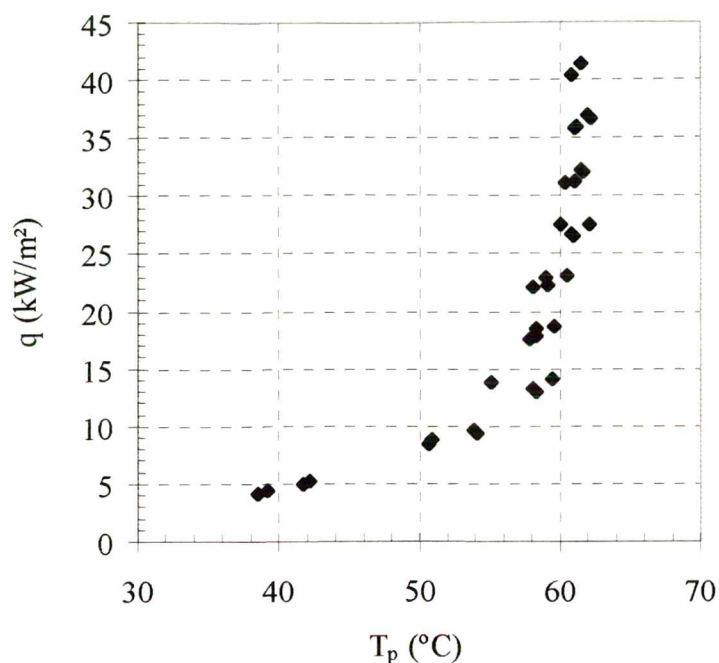


Figura 34 – Curva de ebulição - tubo liso vertical – $T_f = 23,0$ °C

Conforme discutido, na seção IV.1.1, o início da ebulição no tubo liso vertical, a $T_f \approx 22^\circ\text{C}$, ocorre a um fluxo de calor entre 14 e 18 kW/m^2 . Na Figura 34, é observada uma diferença significativa das medidas da temperatura de parede para fluxo de 14 kW/m^2 , essa diferença pode ter ocorrido devido a possibilidade de o teste que apresentou temperatura de parede mais baixa ter sido realizado em regime de ebulição. Os pontos situados abaixo da potência de 14 kW/m^2 se reportam aos testes em convecção natural enquanto os localizados acima deste limite são para testes em ebulição nucleada.

Na Figura 35, é apresentada a curva de ebulição para o tubo liso na posição vertical a uma temperatura do fluido de, aproximadamente, 44,1 °C, próxima à de saturação ($T_{\text{sat}} = 47,6^\circ\text{C}$).

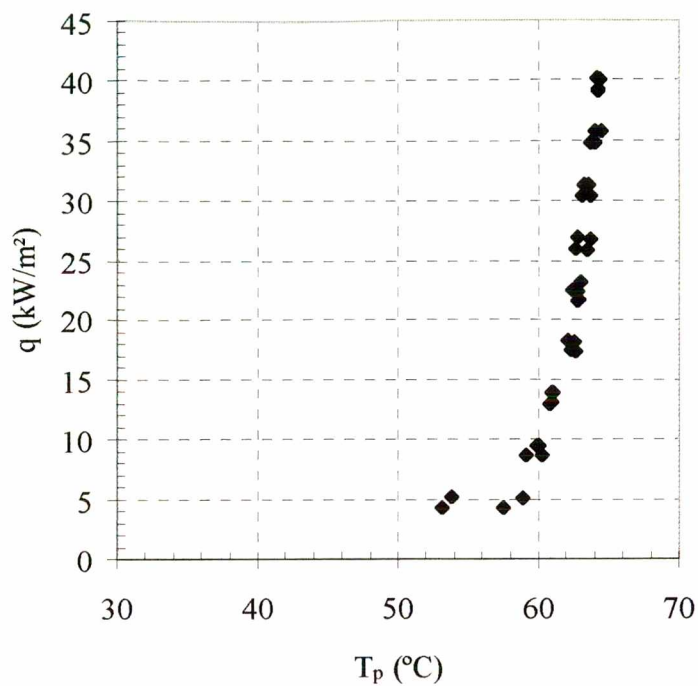


Figura 35 – Curva de ebulição - tubo liso vertical – $T_f = 44,1$ °C

Para as condições da Figura 35, a ebulição nucleada deve ter sido iniciada para fluxos de calor acima de 5 kW/m².

Na Figura 36, é mostrada a curva de ebulição para o tubo liso, na posição vertical, a uma temperatura do fluido quase igual à de saturação. A esta temperatura, o início da ebulição ocorre para fluxos de calor mais baixos (comparado à ebulição a $T_f \approx 22$ °C).

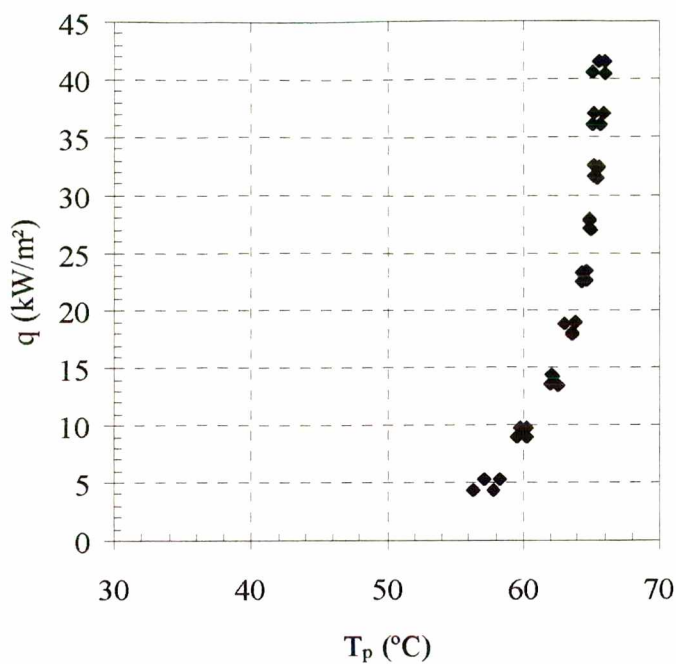


Figura 36 – Curva de ebulição - Tubo liso vertical- $T_f = 47,0$ °C

IV.2.2. Tubo Ranhurado Vertical

Na Figura 37, é mostrada a curva de ebulição para os testes realizados com tubo ranhurado, na posição vertical, a uma temperatura do fluido, T_f , de, aproximadamente, 22,8 °C. Em função da inclinação de $q \times T_p$, conclui-se que o início da ebulição nucleada ocorreu a valores de fluxo de calor em torno de 10 kW/m². Este resultado confirma o discutido na seção IV.1.2, onde o início da ebulição nucleada para o tubo ranhurado vertical, a $T_f = 22,9$ °C, ocorre a um fluxo de calor de, aproximadamente, 11 kW/m².

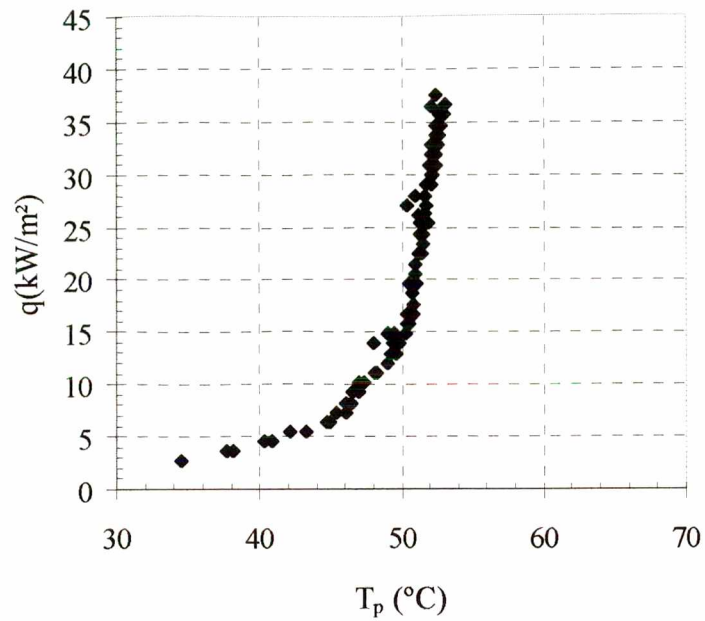


Figura 37 – Curva de ebulição - tubo ranhurado vertical - $T_\infty = 22,8$ °C

Na Figura 38, é mostrada a curva de ebulição para os testes realizados com o tubo ranhurado, na posição vertical, à T_f de, aproximadamente, 44,0 °C.

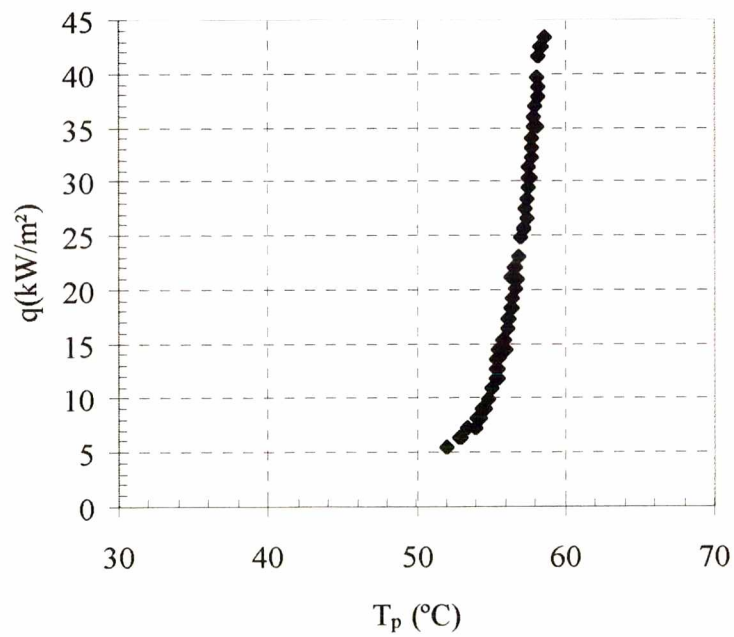


Figura 38 – Curva de ebulição - tubo ranhurado vertical – $T_f = 44,0$ °C

IV.2.3. Comparação dos Resultados para Tubos Verticais

IV.2.3.1. Efeito do Subresfriamento

Nas Figuras 39 (a), (b) são apresentadas as curvas de ebulição a diferentes temperaturas do fluido, para os tubos liso e ranhurado, respectivamente, de forma a permitir observar o efeito do subresfriamento.

Em ebulição nucleada, no tubo liso, para um dado fluxo de calor, a diferença entre as temperaturas de parede, é de, aproximadamente, $1,5\text{ }^{\circ}\text{C}$, para testes a $47\text{ }^{\circ}\text{C}$ e $44\text{ }^{\circ}\text{C}$, e de 5°C para os testes a $47\text{ }^{\circ}\text{C}$ e 23°C , respectivamente, Figura 39 (a). Esta diferença entre as temperaturas de parede também ocorre para os testes em tubo ranhurado, a $44\text{ }^{\circ}\text{C}$ e $22,8^{\circ}\text{C}$, Figura 39 (b). Ou seja, para um aumento superior a 20°C , na temperatura do fluido, a temperatura da parede se elevou em aproximadamente 5°C , o que mostra que não há uma relação linear entre a redução da temperatura do fluido e a redução da temperatura da parede. Tais resultados dão razão às observações apresentadas no Capítulo VIII de Carey (1992). Segundo aquele autor, à medida que se aumenta o fluxo de calor, menos dependente da temperatura do líquido se torna o processo de ebulição nucleada.

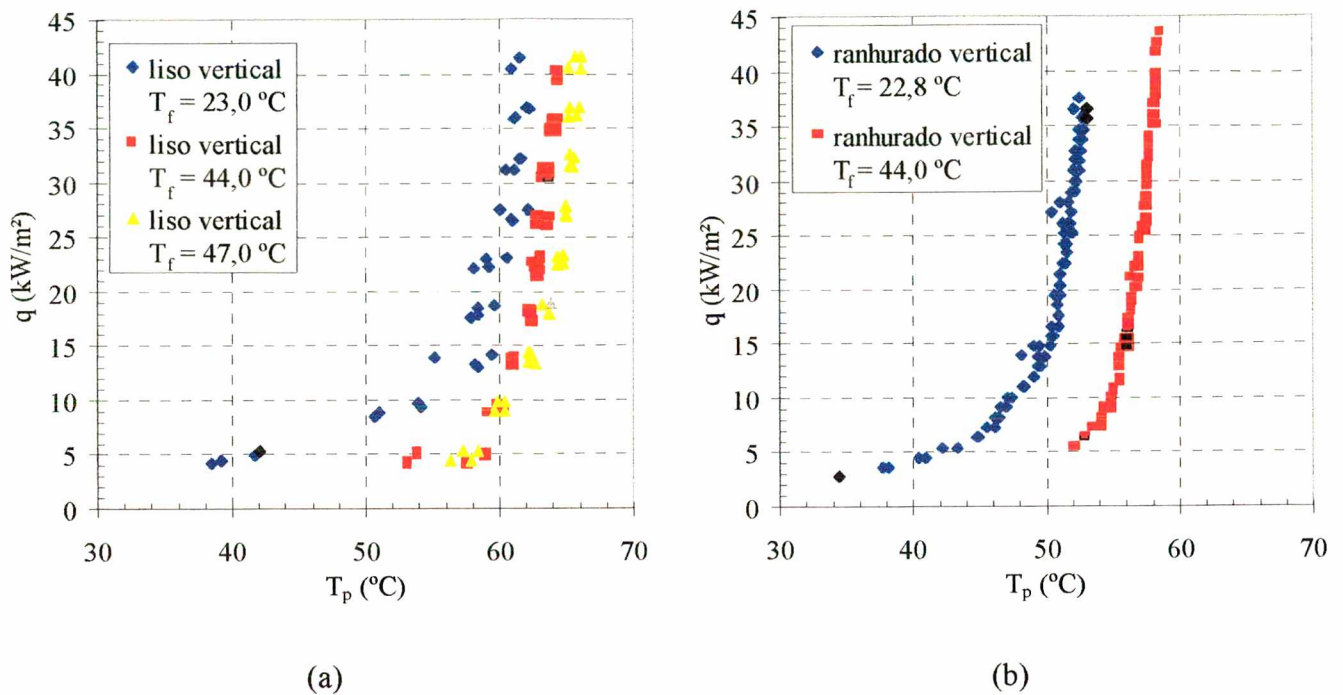


Figura 39 – Efeito da temperatura do fluido

Pode-se então concluir que, para um dado fluxo de calor, com a diminuição da temperatura do fluido, o valor de $(T_p - T_f)$ aumenta, diminuindo então o coeficiente de transferência de calor, h_1 , definido pela Equação (75). Enquanto que, o coeficiente de transferência de calor, h_2 , definido pela Equação (76) aumenta com a diminuição da temperatura do fluido.

IV.2.3.2. Efeito do Tipo de Superfície

Os valores das temperaturas de parede para os tubos liso e ranhurado, na posição vertical são comparados, nas Figuras 40 (a) e (b), para baixos e elevados valores de T_f , respectivamente.

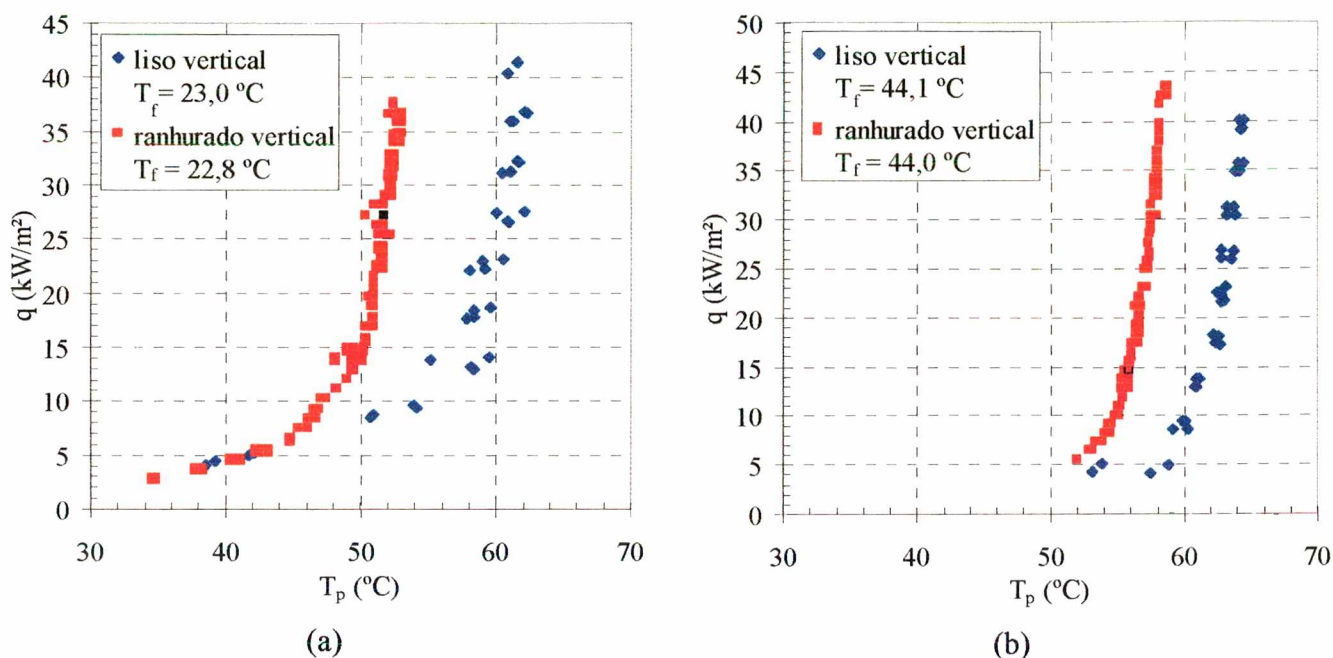


Figura 40 – Efeito do tipo de superfície

Para testes a, aproximadamente, 23°C, Figura 40 (a), é observado que, para um fluxo de calor inferior a 5 kW/m², a temperatura do tubo liso é, aproximadamente, igual à temperatura do tubo ranhurado. Com o aumento do fluxo de calor, há um distanciamento das curvas de ebulição, e, a partir do fluxo de 14 kW/m² a diferença entre a temperatura do tubo liso e a temperatura do tubo ranhurado é de, aproximadamente, 8°C. Essa diferença de temperatura também é observada em testes a temperatura próxima à de saturação, Figura 40 (b). Pode-se concluir, então, que a transferência de calor no tubo ranhurado se dá de forma mais efetiva que no tubo liso, resultado este já esperado. Estes resultados confirmam a ocorrência do fenômeno de ebulição melhorada, decorrente da existência de micro-ranhuradas, no interior do tubo.

IV.2.4. Tubo Liso Horizontal

Na Figura 41, é apresentado o gráfico das temperaturas, nas posições inferior, mediana e superior da parede versus o fluxo de calor para o tubo liso, na posição horizontal, com uma temperatura do fluido de 47,5 °C.

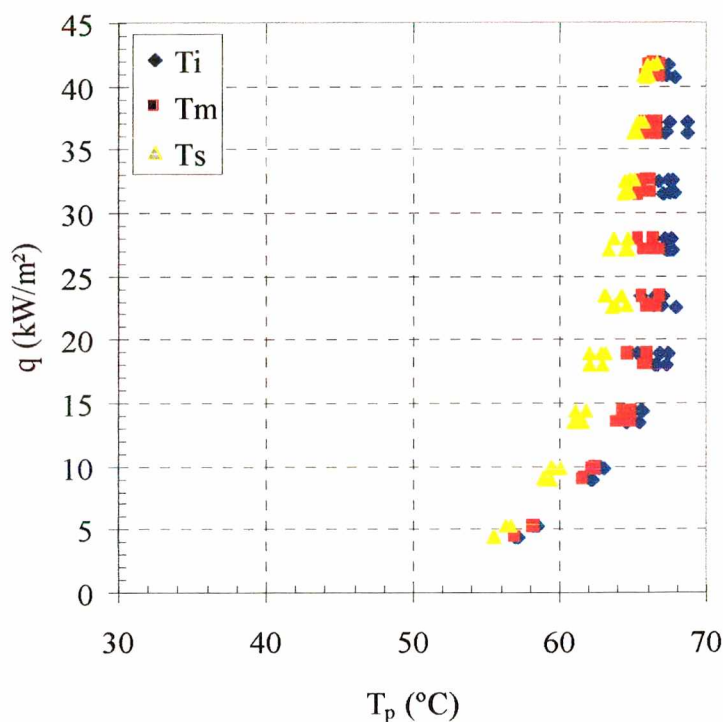


Figura 41 – Curva de ebulição - tubo liso horizontal – $T_f = 47,5$ °C

Observa-se uma diferença entre a temperatura na posição superior e as temperaturas na posição mediana e inferior do tubo, que se apresentaram próximas. A diferença entre a temperatura na posição superior e a temperatura na posição inferior é de 1,7°C para um fluxo de 4,5 kW/m², atinge um máximo de 4,6°C, para fluxos de calor de 14,4 e 18,1 kW/m², e decresce para o valor de 0,4 para um fluxo de 42 kW/m².

Um menor valor para a temperatura na parte superior do tubo, em comparação com as temperaturas nas partes mediana e inferior pode ser explicado como no caso de Nishikawa *et al.*

(1984), e ocorre graças à vaporização da película de entre a bolha de vapor observada no topo do tubo horizontal liso, conforme ilustrado na Figura 46, e a parede do tubo. Enquanto que na região inferior do tubo, o regime de ebulição é marcado pela presença de bolhas isoladas.

Portanto, dois regimes de ebulição nucleada, para fluxos de calor moderados, estão presentes, quando a seção de teste opera na posição horizontal: os regimes de bolhas isoladas e o de bolhas coalescentes (Ishibashi e Nishikawa, 1969), este último apresentando um coeficiente de transferência de calor superior para condição de baixo fluxo de calor.

IV.2.5. Tubo Ranhurado Horizontal

O gráfico das temperaturas da parede nas posições inferior, mediana e superior versus o fluxo de calor para o tubo ranhurado na posição horizontal a uma temperatura do fluido de $45,5^{\circ}\text{C}$ é mostrado, na Figura 42.

Na Figura 42, é observada uma diferença significativa entre as temperaturas na parte inferior, mediana e superior do tubo de alumínio, sendo a primeira mais elevada e a última mais baixa. A diferença entre a temperatura na posição superior e a temperatura na posição inferior é mínima e igual a $1,4^{\circ}\text{C}$ para um fluxo de calor de $4,3 \text{ kW/m}^2$ e aumenta, quase linearmente, com o fluxo de calor, alcançando um valor de $7,8^{\circ}\text{C}$ para um fluxo de $27,9 \text{ kW/m}^2$. A partir deste valor, a diferença entre as temperaturas oscila entre $6,9$ e $9,4^{\circ}\text{C}$.

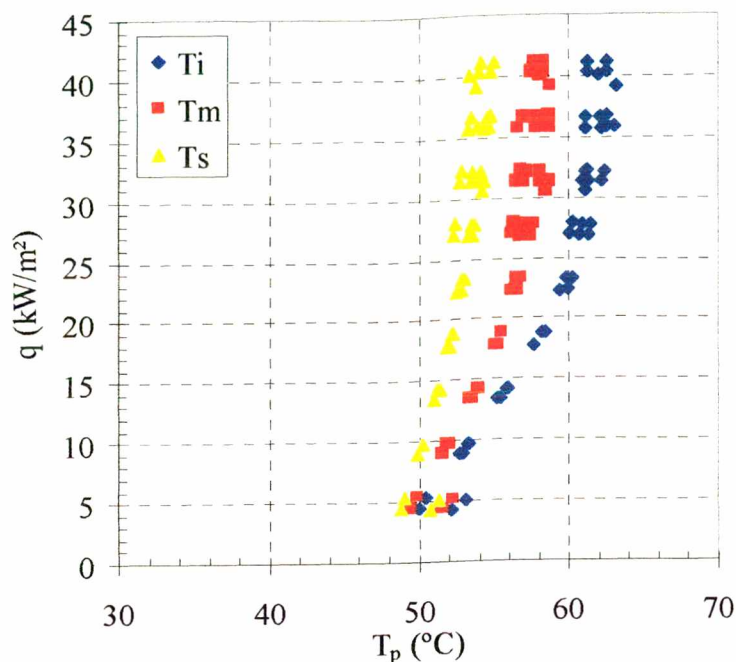


Figura 42 – Curva de ebulição - tubo ranhurado horizontal – $T_f = 45,5$ °C

Pode-se, então, verificar que as diferenças das temperaturas, nas diversas posições do tubo liso, são inferiores às aquelas apresentadas no tubo ranhurado, no qual, além da vaporização intensificada do líquido entre a bolha e a parede, o transporte de líquido através das ranhuras deve contribuir para a melhora da transferência de calor em todo o tubo ranhurado.

IV.2.6. Tubo Ranhurado Horizontal Parcialmente Imerso

Com o objetivo de analisar o efeito capilar, no processo de ebulição, o tubo ranhurado foi testado na configuração horizontal, parcialmente mergulhado. Esta análise apresenta interesse nas aplicações com bombas capilares, ou tubos de calor (Bazzo, 1996 e Camargo, 1999).

Na Figura 43, é apresentado o gráfico das temperaturas nas posições inferior, mediana e superior da parede versus o fluxo de calor para tubo ranhurado horizontal, parcialmente imerso no R-113.

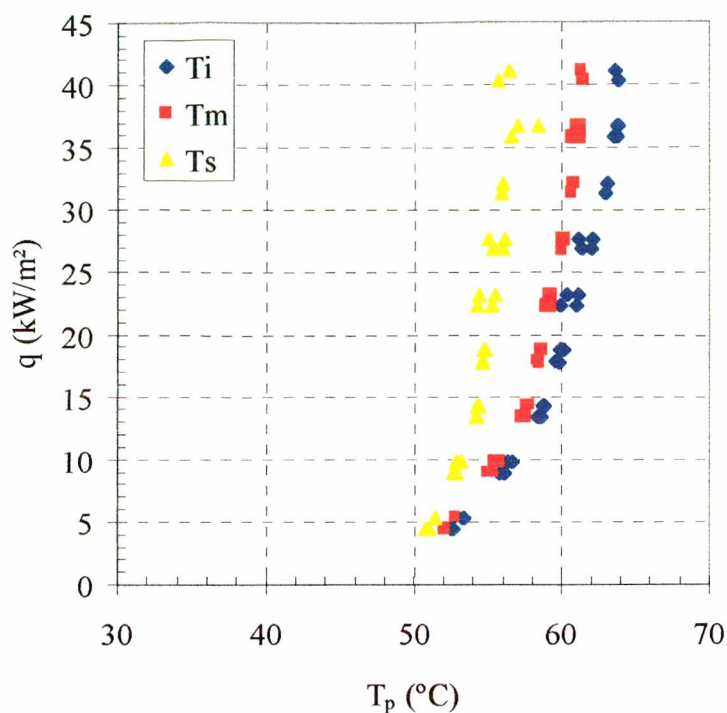


Figura 43- Tubo ranhurado horizontal parcialmente imerso – $T_f = 47,4$ °C

Observa-se uma pequena diferença entre as temperaturas nas posições inferior e mediana do tubo, enquanto estas divergem mais acentuadamente da temperatura superior do tubo. Nesta configuração, a temperatura na parte superior do tubo se apresentou mais baixa e na parte inferior mais alta. A diferença entre as temperaturas nas posições superior e inferior do tubo aumenta, quase linearmente, com o aumento do fluxo de calor, tendo um valor de $1,6$ °C para um fluxo de $4,5$ kW/m² e de $9,2$ °C para um fluxo de $40,5$ kW/m².

Foi observado, no tubo ranhurado parcialmente imerso, que a superfície do tubo acima do nível de R-113, se encontrava constantemente molhada. Este fato se deve a dois fatores, o primeiro deles é o efeito de capilaridade das ranhuras que bombeava líquido para a parte superior e o segundo é o efeito de spray produzido pelas bolhas que, ao emergir na superfície livre do líquido, provocam respingos que tocam a parte superior do tubo.

IV.2.6.1. Tubo Ranhurado Horizontal Parcialmente Imerso com Régua Divisória

Na Figura 44, é apresentado o gráfico das temperaturas da parede, T_i , T_m e T_s versus o fluxo de calor para o tubo ranhurado com sua metade inferior imersa no R-113 e possuindo uma régua divisória posicionada na metade do tubo.

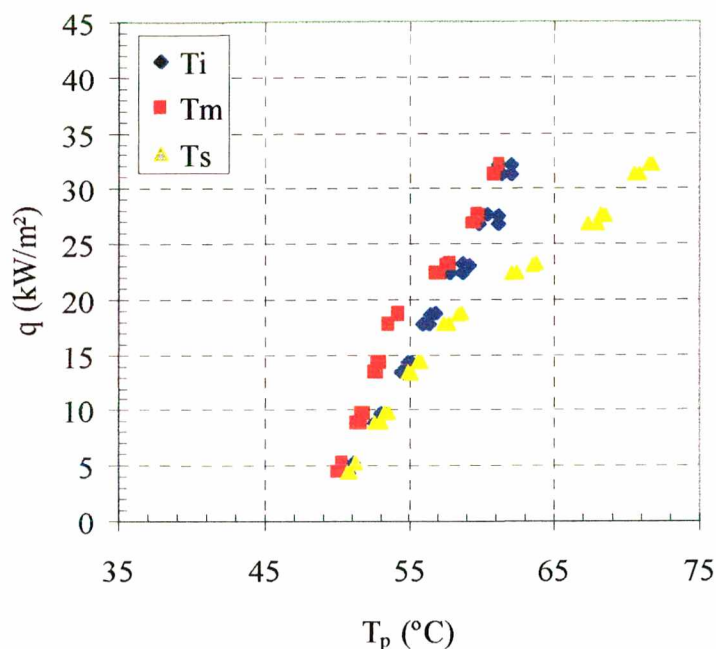


Figura 44- Tubo ranhurado horizontal parcialmente imerso com régua divisória- $T_f = 47,5$ °C

Observa-se uma diferença significativa entre as temperaturas nas posições superior, mediana e inferior. Neste caso, porém, a temperatura mediana se apresentou igual ou inferior às outras duas. Para um fluxo de $4,5$ kW/m² a diferença entre a temperatura mediana e inferior é de apenas $0,6$. Este valor aumenta com o aumento do fluxo de calor, chegando a um valor máximo de $2,6$ °C, a um fluxo de $17,9$ kW/m². A partir deste valor, a diferença começa a cair até desaparecer para um fluxo de 32 kW/m². Entre a temperatura mediana e superior a diferença é de $0,7$ °C, para um fluxo de $4,5$ kW/m², e aumenta com o aumento deste, chegando a um valor de $10,6$ °C, para um fluxo de $32,2$ kW/m².

A temperatura da posição mediana correspondia, aproximadamente, à temperatura do tubo em contato com a régua. Neste ponto de contato foi observada, visualmente, a formação de pequenas bolhas que, após o desprendimento escoavam sob a régua. A parede do tubo, imediatamente acima da régua, se encontrava molhada, devido ao efeito de capilaridade, entretanto, a faixa molhada não correspondia a toda metade superior do tubo, diminuindo com o aumento do fluxo de calor. Este fato explica o aumento substancial da temperatura do topo do tubo com o aumento do fluxo de calor.

Tais resultados mostram que o aumento do fluxo de calor leva a uma condição de secagem completa da ranhura.

Capítulo V

Resultados da Visualização

Para uma melhor análise do efeito da orientação da superfície na transferência de calor sob ebulição nucleada, foram realizadas filmagens do interior do tubo ranhurado, na posição horizontal, com fluxos de calor de, aproximadamente, 10, 25 e 40 kW/m².

Foi utilizada uma câmara filmadora Canon, modelo L1 – Hi8. A iluminação foi feita através de uma lâmpada posicionada na parte posterior da cuba, conforme indicado no esquema da Figura 45.

A câmara filmadora foi posicionada de duas diferentes formas, a primeira com o eixo da lente, aproximadamente paralelo ao eixo do tubo (Figura 45 (a)), e uma segunda posição, inclinada, como mostrado na Figura 45 (b), que permitiu a visualização da parede interna do tubo.

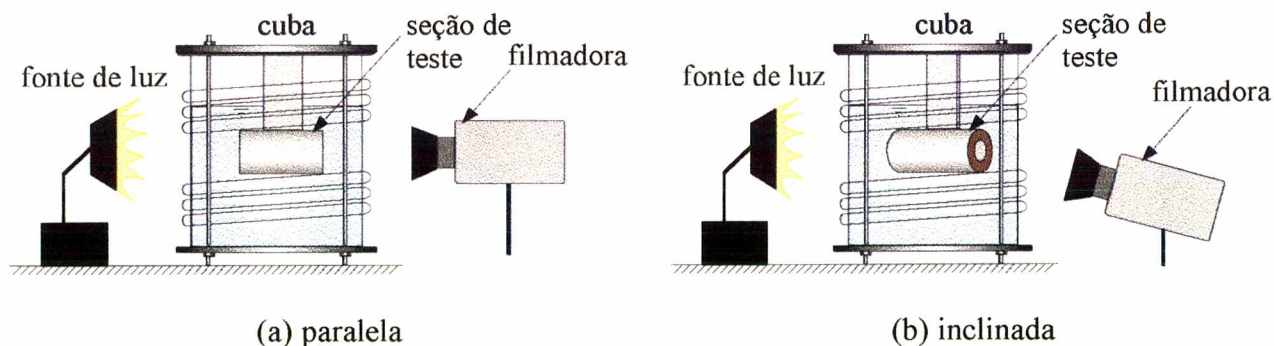


Figura 45 – Esquema de filmagem

Em ambas as posições objetivou-se observar a formação de bolhas e o comportamento da camada de vapor na parte superior do tubo. Na Figura 46 é apresentada, de forma esquemática, a

configuração da interface líquido – vapor, no topo do tubo horizontal, indicando a presença de uma bolha de vapor alongada, em toda a parte superior do tubo, e bolhas escapando pelas extremidades do tubo.

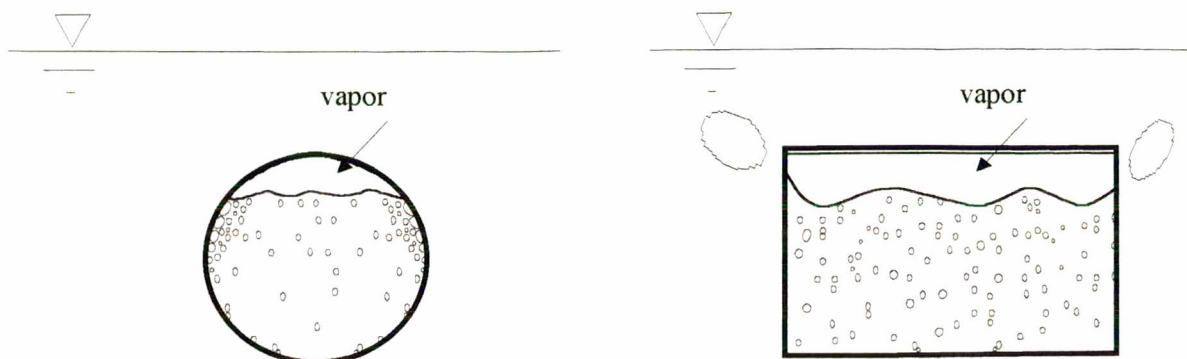
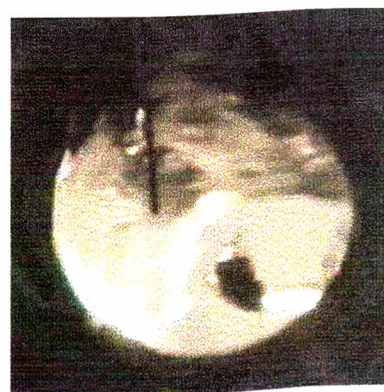


Figura 46 – Formação de bolhas e camada de vapor no tubo horizontal

Nas Figuras 47 (a) e (b) são mostrados dois ‘quadros’ das filmagens com a filmadora posicionada paralelamente e inclinada respectivamente, com fluxo de calor de, aproximadamente, 10 kW/m^2 . Observa-se que a formação de bolhas se dá, preferencialmente, na parte superior do tubo. Estas bolhas alimentam um “bolsão” de vapor situado no topo do tubo.



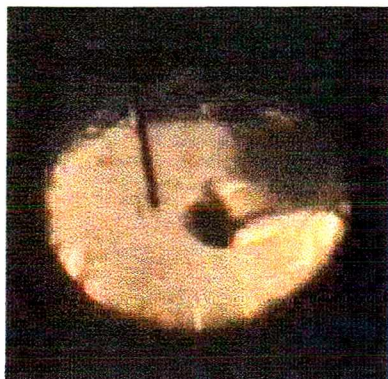
(a) paralela



(b) inclinada

Figura 47 – Ebulição no tubo horizontal ranhurado com fluxo igual a 10 kW/m^2

Com o aumento do fluxo de calor para 25 kW/m^2 , tem-se a formação de mais bolhas na parte lateral do tubo bem como o aumento do volume do “bolsão” de vapor, conforme mostrado na Figura 48 (a) e Figura 48 (b).



(a) paralela



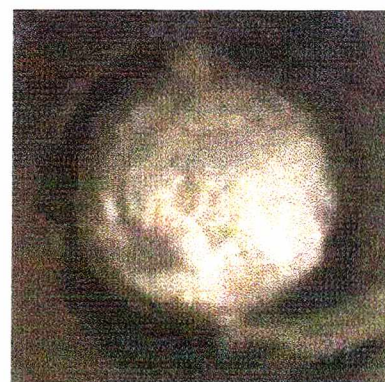
(b) inclinada

Figura 48 – Ebulição no tubo horizontal ranhurado com fluxo igual a 25 kW/m^2

Para fluxo de calor de 40 kW/m^2 ocorre nucleação de bolhas em praticamente toda a parede do tubo, Figura 49 (a) e (b).



(a) paralela



(b) inclinada

Figura 49 – Ebulição no tubo horizontal ranhurado com fluxo igual a 40 kW/m^2

A formação de bolhas, preferencialmente na parte superior, pode ser explicada através da análise de Hsu (1962) para início da ebulição, mais precisamente através da Equação (21), na

qual quanto maior a espessura da camada limite menor o fluxo de calor necessário para a nucleação de um sítio.

Através das filmagens foi observado que, após a nucleação de um sítio situado na metade superior do tubo, várias cavidades situadas acima deste são ativadas pela passagem da bolha que se desprende. Esse comportamento é analisado no trabalho de Naterer *et al.* (1998) onde, para superfícies inclinadas, após iniciado o crescimento de uma bolha em um sítio de nucleação esta desliza sobre a borda superior da cavidade, Figura 50 (a) e (b). Após o seu desprendimento, a bolha ascende pelo efeito de empuxo e funde-se ao vapor contido em uma cavidade superior, Figura 50 (c). Uma bolha maior é então formada e se expande e se desloca ao longo da superfície Figura 50 (d).

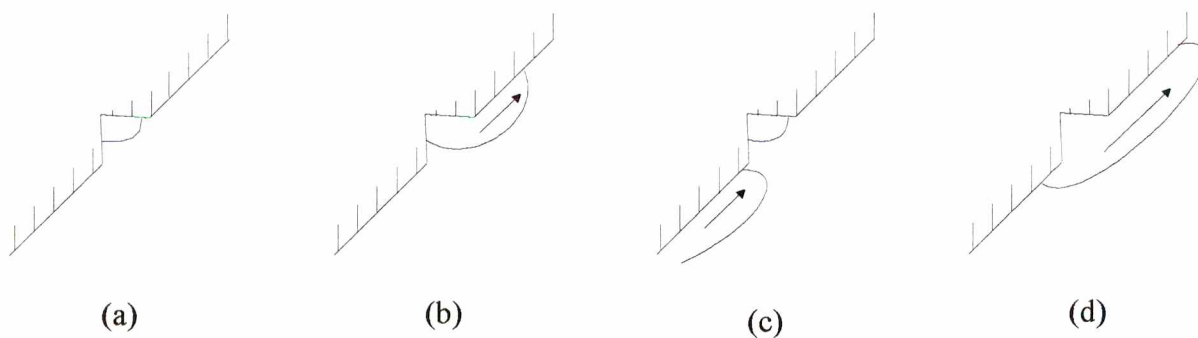


Figura 50 – Crescimento de bolhas em superfícies inclinadas (Naterer *et al.*, 1998)

Capítulo VI

Análise dos Coeficientes de Transferência de Calor

Neste capítulo, os coeficientes de transferência de calor obtidos experimentalmente, h_1 e h_2 , calculados segundo as Equações (75) e (76), respectivamente, para o tubo liso, são comparados com os valores de h calculados a partir das correlações de Cooper (1984), Forster e Zuber (1955), Rohsenow *apud* Carey (1992) e de Stephan e Abdelsalam *apud* Ribatski e Jabardo (1998).

Em primeiro lugar, os resultados do coeficiente de transferência de calor obtidos, experimentalmente, em função de $(T_p - T_f)$, h_1 , e de $(T_p - T_{sat})$, h_2 , para o tubo liso, são comparados com os valores previstos pelas quatro correlações, acima indicadas. Em seguida, os valores do coeficiente de transferência de calor experimentais para o tubo ranhurado são comparados com os obtidos para o tubo liso.

A fim de simplificar a análise, as correlações para o cálculo do coeficiente de transferência de calor serão escritas da seguinte forma

$$h = C q^n \quad (78)$$

VI.1. Procedimentos de Cálculo

Para correlação de Rohsenow, Equação (66), adotou-se para o valor do coeficiente C_{sf} o valor de 0,013, já que não se encontrou, na literatura consultada, o valor de C_{sf} para a combinação R-113/alumínio. O valor de 0,013 corresponde às combinações seguintes: H₂O/aço

inoxidável polido mecanicamente, H₂O/aço inoxidável corroído quimicamente, H₂O/cobre e CCl₄/cobre (Carey, 1992). Para casos de C_{sf} desconhecido é recomendado o valor 0,013. Foram utilizados dois valores para o expoente s. São eles: 1, valor recomendado para a água e 1,7, valor recomendado para outros fluidos (CCl₄, benzeno, álcool etílico, álcool isopropílico, álcool n-butílico e n-pentano) .

As correlações de Cooper e de Stephan e Abdelsalam consideram o efeito da rugosidade da superfície ebulidora no cálculo do coeficiente de transferência de calor e este foi calculado utilizando R_p igual a 2,2 μm, que é o valor da rugosidade da superfície lisa.

Escrevendo as correlações na forma da Equação (78) tem-se as seguintes expressões para C:

(a) Correlação de Stephan e Abdelsalam

$$C = 207 \frac{k_l}{d_b} \left(\frac{d_b}{k_l T_{sat}} \right)^{0,745} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,581} Pr_l^{0,533} Re_p^{0,133} \quad (79)$$

onde d_b, diâmetro de partida de bolhas, já visto no Capítulo II, Equação (64), é calculado através de

$$d_b = 0,0149 \theta \left[\frac{2\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right]^{1/2}$$

com $\theta = 35^\circ$

(b) Correlação de Cooper

$$C = 55 p_r^b (-\log p_r)^{-0,55} M^{-0,5} \quad (80)$$

onde $b = 0,12 - 0,2 \log Re_p$

(c) Correlação de Rohsenow

$$C = \left\{ \mu_l h_{lv} \left[\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right]^{-1/2} \left(\frac{c_{pl}}{C_{sf} h_{lv} Pr^s} \right)^3 \right\}^{1/3} \quad (81)$$

com $s = 1$ ou $s = 1,7$

(d) Correlação de Forster e Zuber

Para a correlação de Forster e Zuber, não foi possível obter os valores do coeficiente C e do expoente n de forma direta, visto que h é função também de Δp_{sat} . Foram, então, calculados valores de fluxo de calor a partir da correlação de Forster e Zuber, sendo estes plotados versus o coeficiente de transferência de calor. Após traçado o gráfico $q \times h_{\text{FZ}}$, foi determinada a curva de tendência, com $R^2 = 1$, obtendo-se assim os valores de C e de n .

Nas Equações (79) – (90) e para correlação de Forster e Zuber foram utilizados os valores das propriedades físicas do R-113, à T_{sat} e à pressão atmosférica, listados na seção III.1.4

Na Tabela 2 são apresentados os valores do coeficiente C e do expoente n , para cada correlação a ser utilizada.

Tabela 2 – Valores dos coeficientes C e dos expoentes n

Correlação	C	n
Forster e Zuber	9,9	0,520
Stephan e Abdelsalam	1,16	0,745
Cooper	2,66	0,67
Rohsenow 1 ($s = 1$)	3,00	0,67
Rohsenow 2 ($s = 1,7$)	0,75	0,67

É observado, na Tabela 2, que o valor de C para a correlação de Rohsenow utilizando $s = 1$ é 4 vezes o valor de C para a mesma correlação com $s = 1,7$. Vale ressaltar que o valor de $s = 1,7$ foi obtido para os seguintes fluidos: CCl_4 , benzeno, n-pentano, álcool etílico, álcool isopropílico e álcool n-butílico.

VI.2. Tubo Liso

Para o tubo liso vertical, a $T_f = 23^\circ\text{C}$, são apresentados na Figura 51 os valores dos coeficientes de transferência de calor experimentais, h_1 e h_2 , e calculados a partir das correlações de Forster e Zuber, Cooper, Stephan e Abdelsalam, e de Rohsenow, com $s = 1$ e $s = 1,7$ (diferenciados pelos números 1 e 2, respectivamente) em função do fluxo de calor.

É observado na Figura 51 que os coeficientes de transferência de calor calculados a partir das correlações de Cooper, Stephan e Abdelsalam e Rohsenow 1 apresentam uma boa concordância, enquanto que a correlação de Forster e Zuber fornece valores de h inferiores a estes. Com a correlação de Rohsenow 2 obtém-se valores de h muito inferiores aos calculados pelas outras correlações.

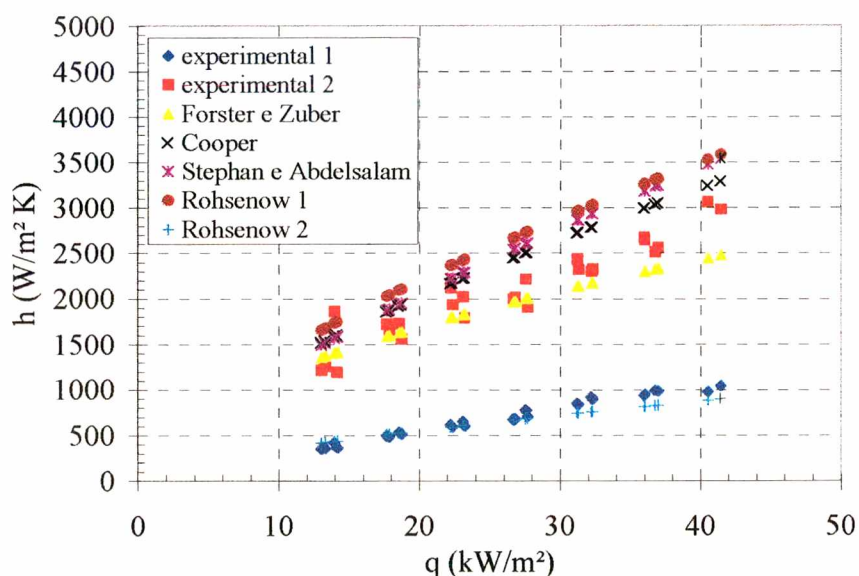


Figura 51 – Coeficientes de transferência de calor para o tubo liso vertical, $T_f = 23^\circ\text{C}$

Os valores do coeficiente de transferência de calor experimental 1, h_1 , encontrados, estão próximos aos determinados pela correlação de Rohsenow 2, por sua vez, os valores do coeficiente experimental 2, h_2 , se situam entre os valores de h calculados pela correlação de Forster e Zuber e os valores de h calculados pelas outras correlações.

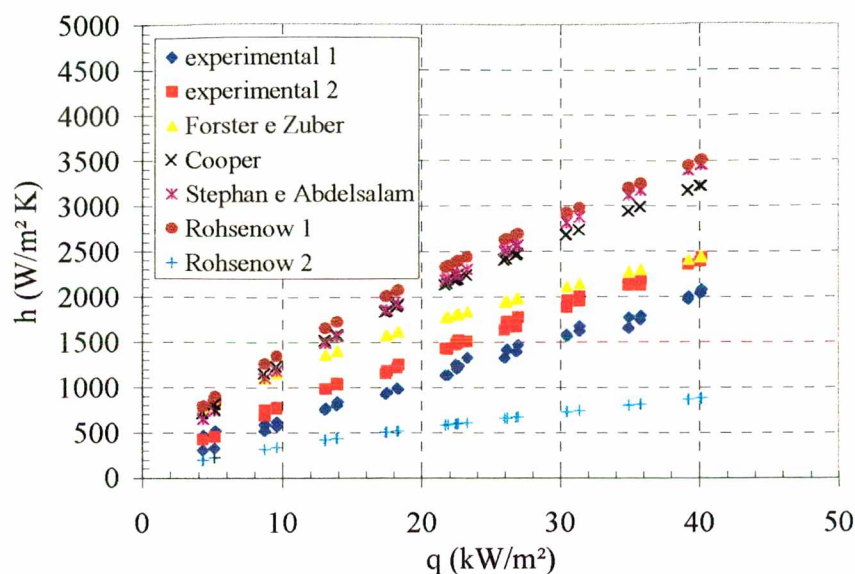


Figura 52 – Coeficientes de transferência de calor para o tubo liso vertical, $T_f = 44,1 \text{ }^\circ\text{C}$

Na Figura 52, são apresentados os coeficientes de transferência de calor experimentais, para o tubo liso vertical, a $T_f = 44,1 \text{ }^\circ\text{C}$, e calculados a partir das correlações mencionadas, anteriormente.

Como esperado, observa-se, na Figura 52, que os valores de h_1 e h_2 estão bem próximos, visto que a temperatura do fluido está próxima à temperatura de saturação.

Na Figura 53, são apresentados os coeficientes de transferência de calor experimentais, para o tubo liso vertical, a $T_f = 47 \text{ }^\circ\text{C}$, e calculados a partir das correlações mencionadas, anteriormente.

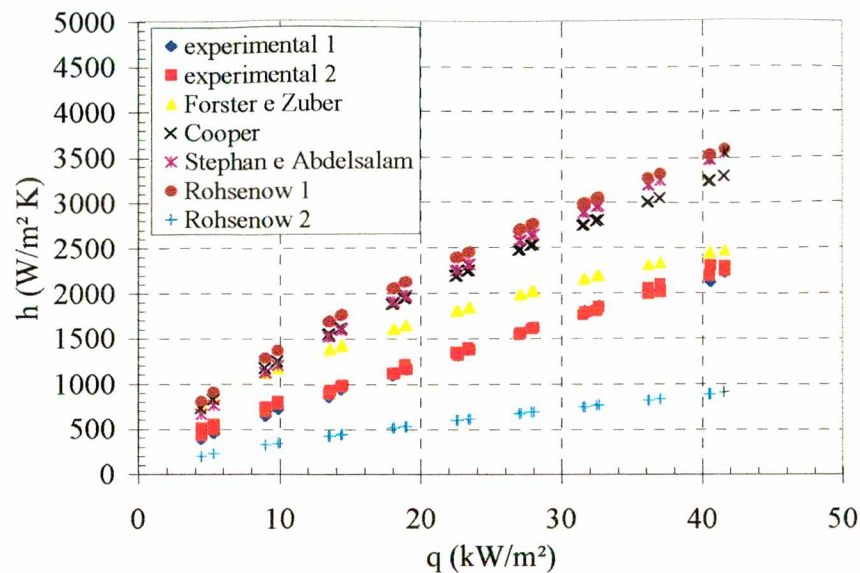


Figura 53 – Coeficientes de transferência de calor para o tubo liso vertical, $T_f = 47^\circ\text{C}$

Conforme discutido na seção IV.2.3.1, que trata do efeito do subresfriamento, os valores de h_1 para testes, a $T_f = 47^\circ\text{C}$, são superiores aos valores de h_1 para testes, a $T_f = 23^\circ\text{C}$ e $T_f = 44^\circ\text{C}$, comportamento contrário a este acontece para os valores de h_2 . Os coeficientes de transferência de calor experimentais, h_1 e h_2 , para testes a $T_f = 47^\circ\text{C}$, apresentam valores inferiores aos calculados a partir das correlações de Forster e Zuber, Cooper, Stephan e Abdelsalam e Rohsenow 1 e superiores aos calculados por Rohsenow 2. A diferença percentual entre coeficientes experimentais e os obtidos através das correlações, dada por:

$$\frac{|h_{\text{exp}} - h_{\text{correlação}}|}{h_{\text{exp}}} \times 100\%$$

diminui com o aumento do fluxo de calor, para as correlações de Cooper, Forster e Zuber e Rohsenow 1. Esta diferença diminui, mais acentuadamente, para a correlação de Forster e Zuber, sendo de 10% para o fluxo de calor de $41,5 \text{ kW/m}^2$; este comportamento ocorre, provavelmente, devido à aproximação da condição de ebulição desenvolvida. Para a correlação de Stephan e Abdelsalam, a diferença percentual é praticamente constante.

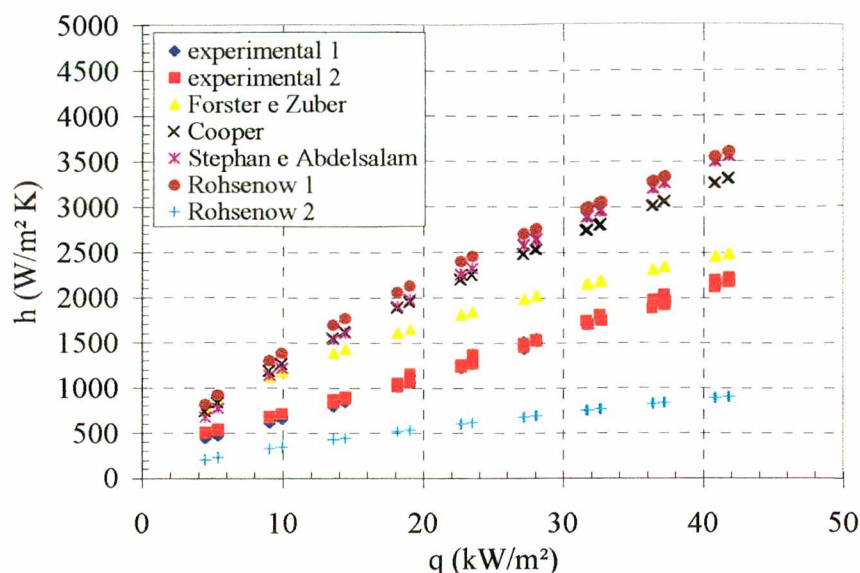


Figura 54 – Coeficientes de transferência de calor para o tubo liso horizontal, $T_f = 47^\circ\text{C}$

Foram traçadas linhas de tendência para os coeficientes h_1 e h_2 em função do fluxo de calor, e foram obtidas as seguintes equações: $h_1 = 0,7185q^{0,7539}$, com $R^2 = 0,9935$ e $h_2 = 0,8487q^{0,7386}$, com $R^2 = 0,9933$. A partir destas equações foram estimados os valores de h_1 e h_2 para fluxos de calor superiores aos obtidos experimentalmente de até 80 kW/m^2 . A transição do regime de ebulição nucleada, para o regime de bolhas coalescentes para o R-113 ocorre a um fluxo de calor de $71,75 \text{ kW/m}^2$ calculado a partir da Equação (1). Foi observado, que para valores de fluxo de calor próximos a este, a diferença percentual entre os coeficientes experimentais e o dado por Forster e Zuber é zero, entretanto, para as outras correlações a diferença percentual é superior a 40%.

Na Figura 54, são apresentados os coeficientes de transferência de calor experimentais, para o tubo liso horizontal, a $T_f = 47^\circ\text{C}$, e calculados a partir das correlações.

Os coeficientes de transferência de calor, h_1 e h_2 , obtidos para o tubo liso, na posição horizontal (Figura 54), possuem valores quase coincidentes com os valores de h_1 e h_2 , obtidos para o tubo liso, na posição vertical (Figura 53).

Na Tabela 3, é mostrada uma comparação entre os valores dos coeficientes de transferência de calor, h_1 e h_2 , e os valores obtidos a partir das correlações de Cooper, Forster e Zuber, Rohsenow 1 e 2 e Stephan e Abdelsalam.

Tabela 3 – Comparação estatística dos valores de h

h_{exp}	Configuração	T_f (°C)	Desvio Médio ^a (%) Cooper	Desvio Médio (%) Forster e Zuber	Desvio Médio (%) Rohsenow 1	Desvio Médio (%) Rohsenow 2	Desvio Médio (%) Stephan e Abdelsalam
h_1	vertical	23	251,35	188,67	283,50	9,00	262,11
	vertical	44	82,35	56,53	99,21	49,99	84,35
	vertical	47	61,96	38,38	76,92	55,58	64,15
	horizontal	47	70,00	44,93	85,69	53,38	72,45
h_2	vertical	23	17,15	9,35	27,11	68,22	21,07
	vertical	44	45,50	23,86	58,39	60,23	48,35
	vertical	47	57,81	34,41	72,38	56,72	60,19
	horizontal	47	66,27	41,29	81,61	54,38	68,93

$$^a\text{Desvio Médio} = \frac{1}{N} \sum \frac{|h_{exp} - h_{correlação}|}{h_{exp}} \times 100\%$$

VI.3. Tubo Ranhurado

Na Figura 55, são apresentados os coeficientes de transferência de calor obtidos experimentalmente, h_1 e h_2 , para o tubo ranhurado vertical, a $T_f = 22,8$ °C (R), e para o tubo liso vertical, a $T_f = 23$ °C (L).

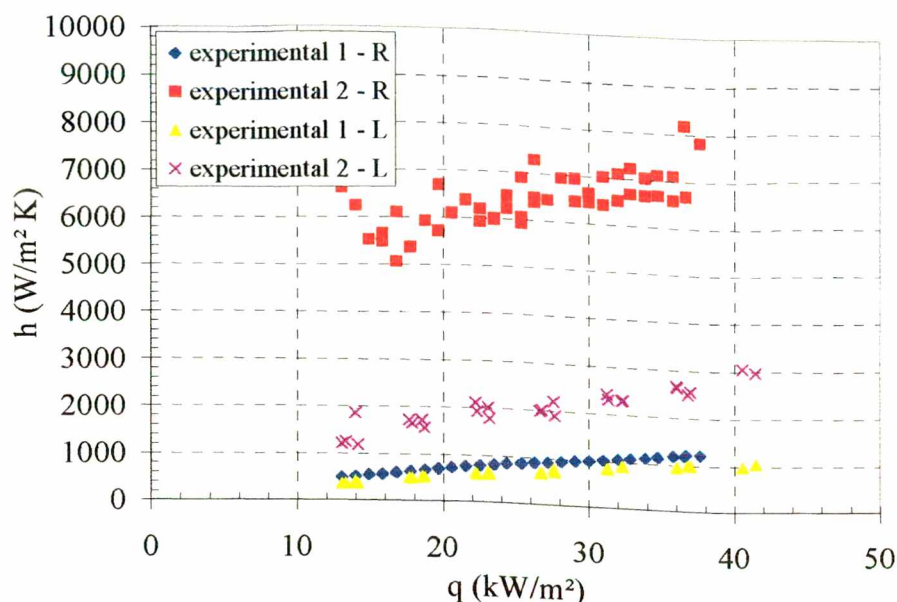


Figura 55 – Coeficientes de transferência de calor para o tubo ranhurado vertical, $T_f = 22,8^\circ\text{C}$ (R) e liso vertical a $T_f = 23^\circ\text{C}$ (L)

Como esperado, observa-se, na Figura 55, que os valores dos coeficientes de transferência de calor, h_1 e h_2 , para o tubo ranhurado são superiores aos obtidos para o tubo liso, ambos na posição vertical, e a uma temperatura do fluido próxima a 23°C . O coeficiente de transferência de calor experimental 1, para o tubo ranhurado, é, aproximadamente, 30 % superior ao coeficiente h_1 para o tubo liso.

São apresentados, na Figura 56, os coeficientes de transferência de calor experimentais, h_1 e h_2 , para o tubo ranhurado e para o tubo liso vertical, ambos na configuração vertical a $T_f = 44^\circ\text{C}$.

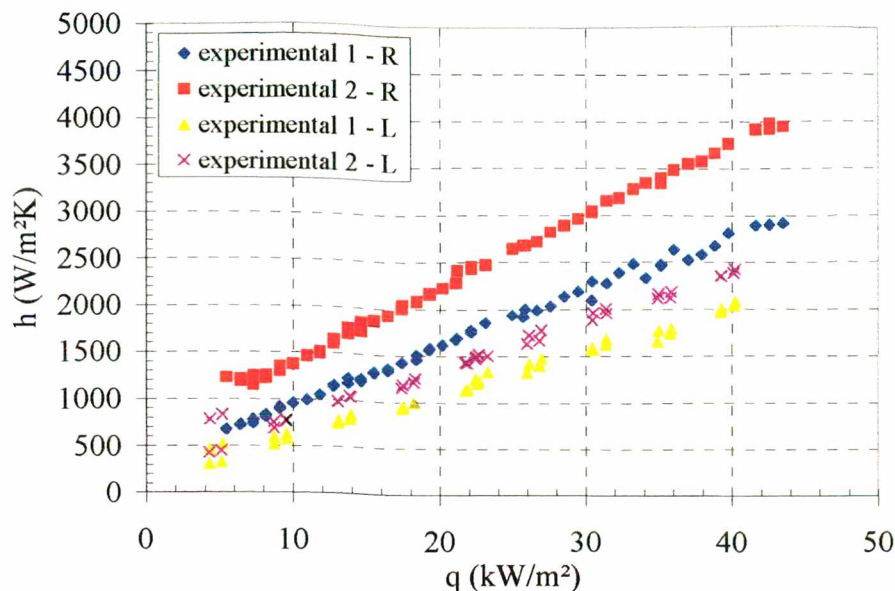


Figura 56 – Coeficientes de transferência de calor para o tubo ranhurado vertical, $T_f = 44^\circ\text{C}$

Assim como nos testes a $T_f = 22,8^\circ\text{C}$, observa-se, na Figura 56 que os coeficientes de transferência de calor experimentais para o tubo ranhurado são superiores aos obtidos para o tubo liso. O coeficiente de transferência de calor experimental 1 para o tubo ranhurado é, aproximadamente, 50% superior a h_1 para o tubo liso.

Os coeficientes experimentais h_1 e h_2 para o tubo ranhurado, a $T_f = 44^\circ\text{C}$, apresentam valores superiores aos obtidos para o tubo liso, a $T_f = 46^\circ\text{C}$, ambos na configuração vertical. Esta diferença seria maior, para o caso de h_1 , se os testes do tubo ranhurado fossem realizados, a $T_f = 47^\circ\text{C}$, pois h_1 para o tubo ranhurado aumentaria, conforme observado, anteriormente.

Na Figura 57, são comparados os coeficientes de transferência de calor experimentais, h_1 e h_2 , para o tubo ranhurado a $45,5^\circ\text{C}$, com os valores de h_1 e h_2 para o tubo liso, a 47°C , ambos na posição horizontal.

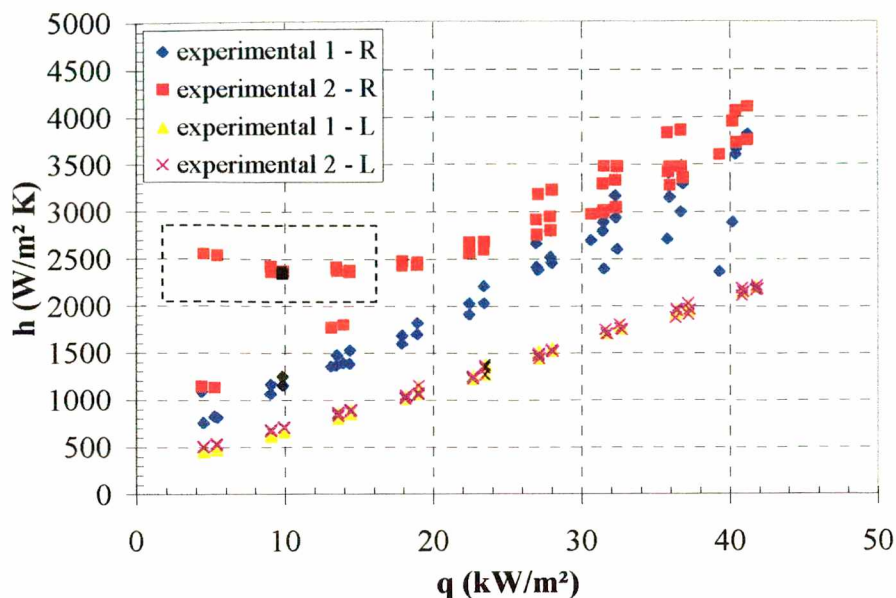


Figura 57 – Coeficiente de transferência de calor para o tubo ranhurado horizontal, $T_f = 45,5^\circ\text{C}$ e liso horizontal, $T_f = 47^\circ\text{C}$

Assim como na configuração vertical, observa-se na Figura 57 que os valores de h_1 e h_2 para o tubo ranhurado na posição horizontal, apresenta valores superiores aos obtidos para o tubo liso. O coeficiente experimental 1 para o tubo ranhurado é aproximadamente 70% superior a h_1 para o tubo liso.

Os pontos dentro do retângulo (Figura 57) são resultantes da incerteza experimental sobre T que, nesse caso, produz um efeito pronunciado em razão da pequena diferença ($T_p - T_{\text{sat}}$).

VI.4. Tubo Ranhurado Horizontal Parcialmente Imerso

Na Figura 58, são apresentados os coeficientes de transferência de calor obtidos, experimentalmente, h_1 e h_2 , para o tubo ranhurado na posição horizontal, parcialmente imerso no R-113, a $T_f = 47,4^\circ\text{C}$.

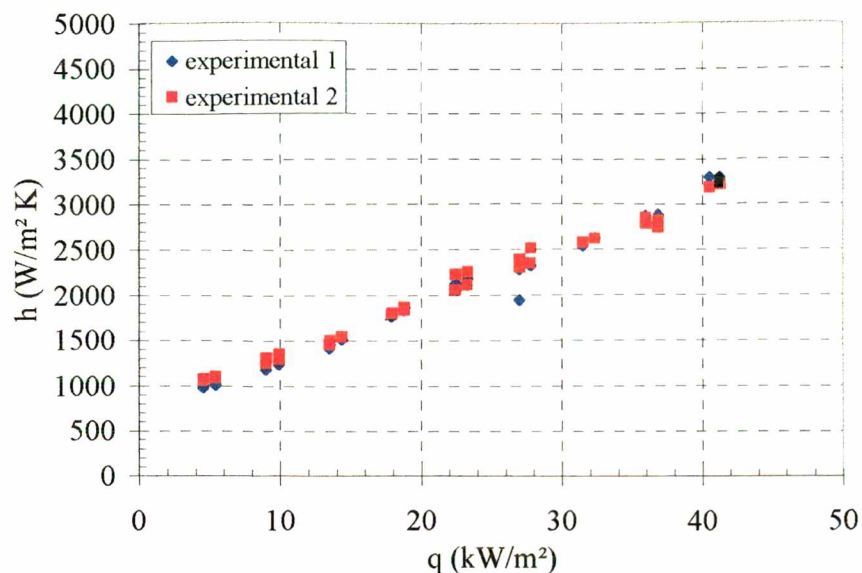


Figura 58 – Coeficiente de transferência de calor para o tubo ranhurado horizontal, parcialmente imerso, $T_f = 47,4^\circ$

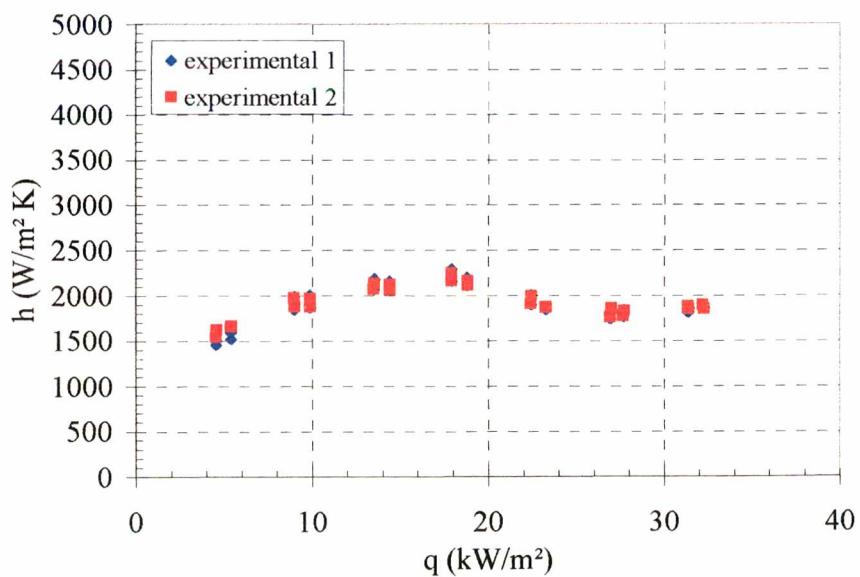


Figura 59 – Coeficiente de transferência de calor para o tubo ranhurado horizontal, parcialmente imerso com régua divisória, $T_f = 47,5^\circ\text{C}$

É observado, na Figura 58, que os valores de h_1 e h_2 para o tubo parcialmente imerso são próximos aos obtidos para o tubo completamente imerso na posição horizontal.

Na Figura 59, é mostrado o gráfico dos coeficientes de transferência de calor experimentais versus o fluxo de calor para o tubo ranhurado, parcialmente imerso com régua divisória, a $T_f = 47,5$ °C.

Observa-se, no gráfico da Figura 59, que para fluxos de calor inferiores a $17,9$ kW/m², os coeficientes de transferência de calor, h_1 e h_2 , para o tubo com régua divisória, aumentam com o aumento do fluxo de calor, como observado em todas as outras configurações anteriores. Porém, entre $17,9$ e $26,9$ kW/m², decrescem com o aumento do fluxo de calor, voltando a crescer para um fluxo superior a $26,9$ kW/m².

Essa diminuição do coeficiente de transferência de calor com o aumento do fluxo de calor se dá devido à secagem das ranhuras do tubo, comportamento semelhante é descrito no trabalho de Kimura e Ito (1981).

O limite capilar para o tubo ranhurado com R-113, a T_{sat} , foi calculado através do programa computacional apresentado por Camargo (1999) onde foi obtido o valor de $17,2$ kW/m². Este valor é 36% inferior ao valor de fluxo para o qual o coeficiente de transferência de calor recomeça a crescer, $26,9$ kW/m².

VI.5. Conclusões

Os valores dos coeficientes de transferência de calor para ebulição nucleada saturada do R-113, à pressão atmosférica, obtidos a partir das correlações de Cooper, Stephan e Abdelsalam e de Rohsenow, com $s = 1$, apresentaram uma boa concordância, sendo portanto indiferente qual destas utilizar para o cálculo de h . Entretanto, a relação de Cooper apresenta a vantagem de ser mais simples que as outras duas.

A correlação de Rohsenow, com $s = 1,7$, forneceu valores de h , iguais a $1/4$ dos valores calculados com $s = 1$, divergindo também das outras correlações utilizadas. É interessante notar

que o valor de $s = 1,7$ é recomendado pela literatura pesquisada quando o fluido em questão não for água. Pode-se concluir que este valor não deve ser o mais indicado para o R-113.

A correlação de Forster e Zuber forneceu valores de h inferiores aos calculados a partir das correlações de Cooper, Stephan e Abdelsalam e de Rohsenow 1, e superiores aos calculados a partir de Rohsenow 2. Os valores de h calculados através de Forster e Zuber foram os que mais se aproximaram dos valores de h experimentais obtidos para o tubo liso, a $T_f = 47$ °C (situação próxima àquela para a qual as correlações foram desenvolvidas); foi observado que com o aumento do fluxo de calor, menor é a diferença entre estes.

Para todos os testes na posição vertical, o tubo ranhurado mostrou ser mais eficiente que o tubo liso na transferência de calor em ebulição nucleada. O aumento do coeficiente de transferência de calor no tubo ranhurado é devido, por um lado, ao aumento de sítios de nucleação e, por outro lado, ao aumento da área de troca entre a parede do tubo de alumínio e o líquido.

Para os testes na posição horizontal, o tubo ranhurado apresentou uma maior diferença entre as temperaturas nas posições inferior, mediana e superior que o tubo ranhurado. As causas deste efeito podem ser duas: uma vaporização mais intensa da película líquida entre a parede e a bolha e o transporte de líquido através das ranhuras. Estas causas combinadas com o aumento dos sítios de nucleação possibilitaram um coeficiente de transferência de calor 70% superior para o tubo ranhurado, em comparação ao coeficiente de transferência de calor para o tubo liso horizontal.

A utilização de uma régua divisória possibilitou a determinação experimental, aproximada, do limite capilar para o tubo ranhurado com R-113, sendo o valor deste, em torno de 26,9 kW/m², 36% acima do valor calculado numericamente.

Capítulo VII

Conclusões

Foram apresentados resultados experimentais em ebulição nucleada em banho, no interior de tubos alumínio, um liso e outro ranhurado, com suas extremidades abertas. Estes tubos foram testados nas posições vertical e horizontal, sendo o tubo ranhurado testado também na posição horizontal parcialmente imerso e parcialmente imerso com régua divisória.

Os principais resultados deste trabalho são os seguintes:

- (i) A fluxos de calor moderados ($q < 40 \text{ kW/m}^2$) a transferência de calor em ebulição em banho depende da temperatura do líquido, e a temperatura da parede decresce ligeiramente com o decréscimo da temperatura do fluido;
- (ii) Para tubos na posição horizontal, a nucleação das primeiras bolhas se dá, preferencialmente, na posição superior do tubo, provavelmente causada por uma maior espessura da camada térmica;
- (iii) O fluxo de calor necessário para o início da ebulição aumenta com o aumento do grau de subresfriamento do fluido;
- (iv) O grau de superaquecimento da parede, necessário para o início da ebulição, do tubo liso é superior ao do tubo ranhurado;
- (v) Para todos os testes, os valores do coeficiente de transferência de calor para o tubo ranhurado são superiores aos valores para o tubo liso;
- (vi) O coeficiente de transferência de calor médio para o tubo liso praticamente independe da configuração, horizontal ou vertical;

- (vii) Os valores experimentais do coeficiente de transferência de calor para o tubo liso mostraram, para fluxos de calor próximos a 40 kW/m^2 , uma tendência de concordância com os valores calculados a partir da correlação de Forster e Zuber;
- (viii) Para o tubo liso, o valor do expoente n da relação entre h e q^n é igual a, aproximadamente, $0,75$, portanto, próximo do valor de n da correlação de Stephan e Abdelsalam e está na faixa de valores indicada por Stephan (1992), de $0,6$ a $0,8$;
- (ix) Os testes para os tubos horizontais apresentam um gradiente de temperatura na direção azimutal, com uma temperatura mais baixa na região superior. Esse comportamento resulta de dois diferentes mecanismos de transferência de calor em ebulição, associados à presença de bolhas isoladas na região inferior do tubo e de uma grande bolha alongada na região superior. Nesta última configuração, admite-se, como postulado por Ishibashi e Nishikawa (1969), que a melhora de h , no topo do tubo horizontal, é atribuída à vaporização de uma película de líquido entre a bolha e a parede;
- (x) O gradiente de temperatura na direção azimutal para o tubo ranhurado é mais pronunciado que para o tubo liso, ambos na horizontal. Para o tubo liso essa diferença é atribuída a vaporização da película líquida entre a parede do tubo e a bolha alongada. O mesmo mecanismo também é atribuído para a diferença de temperatura no tubo ranhurado, em adição ao efeito de resfriamento do líquido ascendente nas ranhuras.
- (xi) O tubo ranhurado, parcialmente imerso, também apresentou temperaturas mais baixas na sua região superior, graças à vaporização do líquido presente na parte emersa das ranhuras, que ali chegava pelo efeito da capilaridade e através de respingos causados pelas bolhas;
- (xii) O valor experimental do limite capilar para o tubo ranhurado utilizado, é de cerca de $26,9 \text{ kW/m}^2$ enquanto que o valor obtido numericamente é de $17,2 \text{ kW/m}^2$.

Para trabalhos futuros em ebulição nucleada, são recomendados os seguintes estudos:

- (i) Realização de testes sobre placa plana, possibilitando uma melhor visualização do fenômeno de ebulição próximo à parede e a análise do efeito da orientação da superfície com relação ao vetor aceleração gravitacional;
- (ii) Levantamento do perfil de temperatura próximo à superfície aquecedora;
- (iii) Análise do fenômeno de nucleação em superfícies ranhuradas ou com cobertura porosa;
- (iv) Investigação do fenômeno de ebulição, na nucleação e nos regimes de ebulição parcial e plenamente desenvolvida, para novos refrigerantes e na condição pressurizada.

Referências Bibliográficas

Anderson, T. M. and Mudawar, I., “Microelectronic Cooling by Enhanced Pool Boiling of a Dielectric Fluorocarbon Liquid”, Transactions of the ASME – Journal of Heat Transfer, Vol. 111, pp. 752-759, 1989.

ASME, “Measurement Uncertainty”, ANSI/ASME Power Test Code 19-1-1985/ASME, New York, 1986.

Bazzo, E., “Investigação Teórica e Experimental de Circuitos de Bombas Capilares”, Tese de Doutorado, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 1996.

Bazzo, E., Passos, J. C. e Colle, S., “Comportamento Térmico de Bombas Capilares de Ranhuras Circunferenciais”, Proceedings of the 6th Brazilian Congress of Engineering and Thermal Sciences and the 6th Latin American Congress of Heat and Mass Transfer, Vol. II, pp. 889-893, Florianópolis, SC, 1996.

Benjamin, R. J. and Balakrishnan, A. R., “Nucleate Pool Boiling Heat Transfer of Liquids at Low to Moderate Heat Fluxes”, Int. Journal Heat Mass Transfer, Vol. 39, No. 12, pp. 2495-2504, 1996.

Bergles, A. E., 1988, “Some Perspectives on Enhanced Heat Transfer – Second Generation Heat Transfer Technology”, Transactions of the ASME – Journal of Heat Transfer, Vol. 110, pp. 1082-1087, 1988.

Carey, V. P., "Liquid-Vapor Phase-Change Phenomena", Hemisphere Publishing Corp., Washington, D. C, 1992.

Camargo, H. V. R., "Estudo Teórico - Experimental de Bombas Capilares de Ranhuras Circunferenciais", Dissertação de Mestrado, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, Brasil, 1999.

Cooper, M. G., "Saturation Nucleate Pool Boiling – A Simple Correlation", International Chemical Engineering Symposium Series, Vol. 86, pp. 785-792, 1984.

Da Cruz, R. E., "Projeto de uma Bancada de Testes para o Estudo da Ebulição Nucleada", Relatório de Iniciação Científica / CNPq, Orientador Prof. J. C. Passos, 1997.

Ferreira Jr., C., "Um Programa Fonte para Comando de Sistemas de Aquecimento", Relatório de Iniciação Científica / CNPq, Orientador Prof. J. C. Passos, pp. 1-10, 1997.

Forster, H. K. and Zuber, N. "Dynamics of Vapor Bubbles and Boiling Heat Transfer", A.I.Ch.E Journal, Vol. 1, No. 1, pp. 531-535, 1955.

Fujii, T., Koyama, S., Inoue, N., Kuwahara, K. et al., 1995, "An Experimental study of Evaporation Heat Transfer of Refrigerant HCFC22 inside an Internally Grooved Horizontal Tube, JSME International Journal, Serie B, Vol. 38, No. 4, pp. 618-627, 1995.

Güths, S., “Anémomètre à Effet Peltier et Fluxmètre Thermique: Conception et Realisation. Application à l’Etude de la Convection Naturelle”, Thèse de Doctoract, Université d’Artois, France, 1994.

Haider, S. I. and Webb, R.L., “A Transient Micro-Convection Model of Nucleate Pool Boiling”, *Int. Journal Heat Mass Transfer*, Vol.40, No. 15, pp. 3675-3688, 1997.

Han, C. Y. and Griffith, P., “The Mechanism of Heat Transfer in Nucleate Pool Boiling-Parts I and II”, *Int. Journal Heat Mass Transfer*, Vol.8, pp. 887-904, 1965.

Holman, J.P., “Experimental Methods for Engineers”, McGrall – Hill, Singapure, 1989.

Hsu, Y., “On the Size Range of Active Nucleation Cavities on a Heating Surface”, *Transactions of the ASME – Journal of Heat Transfer*, Vol. 84, pp. 207-216, 1962.

Hung, Y. H. and Yao, S. C, “Pool Boiling Heat Transfer in Narrow Horizontal Annular Crevices”, *Transactions of the ASME – Journal of Heat Transfer*, Vol. 107, pp. 656-662, 1985.

Incropera, F. P. and De Witt, D. P, “Fundamentos de Transferência de Calor e Massa”, Guanabara Koogan, Rio de Janeiro, 1992.

Ishibashi, E. and Nishikawa, K., “Saturated Boiling Heat Transfer in narrow Spaces”, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 12, pp. 863-894, 1969.

Kedzierski, M. A., "Calorimetric and Visual Measurements of R123 Pool Boiling on Four Enhanced Surfaces", pp. 1-54, NISTIR 5732, 1995.

Kimura, H. and Ito, M. "Evaporating Heat Transfer in Horizontal Internal Spiral-grooved Tubes in the Region of Low Flow Rates", Bull. of the JSME, Vol. 24, No. 195, 1981.

Marto, P.J. and Lepere, Lt. V. J., "Pool Boiling Heat Transfer From Enhanced Surfaces to Dielectric Fluids", Transactions of the ASME – Journal of Heat Transfer, Vol. 104, pp. 292-299, 1982.

Mikic, B. B. and Rohsenow, "A New Correlation of Pool-Boiling Data Including the Effect of Heating Surface Characteristics", Transactions of the ASME – Journal of Heat Transfer, Vol. 91, pp. 245-250, 1969.

Naterer, G. F., Hendradjit, W., Ahn, K. J. et al., "Near-Wall Microlayer Evaporation Analysis and Experimental Study of Nucleate Pool Boiling on Inclined Surfaces", Transactions of the ASME – Journal of Heat Transfer, Vol. 120, pp. 641-653, 1998.

Nishikawa, K., Fujita, Y., Uchida, S., et al., "Effect of Surface Configuration on Nucleate Boiling Heat Transfer", Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 27, No. 9, pp. 1559-1571, 1984.

Pais, C. and Webb, R. L., "Literature Survey of Pool Boiling on Enhanced Surfaces" ASHRAE Transactions, Vol. 97, Pt. 1, pp. 79-89, 1991.

Passos, J.C. and Reinaldo, R. F., “Analysis of Boiling within Smooth or Grooved Tubes”, Proceedings of the Eurothem Seminar N. 63 – Single and Two-phase Natural Circulation, Gênova, Itália, 1999.

Passos, J. C., “Design of a Confined boiling Experiment under Microgravity to Fly in the Micro Satellite /France – Brazil”, INPE/ABC, pp. 1-48, 1997.

Reed, S. J. and Mudawar, I., “Enhancement of Boiling Heat Transfer using Highly Wetting Liquids with Pressed-on Fins at Low Contact Forces”, Int. Journal Heat Mass Transfer, Vol. 40, No. 10, pp.2379-2392, 1997.

Reinaldo, R. F., Güths, S. and Passos, J. C., “Nucleate Boiling on Grooved and Smooth Tubes Surfaces”, Proceedings of the 6th Brazilian Congress of Engineering and Thermal Sciences, Vol. I, pp. 649-653, Rio de Janeiro, RJ, 1998.

Reinaldo, R. F. and Vieira, M. E., “Efficiency Analysis of a Boiling Collector in Thermal Siphon Operation” , Proceedings of the 6th Brazilian Congress of Engineering and Thermal Sciences and 6th Latin American Congress of Heat and Mass Transfer, Vol. III, pp.1615-1619, Florianópolis, SC, 1996.

Ribatski, G. e Jabardo, J. M. S., “Ebulição Nucleada de Refrigerantes Halogenados – Análise de Correlações”, Proceedings of the 6th Brazilian Congress of Engineering and Thermal Sciences, Vol. I, pp. 603-608, Rio de Janeiro, RJ, 1998.

Schlichting, H., "Boundary Layer Theory", McGraw-Hill, New York, 1960.

Sernas, V. and Hooper, F. C., "The Initial Vapor Bubble Growth on a Heated Wall During Nucleate Boiling", Int. Journal Heat Mass Transfer, Vol. 12, pp. 1627-1639, 1969.

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

Thome, J. R., "Enhanced Boiling Heat Transfer", Hemisphere Publishing Corp., Washington, D.C., 1990.

Tien, C. L., "A Hydrodynamic Model for Nucleate Pool Boiling", Int. Journal Heat Mass Transfer, Vol. 5, pp. 533-540, 1962.

Ünal, H. C., "Maximum Bubble Diameter, Maximum Bubble-Growth Time and Bubble-Growth Rate During the Subcooled Nucleate Flow Boiling of Water up to 17.7 MN/m^2 ", Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 19, pp. 643-649, 1976.

Van Stralen, S. J. D. and Cole, R., "Boiling Phenomena", Hemisphere Publishing Corporation and McGraw Hill Book Company, 1979.

Yang, S. R. and Kim, R. H., "A Mathematical Model of the Pool Boiling Nucleation Site Density in Terms of the Surface Characteristics", Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 31, No. 6, pp. 1127-1135, 1988.

Anexos

A. Aparato Experimental Inicial

Neste anexo são apresentados componentes do aparato experimental inicial que foram posteriormente substituídos.

A.1. Banho Térmico

Inicialmente a cuba estava imersa em um banho de água no interior de um tanque cilíndrico, contendo água cuja temperatura foi controlada por um dispositivo da IOPE, modelo SP – G35A que compara o sinal indicado por um termômetro PT100, mergulhado na água do tanque, e um sinal correspondente à temperatura de operação previamente escolhida.



Figura 60 – Banho térmico

A.2. Seção de Teste Preliminar

A primeira seção de teste era revestida por dois tubos de PVC comercial marca Tigre de diâmetro externo igual a 1". A fim de impedir a penetração de R-113 sobre as resistências, todas as fendas e extremidades foram preenchidas com Araldite. Esta seção foi equipada com dois fluxímetros de calor cilíndricos de gradiente tangencial (Güths, 1994), fabricados no Laboratório de Meios Porosos e Propriedades Termofísicas - LMPT/UFSC, ver Figura 61,

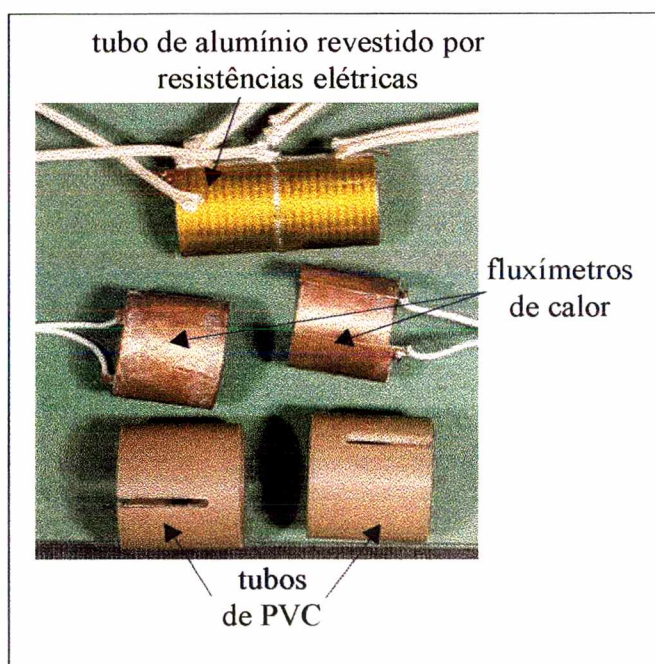


Figura 61 – Tubo com resistências, fluxímetros de calor e tubos de PVC

Cada fluxímetro cobre toda a circunferência do tubo e está posicionado entre a resistência elétrica e o tubo de PVC, de forma a medir a taxa de calor perdida para o exterior, Figura 62. Os coeficientes destes, de valores iguais a $1,619 \pm 0,015$ e $1,264 \pm 0,030 \text{ W/m}^2 \mu\text{V}$ foram obtidos através do processo de calibração descrito em Da Cruz (1997).

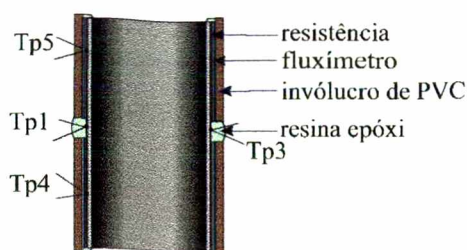


Figura 62 – Esquema da seção de teste preliminar

A.3. Junta Fria

Para a medição de temperaturas, inicialmente foi utilizada uma junta fria, composta por água destilada e gelo. Como pode ser observado na Figura 63, os cabos do termopar são unidos aos cabos de cobre com estanho, esta junta é então imersa no mercúrio. Este está contido em um tubo de ensaio e isolado através de parafina. O tubo de ensaio, por sua vez, está inserido em uma garrafa térmica contendo água destilada e gelo picado. A temperatura do banho água/gelo é observada através de um termômetro de bulbo de imersão parcial, com sensibilidade $0,1^{\circ}\text{C}$. Embora esse esquema de medição de temperatura proporcionasse uma pequena incerteza de medição, foi substituído devido a sua falta de praticidade e à migração de mercúrio através dos fios do termopar e de cobre.

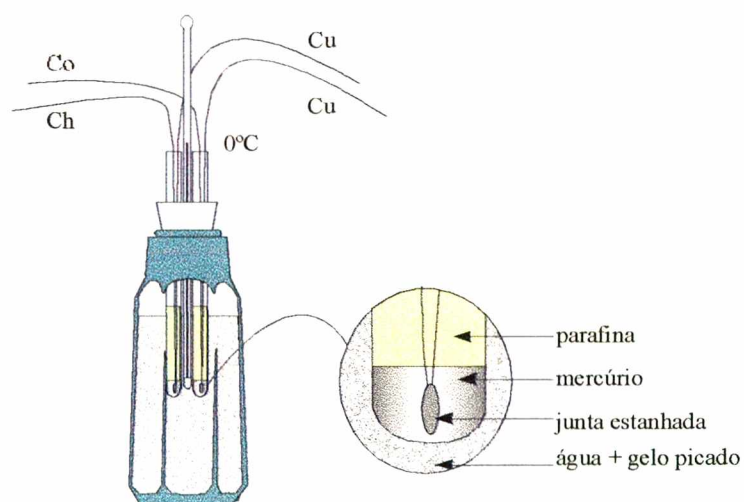


Figura 63 – Junta fria

B. Análise da Taxa de Calor Perdido para o Exterior da Seção de Teste

Uma parcela da potência fornecida pelas resistências é perdida para o R-113 através da superfície externa da seção de teste. Essa perda de calor foi analisada de três diferentes formas: medição direta através de fluxímetros de calor, estimativa pela convecção natural no tubo de PVC externo e cálculo da transferência de calor na direção radial unidirecional na seção de teste.

B.1. Medições Utilizando Fluxímetro de Calor

A taxa de calor perdido foi avaliada através de medições do fluxo de calor empregando fluxímetros de calor, ver Güths (1994), para tubo liso, utilizando a primeira configuração de seção de teste, Figura 62, na posição vertical, a uma temperatura média do R-113 de 22°C.

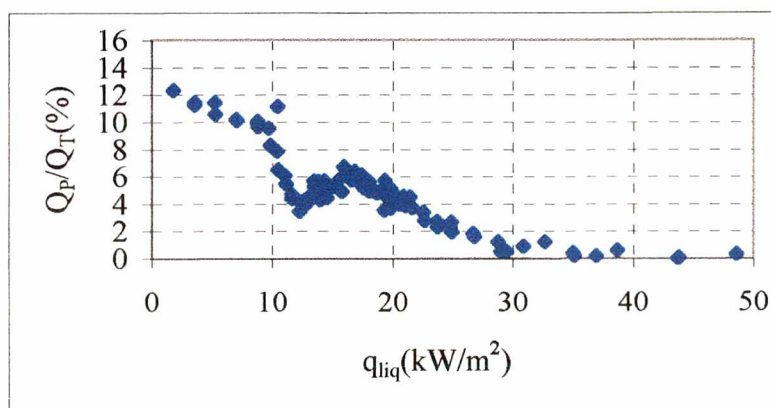


Figura 64 – Fração taxa de calor perdido medida através de fluxímetro

No gráfico da Figura 64, é mostrado a razão percentual entre a taxa de calor perdido, Q_p , e a taxa de calor total dissipado pela resistência, Q_T , em função do fluxo de calor líquido, q_{liq} .

No gráfico anterior é observado que para fluxos de calor abaixo de 10 kW/m², o percentual perdido varia entre 10 e 12% da potência total. Para fluxos entre 10 e 20 kW/m² o percentual perdido se encontra entre 4 e 6 %, aproximadamente. Entre 20 e 30 kW/m², o valor percentual da perda varia linearmente de 4 a 1%. Para valores de fluxo acima de 30 kW/m², a perda corresponde a menos de 2% da potência total. Esse decréscimo acentuado da parcela das perdas se deve, principalmente, à mudança de modo de transferência de calor, de convecção natural para ebulição nucleada.

B.2. Análise Utilizando Correlação para Convecção Natural

A partir de medidas de temperatura do tubo de PVC que envolve a seção de teste, vide Figura 22, a taxa de calor perdido foi estimada através do cálculo do coeficiente de transferência de calor em convecção natural.

O número de Nusselt médio, para convecção natural foi calculado a partir da correlação de Churchill e Chu *apud* Incropera e De Witt (1992) ,

$$\overline{Nu}_L = 0,68 + \frac{0,670 Ra_L^{1/4}}{\left[1 + (0,492/Pr)^{9/16}\right]^{4/9}}$$

onde Ra_L : número de Rayleigh = $g \beta (T_p - T_\infty) L^3 / (\nu\alpha)$

Os valores obtidos para o tubo liso vertical a 23 e 47°C, aproximadamente, são mostrados na Tabela 4.

Tabela 4 – Fração da taxa de calor perdido

Q_T (W)	T_{pvc} (°C)	T_p (°C)	T_∞ (°C)	\overline{Ra}_L	\overline{Nu}_L	\overline{h} (W/m ² °C)	Q_p (W)	q_{liq} (kW/m ²)	Q_p/Q_T (%)
10,76	26,3	24,5	22,2	9,88E+07	62,222	117,65	1,34	4,512	12,41
18,31	29,9	26,4	21,7	2,08E+08	74,807	141,19	2,94	7,360	16,06
27,81	29,1	25,5	21,6	1,71E+08	71,232	134,61	2,62	12,060	9,44
37,46	30,9	26,8	22,5	1,92E+08	73,335	138,18	2,98	16,511	7,96
46,98	31,2	26,9	22,4	2,00E+08	74,046	139,53	3,13	20,996	6,66
56,30	32,9	27,3	21,8	2,47E+08	77,995	147,00	4,06	25,013	7,22
65,78	35,4	29,6	23,9	2,63E+08	79,143	148,30	4,21	29,479	6,41
75,76	34,5	28,6	22,9	2,61E+08	79,070	148,55	4,26	34,239	5,62
85,32	34,9	26,9	19,7	3,19E+08	83,143	157,22	5,71	38,120	6,69
11,25	50,2	48,7	46,8	1,19E+08	64,680	114,00	1,08	4,866	9,65
18,91	50,5	48,8	46,7	1,23E+08	65,438	114,76	1,21	8,476	6,37
28,29	52,2	49,8	46,9	1,67E+08	70,668	123,72	1,75	12,708	6,18
37,78	53,9	50,7	47,3	2,10E+08	74,719	130,57	2,28	17,000	6,03
47,26	55,1	51,5	47,5	2,40E+08	77,231	134,77	2,65	21,361	5,62
56,55	56,9	52,3	47,7	2,87E+08	80,748	140,71	3,28	25,509	5,79
66,34	59,6	53,5	47,7	3,65E+08	85,726	149,10	4,36	29,680	6,57
77,50	55,5	51,6	47,5	4,68E+08	91,150	158,43	2,79	35,742	3,68
87,10	56,7	52,3	47,8	2,70E+08	79,506	138,50	3,13	40,214	3,59

É observado na Tabela 4 que para fluxos de calor de até 12 kW/m², com temperatura do fluido de 22°C, a perda percentual varia entre 10 e 16%, aproximadamente, enquanto que, para fluxos superiores o valor da perda oscila entre 6 a 8%. A uma temperatura do fluido de 47°C, o

percentual da perda é de 10%, para fluxo de 5 kW/m^2 . Para fluxos de calor entre $8,5$ e $29,7 \text{ kW/m}^2$, o valor da perda varia entre $5,7$ e $6,6\%$. Para valores de fluxo superiores a 35 kW/m^2 , a perda é inferior a 4% . É observado, pois, que o percentual das perdas é maior para baixos fluxos de calor, onde é caracterizada convecção natural ou ebulição incipiente, sendo este percentual ligeiramente maior para temperaturas do fluido de, aproximadamente, 22°C .

A incerteza de cálculo das perdas, devido a incerteza de medição da diferença de temperatura, é de, aproximadamente, 40% para q_{liq} igual a $4,5 \text{ kW/m}^2$ e de 25% para q_{liq} igual a 40 kW/m^2 .

B.3. Transferência de Calor Unidirecional

A parcela de calor perdido foi calculada considerando as resistências térmicas entre a fonte aquecedora e o fluido. O tubo de alumínio é circundado por uma resistência elétrica, esta por sua vez é isolada por lã de vidro, tubos de PVC e espuma, como mostrado na Figura 65.

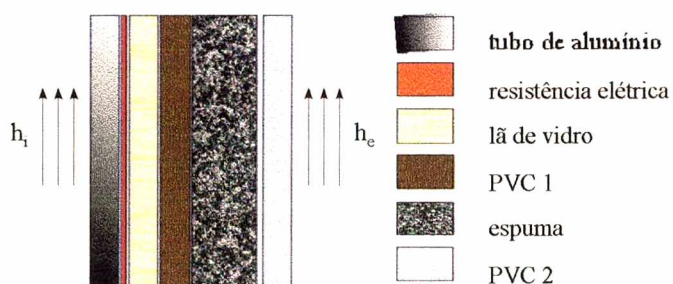


Figura 65 – Esquema de isolamento da seção de testes

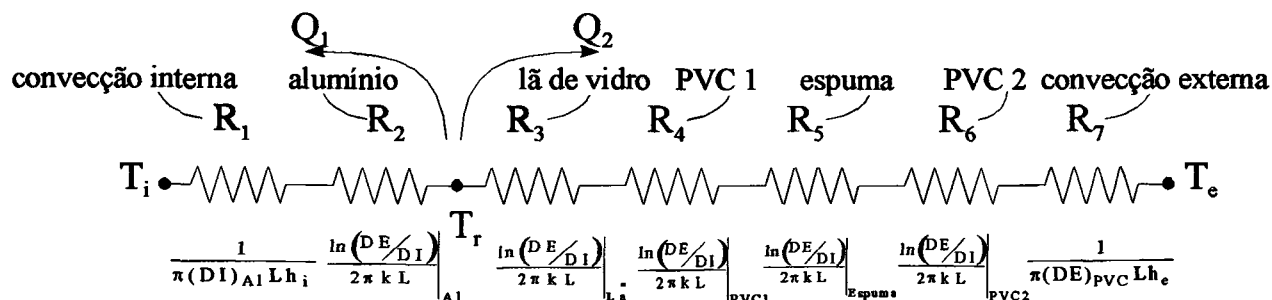


Figura 66 – Circuito térmico equivalente

$$T_r - T_e = (R_3 + R_4 + R_5 + R_6 + R_7)Q_2$$

$$T_r - T_i = (R_1 + R_2)Q_1$$

$$Q_2 = \frac{T_i - T_e}{(R_3 + R_4 + R_5 + R_6 + R_7)} + \frac{(R_1 + R_2)}{(R_3 + R_4 + R_5 + R_6 + R_7)} Q_1$$

fazendo $T_i = T_e$, $Q_2 = Q_p$ e $Q_1 = Q_T - Q_p$, tem-se

$$Q_p = \frac{(R_1 + R_2)}{(R_1 + R_2 + R_3 + R_4 + R_5 + R_6 + R_7)} Q_T$$

onde,

$$R_1 = \frac{1}{\pi(DI)_{Al} L h_i} \quad R_2 = \frac{\ln(DE/DI)}{2\pi k L} \Big|_{Al} \quad R_3 = \frac{\ln(DE/DI)}{2\pi k L} \Big|_{La} \quad R_4 = \frac{\ln(DE/DI)}{2\pi k L} \Big|_{PVC1}$$

$$R_5 = \frac{\ln(DE/DI)}{2\pi k L} \Big|_{Espuma} \quad R_6 = \frac{\ln(DE/DI)}{2\pi k L} \Big|_{PVC2} \quad R_7 = \frac{1}{\pi(DE)_{PVC} L h_e}$$

Na Tabela 5 são fornecidos os diâmetros e os coeficientes de condutividade térmica dos diferentes materiais.

Tabela 5 – Diâmetros e coeficientes de condutividade térmica

Material	Condutividade (W/m K)	DI (mm)	DE (mm)
Alumínio	180	16	19
Lã de vidro	0,0680	19	21,5
PVC 1	0,1465	21,5	25,2
Espuma	0,0407	25,2	38
PVC 2	0,1465	38	40

Assim, tem-se que $R_2=0,0038(\text{W/K})^{-1}$, $R_3=7,2367(\text{W/K})^{-1}$, $R_4=4,3002(\text{W/K})^{-1}$, $R_5=40,1749(\text{W/K})^{-1}$ e $R_6=1,3890(\text{W/K})^{-1}$. Considerando um valor de h_e próximo ao calculado, anteriormente, e igual a $150\text{W/m}^2\text{K}$, o percentual de Q_p pode ser dado por

$$\frac{Q_p}{Q_T} = \frac{0,0038h_i + 497,3591}{54,4307h_i + 497,3591} \times 100\% \quad (82)$$

Para h_i variando de 300 a $2000\text{W/m}^2\text{K}$, Q_p varia de 3 a $0,5\%Q_T$. O cálculo das perdas através deste método é feito do modo iterativo, considerando, inicialmente, Q_p igual a zero e calculando h_i , a partir deste valor é calculado um novo Q_p e o processo se repete, sucessivamente.

B.4. Conclusão

A análise das taxas de calor perdido através dos três métodos mostra que os cálculos através da convecção natural fornecem valores percentuais de Q_p/Q_T superiores aos valores medidos pelos fluxímetros. Considerando que a seção de teste com fluxímetro apresenta um menor isolamento térmico quando comparada à seção sem fluxímetro, pode-se concluir que este método superestimou a parcela das perdas.

O cálculo das perdas através de resistências térmicas em série conduzem a valores inferiores aos medidos pelo fluxímetro. Esse resultado é esperado devido ao melhor isolamento da parede exterior do tubo de alumínio.

Tendo em vista que o método de cálculo utilizando resistências térmicas forneceu resultados mais condizentes com os medidos pelo fluxímetro, decidiu-se descontar as perdas tomando como base os cálculos pelo terceiro método. Desta forma, os resultados experimentais obtidos neste trabalho serão analisados considerando parcelas descontadas de taxa de calor calculadas a partir da Equação (82).

C. Incertezas Experimentais

Para o cálculo das incertezas experimentais é utilizado o procedimento apresentado em Holman (1989), e mostrado a seguir.

C.1. Incerteza do Fluxo de Calor

A potência dissipada pelas resistências elétricas é dada por

$$P = \frac{V^2}{R} \quad (83)$$

onde V e R são respectivamente a tensão medida e o valor da resistência elétrica.

Conhecidas as incertezas da tensão medida (ΔV) e do valor da resistência elétrica (ΔR), a incerteza da potência dissipada é calculada por

$$\Delta P = \sqrt{\left(\frac{\partial P}{\partial V} \Delta V\right)^2 + \left(\frac{\partial P}{\partial R} \Delta R\right)^2} = \sqrt{\left(\frac{2V}{R} \Delta V\right)^2 + \left(\frac{V^2}{R^2} \Delta R\right)^2} \quad (84)$$

Fazendo

$$Q_T = P, \quad \Delta Q_T = \Delta P$$

e calculando a taxa de calor líquido,

$$Q_{\text{liq}} = Q_T - Q_{\text{perdas}}$$

$$Q_{\text{perdas}} = x Q_T$$

$$Q_{\text{liq}} = (1 - x) Q_T$$

onde x é a fração da taxa de calor perdido, tem-se

$$\Delta Q_{\text{liq}} = \sqrt{\left(\frac{\partial Q_{\text{liq}}}{\partial x} \Delta x\right)^2 + \left(\frac{\partial Q_{\text{liq}}}{\partial Q_T} \Delta Q_T\right)^2} = \sqrt{(Q_T \Delta x)^2 + [(1-x)\Delta Q_T]^2} \quad (85)$$

onde Δx é incerteza da fração da taxa de calor perdido, e é considerada igual a x .

Para o cálculo da incerteza do fluxo de calor, é inicialmente calculada a incerteza da área da superfície interna do tubo, $A_i = \pi DI L$, dada por

$$\Delta A_i = \sqrt{\left(\frac{\partial A_i}{\partial DI} \Delta DI\right)^2 + \left(\frac{\partial A_i}{\partial L} \Delta L\right)^2} = \sqrt{(\pi L \Delta DI)^2 + (\pi DI \Delta L)^2} \quad (86)$$

Visto que, $q_{\text{liq}} = \frac{Q_{\text{liq}}}{A_i}$, a incerteza do fluxo líquido de calor é dada por:

$$\Delta q_{\text{liq}} = \sqrt{\left(\frac{\partial q_{\text{liq}}}{\partial Q_{\text{liq}}} \Delta Q_{\text{liq}}\right)^2 + \left(\frac{\partial q_{\text{liq}}}{\partial A_i} \Delta A_i\right)^2} = \sqrt{\left(\frac{1}{A_i} \Delta Q_{\text{liq}}\right)^2 + \left(\frac{Q_{\text{liq}}}{A_i^2} \Delta A_i\right)^2} \quad (87)$$

C.2. Incerteza da Diferença de Temperatura

A incerteza da diferença entre a temperatura da parede e a temperatura do fluido, $\Delta T = T_p - T_f$, é dada por

$$\Delta(\Delta T) = \sqrt{\left(\frac{\partial(\Delta T)}{\partial T_p} \Delta T_p\right)^2 + \left(\frac{\partial(\Delta T)}{\partial T_f} \Delta T_f\right)^2} = \sqrt{\Delta T_p^2 + \Delta T_f^2} \quad (88)$$

C.3. Incerteza do Coeficiente de Transferência de Calor

A incerteza do coeficiente de transferência de calor, $h = \frac{q_{liq}}{\Delta T}$, é dada por

$$\Delta h = \sqrt{\left(\frac{\partial h}{\partial q_{liq}} \Delta q_{liq}\right)^2 + \left(\frac{\partial h}{\partial (\Delta T)} \Delta(\Delta T)\right)^2} = \sqrt{\left(\frac{1}{\Delta T} \Delta q_{liq}\right)^2 + \left(\frac{q_{liq}}{\Delta T^2} \Delta(\Delta T)\right)^2} \quad (89)$$

C.4. Cálculo das Incertezas

Na Tabela 6 são fornecidos os valores das resistências elétricas equivalentes, dos diâmetros internos, dos comprimentos, e suas respectivas incertezas, para os tubos liso e ranhurado. Também são fornecidos a incerteza da medida da tensão aplicada às resistências, a área interna dos tubos e sua incerteza calculada.

Tabela 6 – Dados para os cálculos das incertezas

Tubo	ΔV (%)	R (Ω)	ΔR (Ω)	DI (mm)	ΔDI (mm)	L (mm)	ΔL (mm)	A_i (mm ²)	ΔA_i (mm ²)
L	1	5,32	0,05	16,62	0,05	40	0,025	2088,53	6,42
R	1	5,53	0,05	15,88	0,04	40	0,025	1995,54	5,18

L: liso

R: ranhurado

Conforme visto na seção III.2.3, a incerteza experimental da temperatura é de 0,6°C. A partir da Equação (88), tem-se então que a incerteza da diferença de temperatura, $\Delta(\Delta T)$, é igual a 0,85°C.

Na Tabela 7 são apresentados os valores calculados das incertezas do fluxo de calor e do coeficiente de transferência de calor para os tubos liso e ranhurado, a T_f igual a, aproximadamente, 47°C e 44°C, respectivamente. Ambos os tubos estão na posição vertical.

Observa-se na Tabela 7 que a incerteza do fluxo de calor é inferior a 3%. Também é observado e que a incerteza do coeficiente de transferência de calor aumenta com a diminuição do fluxo de calor, e o seu valor máximo calculado é de 10,6% para um fluxo de calor de 5,416 kW/m² no tubo ranhurado.

Tabela 7 – Incertezas experimentais calculadas de q e h

Tubo	V	ΔV	ΔT	x	Δx	q_{liq}	Δq_{liq}	$\Delta q_{liq}/q_{liq}$	h	Δh	$\Delta h/h$
	(V)	(V)	(°C)			(kW/m ²)	(kW/m ²)	(%)	(W/m ² K)	(W/m ² K)	(%)
L	7,74	0,774	11,7	0,019	0,019	5,289	0,148	2,8	452,1	32,8	7,3
L	10,51	0,1051	13,6	0,0126	0,0126	9,816	0,235	2,4	721,8	45,0	6,3
L	14,18	0,1418	16,4	0,0083	0,0083	17,946	0,393	2,2	1094,3	56,6	5,2
L	17,63	0,1763	17,2	0,0057	0,0057	27,814	0,586	2,1	1617,1	79,78	4,9
L	21,53	0,2153	18,6	0,0042	0,0042	41,544	0,860	2,1	2233,5	101,9	4,6
R	7,78	0,778	8,0	0,0134	0,0134	5,416	0,132	2,4	677,0	71,8	10,6
R	10,05	0,1005	10,1	0,0102	0,0102	9,059	0,205	2,3	897,0	75,4	8,4
R	13,11	0,1311	11,8	0,0070	0,0070	15,466	0,331	2,1	1310,7	94,2	7,1
R	16,90	0,1690	12,8	0,0046	0,0046	25,762	0,534	2,1	2012,7	133,4	6,6
R	19,95	0,1995	13,6	0,0035	0,0035	35,940	0,736	2,0	2642,6	164,9	6,2
R	21,93	0,2193	14,9	0,0032	0,0032	43,442	0,888	2,0	2925,4	167,1	5,7

D. Análise Teórica dos Resultados para Tubos Horizontais

Em todos os casos testados, na configuração horizontal, observou-se uma diferença entre as temperaturas medidas na parte superior, mediana e inferior do tubo de alumínio. Este fato indica diferentes mecanismos de troca térmica nestas regiões, como discutido em Passos e Reinaldo (1999), resultando em diferentes coeficientes de transferência de calor. A fim de analisar a coerência dos resultados, tomando como base a 1ª Lei da Termodinâmica, é apresentada, a seguir, uma análise teórica para o problema de transferência de calor para tubos horizontais.

D.1. Distribuição de Temperatura - Tubo Horizontal

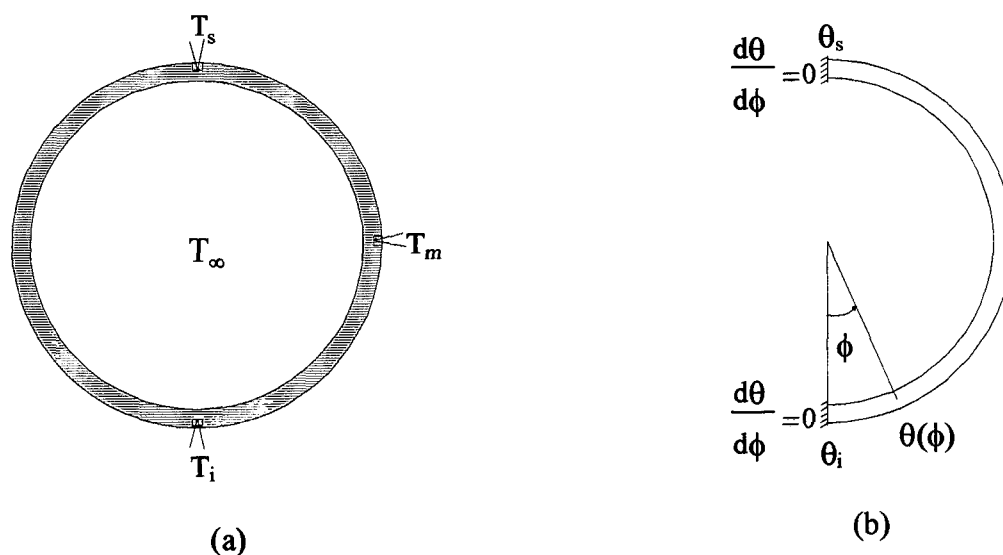


Figura 67 – (a) Localização dos termopares, (b) distribuição de temperaturas proposta

A partir das medidas das temperaturas superior e inferior do tubo de alumínio na posição horizontal, Figura 67 (a), é proposta uma distribuição polinomial de temperaturas ao longo da direção azimutal do tubo, uniforme na direção radial e simétrica em relação à vertical,

$$\theta(\phi) = a\phi^3 + b\phi^2 + c\phi + d \quad (90)$$

de forma que satisfaz as seguintes condições

$$\theta(0) = \theta_i \quad (91)$$

$$\left. \frac{d\theta}{d\phi} \right|_{\phi=0} = 0 \quad (92)$$

$$\theta(\pi) = \theta_s \quad (93)$$

$$\left. \frac{d\theta}{d\phi} \right|_{\phi=\pi} = 0 \quad (94)$$

onde ϕ representa o ângulo azimutal e $\theta = T_p - T_f$.

As condições (91) e (93) são estabelecidas pelos valores medidos de temperatura na parte inferior e superior do tubo enquanto as condições (92) e (94) são impostas visto que o fluxo de calor na direção azimutal, na parte superior e inferior do tubo, deve ser igual a zero, devido à simetria do problema.

A partir das condições de contorno, são determinados os coeficientes do polinômio acima

$$a = \frac{2(\theta_i - \theta_s)}{(\pi)^3} (\text{°C} / \text{rad}^3)$$

$$b = -\frac{3(\theta_i - \theta_s)}{(\pi)^2} (\text{°C} / \text{rad}^2)$$

$$c = 0$$

$$d = \theta_i (\text{°C})$$

Na Figura 68, são mostrados os valores de θ , calculados a partir da Equação (90) e aqueles medidos, experimentalmente, para fluxo de calor de 14,4 kW/m² e de 36,3 kW/m², no tubo liso.

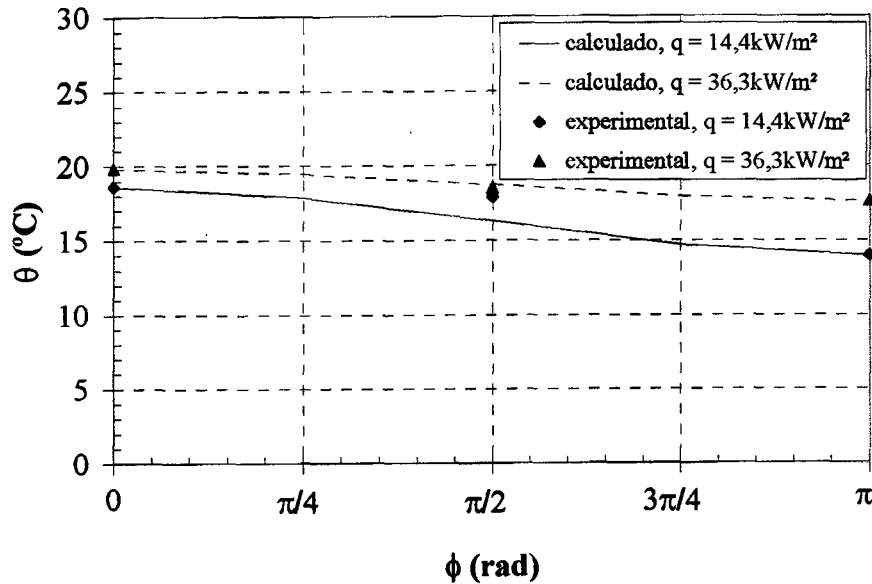


Figura 68 – Temperaturas do tubo liso horizontal em função do ângulo azimutal

Na Figura 69 são mostrados os valores de θ , calculados a partir da Equação (90) e aqueles medidos, experimentalmente, para fluxo de calor de 14,3 kW/m² e de 35,7 kW/m², no tubo ranhurado.

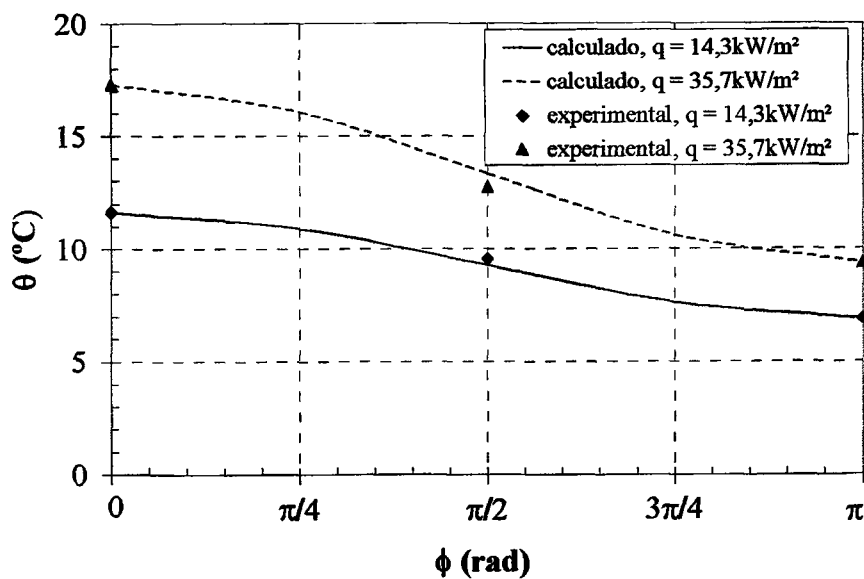


Figura 69 – Temperaturas do tubo ranhurado horizontal em função do ângulo azimutal

Os valores calculados de $\theta(\pi/2)$ são então comparados com os valores medidos de $\theta_m = T_m - T_f$. O desvio médio entre estes valores dado por

$$\frac{1}{N} \sum \frac{|\theta_m - \theta(\pi/2)|}{\theta_m} \times 100\%$$

é igual a 8,2% para o tubo liso e 2,3% para o tubo ranhurado, onde N é o número total de pontos.

D.2. Cálculo do Coeficiente de Transferência de Calor para Tubos Horizontais

Devido ao gradiente de temperatura ao longo da direção azimutal do tubo de alumínio, que acarreta um fluxo de calor nesta direção, se faz necessário um balanço de energia em um volume de controle da parede do tubo, Figura 70, para o cálculo do coeficiente de transferência de calor na sua superfície interna.

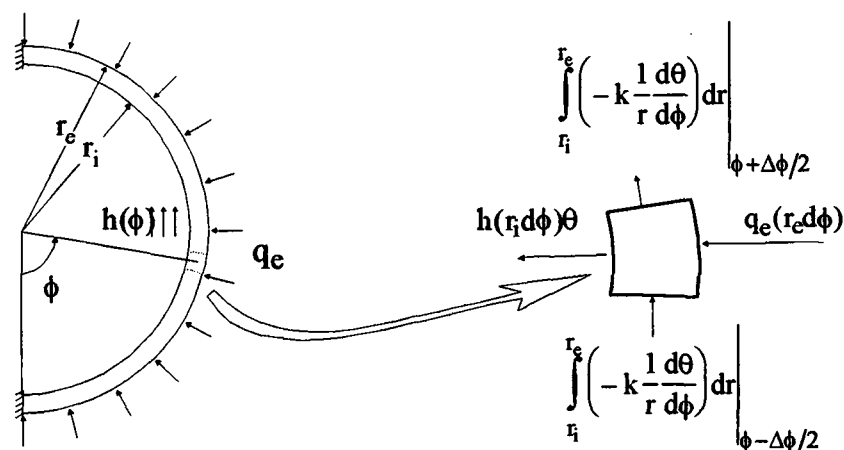


Figura 70 – Balanço de energia em um elemento do tubo

Fazendo um balanço de energia no elemento mostrado na Figura 70, tem-se

$$q_e(r_e d\phi) + \int_{r_i}^{r_e} \left(-k \frac{1}{r} \frac{d\theta}{d\phi} \right) dr \Big|_{\phi-\Delta\phi/2} - \int_{r_i}^{r_e} \left(-k \frac{1}{r} \frac{d\theta}{d\phi} \right) dr \Big|_{\phi+\Delta\phi/2} - h(r_i d\phi)\theta = 0 \quad (95)$$

onde q_e é o fluxo de calor aplicado na superfície externa do tubo, r_e e r_i são, respectivamente, os raios externo e interno do tubo, r é a coordenada radial e h é o coeficiente de transferência de calor no fluido.

Vale ressaltar que neste balanço é considerado que a temperatura do tubo não varia na direção radial.

Da Equação (95), obtém-se:

$$h = \frac{1}{\theta r_i} \left(q_e r_e + k \ln(r_e/r_i) \frac{d^2\theta}{d\phi^2} \right) \quad (96)$$

Na Figura 71, é mostrado o coeficiente de transferência de calor, h , em função do ângulo azimutal, ϕ , segundo a Equação (96), para o tubo ranhurado com fluxo de calor de 14,4 kW/m² e de 36,3 kW/m².

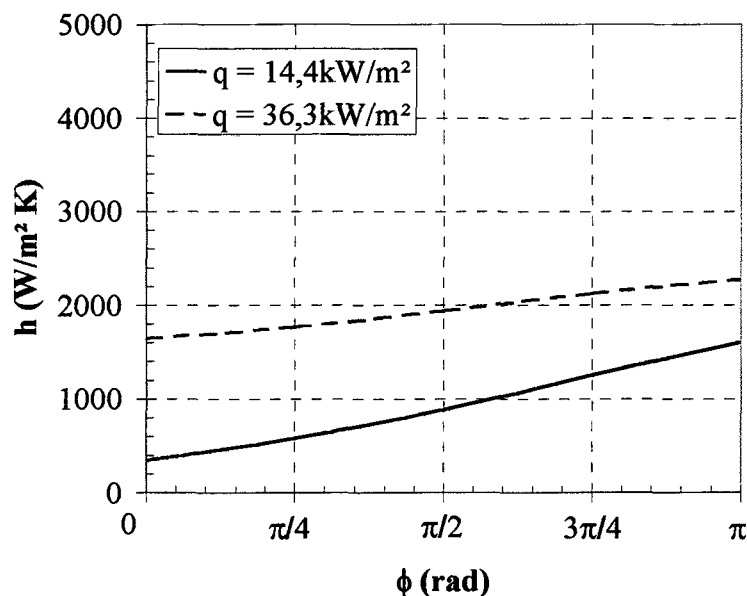


Figura 71 – Coeficiente de transferência de calor do tubo liso horizontal em função do ângulo azimutal

Na Figura 72, é mostrado o coeficiente de transferência de calor, h , em função do ângulo azimutal, ϕ , segundo a Equação (96), para o tubo ranhurado com fluxo de calor de $14,3 \text{ kW/m}^2$ e de $35,7 \text{ kW/m}^2$.

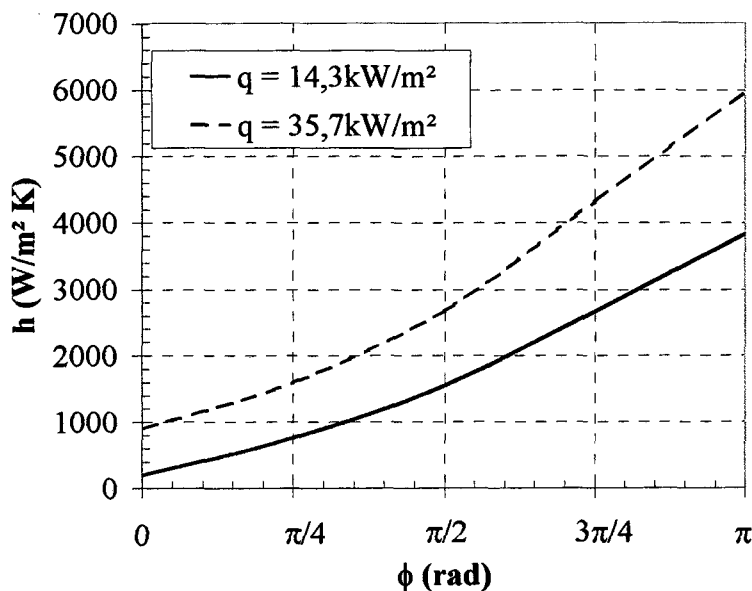


Figura 72 – Coeficiente de transferência de calor do tubo ranhurado horizontal em função do ângulo azimutal

Os coeficiente de transferência de calor nas posições inferior, mediana e superior dos tubos horizontais liso e ranhurado foram determinados, a partir da Equação (96), utilizando os dados experimentais. Os resultados obtidos são apresentados nas Figuras 73 e 74, respectivamente. Os valores do coeficiente de transferência de calor local para a posição mediana do tubo ranhurado são, aproximadamente, 70% superior aos valores de h_m para o tubo liso, comportamento semelhante ao apresentado pelos coeficientes médios de transferência de calor para este dois tubos na posição horizontal. Observa-se que os valores obtidos para os coeficientes de transferência de calor locais para o tubo ranhurado apresentam grande distanciamento entre si. São obtidos grandes valores para o coeficiente local na posição superior do tubo, aproximadamente 200% superior aos valores para o tubo liso. Para a posição inferior do

tubo, os valores de h obtidos para o tubo ranhurado são, aproximadamente, a metade dos valores de h para o tubo liso.

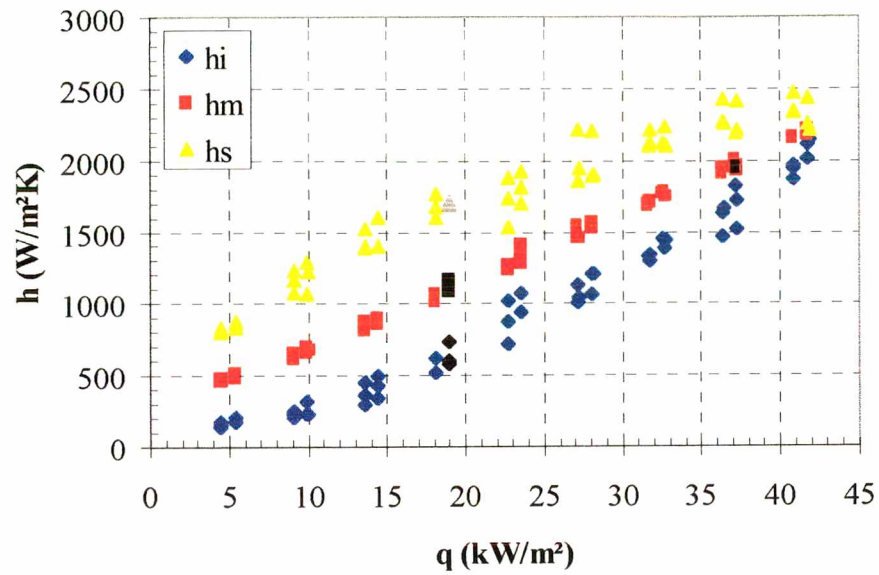


Figura 73 – Coeficiente local de transferência de calor para tubo liso horizontal

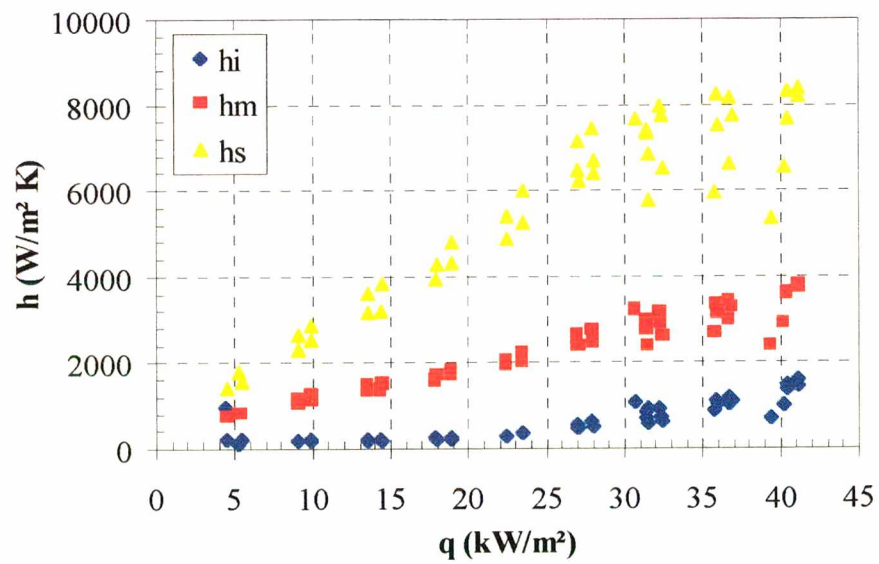


Figura 74 – Coeficiente local de transferência de calor para tubo ranhurado horizontal

A análise teórica, através de um balanço de energia que considera a condução de calor na direção azimutal, indica a coerência dos resultados experimentais deste trabalho, para a configuração horizontal.

Os coeficientes de transferência de calor, nas posições inferior, mediana e superior dos tubos horizontais liso e ranhurado, também foram determinados, experimentalmente, desprezando o fluxo de calor na direção azimutal, e são dados por:

$$h_i = \frac{q}{T_i - T_f} \quad (97 a)$$

$$h_m = \frac{q}{T_m - T_f} \quad (97 b)$$

$$h_s = \frac{q}{T_s - T_f} \quad (97 c)$$

Os valores de h_i , h_m e h_s , para os tubos horizontais liso e ranhurado são apresentados nas Figuras 75 e 76, respectivamente.

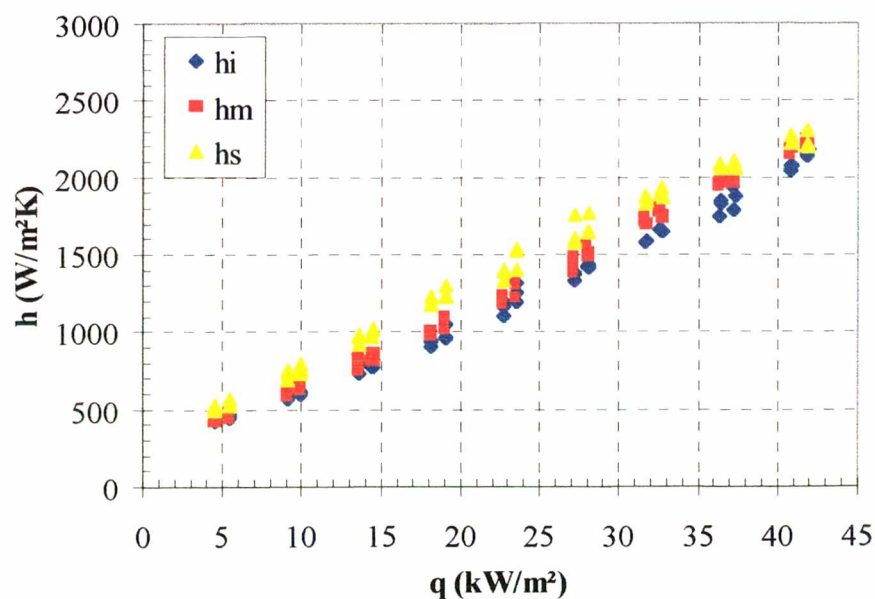


Figura 75 – Coeficiente local de transferência de calor para tubo liso horizontal

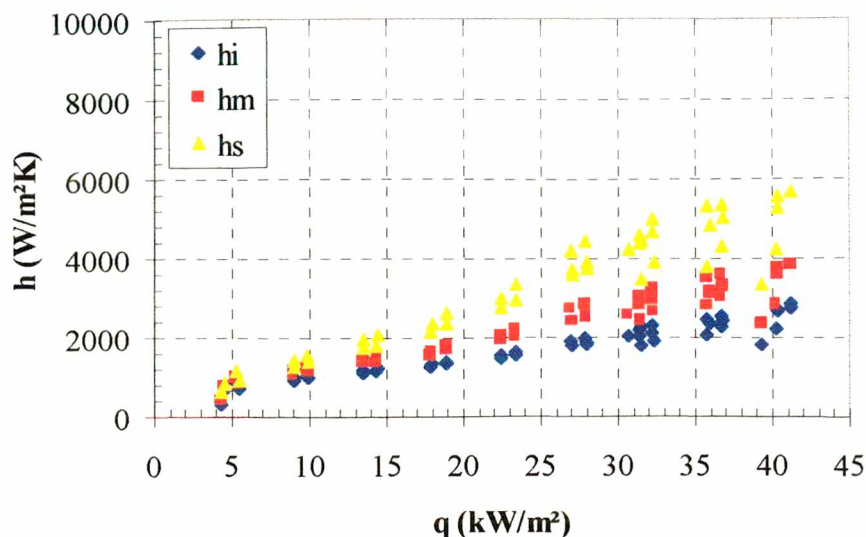


Figura 76– Coeficiente local de transferência de calor para tubo ranhurado horizontal

Na Figura 75, observa-se que os coeficientes de transferência de calor locais para o tubo liso são bem próximos, sendo h_s , em média, 20% superior a h_i . No tubo ranhurado, observa-se, na Figura 76, que os coeficientes de transferência de calor locais apresentam uma maior distanciamento entre si, sendo h_s , em média, 90% superior a h_i . Uma comparação entre os valores dos coeficientes de transferência de calor locais dos tubos liso e ranhurado, ambos na horizontal, é apresentada na Tabela 8.

Tabela 8 – Comparação entre os valores dos coeficientes de transferência de calor locais dos tubos liso e ranhurado na posição horizontal

$h_i (R) / h_i (L)^*$	$h_m (R) / h_m (L)^*$	$h_s (R) / h_s (L)^*$
1,4	1,7	2,1

* valor médio

Observa-se na Tabela 8, que na região superior do tubo ranhurado a melhora da transferência de calor é mais acentuada, conforme discutido na seção IV.2.5.

Na Tabela 9, são comparados os valores dos coeficientes de transferência de calor obtidos através da Equação (96) e com os dados pela Equação (97), diferenciados pelos números (96) e (97), respectivamente.

Tabela 9 – Comparação entre os valores dos coeficientes de transferência de calor locais dos tubos horizontais dados pelas Equações (96) e (97)

tubo	$h_i (96) / h_i (97)^*$	$h_m (96) / h_m (97)^*$	$h_s (96) / h_s (97)^*$
Liso	0,7	1,0	1,3
Ranhurado	0,3	1,0	1,7

* valor médio

Observa-se, na Tabela 9, que a Equação (96) fornece valores de h_i inferiores aos fornecidos pela Equação (97) e valores de h_s superiores aos fornecidos pela Equação (97). Esse comportamento ocorre visto que a Equação (96) computa o fluxo de calor na direção azimutal do tubo. Os valores de h_m são praticamente iguais visto que o segundo termo entre parênteses da Equação (96) é nulo para $\phi = \pi/2$, e o valor de $\theta (\pi/2)$ é próximo ao valor de $(T_m - T_f)$.

D.3. Conclusões

Neste anexo foi apresentada uma análise do coeficiente de transferência de calor, em tubos horizontais, considerando o fluxo de calor na direção azimutal decorrente de um gradiente de temperatura nesta direção. De forma a estimar o fluxo de calor na direção azimutal, foi

proposta uma distribuição de temperatura a partir das temperaturas medidas das regiões superior e inferior do tubo. Através de um balanço de energia, na parede do tubo, são determinados os coeficientes de transferência de calor locais, a partir da estimativa do fluxo de calor local para o interior do tubo. Visto que este fluxo de calor é diferente do fluxo de calor aplicado na parede externa do tubo, os resultados para dos coeficientes de transferência de calor locais, obtidos considerando estes dois fluxos, divergem.