

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

**ANÁLISE EXPERIMENTAL E TEÓRICA DOS REGIMES  
DE EBULIÇÃO NUCLEADA E CONVECTIVA EM TUBO  
LISO E MICRO-ALETADO EM ESCOAMENTO ANULAR**

Tese submetida à  
UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA  
para obtenção do grau de  
DOUTOR EM ENGENHARIA MECÂNICA

**MARCO ANTÔNIO SILVA PICANÇO**

**ORIENTADOR: JÚLIO CÉSAR PASSOS  
CO-ORIENTADOR: CLÓVIS RAIMUNDO MALISKA**

Florianópolis, Junho de 2006.

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

**ANÁLISE EXPERIMENTAL E TEÓRICA DOS REGIMES DE EBULIÇÃO  
NUCLEADA E CONVECTIVA EM TUBO LISO E MICRO-ALETADO EM  
ESCOAMENTO ANULAR**

**MARCO ANTÔNIO SILVA PICANÇO**

Esta tese foi julgada adequada para a obtenção do título de DOUTOR EM ENGENHARIA  
ESPECIALIDADE ENGENHARIA MECÂNICA sendo aprovada em sua forma final.

---

Prof. Júlio César Passos, Dr. - Orientador

---

Prof. Clóvis Raimundo Maliska, Ph.D. - Co-Orientador

---

Prof. José A. Bellini da Cunha Neto, Dr. - Coordenador do Curso

**BANCA EXAMINADORA**

---

Júlio Cesar Passos, Dr. - Presidente

---

Prof. Paulo Laranjeira da Cunha Lage, Dr.Eng.(COPPE/UFRJ) - Relator

---

Prof. Enio Pedone Bandarra Filho, Dr.Eng. (UFU)

---

Prof. Amir Antônio Martins Oliveira Jr., Ph.D.

---

Prof. Jader Riso Barbosa Jr., Ph.D.

*A natureza nem sempre se ajusta às nossas predisposições e preferências, ao  
que consideramos confortável e fácil de aprender...*

*(Carl Sagan)*

*À minha amada e companheira esposa Daniela ... À minha Mãe...  
Em Memória do Engenheiro Roberto Picanço ... meu Pai ...  
Aos amigos ...*

## *Agradecimentos*

*Agradeço a meu orientador Júlio Cesar Passos, pelos dias de orientação, por depositar confiança e incentivo.*

*Aos membros da banca examinadora, que contribuíram opinando e sugerindo.*

*Ao CNPQ pelo financiamento econômico parcial.*

## Resumo

Este trabalho de doutorado propõe uma análise teórica e experimental da transferência de calor em tubos lisos e micro-aletados em regime de ebulição nucleada, ebulição convectiva e convecção forçada. Apresentando-se como motivações a obtenção de resultados experimentais para o coeficiente de transferência de calor, como também a obtenção de visualizações do escoamento utilizando uma câmera fotográfica digital de alta definição. Os resultados experimentais obtidos são comparados com dados encontrados na literatura, como também, comparados com os modelos e correlações mais referenciados. A partir de uma análise dimensional, uma relação funcional é obtida e seus coeficientes encontrados através da utilização de algoritmos genéticos como método de busca.

O Fluido de trabalho empregado é o refrigerante HCFC-141b, fabricado pela Dupont, cujas propriedades termo-físicas são conhecidas.

A bancada experimental se apresenta em circuito fechado, onde o fluido de trabalho foi circulado por intermédio de uma bomba centrífuga. O fluido foi aquecido através de um fluxo de calor prescrito na parede dos tubos. O fluido foi levado à saturação e entra em ebulição. As condições de teste foram determinadas para que na seção de teste o fluido chegue em escoamento anular.

**PALAVRAS CHAVES:** Ebulição Nucleada, Ebulição Convectiva, Transferência de Calor, R-141b

## Abstract

A theoretical and experimental analysis of heat transfer phenomena in smooth and micro-fin tubes at the nucleate boiling and convective boiling are presented. The experimental data for the heat transfer and the visualization of the respective flow regimes and patterns using a high definition digital camera were obtained. The experimental data was compared with the models and correlations present on the literature. Based on a dimensional analysis a functional relation between the dimensionless groups are developed and the coefficients are obtained using genetic algorithms as search method.

The work fluid is the HCFC-141b, by Dupont, whose thermophysical properties are known.

The experimental set-up is a close loop system, where the work fluid are pumped by a centrifugal pump. The fluid is heated by an imposed wall heat flux. The fluid is heated until saturation and boiling. The operational conditions are set in order to archive the annular flow pattern.

**KEY WORDS:** Nucleate boiling, Convective boiling, Two-phase heat transfer.

# Sumário

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>1</b>
1.1	Introdução e motivação . . . . .	1
1.2	Plano de estudo . . . . .	3
1.3	Objetivos e contribuições . . . . .	3
1.4	Organização do texto . . . . .	4
<b>2</b>	<b>Ebulição em convecção forçada no interior de tubos horizontais</b>	<b>6</b>
2.1	Configurações do escoamento . . . . .	6
2.2	Mecanismos da ebulição em convecção forçada . . . . .	11
2.3	Mapas de padrões de escoamento . . . . .	13
2.3.1	Mapa de padrões de TAITEL e DUKLER (1976). . . . .	13
2.3.2	Mapa de padrões de STEINER (1983) . . . . .	16
2.3.3	Mapa de padrões de KATTAN-THOME-FRAVAT (1998) . . . . .	19
2.4	Modelos básicos e equações unidimensionais para a queda de pressão . . . . .	22
2.4.1	Equações básicas unidimensionais . . . . .	22
2.4.2	Modelo homogêneo (pseudo-fluido) . . . . .	25
2.4.3	Modelo de fases separadas . . . . .	27
2.4.3.1	Procedimento de Lockhart e Martinelli (1949) . . . . .	28
2.4.3.2	Procedimento de Martinelli e Nelson (1948) . . . . .	30
2.5	Modelos básicos para a transferência de calor (tubo liso) . . . . .	31
2.5.1	Modelos de intensificação . . . . .	32
2.5.2	Modelo de sobreposição . . . . .	36
2.5.3	Modelos assintóticos . . . . .	37
2.5.4	Modelos fenomenológicos . . . . .	41
2.6	Modelos básicos para transferência de calor em tubos micro-aletados . . . . .	43
2.7	Síntese das análises de resultados experimentais . . . . .	46
2.7.1	Influência da velocidade mássica no coeficiente de transferência de calor . . . . .	46
2.7.1.1	Kattan (1996) . . . . .	46
2.7.1.2	Branescu (2000) . . . . .	48



2.7.1.3	Bandarra Filho (2002) . . . . .	48
2.7.1.4	Passos et al. (2003) . . . . .	50
2.7.2	Influência da variação do título sobre o coeficiente de transferência de calor . . . . .	51
2.7.2.1	Kattan (1998) . . . . .	51
2.7.2.2	Branescu (2000) . . . . .	51
2.7.2.3	Bandarra Filho (2002) . . . . .	52
2.7.2.4	Passos et al. (2003) . . . . .	52
2.7.3	Influência da variação do fluxo de calor imposto . . . . .	52
2.7.3.1	Kattan (1996) . . . . .	52
2.7.3.2	Branescu (2000) . . . . .	52
2.7.3.3	Bandarra Filho (2002) . . . . .	53
2.7.3.4	Passos et al. (2003) . . . . .	53
2.7.3.5	Kuo e Wang (1996) . . . . .	53
2.7.4	Influência da variação da pressão de saturação . . . . .	53
2.8	Conclusões . . . . .	53
<b>3</b>	<b>Modelo Estatístico</b>	<b>56</b>
3.1	Análise dimensional parcial . . . . .	56
3.2	Relação funcional . . . . .	64
3.2.1	Tubos Lisos . . . . .	64
3.2.2	Tubos micro-aletados . . . . .	67
3.3	Obtenção dos coeficientes . . . . .	68
<b>4</b>	<b>Aparato e Procedimento Experimentais</b>	<b>73</b>
4.1	Descrição do aparato experimental . . . . .	73
4.1.1	Seção de teste . . . . .	75
4.2	Calibração da bancada experimental . . . . .	78
4.2.1	Sistemas de medição . . . . .	78
4.2.2	Balanco de energia . . . . .	79
4.2.3	Incerteza Experimental . . . . .	81
4.2.3.1	Determinação da incerteza experimental do coeficiente de transferência de calor: . . . . .	81
4.2.4	Tabela de incertezas . . . . .	84
4.2.5	Planejamento de testes . . . . .	85
<b>5</b>	<b>Análise dos resultados experimentais</b>	<b>86</b>
5.1	Resultados experimentais monofásicos . . . . .	86
5.2	Resultados experimentais bifásicos . . . . .	87

5.2.1	Caracterização dos regimes de escoamento para os pontos experimentais obtidos . . . . .	87
5.2.2	Incertezas experimentais . . . . .	89
5.2.3	Influência da variação do título . . . . .	90
5.2.4	Influência da variação da velocidade mássica . . . . .	91
5.2.5	Influência da variação do fluxo de calor imposto . . . . .	98
5.2.6	Influência da variação da pressão de saturação . . . . .	100
5.2.7	Comparação entre tubo liso e micro-aletado . . . . .	100
5.2.8	Comparação com correlações . . . . .	101
5.2.8.1	Correlações encontradas na bibliografia para tubos lisos . .	102
5.2.8.2	Correlação encontrada na bibliografia para tubos micro-aletados . . . . .	105
5.2.9	Visualização do escoamento . . . . .	106
<b>6</b>	<b>Conclusões e Perspectivas</b>	<b>111</b>
6.1	Conclusões . . . . .	111
6.2	Perspectivas . . . . .	112
<b>A</b>	<b>Dados Experimentais</b>	<b>119</b>

# Lista de Figuras

2.1	Padrões de escoamento em tubos horizontais em regime de ebulição em convecção forçada.(Extraído de Carey(1992)) . . . . .	7
2.2	Escoamento com bolhas. R-141b D = 11mm. . . . .	8
2.3	Escoamento pistonado. R-141b D = 11mm. . . . .	8
2.4	Escoamento em golfadas ou "Slug". R-141b D = 11mm. . . . .	9
2.5	Escoamento anular ondulado. R-141b D = 11mm. . . . .	10
2.6	Escoamento anular com a presença de bolhas. R-141b D = 11mm. . . . .	10
2.7	Escoamento anular com supressão da nucleação. R-141b D = 11mm. . . . .	11
2.8	Padrões de Escoamento e mecanismos de evaporação.(Extraído de VDI Heat Atlas(1994) apud Branescu(2000)) . . . . .	12
2.9	Geometria do escoamento estratificado em equilíbrio. . . . .	15
2.10	Mapa generalizado de padrões de escoamento para tubo horizontal de TAITEL e DUKLER (1976) . . . . .	16
2.11	Mapa generalizado de padrões de escoamento para tubo horizontal de Steiner VDI (1983) . . . . .	19
2.12	Mapa de padrões de escoamento para tubo horizontal de Kattan (1998) para R-141b . . . . .	21
2.13	Balanço de forças em um elemento de volume infinitesimal. . . . .	23
2.14	Gráfico de $\phi_{la}$ em função do título.(Carey,1992) . . . . .	31
2.15	Perímetro seco segundo apresentado no modelo de Kattan et al (1998c). . . . .	39
2.16	Resultados obtidos por Kattan (1996) para R402A e diferentes velocidades mássicas . . . . .	46
2.17	Resultados obtidos por Kattan (1996) para R404A e diferentes velocidades mássicas . . . . .	47
2.18	Resultados obtidos por Kattan (1996) para R502 e diferentes velocidades mássicas . . . . .	47
2.19	Resultados obtidos por Branescu (2000) para R-22, tubos lisos, microaletados (tipo W) e diferentes velocidades mássicas (fluxo de calor $10\text{kW}/\text{m}^2$ ) . . . . .	48

2.20	Resultados obtidos por Branescu (2000) para R-22, tubos lisos, micro-aletados tipo (VA) e diferentes velocidades mássicas (fluxo de calor $10kW/m^2$ ) . . . . .	49
2.21	Resultados obtidos por Branescu (2000) para R22, tubos lisos, micro-aletados (tipo W) e diferentes velocidades mássicas (fluxo de calor $20kW/m^2$ )	49
2.22	Resultados obtidos por Bandarra Filho (2002) para R22, tubos lisos e diferentes velocidades mássicas (fluxo $5kW/m^2$ ) . . . . .	50
2.23	Resultados obtidos por Passos et al. (2003) para o R-407C, tubos lisos, micro-aletados e diferentes velocidades mássicas (fluxo de calor $10kW/m^2$ )	51
2.24	Mapa de Kattan indicando a vazão de $G=150kg/m^2s$ . . . . .	54
2.25	Coparativo entre algumas correlações encontradas na literatura aplicadas para R-141b a $T_{sat} = 42^{\circ}C$ e $G = 150kg/m^2s$ . . . . .	54
3.1	Número de Nusselt calculado versus nusselt experimental . . . . .	67
3.2	Número de Nusselt experimental versus calculado (tubos lisos). . . . .	70
3.3	Número de Nusselt experimental versus calculado com fatores de forma. . . . .	71
3.4	Número de Nusselt experimental versus o calculado por diferentes correlações.	72
4.1	Representação esquemática da bancada experimental. . . . .	73
4.2	Pontos de medição de temperatura e pressão da bancada experimental. . . . .	74
4.3	Representação em modelo da seção de testes. . . . .	76
4.4	Representação esquemática da seção de testes. . . . .	76
4.5	Detalhe do tubo micro-aletado. . . . .	77
4.6	Vista de topo das micro-aletas. . . . .	77
4.7	Campo operacional do aparato experimental. . . . .	85
5.1	Resultados do balanço de energia para o escoamento monofásico e nos pre-aquecedores e seção de teste para tubo liso. . . . .	87
5.2	Comparação entre o h experimental e o calculado por meio das correlações para o escoamento monofásico em tubo liso. . . . .	88
5.3	Distribuição dos pontos experimentais. . . . .	88
5.4	Coefficientes de transferência de calor obtidos para $G = 150kg/m^2s$ , fluxo de calor entre 4,2 a $14,7 kW/m^2$ , para tubos liso e micro-aletado. . . . .	89
5.5	Coefficientes de transferência de calor obtidos para $G = 200kg/m^2s$ , fluxo de calor entre 4,2 a $14,7 kW/m^2$ , para tubos liso e micro-aletado. . . . .	89
5.6	Coefficientes de transferência de calor obtidos para $G = 250kg/m^2s$ , fluxo de calor entre 4,2 a $14,7 kW/m^2$ , para tubos liso e micro-aletado. . . . .	90
5.7	Coefficiente de transferência de calor versus título, $q''=4,7kW/m^2$ - R-141b a $T_{sat} = 42^{\circ}C$ . . . . .	91

5.8	Coeficiente de transferência de calor versus título para um fluxo de calor de $9.5kW/m^2$ - R-141b a $T_{sat} = 42^{\circ}C$ . . . . .	92
5.9	Coeficiente de transferência de calor versus título para um fluxo de calor de $14.2kW/m^2$ - R-141b a $T_{sat} = 42^{\circ}C$ . . . . .	92
5.10	Incertezas experimentais para o coeficiente de transferência de calor com $G = 150kg/m^2s$ e $G = 200kg/m^2s$ versus título para um fluxo de calor de $4.7W/m^2$ - R-141b a $T_{sat} = 42^{\circ}C$ . . . . .	93
5.11	Número de Reynolds para o filme líquido dos pontos experimentais obtidos - R-141b a $T_{sat} = 42^{\circ}C$ . . . . .	94
5.12	Perfis para camada limite térmica e hidrodinâmica para o tubo micro-aletado com $G = 150$ e $250kg/m^2s$ - R-141b a $T_{sat} = 42^{\circ}C$ . . . . .	95
5.13	Medição de temperatura no transiente com variação de $G = 250$ para $150kg/m^2s$ , $q''=4,6kw/m^2$ e $x=0,35$ - R-141b a $T_{sat} = 42^{\circ}C$ . . . . .	96
5.14	Coeficiente de transferência de calor para transiente com variação de $G = 250$ para $150kg/m^2s$ , $q''=4,6kw/m^2$ e $x=0,35$ - R-141b a $T_{sat} = 42^{\circ}C$ . . . . .	97
5.15	Resultados experimentais de Bandarra Filho (2002) em detalhe resultados para $G = 100$ e $150kg/m^2s$ - R-22 a $T_{sat} = 15^{\circ}C$ e $q'' = 5kW/m^2$ . . . . .	97
5.16	Coeficiente de transferência de calor versus título para velocidade mássica de $150kg/m^2s$ - R-141b a $T_{sat} = 42^{\circ}C$ . . . . .	98
5.17	Coeficiente de transferência de calor versus título para velocidade mássica de $200kg/m^2s$ - R-141b a $T_{sat} = 42^{\circ}C$ . . . . .	98
5.18	Coeficiente de transferência de calor versus título para velocidade mássica de $250kg/m^2s$ - R-141b a $T_{sat} = 42^{\circ}C$ . . . . .	99
5.19	Efeito da variação do fluxo de calor imposto ( $q''$ ) sobre o coeficiente de transferência de calor para tubo micro-aletado $G = 200kg/m^2s$ e título $x$ 0,20 e 0,30 - R-141b a $T_{sat} = 42^{\circ}C$ . . . . .	99
5.20	Coeficiente de transferência de calor versus pressão para velocidade mássica de $200kg/m^2s$ título de 0,50 e fluxo de calor $9.5kW/m^2$ - R-141b. . . . .	100
5.21	Simulação numérica do escoamento em tubo micro-aletado adiabático monofásico para água e $G = 150kg/m^2s$ . . . . .	101
5.22	Comparação dos dados experimentais para tubo liso com a correlação de Shah. . . . .	102
5.23	Comparação dos dados experimentais para tubo liso com a correlação de Chen. . . . .	102
5.24	Comparação dos dados experimentais para tubo liso com a correlação de Gungor e Winterton. . . . .	103
5.25	Comparação dos dados experimentais para tubo liso com a correlação de Dengler e Addons. . . . .	103

5.26	Comparação dos dados experimentais para tubo liso com a correlação de Panek apud Bandarra Filho (2002). . . . .	104
5.27	Comparação dos dados experimentais para tubo liso com a correlação de Bandarra Filho (2002). . . . .	104
5.28	Comparação dos dados experimentais para tubo liso com a correlação do presente trabalho. . . . .	105
5.29	Comparação dos dados experimentais para tubo micro-aletado com a correlação de Goto et al. (1995) apud Branesco (2000). . . . .	105
5.30	Comparação dos dados experimentais para tubo liso e micro-aletado com a correlação de desenvolvida neste trabalho). . . . .	106
5.31	Visualização do escoamento em padrão anular para tubo liso a $G = 250kg/m^2s$ , $x = 0,18$ e $q'' = 4,7kW/m^2$ . . . . .	107
5.32	Visualização do escoamento em padrão estratificado para tubo liso a $G = 150kg/m^2s$ , $x = 0,05$ e $q'' = 4,7kW/m^2$ . . . . .	107
5.33	Visualização do escoamento em padrão estratificado ondulado para tubo micro-aletado a $G = 200kg/m^2s$ , $x = 0,11$ e $q'' = 4,7kW/m^2$ . . . . .	108
5.34	Velocidade do filme líquido versus título para os pontos experimentais obtidos). . . . .	109
5.35	Visualização do escoamento em padrão anular com bolhas para tubos micro aletados a $G = 200kg/m^2s$ , $x = 0,21$ e $q'' = 14,2kW/m^2$ . . . . .	110
5.36	Visualização do escoamento em padrão anular com supressão de bolhas para tubos micro aletados a $G = 200kg/m^2s$ , $x = 0,51$ e $q'' = 9,5kW/m^2$ .	110

# Notação

## Alfabeto

---

---

<i>A</i>	Área [ $m^2$ ]
<i>b</i>	Base da micro-aleta [ $m$ ]
<i>Bo</i>	Número de Ebulição $\left[\frac{q}{h_{lv}G}\right]$
<i>C</i>	Constante
<i>c</i>	Constante
<i>D</i>	Diâmetro [ $m$ ]
<i>E</i>	Fator de intensificação
<i>F</i>	Limite de Transição dos padrões estratificado com intermitente ou anular disperso
<i>Fr</i>	Número de Froude $\frac{G^2}{\rho^2 g D}$
<i>G</i>	Velocidade mássica $\frac{kg}{s \cdot m^2}$
<i>g</i>	aceleração da gravidade $\left[\frac{m}{s^2}\right]$
<i>h</i>	Coefficiente de Transferência de Calor $\left[\frac{W}{m^2 K}\right]$
<i>h</i>	Altura [ $m$ ]
<i>i<sub>lv</sub></i>	Calor Latente de Vaporização $\left[\frac{J}{kg}\right]$
<i>ṁ</i>	Vazão mássica $\left[\frac{kg}{s}\right]$
<i>j</i>	Velocidade superficial $\left[\frac{m}{s}\right]$
<i>K</i>	Limite de Transição dos padrões estratificado suave e ondulado
<i>m</i>	Expoente da correlação de Blassius
<i>n</i>	Expoente da correlação de Blassius
<i>Nu</i>	Número de Nusselt $\left[\frac{hD}{k}\right]$
<i>P</i>	Perímetro [ $m$ ]
<i>p</i>	Pressão [ $Pa$ ]
<i>p</i>	Passo da micro-aleta [ $m$ ]
<i>q</i>	Fluxo de Calor $\left[\frac{W}{m^2}\right]$

$x$	Título
$X$	Parâmetro de Martinelli
$R$	Raio [ $m$ ]
$Re$	Número de Reynolds $\left[ \frac{\rho U D}{\mu} \right]$
$r$	Eixo coordenado
$S$	Fator de supressão de nucleação
$S$	Perímetro [ $m$ ]
$s$	Fator de equivalência de Jeffrey
$T$	Transição entre os padrões intermitentes e borbulhado disperso
$U$	Velocidade $\left[ \frac{m}{s} \right]$
$We$	Número de Weber $[\rho u_L^2 / \sigma_i]$
$x$	Eixo coordenado
$y$	Eixo coordenado
$z$	Eixo coordenado

---



## *Indices*

---

---

a	relativo à aceleração
atr	relativo ao atrito
g	relativo ao campo gravitacional
i	relativo à interface
inten	relativo à intensificação
l	relativo à fase líquida
l	relativo ao regime laminar
liso	relativo ao tubo liso
p	relativo à parede
v	relativo à fase vapor
r	relativo ao eixo coordenado r
s	relativo à superfície
t	relativo ao regime turbulento
la	relativo ao líquido apenas escoando no tubo
va	relativo ao vapor apenas escoando no tubo
$\theta$	relativo ao eixo coordenado $\theta$
z	relativo ao eixo z

---

## *Letras Gregas*

---

---

$\alpha$	Fração de vazio
$\psi$	Angulo de inclinação do tubo
$\phi$	Multiplicador bifásico
$\xi$	Fator de atrito
$\mu$	Viscosidade molecular
$\nu$	Viscosidade dinâmica
$\eta$	Coefficiente de atrito
$\tau$	Tensão de cisalhamento
$\pi$	número pi

---

# Capítulo 1

## Introdução

### 1.1 Introdução e motivação

Durante os últimos anos, o estudo dos regimes de ebulição nucleada e ebulição convectiva no interior de tubos tem se intensificado, orientado, inicialmente, para o desenvolvimento de correlações empíricas para os coeficientes de transferência de calor e modelos para cálculo do gradiente de pressão. Estes regimes estão presentes na maioria dos sistemas de refrigeração, aero-espacial e da indústria de petróleo e gás.

Impulsionados pelas restrições impostas pelo Protocolo de Montreal à utilização generalizada de CFCs nos sistemas de refrigeração, novos trabalhos foram realizados visando à substituição destes refrigerantes clorados e à adequação do desenvolvimento teórico existente para as características termo-físicas dos novos meios refrigerantes. Novos desenvolvimentos experimentais e teóricos estão sendo necessários para suportar o projeto de novos componentes, a otimização dos meios físicos de troca (superfícies intensificadoras) e a compreensão do impacto da introdução dos novos fluidos refrigerantes não-clorados.

A crescente exigência de otimização do consumo energético, a busca por melhores desempenhos e a compactação de componentes para aplicações aero-espacial e micro-eletrônica têm motivado novas frentes de trabalho para a indústria e para a comunidade de pesquisa em sistemas de refrigeração e de transferência de calor, em geral. Na indústria de eletrônica de potência, a demanda de sistemas de refrigeração em temperaturas elevadas, baixos gradientes e alto fluxo de calor é uma realidade urgente. Na indústria petroquímica, química e de petróleo e gás, a demanda por melhor rendimento e otimização energética vem direcionando o desenvolvimento de modelos teóricos para suportar a sua engenharia.

Em particular, o avanço da indústria micro-eletrônica e de eletrônica de potência demandando soluções em dissipação de calor para seus novos sistemas. Há a necessidade de remoção de calor, de em pequenas áreas (ex.: AMD Athlon Opteron precisa dissipar  $75kW/m^2$ ) e sob baixos gradientes de temperatura. Já que, um agravante da operação de sistemas eletro-eletrônicos em ambientes úmidos e quentes, é que as baixas temperaturas devem ser evitadas devido ao risco de condensação e curtos. Isto motiva novas pesquisas em sistemas de refrigeração em convecção a temperaturas próximas ao do ambiente.

No desenvolvimento de componentes otimizados para sistemas de refrigeração e transferência de calor, destaca-se a utilização de tubos para trocadores de calor com superfícies intensificadoras. Os tubos com superfícies internas ranhuradas ou micro-aletadas possibilitam, quando resfriadas por um fluido em ebulição nucleada ou ebulição convectiva, a obtenção de coeficientes de transferência de calor superiores aos valores normalmente alcançados com os tubos lisos. Devido a esta característica, torna-se possível alcançar elevados coeficientes de transferência de calor aliados a baixas diferenças de temperatura entre superfície aquecida e fluido refrigerante. Aliando-se as características físicas do sistema à escolha do meio fluido adequado, pode-se atender as restrições ambientais e os requisitos de desempenho para o sistema térmico.

No exercício da engenharia, o desenvolvimento de projetos envolvendo sistemas em ebulição requer o uso de modelos e correlações empíricas e semi-empíricas. Para suportar a sua construção e validar os resultados dos modelos e correlações empíricas, uma quantidade significativa de dados experimentais deve ser obtida. Trata-se, por sua vez, de um esforço conjunto dos grupos de pesquisa na área, a obtenção de visualizações e dados experimentais confiáveis. Esta base de dados experimentais suporta o desenvolvimento de correlações e modelos, que, a partir das análises fenomenológicas e dimensionais do problema, são determinados por processos estatísticos. A generalização dos modelos e correlações assim determinados está associada à diversidade de condições de teste representadas no banco de dados.

Inserido neste contexto, motivado conforme apresentado, decidiu-se, como proposta de trabalho, investigar o processo de transferência de calor em ebulição nucleada e ebulição convectiva do HCFC-141b em escoamento anular. Esta decisão reside na característica do escoamento anular em apresentar elevados coeficientes de transferência de calor e pelo HCFC-141b apresentar, quando comparado com outros fluidos refrigerantes, alto ponto de ebulição, moderada ameaça à camada de ozônio e baixo custo.

## 1.2 Plano de estudo

Foi proposto, neste trabalho, a obtenção experimental dos valores dos coeficientes de transferência de calor, queda de pressão e visualizações para os regimes de convecção forçada, ebulição nucleada e ebulição convectiva sob o padrão de escoamento anular em tubos lisos e micro-aletados posicionados horizontalmente, numa seção de testes com comprimento de 15cm. Objetivou-se analisar o sistema termo-hidrodinâmico através da comparação dos dados obtidos experimentalmente com as correlações, modelos e mapas de escoamento presentes na literatura específica, como também, através de análises fenomenológicas e dimensionais dos principais grupos adimensionais presentes nos modelos e correlações existentes na literatura. Utilizando métodos de regressão linear, log-lineares e não-lineares deseja-se investigar a relação funcional entre o número de Nusselt para o escoamento bifásico e o grupos adimensionais oriundos da análise dimensional.

A fase experimental deste trabalho foi realizada em um aparato experimental projetado e construído durante este trabalho nas instalações do Laboratório de Energia Solar / Núcleo de Controle Térmico de Satélites (LABSOLAR/NCTS), da Universidade Federal de Santa Catarina.

## 1.3 Objetivos e contribuições

Caracterização do sistema:

- Sistema bifásico em escoamento forçado em tubos lisos e micro-aletado.
- Em regime de convecção forçada, ebulição nucleada e em ebulição convectiva.
- Escoamento axial horizontal.
- Escoamento estável.
- Ausência de deficiência de líquido.
- Fluxo de calor abaixo do fluxo crítico ou de secagem.
- Fluido refrigerante de um único componente.

Objetivos:

- Revisão Bibliográfica para identificação do Estado da Arte nos regimes de ebulição nucleada e ebulição convectiva em escoamento anular.

- Obtenção experimental dos coeficientes de transferência de calor.
- Representação do sistema termo-hidráulico a partir de modelos e correlações presentes na literatura.
- Comparação dos dados experimentais com os dados obtidos através de modelos analíticos e correlações empíricas e semi-empíricas presentes na literatura.
- Realização de uma análise dimensional do problema.
- Identificação da relação funcional e ordem de importância dos grupos adimensionais e obtenção de um modelo.
- Comparação dos dados experimentais com o modelo proposto para o tubo ranhurado.

## 1.4 Organização do texto

Este documento possui a seguinte estrutura:

- Introdução
- Revisão Bibliográfica
- Modelo Estatístico
- Aparato e Procedimentos Experimentais
- Resultados Experimentais
- Conclusões

Após esta introdução, o texto dedica-se a contextualizar o problema objeto de estudo. No capítulo 2, é apresentada uma revisão bibliográfica buscando a formulação do problema termo-hidrodinâmico para escoamentos bifásicos em tubos lisos e micro-aletados, nas suas abordagens teórica e experimental.

No terceiro capítulo será apresentado o processo de obtenção de uma correlação estatística baseada em uma análise dimensional. No quarto capítulo são descritos o aparato e os procedimentos experimentais e apresentadas as avaliações das incertezas.

---

No quinto capítulo, são apresentados os resultados obtidos experimentalmente, bem como as visualizações para os regimes estudados, como também para cada transição presente nos mapas de regimes encontrados na literatura. Os resultados experimentais são analisados e comparados com as correlações e modelos presentes na literatura. No sexto capítulo são apresentadas as conclusões sobre o trabalho de doutorado em uma forma global e as sugestões para continuação do trabalho.

# Capítulo 2

## Ebulição em convecção forçada no interior de tubos horizontais

### 2.1 Configurações do escoamento

Ao longo do processo de ebulição de um fluido em convecção forçada, no interior de tubos horizontais, são observadas distintas configurações do escoamento. Estes padrões estão presentes em diversas aplicações inerentes a processos de ebulição. Estes processos são comuns às indústrias de refrigeração e de condicionamento de ar, química, petroquímica, nuclear e aero-espacial.

Em função da configuração geométrica das interfaces líquido-vapor, pode-se classificar os diferentes padrões em um escoamento bifásico num processo de ebulição no interior de dutos. Uma representação esquemática destes padrões de escoamento no interior de um tubo horizontal pode ser vista na figura 2.1.(Carey, 1992; Stephan, 1992; Collier e Thome, 1996).

Os diferentes padrões de escoamento representados na figura 2.1 ocorrem na seguinte ordem:

- Monofásico, líquido subresfriado ou saturado;
- Escoamento em bolhas;
- Escoamento pistonado;
- Intermitente, escoamento em golfadas ("SLUG");

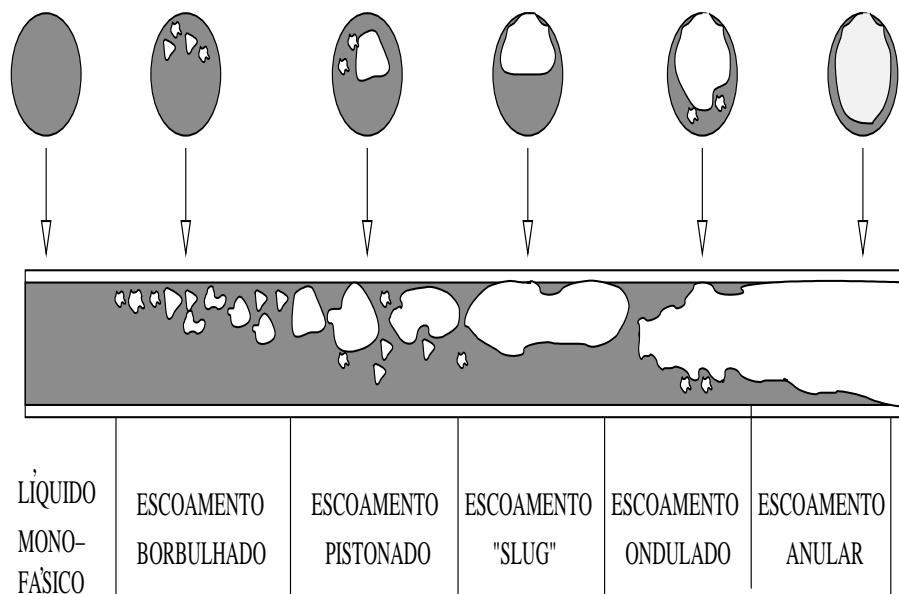


Figura 2.1: Padrões de escoamento em tubos horizontais em regime de ebulição em convecção forçada. (Extraído de Carey(1992))

- Escoamento Ondulado;
- Anular com nucleação;
- Anular com supressão da nucleação, também chamado de regime de Ebulição Convectiva;
- Escoamento em Névoa;

Em um escoamento de líquido, inicialmente subresfriado, poderá surgir a primeira bolha de vapor quando a superfície interna do tubo for suficientemente aquecida, com a temperatura acima da temperatura de saturação local do fluido. A partir daí, mesmo com o fluido, na média, apresentando-se ainda subresfriado, mais bolhas de vapor são formadas. A densidade de sítios de nucleação ainda é pequena, sendo a quantidade de bolhas geradas insuficiente para formar por coalescência bolhas maiores (ver fig. 2.2). Ao longo do escoamento, à medida que vai se intensificando a evaporação na parede e aumento da densidade de sítios, as pequenas bolhas de vapor vão se chocando e coalescendo, formando bolhas maiores. As bolhas maiores se sucedem ocasionando grandes flutuações no escoamento, mas ainda existindo a predominância da fase líquida. Este padrão de escoamento é denominado pistonado, podendo ser visualizado na figura 2.3.

A medida em que as bolhas maiores vão aumentando de tamanho e coalescendo, a fase vapor vai predominando sobre a fase líquida, caracterizando um escoamento da fase vapor com a presença de interstícios líquidos ou SLUG. Estes interstícios de fase líquida são as fronteiras das bolhas maiores ainda não coalescidas. A figura 2.4 apresenta este



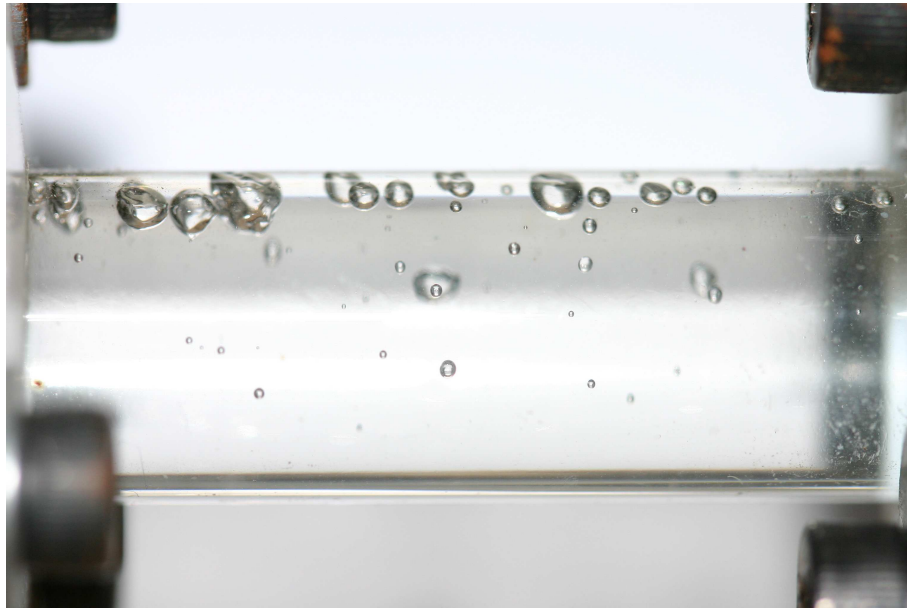


Figura 2.2: Escoamento com bolhas. R-141b  $D = 11\text{mm}$ .

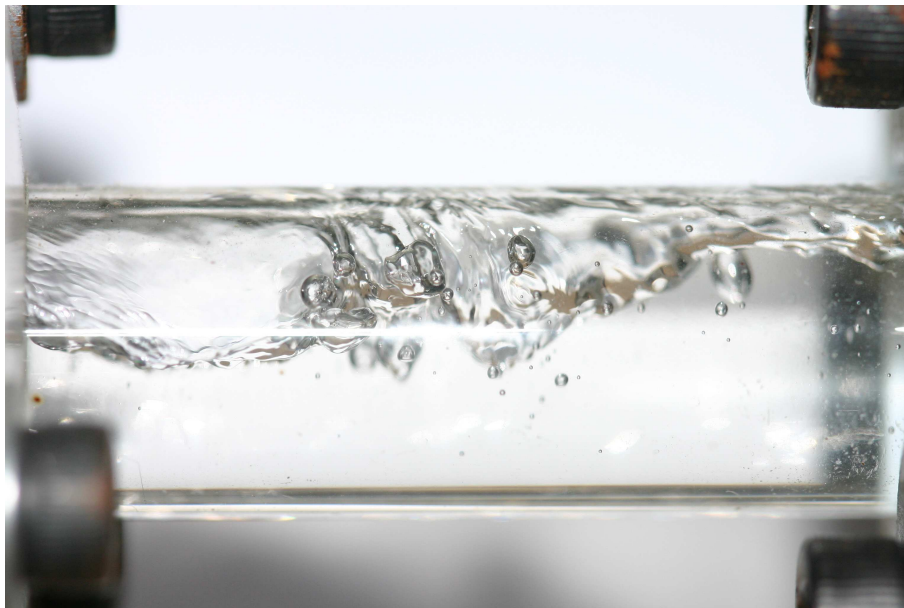


Figura 2.3: Escoamento pistonado. R-141b  $D = 11\text{mm}$ .

padrão de escoamento. Devido à continuidade da evaporação na parede e nas interfaces líquido-vapor, as bolhas maiores coalescem formando um contínuo de fase vapor, que ocupa a região central da seção reta do escoamento. Existe, ainda, na película líquida, entre a parede e núcleo de vapor, a presença de pequenas bolhas de vapor formadas pela nucleação na parede. Devido espessura da camada líquida, os efeitos viscosos e a tensão superficial não dissipam as instabilidades provocadas pelo escoamento turbulento e pelo cisalhamento na interface líquido-vapor. Por esta razão, são formadas ondas na interface líquido-vapor, que podem chegar a secar momentaneamente a parede ou quebrar a continuidade da película líquida. Este padrão de escoamento é denominado ondulado ou anular-ondulado (figura 2.5).

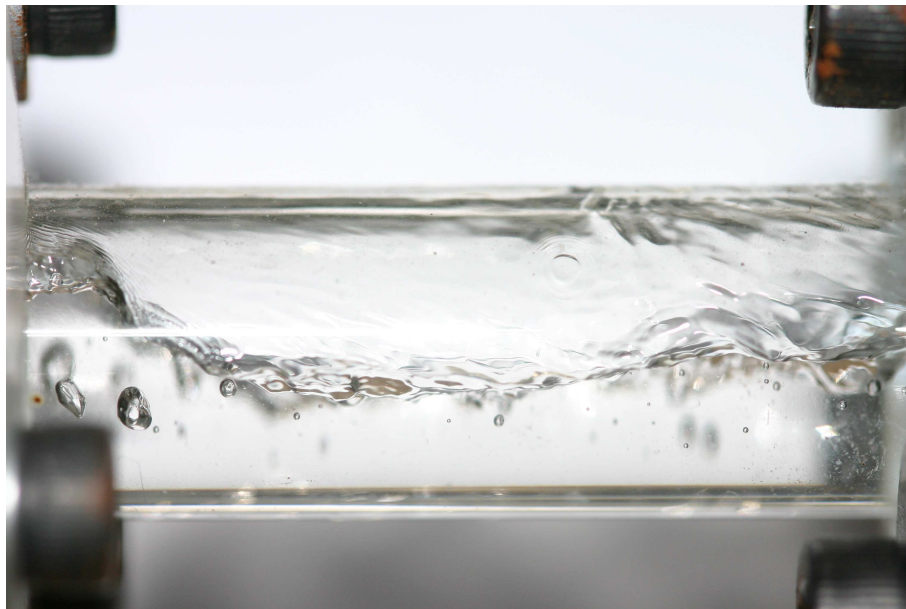


Figura 2.4: Escoamento em golfadas ou "Slug". R-141b  $D = 11\text{mm}$ .

À medida que mais líquido é evaporado, a espessura da camada líquida vai diminuindo, a interface líquido-vapor vai se estabilizando devido à ação das forças viscosas e então se caracteriza o padrão de escoamento anular. Neste padrão, o escoamento apresenta uma camada líquida sobre a parede e um núcleo de vapor. Podem existir bolhas no escoamento como apresentado na figura 2.6 ou as bolhas podem ser suprimidas (figura 2.7).

Existem ainda outros padrões de escoamento que podem ocorrer em regiões intermediárias que, no entanto, são dependentes das condições do escoamento e dos mecanismos de evaporação presentes. E, dependendo das condições termo-hidrodinâmicas, os padrões de escoamento não se sucedem na ordem apresentada na figura 2.1. (Carey, 1992)

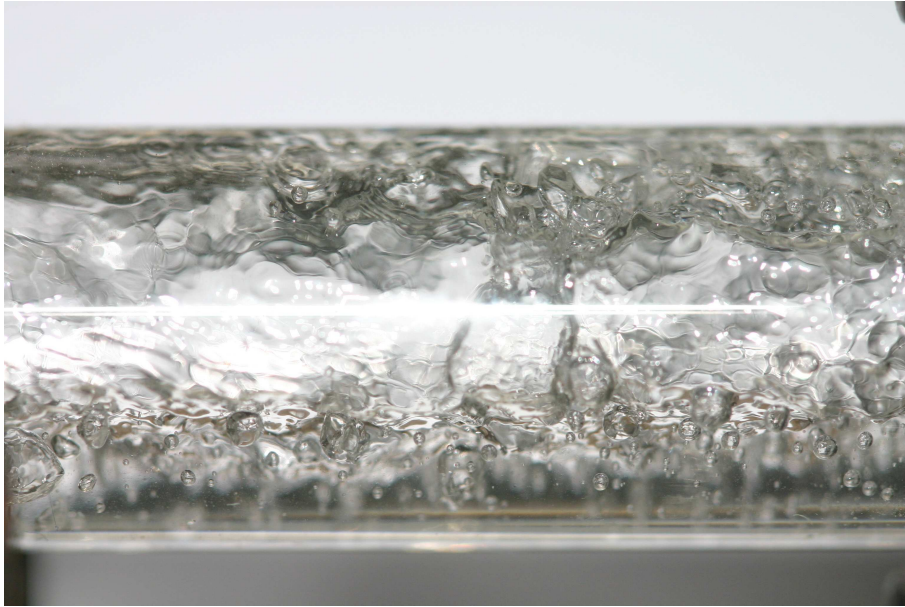


Figura 2.5: Escoamento anular ondulado. R-141b  $D = 11\text{mm}$ .

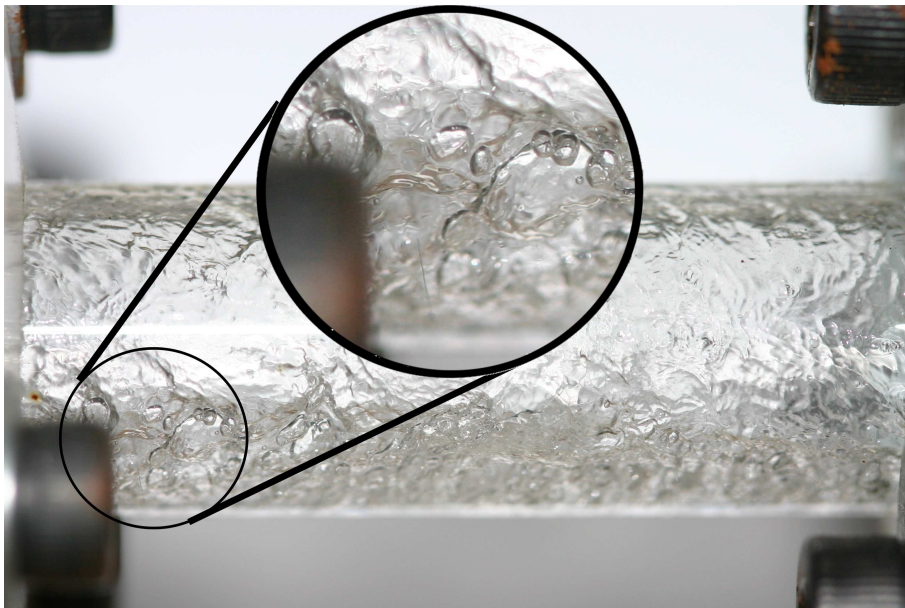


Figura 2.6: Escoamento anular com a presença de bolhas. R-141b  $D = 11\text{mm}$ .

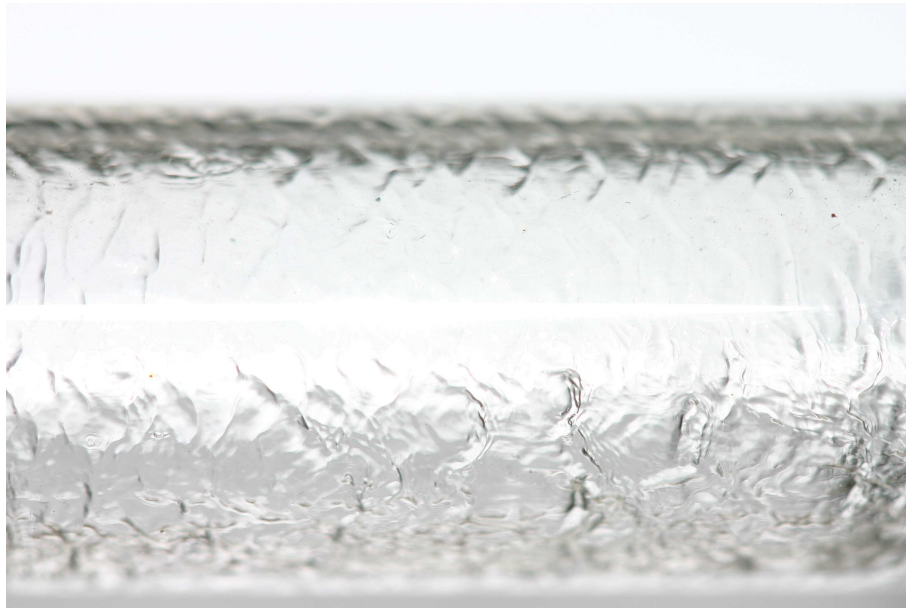


Figura 2.7: Escoamento anular com supressão da nucleação. R-141b  $D = 11\text{mm}$ .

## 2.2 Mecanismos da ebulição em convecção forçada

O aquecimento de um líquido em convecção forçada através da imposição de fluxo de calor ao sistema possibilita o aparecimento de diferentes mecanismos de evaporação ao longo do escoamento. Estes se apresentarão dominantes em diferentes momentos.

Observando-se a figura 2.8, primeiramente tem-se convecção forçada pura do líquido monofásico com o coeficiente de transferência de calor  $h_l$ . Em seguida, com o início do processo de ebulição (ebulição subresfriada), o coeficiente de transferência de calor do escoamento bifásico ( $h_{bf}$ ) é resultado das contribuições entre a convecção forçada e principalmente da ebulição nucleada. A predominância da ebulição nucleada como mecanismo de vaporização e transferência de calor ocorre com o aumento da sua intensidade quando o líquido atinge, em média, a temperatura de saturação. Esta é a região de dominância da ebulição saturada. À medida que se segue ao longo do tubo e o título de vapor aumenta, ocorre a coalescência de bolhas e as grandes inclusões de vapor causam flutuações no escoamento. Nesta região, ainda existe a predominância da ebulição nucleada, mas a medida que as bolhas vão aumentando, existe a diminuição da região molhada do tubo e passa a estar presente a evaporação nas interfaces líquido-vapor. Gradativamente a contribuição da ebulição nucleada vai diminuindo e a contribuição da evaporação nas interfaces, associada à aceleração do fluido devido à diferença de densidade, conhecida por ebulição convectiva, vai aumentando. Este mecanismo de ebulição começa a contribuir significativamente para o  $h_{bf}$  e o padrão de escoamento aproximar-se do anular. Com o estabelecimento do padrão de escoamento anular e o aumento do título de vapor, a transferência de calor através da ebulição convectiva é intensificada, ao ponto, que a nucleação

na parede é suprimida. Nesta região registra-se o maior coeficiente de transferência de calor bifásico.

Com a aceleração da fase vapor nesta região, gotículas são arrancadas da fase líquida gerando uma névoa. Devido a assimetria do escoamento horizontal e instabilidades da película líquida, regiões de secagem da parede passam a estar presentes. Próximo ao ponto de fase vapor única, a evaporação das gotículas presentes no escoamento ocorre através do choque entre elas e contra a parede, através do aquecimento por radiação emitida pela parede e através da condução na fase vapor. Nesta região o coeficiente de transferência de calor diminui abruptamente.

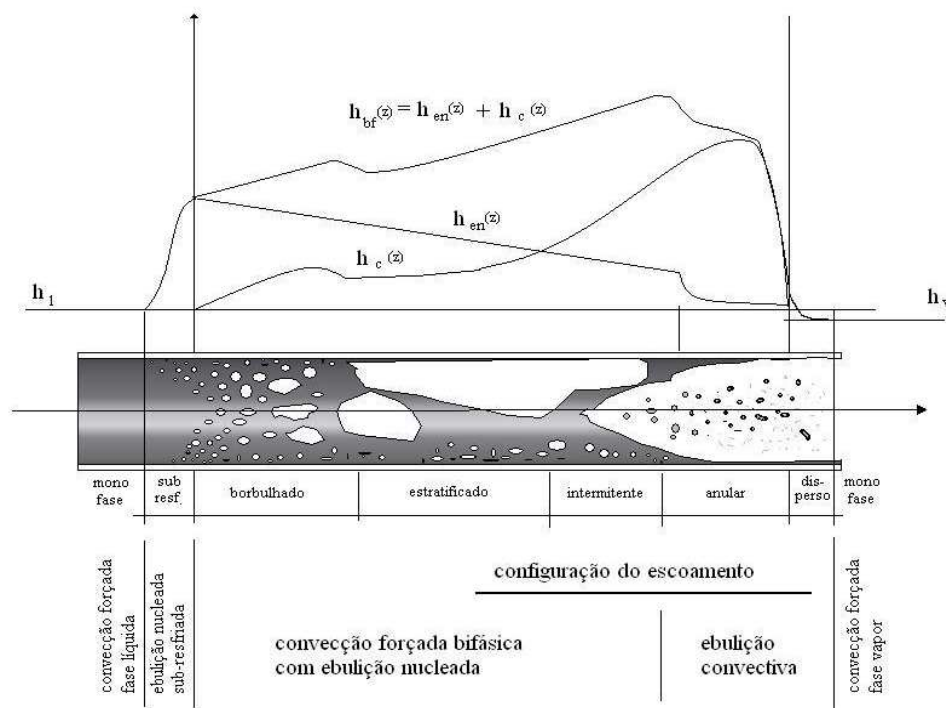


Figura 2.8: Padrões de Escoamento e mecanismos de evaporação. (Extraído de VDI Heat Atlas(1994) apud Branescu(2000))

No processo de ebulição no interior de tubos pode-se identificar os seguintes mecanismos de transferência de calor:

- Convecção forçada
- Ebulição Nucleada
- Ebulição em Película

- Radiação

## 2.3 Mapas de padrões de escoamento

Os modelos e correlações empíricas encontrados na literatura para previsão da transição entre os diferentes padrões de escoamento são geralmente apresentados em forma de mapas. Equações que definem contornos de transição são constituídas a partir de representações dos mecanismos físicos presentes no sistema e correlacionadas com os dados experimentais e visualizações dos padrões.

### 2.3.1 Mapa de padrões de TAITEL e DUKLER (1976).

Taitel e Dukler (1976) estabeleceram equações para prever a transição entre os padrões de escoamento baseadas em mecanismos físicos que estão presentes no sistema. Desenvolveram, então, um mapa de padrões de escoamento adiabático, para tubos lisos horizontais ou com pequenos ângulos de inclinação, apresentado na figura 2.10.

São considerados cinco padrões básicos:

- estratificado liso
- estratificado ondulado
- intermitente
- anular disperso
- borbulhado disperso

Quatro curvas são apresentadas para a representação da transição entre os padrões de escoamento. Segundo Taitel e Dukler(1976), baseadas no parâmetro de Martinelli ( $X_{tt}$ ), estas curvas, podem ser determinadas, sem ambiguidades, a partir das condições de operação do sistema e propriedades do fluido.

**Parâmetro de Lockhart-Martinelli:**

$$X_{tt} = \left[ \frac{\left| \left( \frac{\partial p}{\partial z} \right)_l \right|}{\left| \left( \frac{\partial p}{\partial z} \right)_v \right|} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.1)$$

Este parâmetro é definido como a raiz quadrada da razão entre os gradientes de pressão por atrito em um escoamento bifásico das fases líquido e vapor, considerando-as escoando sozinhas na tubulação.

**Transição entre os padrões estratificado e intermitente ou anular-disperso (F):**

$$F = \sqrt{\frac{\rho_v}{\rho_l - \rho_v} \frac{j_v}{\sqrt{Dg \cos(\psi)}}} \quad (2.2)$$

onde  $\rho_v$  e  $\rho_l$  representam as massas específicas das fases vapor e líquida,  $j_v$  é a velocidade superficial da fase vapor,  $D$  o diâmetro do tubo,  $\psi$  é a inclinação do tubo com relação a horizontal e  $g$  a aceleração da gravidade.

**Transição entre os padrões intermitente/borbulhado e anular-disperso:**

$$X_{tt} = 1,6 \quad (2.3)$$

**Transição entre os padrões estratificado suave e estratificado ondulado K:**

$$K = F \left[ \frac{Dj_l}{\nu_l} \right]^{\frac{1}{2}} = \sqrt{\frac{\rho_v}{(\rho_l - \rho_v)} \frac{j_l}{\nu_l} \frac{j_v}{\sqrt{g \cos(\psi)}}} \quad (2.4)$$

**Transição entre os padrões Intermitente e Borbulhado Disperso T:**

$$T = \left[ \frac{\left| \left( \frac{\partial p}{\partial z} \right)_l \right|}{(\rho_l - \rho_v)g \cos(\psi)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.5)$$

As equações de 2.2 até 2.5 estão apresentadas na forma dependente das propriedades físicas do fluido. No entanto, os autores propõem uma forma dependente de parâmetros geométricos adimensionalizados do escoamento e do parâmetro de **Lockhart–Martinelli**.

Para a geometria de escoamento apresentada na figura 2.9, onde  $S_i$  representa o perímetro em que a tensão de cisalhamento do escoamento esta agindo,  $h_l$  é altura do filme líquido e  $A_i$  é a área ocupada por cada fase.

Utilizando o diâmetro ( $D$ ) como fator adimensionalizante para dimensões lineares,  $D^2$  para áreas e a velocidade superficial ( $j_{v,l}$ ) para velocidades. As variáveis adimensionalizadas são representadas nas equações com um til. Dai, as expressões assumem a seguinte forma:

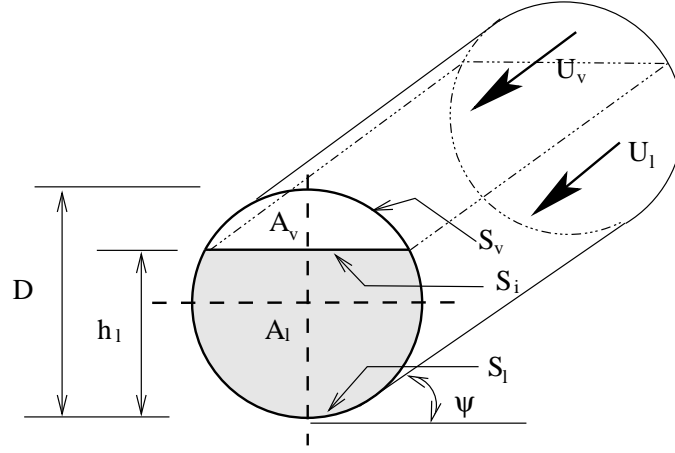


Figura 2.9: Geometria do escoamento estratificado em equilíbrio.

$$X_{tt} = \sqrt{\frac{(\tilde{u}_v \tilde{D}_v)^{-m} \tilde{u}_v^2 \left( \frac{\tilde{S}_v}{\tilde{A}_v} + \frac{\tilde{S}_i}{\tilde{A}_l} + \frac{\tilde{S}_l}{\tilde{A}_v} \right)}{(\tilde{u}_l \tilde{D}_l)^{-n} \tilde{u}_l^2 \frac{\tilde{S}_l}{\tilde{A}_l}} + 4Y} \quad (2.6)$$

$$Y = \frac{(\rho_l - \rho_v) g \sin(\psi)}{\left| \left( \frac{dp}{dx} \right)_v \right|} \quad (2.7)$$

Para escoamento turbulento  $m = n = 0, 2$ .

$$F = \left[ \frac{1}{C_2^2} \frac{\tilde{u}_v \frac{d\tilde{A}_l}{dh_l}}{\tilde{A}_v} \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (2.8)$$

onde  $C_2$  é a relação entre as áreas de vapor estável e sobre um pico de onda. Segundo Taitel e Dukler (1976), estima-se o seu valor em 0,5.

$$K = \frac{2}{\sqrt{\tilde{u}_l \tilde{u}_v \sqrt{s}}} \quad (2.9)$$

$$T = \sqrt{\frac{8\tilde{A}_v}{\tilde{S}_i \tilde{u}_l^2 (\tilde{u}_l \tilde{D}_l)^{-0,2}}} \quad (2.10)$$

Para o valor de  $s$  (Coeficiente de abrigo de Jeffrey - *Jeffrey's shelter coefficient*) Taitel e Dukler (1976) adotaram o valor 0,01.

A partir das expressões baseadas em relações adimensionais geométricas, encontradas



nas equações (2.6) até (2.10), pode-se gerar as linhas de transição para cada padrão. Isto porque, as grandezas geométricas adimensionalizadas são apenas função da altura do filme líquido e só existe uma relação  $h_l/D$  para cada  $X_{tt}$ . Na figura 2.10 estão traçadas estas curvas tendo como variável independente o parâmetro de Lockhart-Martinelli( $X_{tt}$ ).

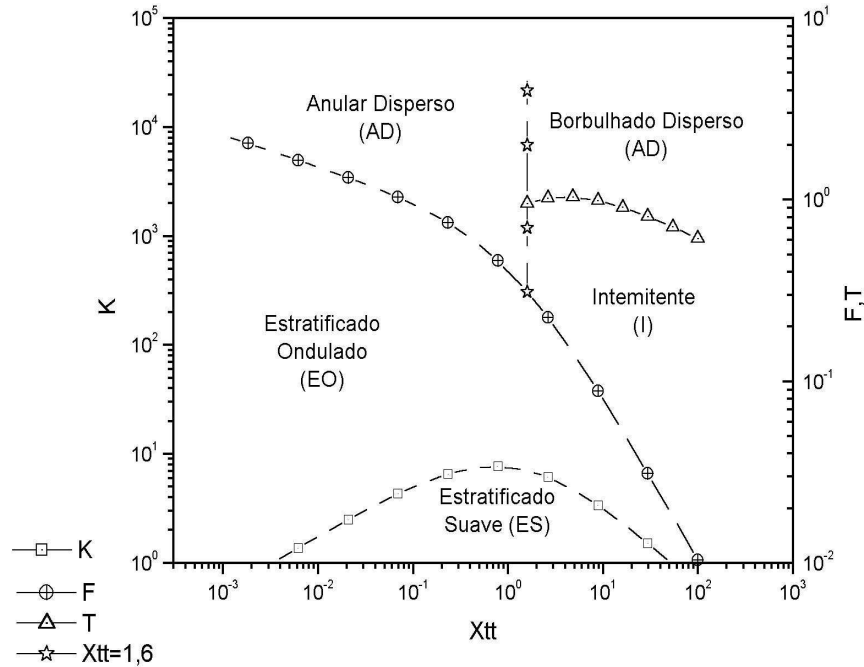


Figura 2.10: Mapa generalizado de padrões de escoamento para tubo horizontal de TAITEL e DUKLER (1976)

O mapa generalizado pode ser utilizado como referência para os valores calculados a partir das equações dimensionais 2.1 à 2.5. A partir dos dados de operação do sistema pode-se calcular os valores de referência, marcar suas posições e determinar o padrão de escoamento.

### 2.3.2 Mapa de padrões de STEINER (1983)

Steiner propôs um mapa de padrões de escoamento a partir da modificação do mapa de Taitel e Dukler (1976), introduzindo a representação dos limites de transição a partir das propriedades do fluido e da velocidade mássica. A figura 2.11 apresenta o mapa de padrões de Steiner (1983) apud Kattan(1996) na sua forma generalizada, como apresentado no manual alemão de transferência de calor VDI(1983).

A seguir, são apresentadas as equações que representam as transições entre os padrões de escoamento na forma dependente das propriedades do fluido.

**Parâmetro de Lockhart-Martinelli:**

$$X_{tt} = \left( \frac{1-x}{x} \right)^{0,875} \left( \frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,5} \left( \frac{\mu_l}{\mu_v} \right)^{0,125} \quad (2.11)$$

onde  $x$  representa o título de vapor,  $\rho_v$  e  $\rho_l$  as massas específicas da fase vapor e líquida, e  $\mu_v$  e  $\mu_l$  a viscosidade molecular das fases vapor e líquida.

**Transição entre os padrões estratificado e intermitente ou anular-disperso:**

$$F = \left( \frac{G^2 x^2}{g D \rho_l \rho_v} \right)^{0,5} \quad (2.12)$$

**Transição entre os padrões estratificado suave e estratificado ondulado:**

$$K = \left( \frac{G^3 x^2 (1-x)}{\rho_v (\rho_l - \rho_v) \mu_l g \cos \psi} \right)^{0,5} \quad (2.13)$$

**Transição entre os padrões intermitente e borbulhado disperso:**

$$T = \left( \frac{\xi_l G^2 (1-x)^2}{2D \rho_l (\rho_l - \rho_v) \mu_l g \cos \psi} \right)^{0,5} \quad (2.14)$$

onde  $\xi_l$  é o coeficiente de atrito para o escoamento líquido turbulento, calculado através da equação de Blasius:

$$\xi_l = \frac{0,3164}{Re_l^{0,25}} \quad \text{com, } Re_l = \frac{G(1-x)D}{\mu_l} \quad (2.15)$$

As equações que representam a forma generalizada do mapa de Steiner, em função de variáveis adimensionais, são mostradas a seguir:

**Transição entre os padrões estratificado e intermitente ou anular-disperso:**

$$F_{lim1}^2 = \frac{16A_{vd}^3}{\pi^2 (1 - (2h_{ld} - 1)^2)^{0,5}} \left[ \frac{\pi^2}{25h_{ld}^2} \left( \frac{Fr}{We} \right)_l + \frac{1}{\cos \psi} \right] \quad (2.16)$$

**Transição entre os padrões anular e névoa:**

$$F_{lim2}^2 = \frac{7680A_{vd}^2}{\pi^2\xi_{Ph}} \left( \frac{Fr}{We} \right)_l \quad (2.17)$$

onde  $Fr$  é o número de Froude e  $We$  o número de Weber sendo  $\left( \frac{We}{Fr} \right)_l$  dado por:

$$\left( \frac{We}{Fr} \right)_l = \frac{gD^2\rho_L}{\sigma_l} \quad (2.18)$$

e  $\xi_{Ph}$  dado por:

$$\xi_{Ph} = \left[ 1,138 + 2\log \left( \frac{\pi}{1,5A_{ld}} \right) \right]^2 \quad (2.19)$$

e os parâmetros geométricos adimensionais dados por:

$$\tilde{h}_l = \frac{h_l}{D}; \tilde{S}_{ld} = \frac{S_l}{D}; \tilde{S}_v = \frac{S_v}{D}; \tilde{S}_i = \frac{S_i}{D}; \tilde{A}_l = \frac{A_l}{D}; \tilde{A}_v = \frac{A_v}{D} \quad (2.20)$$

**Transição entre os padrões estratificado suave e estratificado ondulado:**

$$K_{lim}^2 = \frac{(226.3)^2}{\pi^3} \tilde{A}_l \tilde{A}_v^2 \quad (2.21)$$

**Transição entre os padrões intermitente e borbulhado disperso:**

$$T_{lim}^2 = \frac{128}{\pi^2} \tilde{A}_v \tilde{A}_l^2 \quad (2.22)$$

**Lockhart-Martinelli:**

$$X^2 = \left[ \left( \frac{\tilde{S}_v + \tilde{S}_i}{\pi} \right)^{\frac{1}{4}} \left( \frac{\pi^2}{64\tilde{A}_v^2} \right) \left( \frac{\tilde{S}_v + \tilde{S}_i}{\tilde{A}_v} + \frac{\tilde{S}_i}{\tilde{A}_l} \right) - \frac{1}{T_v^2} \right] \left( \frac{\pi}{\tilde{S}_l} \right)^{\frac{1}{4}} \left( \frac{64\tilde{A}_l^3}{\pi^2\tilde{S}_l} \right) \quad (2.23)$$

onde:

$$T_v^2 = \left( \frac{\xi_v G^2 x^2}{2Dg\rho_v(\rho_l - \rho_v) \sin \psi} \right)^{0,5} \quad (2.24)$$

$$\xi_v = \frac{0,3164}{Re_v^{0,25}} \text{ com, } Re_v = \frac{GxD}{\mu_v} \quad (2.25)$$

Estas equações são obtidas nesta forma a partir da adimensionalização das variáveis presentes nas equações dependentes das propriedades do fluido. É um procedimento similar ao realizado por Taitel e Dukler(1976).

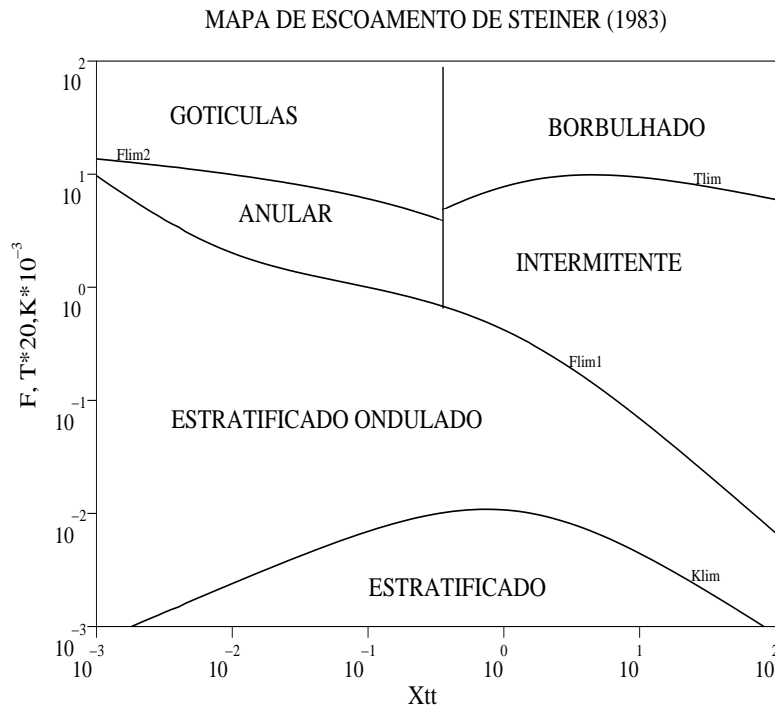


Figura 2.11: Mapa generalizado de padrões de escoamento para tubo horizontal de Steiner VDI (1983)

### 2.3.3 Mapa de padrões de KATTAN-THOME-FRAVAT (1998)

O mapa de padrões de escoamento proposto por Kattan et al. (1998a)<sup>1</sup> baseia-se no mapa de Steiner (seção precedente), onde foram incluídas modificações para melhor representar as observações experimentais. Dentre elas a mais importante é a representação do escoamento diabático, com fluxo constante prescrito na parede.

<sup>1</sup>Modificado por Zurcher et al. (2002) e Wojtan et al.(2005) para inclusão das observações realizadas com amônia)

Para representar as transições entre os padrões de escoamento na forma de velocidade mássica, Kattan et al. (1998a) igualaram as representações dependentes das propriedades e as equações que representam as transições na forma generalizada. Isolando a velocidade mássica em cada uma das transições, obtiveram as equações. Kattan et al. (1998a) compararam seus resultados, tanto experimentais para cinco fluidos refrigerantes (R-134a, R-124, R-402), totalizando 701 pontos experimentais, com limites de transição propostos por outros autores. Tendo como base o mapa de Steiner e em função destes resultados Kattan et al. (1998a) propuseram a propor modificações e um novo mapa de padrões.

A seguir é apresentado o conjunto de equações que representam o mapa de padrões de escoamento proposto por Kattan et al. (1998a).

### Transição entre Estratificado-Suave e Estratificado-Ondulado:

$$G_{estrat} = \left[ \frac{(226, 3)^2 A_{ld} A_{vd}^2 \rho_v (\rho_l - \rho_v) \mu_l g \cos \psi}{x^2 (1 - x) \pi^3} \right]^{\frac{1}{3}} \quad (2.26)$$

### Transição entre os padrões estratificado-ondulado e anular ou intermitente:

$$G_{ond} = \left[ \frac{16 A_{vd}^3 g D \rho_l \rho_v}{x^2 \pi^2 (1 - (2h_{ld} - 1)^2)^{0,5}} \left[ \frac{\pi^2}{25 h_{ld}^2} (1 - x)^{-F_1(q)} \left( \frac{We}{Fr} \right)_l^{-F_2(q)} + \frac{1}{\cos \psi} \right] \right]^{0,5} + 50 \quad (2.27)$$

onde:

$$F_1(q) = 48, 24 \left( \frac{q}{q_{crit}} \right) \quad (2.28)$$

$$F_2(q) = 9, 65 \left( \frac{q}{q_{crit}} \right) + 1, 053 \quad (2.29)$$

Onde o  $q_{crit}$  pode ser obtido pela correlação de Kutateladze (1948) apud Kattan et al. (1998a) para fluxo crítico em ebulição em piscina, apresentada na equação 2.30.

$$q_{crit} = 0, 131 \rho_v^{1/2} i_{lv} [g(\rho_l - \rho_v) \sigma]^{1/4} \quad (2.30)$$

### Transição entre os padrões anular e névoa:

$$G_{nevoa} = \left[ \frac{7680 A_{vd}^2 g D \rho_l \rho_v}{x^2 \pi^2 \xi_{Ph}} \left( \frac{We}{Fr} \right)_l \right]^{0,5} \quad em \quad x < x_{min} \quad (2.31)$$

$$G_{nevoa} = G_{nevoa,min} \quad em \quad x > x_{min} \quad (2.32)$$

onde  $G_{nevoa,min}$  é o valor do mínimo da curva que representa a transição e  $x_{min}$  é o título de vapor referente.

### Transição entre os padrões intermitente e borbulhado disperso:

$$G_{borbu} = \left[ \frac{256 A_{vd} A_{id}^2 D^{1,25} \rho_l (\rho_l - \rho_v) g \cos \psi}{0,3164 (1-x)^{1,75} \pi^2 P_{id} \mu_l^{0,25}} \right]^{\frac{1}{1,75}} \quad (2.33)$$

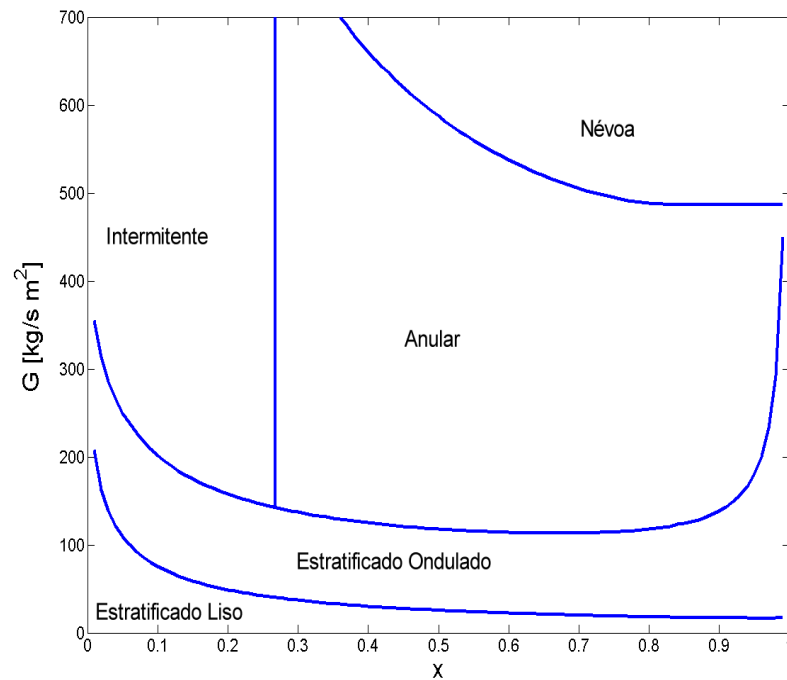


Figura 2.12: Mapa de padrões de escoamento para tubo horizontal de Kattan (1998) para R-141b

## 2.4 Modelos básicos e equações unidimensionais para a queda de pressão

A determinação da queda de pressão ao longo de um escoamento bifásico vem sendo objeto de atenção de pesquisadores na mesma proporção que a determinação das características de transferência de calor.

Vapor e líquido quando em escoamento forçado apresentam como tendência geral a formação de um meio disperso a outra fase forma um meio contínuo. O comportamento hidrodinâmico do escoamento depende da interação entre as fases. A queda de pressão, a distribuição do título e os campos de velocidade variam de forma significativa de acordo com o padrão de escoamento observado.

Os modelos básicos para a determinação da queda de pressão ao longo de um tubo em escoamento bifásico serão apresentados nesta seção. Em particular, serão apresentados os modelos mais presentes na literatura específica.

A modelagem de escoamentos bifásicos está comumente relacionada à avaliação das suas características macroscópicas. Devido à complexidade dinâmica, geralmente as variáveis de transporte são promediadas no tempo e/ou no espaço. Até mesmo as propriedades físicas podem ser mediadas para a representação do escoamento sob a hipótese de um fluido homogêneo.

Destacam-se da literatura como modelos clássicos o **Homogêneo**, no qual o meio bifásico é tratado como um pseudo-fluido, e o de **Fases Separadas**, no qual cada fluido é tratado, separadamente, e as equações de conservação são acopladas por condições de contorno ou de "salto". A seguir serão apresentados estes dois modelos.

### 2.4.1 Equações básicas unidimensionais

Considerando o sistema mostrado na figura 2.13 uma análise unidimensional pode ser realizada, ver Collier e Thome (1996), Carey (1992) e Stephan (1992). Trata-se de um escoamento bifásico em um duto inclinado com transferência de massa entre as fases. Para simplificar a análise o escoamento é considerado no padrão estratificado.

As hipóteses assumidas para a modelagem deste escoamento são:

- A velocidade média de cada fase, nas porções da seção transversal ocupadas pelas mesmas, representam a sua velocidade.

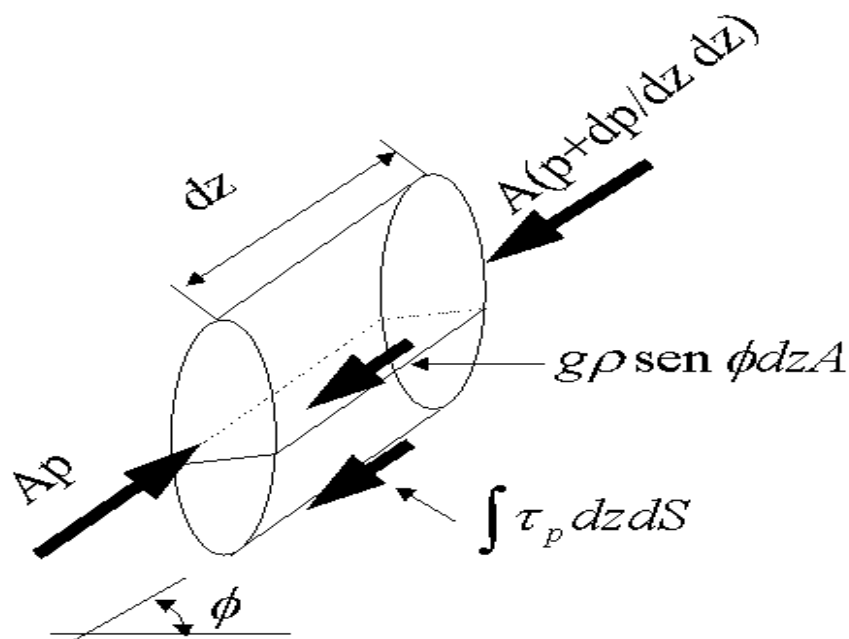


Figura 2.13: Balanço de forças em um elemento de volume infinitesimal.

- A pressão é constante sobre toda a seção transversal.
- A massa específica de cada fase é constante sobre a porção da seção transversal ocupada por ela
- A soma das áreas ocupadas por cada fase na seção transversal resulta na área da seção transversal do duto.
- Escoamento parabólico e estabelecido

Conforme apresentado por Stephan (1992), o balanço de forças sobre o elemento de volume de comprimento  $dz$  (figura 2.13) indica que a soma das forças de pressão, atrito e campo são iguais à mudança de quantidade de movimento linear do escoamento. Assumindo a seguinte forma:

$$\left[ p - \left( p + \frac{dp}{dz} dz \right) \right] A - \tau_p P dz - \bar{\rho} g A \sin \psi dz = \frac{d}{dz} (\dot{m} u_z) dz \quad (2.34)$$

onde:

$$\dot{m} u_z = \dot{m}_v u_{z,v} + \dot{m}_l u_{z,l} = \frac{\dot{m}^2 x^2}{\alpha \rho_v A} + \frac{\dot{m}^2 (1-x)^2}{\rho_l A (1-\alpha)} \quad (2.35)$$

onde  $P$  representa o perímetro do tubo e  $\alpha$  representa a fração de vazio.



Desta forma, pode-se separar as componentes da queda de pressão em cada uma das suas componentes:

Devido ao atrito viscoso:

$$-\left(\frac{dp}{dz}\right)_{atr} = \tau_p \frac{P}{A} \quad (2.36)$$

Devido à aceleração:

$$-\left(\frac{dp}{dz}\right)_a = G^2 \frac{d}{dz} \left[ \frac{x^2}{\alpha \rho_v} + \frac{(1-x)^2}{(1-\alpha)\rho_l} \right] \quad (2.37)$$

Devido às forças de campo:

$$-\left(\frac{dp}{dz}\right)_g = [\alpha \rho_v + (1-\alpha)\rho_l] g \sin \psi \quad (2.38)$$

A queda de pressão devido ao atrito viscoso decorre da presença da tensão de cisalhamento na parede do duto. Da variação da quantidade de movimento linear das fases devido à vaporização/condensação origina-se a parcela da queda de pressão devido à aceleração do fluido. A atuação das forças de campo, sobre o fluido, neste caso gravitacional, são responsáveis pela última parcela da queda de pressão. Caso o duto esteja posicionado horizontalmente esta parcela é nula.

Segundo Stephan(1992), a precisão dos cálculos de queda de pressão em um escoamento bifásico, sob as condições supra-citadas, é dependente da disponibilidade de uma equação confiável para a fração de vazão ( $\alpha$ ).

Neste momento, torna-se interessante introduzir o conceito de multiplicadores bifásicos. Estes multiplicadores representam a razão entre o gradiente de pressão bifásica e a monofásica, tanto para líquido como vapor. São os seguintes:

$$\phi_l^2 = \left[ \frac{\left(\frac{dp}{dz}\right)_{atr}}{\left(\frac{dp}{dz}\right)_l} \right] \quad (2.39)$$

$$\phi_{la}^2 = \left[ \frac{\left(\frac{dp}{dz}\right)_{atr}}{\left(\frac{dp}{dz}\right)_{la}} \right] \quad (2.40)$$

$$\phi_v^2 = \left[ \frac{\left(\frac{dp}{dz}\right)_{atr}}{\left(\frac{dp}{dz}\right)_v} \right] \quad (2.41)$$

$$\phi_{va}^2 = \left[ \frac{\left(\frac{dp}{dz}\right)_{atr}}{\left(\frac{dp}{dz}\right)_{va}} \right] \quad (2.42)$$

Desta forma, a parcela de queda de pressão devido ao atrito viscoso com a parede pode ser representada da seguinte forma:

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{atr} = \phi_l^2 \left(\frac{dp}{dz}\right)_l = \phi_{la}^2 \left(\frac{dp}{dz}\right)_{la} = \phi_v^2 \left(\frac{dp}{dz}\right)_v = \phi_{va}^2 \left(\frac{dp}{dz}\right)_{va} \quad (2.43)$$

onde os subscritos l, la, v e va referem-se à fase líquida, líquida apenas no duto, vapor e vapor apenas no duto, respectivamente.

## 2.4.2 Modelo homogêneo (pseudo-fluido)

Como descrito em Carey (1992), no *modelo homogêneo*, o fluido é considerado um pseudo-fluido com propriedades termofísicas e de transporte mediadas a partir das fases presentes. Além das hipóteses de equilíbrio térmico, as velocidades médias representativas para cada fase são consideradas iguais. Ou seja, não existe escorregamento entre as fases líquida e vapor. Para efeito de modelagem, as duas fases são consideradas como um único fluido (pseudo-fluido), cujas propriedades são obtidas a partir mediação das propriedades de cada fase.

Especificamente, são feitas as seguintes hipóteses simplificativas:

- As velocidade do vapor e do líquido são iguais.
- As duas fases são consideradas como um único fluido, cujas propriedades são mediadas a partir das propriedades de cada fase.
- As fases estão em equilíbrio termodinâmico.
- Escoamento estável

A partir destas considerações pode-se definir a queda de pressão através de um fator de atrito relativo ao pseudo-fluido.

Desta forma:

$$-\left(\frac{dp}{dz}\right)_{atr} = \frac{2\xi_{bf}G^2}{\bar{\rho}D_h} \quad (2.44)$$

onde:

$$\frac{1}{\bar{\rho}} = \frac{x}{\rho_v} + \frac{1-x}{\rho_l} = xv_v + (1-x)v_l = v_l - v_{lv}x \quad (2.45)$$

Similarmente, o gradiente de pressão relativo ao escoamento considerando apenas o líquido no duto pode ser apresentado como:

$$-\left(\frac{dp}{dz}\right)_{la} = \frac{2\xi_{la}G^2}{\rho_l D_h} \quad (2.46)$$

O *multiplicador bifásico*  $\phi_{la}$  pode ser expresso da seguinte forma então:

$$\phi_{la}^2 = \frac{\xi_{bf}}{\xi_{la}} \left[ 1 + \left( \frac{\rho_l}{\rho_v} - 1 \right) x \right] \quad (2.47)$$

Considerando que os fatores de atrito podem ser expressos como uma lei de potência do número de Reynolds, tem-se:

$$\xi_{la} = MRe_{la}^{-m} = M \left( \frac{GD_h}{\mu_l} \right)^{-m} \quad (2.48)$$

$$\xi_{bf} = NRe_{bf}^{-n} = N \left( \frac{GD_h}{\bar{\mu}} \right)^{-n} \quad (2.49)$$

logo,

$$\phi_{la}^2 = \left( \frac{N}{M} \right) \left( \frac{GD_h}{\mu_l} \right)^{(m-n)} \left( \frac{\bar{\mu}}{\mu_l} \right)^n \left[ 1 + \left( \frac{\rho_l}{\rho_v} - 1 \right) \right] \quad (2.50)$$

Os coeficientes  $M$ ,  $N$ ,  $m$  e  $n$  são os mesmos determinados por Blassius para sua correlação, dependendo apenas do regime do escoamento (turbulento ou laminar). Considerando que o pseudo-fluido e o líquido estarão no mesmo regime de escoamento ( $M = N$  e  $m = n$ ), daí:

$$\phi_{la}^2 = \left( \frac{\bar{\mu}}{\mu_l} \right)^n \left[ 1 + \left( \frac{\rho_l}{\rho_v} - 1 \right) x \right] \quad (2.51)$$

Para o fechamento do problema é preciso determinar a viscosidade do pseudo-fluido. Alguns autores propuseram as seguintes equações:

McAdams et al. (1942) apud Carey (1992)

$$\frac{1}{\bar{\mu}} = \frac{x}{\mu_v} + \frac{1-x}{\mu_l} \quad (2.52)$$

Cicchitti et al. (1960) apud Carey(1992)

$$\bar{\mu} = x\mu_v + (1-x)\mu_l \quad (2.53)$$

Dukler et al. (1964) apud Carey (1992)

$$\frac{\bar{\mu}}{\bar{\rho}} = \frac{x\mu_v}{\rho_v} + \frac{(1-x)\mu_l}{\rho_l} \quad (2.54)$$

Utilizando as relações, acima, para a determinação das propriedades do pseudo-fluido e uma das relações com os multiplicadores bifásicos, neste caso o  $\phi_{la}$ , a equação para a determinação da perda de pressão, quando a seção transversal do duto for constante, pode ser obtida da seguinte forma:

$$-\left( \frac{dp}{dz} \right) = \frac{\left[ \phi_{la}^2 \left( \frac{2\xi_{la} G^2 v_l}{D_h} \right) - G^2 v_{lv} \left( \frac{dx}{dz} \right) + \frac{g \sin \psi}{v_l + v_{lv} x} \right]}{\left[ 1 + G^2 x \left( \frac{dv_v}{dp} \right) \right]} \quad (2.55)$$

### 2.4.3 Modelo de fases separadas

O modelo de fases separadas (heterogêneo) admite que as fases possuem velocidades médias diferentes e existe escorregamento entre elas. A determinação da queda de pressão por atrito é a principal diferença entre as formulações pelo modelo homogêneo e pelo modelo heterogêneo. É possível encontrar na literatura diferentes procedimentos para a determinação da perda de carga por atrito Stephan (1992).

Dentre eles, encontram-se apresentados em Stephan (1992) e Collier e Thome (1996), os seguintes procedimentos:

- Lockhart e Martinelli (1949)
- Martinelli e Nelson (1948)
- Baroczy e Baroczy-Chisholm (1966)
- Theissing (1980)
- Chawla (1967)

As seguintes hipóteses simplificativas são consideradas para o Modelo de Fases separadas.

- Velocidade das fases constantes, com médias representativas, mas não necessariamente iguais.
- Fases em equilíbrio termodinâmico e estáveis.

Nas seções seguintes, serão detalhados os dois primeiros procedimentos.

### 2.4.3.1 Procedimento de Lockhart e Martinelli (1949)

Este procedimento tem como base dados extraídos de observações experimentais de escoamentos bifásicos, AR+ÁGUA e AR+ÓLEO, em tubos horizontais. Este procedimento, no entanto, foi validado pelos autores para tubos verticais para componente único e misturas multi-componentes.

A idéia central deste procedimento reside sobre a determinação do *parâmetro de Lockhart-Martinelli*.

$$\frac{\phi_v^2}{\phi_l^2} = X^2 = \frac{\left(\frac{dp}{dz}\right)_l}{\left(\frac{dp}{dz}\right)_v} \quad (2.56)$$

Estado do Escoamento	Subíndice para X
vapor laminar, líquido laminar	<i>ll</i>
vapor laminar, líquido turbulento	<i>lt</i>
vapor turbulento, líquido laminar	<i>tl</i>
vapor turbulento, líquido turbulento	<i>tt</i>

Tabela 2.1: Subíndices do *Parâmetro de Lockhart-Martinelli*

A designação da tabela 2.1 considera que o escoamento estará sob regime laminar com  $Re < 1000$  e turbulento com  $Re > 2000$ . Para a região de transição ( $1000 < Re < 2000$ ) nada pode ser caracterizado. No entanto Stephan (1992) recomenda considerar o escoamento turbulento.

Como:

$$X^2 = \frac{\xi_l}{\xi_v} \left( \frac{1-x}{x} \right)^2 \frac{\rho_v}{\rho_l} \quad (2.57)$$

E utilizando a definição de fator de atrito e a relação de *Blasius* para cada uma das fases:

$$\xi_l = N Re_l^{-n} = N \left[ \frac{G(1-x) D_{h,l}}{\mu_l} \right]^{-n} \quad (2.58)$$

$$\xi_v = M Re_v^{-m} = M \left[ \frac{G(x) D_{h,v}}{\mu_v} \right]^{-m} \quad (2.59)$$

Daí:

$$X = \left( \frac{N}{M} \right)^{\frac{1}{2}} G^{\frac{m-n}{2}} \frac{(1-x)^{\frac{2-n}{2}}}{x^{\frac{2-m}{2}}} \frac{D_{h,l}^{\frac{-n}{2}} \mu_v^{\frac{-m}{2}}}{D_{h,v}^{\frac{-m}{2}} \mu_l^{\frac{-n}{2}}} \left( \frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.60)$$

Considerando que os escoamentos estarão sob o mesmo regime (turbulento ou laminar), admitindo que os diâmetros hidráulicos das fases são iguais. A equação (2.60) pode ser simplificada para:

$$X_{ii} = \left( \frac{1-x}{x} \right)^{\frac{2-n}{2}} \left( \frac{\mu_l}{\mu_v} \right)^{n/2} \frac{\rho_v^{\frac{1}{2}}}{\rho_l} ; \text{ onde : } i = l, t \quad (2.61)$$

Para escoamentos turbulentos,  $n \approx 0,2$ , segundo Stephan (1992), é uma consideração razoável, pois,  $n$  varia entre 0,2 e 0,25.

Lockhart e Martinelli determinaram o comportamento dos multiplicadores bifásicos em função do Parâmetro de Martinelli.

Stephan (1992), Collier e Thome (1996), Carey (1992) apresentam as seguintes correlações para representar as curvas obtidas por Lockhart e Martinelli.

$$\phi_l^2 = 1 + \frac{C}{X} + \frac{1}{X^2} \quad (2.62)$$

$$\phi_v^2 = 1 + C X + X^2 \quad (2.63)$$

Os valores para a Constante  $C$  são apresentados na tabela 2.2.

Tabela 2.2: Valores para a constante  $C$  em diferentes combinações de regimes, Stephan (1992)

Vapor	Líquido	Índice	C
laminar	laminar	ll	5
laminar	turbulento	lt	10
turbulento	laminar	tl	12
turbulento	turbulento	tt	20

Segundo Stephan (1992) o procedimento de Lockhart e Martinelli apresenta resultados satisfatórios, considerando-se a simplicidade do procedimento de cálculo. No entanto, chega a apresentar um desvio de cerca de  $\pm 50\%$ . Desvios maiores podem ser esperados para dutos com diâmetros acima de  $0,1m$ . Além disto, deve ser observado que os valores dos multiplicadores bifásicos foram determinados a baixas pressões.

#### 2.4.3.2 Procedimento de Martinelli e Nelson (1948)

Martinelli e Nelson (1948) estenderam a faixa de validade do procedimento de cálculo anterior, utilizando multiplicadores bifásicos até regiões próximas à pressão crítica. As fases foram assumidas turbulentas e  $\phi_l$  foi determinado em função de  $X_{tt}$ . Para baixas pressões são utilizadas as correlações obtidas por Lockhart e Martinelli.

$$\phi_l^2 = \phi_{la}^2 (1 - x)^{2-n}, \quad n = [0, 20 \quad 0, 25] \quad (2.64)$$

Os valores de  $\phi_{la}$  devem ser obtidos a partir da figura 2.14, fornecida por Carey (1992).

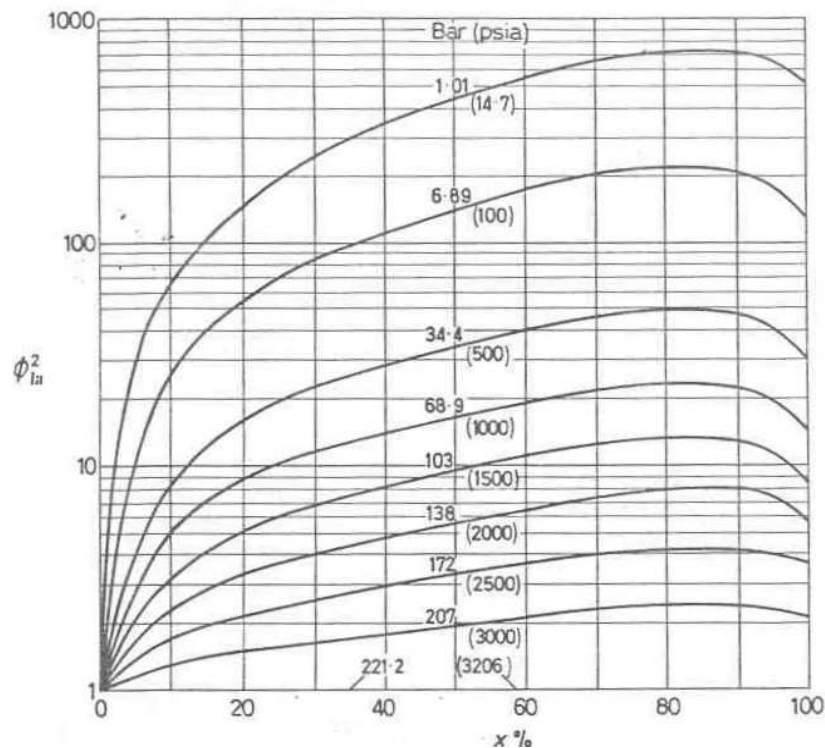


Figura 2.14: Gráfico de  $\phi_{la}$  em função do título. (Carey, 1992)

## 2.5 Modelos básicos para a transferência de calor (tubo liso)

O equacionamento da transferência de calor em ebulição em convecção forçada resulta em um sistema de equações diferenciais não lineares, sem solução analítica. Modelos baseados em simplificações destas equações podem ser obtidos. No entanto, a sua aplicabilidade fica restrita às simplificações realizadas. Outra abordagem para o problema baseia-se na sistemática experimental e na aplicação de ferramentas estatísticas, objetivando a obtenção de correlações matemáticas entre o coeficiente de transferência de calor e as diversas variáveis do sistema.

Existem na literatura diversos modelos empíricos e semi-empíricos para representar a transferência de calor em ebulição e convecção forçada. Jabardo et al (1999) classificam os modelos existentes em:

- modelos de sobreposição
- modelos assintóticos
- modelos estritamente convectivos



No presente trabalho, considera-se mais um grupo de modelos, considerado relevante na literatura, os modelos baseados nas equações simplificadas de Navier-Stokes. Os modelos estritamente convectivos podem ser englobados na classificação dos modelos por intensificação. Desta forma, a seguinte classificação de modelos para transferência de calor em escoamentos bifásicos será adotada:

- modelos por intensificação
- modelos de sobreposição
- modelos assintóticos
- modelos fenomenológicos

Na bibliografia específica, podem ser encontrados sumários destes modelos. Destacam-se Jabardo et al (1999), Bandarra Filho (2002), Branescu (2000), entre outros.

Apresenta-se, a seguir, alguns modelos representativos para cada uma das classificações adotadas neste trabalho.

### 2.5.1 Modelos de intensificação

A característica fundamental destes modelos é a determinação do coeficiente de transferência de calor para o escoamento bifásico, a partir das correlações aplicadas ao escoamento monofásico da fase líquida. Utilizam-se as correlações para o escoamento monofásico associadas a um fator de intensificação da transferência de calor. A forma geral para este modelo é:

$$h_{bf} = E h_l \quad (2.65)$$

onde  $E$  representa um fator de intensificação maior que a unidade.

Shah (1982) apud Jabardo et al. (1999), Klimenko (1990) e Kandlikar (1990) dentre outros, apresentam diferentes procedimentos para a determinação do fator de intensificação ( $E$ ).

Shah (1982) propõe o seguinte procedimento de cálculo para  $E$ :

$$N = \begin{cases} 0,38Fr_l^{0,3}Co & \text{para, } Fr < 0,04 \\ Co & \text{para, } Fr \geq 0,04 \end{cases} \quad (2.66)$$

com  $Co$ , número de convecção, dado por:

$$Co = \left( \frac{1-x}{x} \right)^{0,8} \left( \frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,5} \quad (2.67)$$

e  $Fr_l$ , número de Froude para fase líquida dado por:

$$Fr_l = \frac{G^2}{\rho_l^2 g D} \quad (2.68)$$

O fator de intensificação representa o maior valor entre a intensificação devido à ebulição nucleada ou à ebulição convectiva ( $E = \max(E_{en}, E_{ec})$ ).

$$E_{ec} = 1,8N^{-0,8} \quad (2.69)$$

quando:

$$N > 1 \quad E_{en} = \begin{cases} 1 + 46 Bo^{0,5} & \text{para, } Bo < 0,3 \times 10^{-4} \\ 230 Bo^{0,5} & \text{para, } Bo \geq 0,3 \times 10^{-4} \end{cases} \quad (2.70)$$

$$0,1 < N \leq 1 \quad E_{en} = F Bo^{0,5} e^{2,47 N^{-0,1}} \begin{cases} F = 15,43 & \text{para, } Bo < 11 \times 10^{-4} \\ F = 14,7 & \text{para, } Bo \geq 11 \times 10^{-4} \end{cases} \quad (2.71)$$

$$N \leq 0,1 \quad E_{en} = F Bo^{0,5} e^{2,47 N^{-0,15}} \begin{cases} F = 15,43 & \text{para, } Bo < 11 \times 10^{-4} \\ F = 14,7 & \text{para, } Bo \geq 11 \times 10^{-4} \end{cases} \quad (2.72)$$

Onde  $Bo$  é o número de ebulição definido como:  $Bo = \frac{q}{G_{lv}}$ .

O coeficiente de transferência de calor para o escoamento monofásico é calculado a partir da correlação de Dittus-Boelter.

$$h_l = 0,023 \frac{k_l}{D} Pr_l^{0,4} \left( \frac{G(1-x)D}{\mu_l} \right)^{0,8} \quad (2.73)$$

Fluidos: Água, R-11, R-12, R-22, R-113 e Hexano.

Condições de operação:

- Tubo: liso
- Orientação: vertical e horizontal
- $T_{sat} = -50 \dots 190^\circ C$
- $G: 100 \text{ à } 2000 \text{ kg/m}^2 s$
- $x: 0 \text{ a } 100 \%$

Dengler e Addoms (1956):

$$\frac{h_{bf}}{h_{la}} = 3,5(X_{tt}^{-0,5}) \quad (2.74)$$

onde:

$$h_{la} = \left(\frac{k_l}{D}\right) \left[0,023\left(\frac{GD}{\mu_l}\right)^{0,8} (Pr_l)^{0,4}\right] \quad (2.75)$$

Fluidos: Água.

Condições de operação:

- Tubo: liso
- $D : 25,4 \text{ mm}$
- Orientação: vertical
- $q'' = 5 \dots 30 \text{ kw/m}^2$
- $G: 55 \text{ à } 1100 \text{ kg/m}^2 s$
- $x: 0 \text{ a } 70 \%$

Panek (1992) apud Jabardo et al. (1999):

$$\frac{h_{bf}}{h_l} = 3,686(X_{tt}^{-0,563}) \quad (2.76)$$

Fluidos: R-12 e R-134a.

Condições de operação:

- Tubo: liso
- $D : 10,2 \dots 12,7 \text{mm}$
- Orientação: vertical e horizontal
- $q'' = 5 \dots 30 \text{kW/m}^2$
- $G: 100 \text{ à } 500 \text{ kg/m}^2\text{s}$
- $x: 20 \text{ a } 60 \%$

$$h_l = \left( \frac{k_l}{D} \right) [0,023 Re_l^{0,8} (Pr_l)^{0,4}] \quad (2.77)$$

onde:  $Re_l = \frac{G(1-x)D}{\mu_l}$

Bandarra Filho et al. (1997) apud Jabardo et al. (1999):

$$\frac{h_{bf}}{h_l} = 1 + 3,0(X_{tt}^{-0,65}) \quad (2.78)$$

Fluidos: R-134a.

Condições de operação:

- Tubo: liso
- $D : 10,2 \dots 12,7 \text{mm}$
- Orientação: vertical e horizontal
- $q'' = 3 \dots 30 \text{kW/m}^2$
- $G: 50 \text{ à } 500 \text{ kg/m}^2\text{s}$
- $x: 5 \text{ a } 90 \%$

## 2.5.2 Modelo de sobreposição

Esta modelagem tem como hipótese básica que o coeficiente de transferência de calor bifásico é a soma ponderada das contribuições individuais dos mecanismos de transferência de calor por ebulição nucleada e ebulição convectiva.

Um dos modelos mais representativos e bastante utilizado na literatura é o modelo desenvolvido por Chen (1968), cuja forma geral é:

$$h_{bf} = h_{mic} + h_{mac} \quad (2.79)$$

Onde a contribuição da transferência de calor relativa à ebulição nucleada (efeito microscópico  $h_{mic}$ ) é associada ao coeficiente de transferência de calor em ebulição em piscina ( $h_{ep}$ ). No entanto, Chen (1966) associa um fator de supressão da nucleação ( $S$ ), justificado pela aumento no gradiente de temperatura próximo à parede entre a ebulição em convecção natural e em convecção forçada. O coeficiente de transferência de calor microscópico é obtido através da correlação de Foster e Zuber (1955) apud Chen (1966). A correlação de Foster e Zuber foi desenvolvida para ebulição em piscina, devido a este fato, o fator de supressão definido por Chen (1966) é função da razão entre os supreaquecimentos de parede original (piscina) e o efetivo (convectivo) e diferenças de pressão original e efetivos (equações 2.80 e 2.81).

$$h_{mic} = h_{ep} S = 0,00122 \left( \frac{k_l^{0,79} C p_l^{0,45} \rho_l^{0,49}}{\sigma^{0,5} \mu_l^{0,29} \nu_l^{0,24} \rho_v^{0,24}} \right) (\Delta T)^{0,24} (\Delta p)^{0,75} S \quad (2.80)$$

$$S = (\Delta T_e / \Delta T)^{0,24} (\Delta p_e / \Delta p)^{0,75} \quad (2.81)$$

onde  $\Delta T = T_{sup} - T_{sat}$  e  $\Delta p = p_{sup} - p_{sat}$ .

Chen (1966) sugere a determinação do coeficiente de transferência de calor macroscópico ( $h_{mac}$ ) a partir da equação modificada de Dittus-Boelter, multiplicada por um fator correção devido ao escoamento bifásico.

$$h_{mac} = F h_{cf} = F \left( \frac{k_l}{D} \right) [0,023(Re_l)^{0,8} (Pr_l)^{0,4}] \quad (2.82)$$

Os valores de  $F$  e  $S$  são determinados empiricamente. No seu artigo, Chen (1966) apresenta gráficos onde  $F$  e  $S$  podem ser determinados.

A partir dos gráficos apresentados por Chen (1966), alguns autores regrediram funções para representação de  $F$  e  $S$ . Carey (1992) e Stephan (1992) apresentam as seguintes relações:

$$F = \begin{cases} 1 & \text{para } \frac{1}{X_{tt}} \leq 0,1; \\ 2,35 \left( \frac{1}{X_{tt}} + 0,213 \right)^{0,736} & \text{para } \frac{1}{X_{tt}} > 0,1 \end{cases} \quad (2.83)$$

$$S = \left( 1 + 2,56 \cdot 10^{-6} Re_l^{1,17} \right)^{-1} \quad (2.84)$$

Fluidos: Água, Metanol, Benzeno, Pentano, Hexano e Heptano.

Condições de operação:

- Tubo: liso
- Orientação: vertical
- $p_{sat}$ : 55 à 3500 kPa
- $G$ : 500 à 3600  $kg/m^2s$
- $x$ : 1 a 71 %
- padrões: anular e anular com névoa
- incerteza:  $\pm 12$  %

### 2.5.3 Modelos assintóticos

Modelos assintóticos são caracterizados por expressar o coeficiente de transferência de calor bifásico através de uma função harmônica de grau  $n$  (com  $2 \leq n \leq 3$ ) composta pelos coeficientes de transferência de calor referentes à ebulição convectiva e ebulição nucleada. Inicialmente, foi proposto por Kutateladze (1961) com  $n = 2$ . A forma geral para o modelo assintótico é apresentada a seguir.

$$h_{bf} = [h_{ec}^n + h_{en}^n]^{\frac{1}{n}} \quad (2.85)$$

Onde:

$$h_{ec} = E h_{la} \quad (2.86)$$

$$h_{en} = S h_{ep} \quad (2.87)$$

Liu e Winterton (1991) apud Steiner e Taborek (1992), propuseram uma correlação de segunda ordem ( $n = 2$ ) baseado nos modelos de Chen (1966) e Kutadeladze (1961) apud Steiner e Taborek (1992). Para a determinação dos coeficientes de transferência de calor relativos a cada um dos mecanismos, os autores propuseram a utilização da correlação de Dittus-Boelter, multiplicada por um fator intensificador para o mecanismo de ebulição convectiva, e a correlação de Cooper (1985) apud Steiner e Taborek (1992) multiplicada por um fator de supressão para a ebulição nucleada.

$$E = \left[ 1 + xPr_l \left( \frac{\rho_l}{\rho_v - 1} \right) \right]^{0,35} \quad (2.88)$$

$$S = (1 + 0,055 E^{0,1} Re_{la}^{0,16})^{-1} \quad (2.89)$$

$$h_{ep} = 55p_r^{(0,12-0,4343 \ln(r_a))} [-0,4343 \ln(p_r)]^{-0,55} M^{-0,5} \phi^{0,67} \quad (2.90)$$

onde  $r_a$  representa a rugosidade da superfície,  $p_r$  a pressão reduzida,  $M$  a massa molecular do fluido e  $\phi$  o fluxo de calor.

Fluidos: Água, R11, R12, R113, Etileno-Glicol, n-Butanol e Etanol.

Condições:

- Tubo: liso e anular
- Orientação: vertical e horizontal
- G: 12,4 a 8179,3  $kg/m^2s$
- x: 0 a 94,8 %
- Diâmetro: 2,95 - 32,0  $mm$
- Pressão reduzida: 0,0023 - 0,895

Kattan et al (1998c) propôs uma modelagem para escoamentos bifásicos para tubos lisos e micro-aletados baseada na geometria do padrão de escoamento. O mapa de padrões de escoamento de Kattan et al. (1998a) já foi apresentado anteriormente. A partir da geometria definida pelo padrão de escoamento são ponderados os efeitos de cada mecanismo

de transferência de calor. O coeficiente de transferência de calor total é calculado a partir da média entre o coeficiente de transferência de calor das duas fases.

$$h_{bf} = \frac{\theta h_v + (2\pi - \theta) h_l}{2\pi} \quad (2.91)$$

Onde  $\theta$  é definido como ângulo do perímetro seco (figura 2.15).

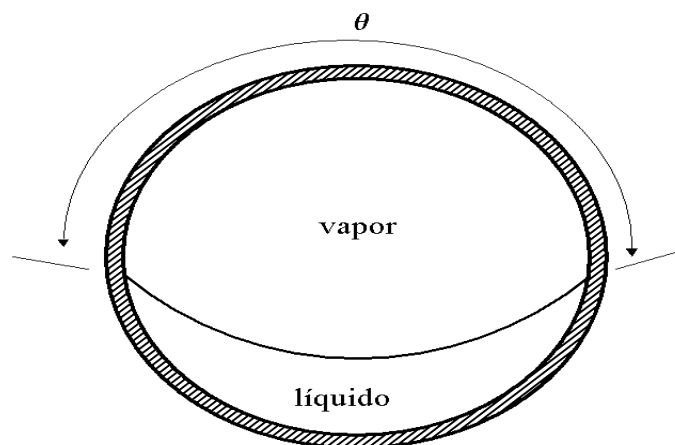


Figura 2.15: Perímetro seco segundo apresentado no modelo de Kattan et al (1998c).

Para a região em contato com a fase vapor o coeficiente de troca térmica,  $h_v$ , é determinado a partir da correlação de Dittus-Boelter para escoamento em tubo:

$$h_v = 0,023 Re_v^{0,8} Pr_v^{0,4} \frac{k_v}{D} \quad (2.92)$$

com  $Re_v = \frac{DGx}{\alpha\mu_v}$ .

O coeficiente de transferência de calor para a região em contato com a fase líquida é calculado a partir de uma equação harmônica de ordem 3. São utilizados os coeficientes de transferência de calor para a ebulição nucleada (em piscina) e para a ebulição convectiva.

$$h_l = (h_{ep}^3 + h_{ec}^3)^{\frac{1}{3}} \quad (2.93)$$

Para o coeficiente de transferência de calor para ebulição nucleada é utilizada a correlação de Cooper (1985) apud Kattan et al. (1998c), equação 2.90.

Para a ebulição convectiva utiliza-se a seguinte correlação de Dittus-Boelter modificada para o filme líquido:



$$h_{ec} = C Re_l^m Pr_l^{0,4} \frac{k}{\delta} \quad (2.94)$$

com:

$$Re_l = \frac{4(1-x)G\delta}{(1-\alpha)\mu_l} \quad (2.95)$$

onde  $\delta$  e  $\alpha$  representam a espessura do filme líquido e a fração de vazio, respectivamente.

O coeficiente  $C$  e o expoente  $m$  são obtidos por regressão linear a partir do banco de dados experimentais.

Para a determinação da espessura do filme líquido e da fração de vazio, Kattan et al. (1998a) sugere a utilização da correlação de Rouhani e Axelsson (1970) apud Kattan (1998a):

$$\alpha = \frac{x}{\rho_v} \left[ (1 + 0,12(1-x)) + \frac{1,18(1-x)[g\sigma_l(\rho_l - \rho_v)]^{0,25}}{G\rho_l^{0,5}} \right] \quad (2.96)$$

$$\delta = \frac{\pi D(1-\alpha)}{2(2\pi - \theta)} \quad (2.97)$$

O valor de  $\theta$  é determinado a partir dos aspectos geométricos do padrão de escoamento que o fluido apresenta (figura 2.15).

#### **Padrão estratificado:**

$$A_l = A(1-\alpha) = 0,5 \left( \frac{D}{2} \right)^2 [(2\pi - \theta_{est}) - \text{sen}(2\pi - \theta_{est})] \quad (2.98)$$

$$\theta = \theta_{est} \quad (2.99)$$

#### **Padrão estratificado e estratificado-ondulado:**

$$\theta = \theta_{est} \frac{G_{max} - G}{G_{max} - G_{min}} \quad (2.100)$$

onde  $G_{max}$  e  $G_{min}$  são os limites de velocidades mássicas entre os padrões estratificado e anular para um determinado título.

**Padrão anular e intermitente:**

Para o padrão anular e intermitente o perímetro seco ( $\theta$ ) é considerado igual a zero ( $\theta = 0$ ) e o número de Reynolds passa a ter como comprimento característico o diâmetro do tubo e não a espessura do filme como anteriormente:

$$Re_l = \frac{G(1-x)D}{\mu_l} \quad (2.101)$$

**Padrão anular com secagem parcial da parede:**

A determinação do ângulo do perímetro seco ( $\theta$ ) para o padrão de escoamento anular com secagem parcial da parede é feita a partir dos valores máximos obtidos para as curvas de transição estratificado e estratificado ondulado. Kattan et al. (1998c) sugere a seguinte relação para o cálculo do ângulo do perímetro seco:

$$\theta = (2\pi - \theta_{max}) \frac{(x - x_{max})}{(x_{vapor} - x_{max})} \quad (2.102)$$

**2.5.4 Modelos fenomenológicos**

Os modelos fenomenológicos apresentam-se de duas formas na literatura. Podem ser encontrados tanto na forma simplificada, específica para determinadas configurações de escoamento, como na forma generalizada, com as equações de transporte promediadas no tempo e no espaço.

Banerjee (1987) apresenta um modelo generalizado na forma de multi-campos para o escoamento bifásico em duto. As equações são apresentadas promediadas no volume. São necessárias condições de salto na interface e relações de fechamento para a solução do problema. As relações de fechamento são de forma geral obtidas empiricamente.

Barbosa Jr et al. (2001a) e Fu e Klausner (1997), partem das equações promediadas no espaço apresentadas por Banerjee (1987), e simplificadas, para desenvolver seus modelos para o padrão anular.

Como apresentado por Barbosa Jr (2002) as equações gerais tem a forma:

**Conservação da massa da fase líquida no filme:**

$$\rho_l \frac{\partial \langle \epsilon_{fl} \rangle}{\partial t} + \rho_l \frac{\partial (\langle \epsilon_{fl} \rangle \langle v_{lf} \rangle_{te})}{\partial z} = \hat{A}_{fl,p} (D - E) \quad (2.103)$$

**Conservação da massa da fase líquida entranhada:**

$$\rho_l \frac{\partial}{\partial t} \langle \epsilon_{le} \rangle + \rho_l \frac{\partial}{\partial z} \langle \epsilon_{le} \rangle \langle v_{le} \rangle_{le} = \hat{A}_{lf,p} (E - D) \quad (2.104)$$

**Conservação da quantidade de movimento no filme líquido**

$$\begin{aligned} & \rho_l \frac{\partial}{\partial t} (\langle \epsilon_{fl} \rangle \langle v_{fl} \rangle_{fl}) + \rho_l \frac{\partial}{\partial z} (\langle \epsilon_{fl} \rangle \langle v_{fl} \rangle_{fl}^2) = \\ & - \langle \epsilon_{fl} \rangle \frac{\partial}{\partial z} \langle p_{fl} \rangle_{fl} + (p_{fl,i} - \langle p_{fl} \rangle_{fl}) \frac{\partial}{\partial z} \langle \epsilon_{fl} \rangle - \langle \epsilon_{fl} \rangle g \\ & - \hat{A}_{fl,p} \hat{\tau}_{fl,p} + \hat{A}_{fl,i} \tau_{fl,i} + \hat{A}_{fl,p} (\langle v_D \rangle_D D - \langle v_E \rangle_E E) \end{aligned} \quad (2.105)$$

**Conservação da quantidade de movimento no núcleo de vapor**

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} (\langle \epsilon_v \rangle \rho_v \langle v_v \rangle_v) + \frac{\partial}{\partial z} (\langle \epsilon_v \rangle \langle \rho_v v_v v_v \rangle_{lf}) = \\ & - \langle \epsilon_v \rangle \frac{\partial}{\partial z} \langle p_v \rangle_v + (p_{v,i} - \langle p_v \rangle_v) \frac{\partial}{\partial z} \langle \epsilon_v \rangle - \langle \rho_v \epsilon_v \rangle g \\ & - \hat{A}_{fl,i} \hat{\tau}_{fl,i} - \hat{A}_{le,i} \tau_{fe,i} \end{aligned} \quad (2.106)$$

**Conservação da quantidade de movimento do líquido entranhado**

$$\begin{aligned} & \rho_l \frac{\partial}{\partial t} (\langle \epsilon_{le} \rangle \langle v_{le} \rangle_{le}) + \rho_l \frac{\partial}{\partial z} (\langle \epsilon_{le} \rangle \langle v_{le} \rangle_{le}^2) = \\ & - \langle \epsilon_{le} \rangle \frac{\partial}{\partial z} \langle p_{le} \rangle_{le} + (p_{le,i} - \langle p_{le} \rangle_{le}) \frac{\partial}{\partial z} \langle \epsilon_{le} \rangle - \rho_l \langle \epsilon_{le} \rangle g \\ & - \hat{A}_{le,i} \hat{\tau}_{le,i} + \hat{A}_{fl,p} (\langle v_E \rangle_E E - \langle v_D \rangle_D D) \end{aligned} \quad (2.107)$$

Onde  $\hat{A}_{(p,i),k} \left[ \frac{1}{m} \right]$  é a densidade de área da fase  $k$  em contato com a parede ( $p$ ) e com a interface ( $i$ ).  $E$  e  $D \left[ \frac{kg}{m^2s} \right]$  são as taxas de entranhamento e deposição de gotículas de filme líquido e  $\tau_{k,(p,i)}$  as tensões de cisalhamento médias na parede e na interface.

Sato (1983) apresenta um modelo mais simplificado para o escoamento anular, despreza as tensões de interface e o entranhamento de gotículas de líquido. No entanto, modela as ondas resultantes das instabilidades de interface pela adição da viscosidade de onda a partir da hipótese de *Prandtl-Kolmogoroff*.

O sistema de equações apresentados por Sato (1983) é:

**Para a película de líquido**

$$0 = -\frac{dp}{dx} + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r\tau_l) + \rho_l g \quad (2.108)$$

$$\rho_l C_{p_l} u_l \frac{\partial T_l}{\partial x} = -\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r q_l) \quad (2.109)$$

**Núcleo de vapor**

$$0 = -\frac{dp}{dx} + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r \tau_v) + \rho_v g \quad (2.110)$$

$$\rho_v C_{p_v} u_v \frac{\partial T_v}{\partial x} = -\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r q_v) + i_{lv} m_c \quad (2.111)$$

$$\rho_v u_v \frac{\partial \omega_v}{\partial x} = -\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r J_v) - m_c \quad (2.112)$$

Onde  $J_v$  é o fluxo de difusão mássica.

Para a viscosidade turbulenta é adotado o modelo de comprimento de mistura de Prandtl. Outros modelos de comprimento de mistura para a viscosidade turbulenta podem ser adotados, inclusive modelos para escoamento sobre micro-aletas, como propostos por Hatton e Walklate (1976) e Ham (1990).

## 2.6 Modelos básicos para transferência de calor em tubos micro-aletados

Os modelos presentes na literatura para representar o processo de transferência de calor e perda de pressão para tubos micro-aletados podem ser classificados conforme apresentado para tubos lisos. Devido à incipiência do estudo da transferência de calor em tubos micro aletados, a diversidade de modelos existentes é bastante menor.

Goto (1995) apud Branescu (2000) apresentou um modelo de intensificação baseado na correlação de Dittus-Boelter para a fase líquida e o parâmetro de Lockhart-Martinelli:

$$h = 16000 h_l Bo + 6,7 X_{tt}^{-2} \quad (2.113)$$

Condições:

- Tubo: micro-aletado
- Fluido: R22

- $G$ : 80 a 430  $kg/m^2s$
- Diâmetro: 7,0 ; 9,0 e 52  $mm$
- Número de Aletas: 55 e 60
- $\beta$  : 16, 25 °
- $\delta_a$ : 0,14 e 0,17  $mm$

Kattan et al. (1998c) aplicaram o modelo baseado na geometria do padrão de escoamento em tubos micro-aletados, apresentando algumas alterações no seu modelo de transferência de calor para se adequá-lo aos fatores de geométricos.

Kattan et al. (1998c) propõem calcular o coeficiente de transferência de calor para escoamentos bifásicos da seguinte forma:

$$h_{bf} = E_{ma} [(h_{en})^3 + (E h_{ec})^3]^{\frac{1}{3}} \quad (2.114)$$

com:

$$E_{ma} = 1,89 \left( \frac{G}{G_{ref}} \right)^2 - 3,7 \left( \frac{G}{G_{ref}} \right) + 3,02 \quad (2.115)$$

$$E = \left\{ 1 + \left[ 2,64 Re_l^{0,036} \left( \frac{\delta_a}{D} \right)^{0,2} \left( \frac{p}{D} \right)^{0,21} \left( \frac{\beta}{90} \right)^{0,29} Pr_l^{-0,024} \right]^7 \right\}^{\frac{1}{7}} \quad (2.116)$$

onde  $\beta$  é o ângulo de de hélice e  $\delta_a$  é a altura da micro-aleta. Condições:

- Tubo: micro-aletado
- Fluidos: R123 e R134a
- $T_{sat}$ : 1,35 ... 29,9 °C
- $G$ : 100 ... 500  $kg/m^2s$
- Diâmetro: 12,7  $mm$
- Número de Aletas: 70
- $\beta$  : 18 °
- $\delta_a$ : 0,25  $mm$

Kaul (1996) apud Branescu (2000), propôs uma correlação baseada no número de Reynolds do líquido, no número de ebulição e no título.

$$h_{bf} = C_0 Re_l^{C_1} Bo^{C_2} \left( \frac{k_l}{D} \right)^{-1} \quad (2.117)$$

$$\begin{aligned} C_1 &= c_1 + c_2x + c_3x^2 \\ C_2 &= c_4 + c_5x + c_6x^2 \end{aligned} \quad (2.118)$$

Os coeficientes  $c_i$  foram obtidos por regressão linear a partir do banco de dados experimentais.

Liu (1997) apud Branescu (2000), apresentou uma correlação baseada no número de Reynolds do líquido, no parâmetro de Lockhart-Martinelli, no número de ebulição e no número de Prandtl.

$$h_{bf} = e^{c_0} Re_l^{c_1} X_{tt}^{c_2} Bo^{c_3} Pr_l^{0,4} \left( \frac{k_l}{D} \right) \quad (2.119)$$

Os expoentes  $c_i$  são apresentados em função do parâmetro de Lockhart-Martinelli,  $X_{tt}$ , e da velocidade mássica,  $G$ .

Condições:

- Tubo: micro-aletado
- Fluidos: R123 e R134a
- $T_{sat}$ : 7,2 °C
- $G$ : 70...570  $kg/m^2s$
- Diâmetro: 9,52  $mm$
- Número de Aletas: 72
- $\beta$ : 0 °
- $\delta_a$ : 0,185  $mm$

## 2.7 Síntese das análises de resultados experimentais

O comportamento da ebulição em convecção forçada de um fluido refrigerante em tubos lisos e micro-aletados vem sendo bastante estudado. Através da literatura (Branescu, 2000 e Bandarra Filho, 2002) verifica-se a extensão dos resultados obtidos e a sua diversidade. Particularmente, observa-se a importância da investigação da influência dos parâmetros operacionais e geométricos nos resultados e conclusões.

### 2.7.1 Influência da velocidade mássica no coeficiente de transferência de calor

#### 2.7.1.1 Kattan (1996)

Kattan (1996) apresenta resultados experimentais para o coeficiente de transferência de calor local bifásico para tubos lisos. Tendo como fluidos de teste os refrigerantes R402A, R404A e R502, que são evaporados por aquecimento com água.

Através dos seus resultados (figuras 2.16 à 2.18 , Kattan (1996), aponta um efeito moderado da variação da velocidade mássica sobre o coeficiente de transferência de calor.

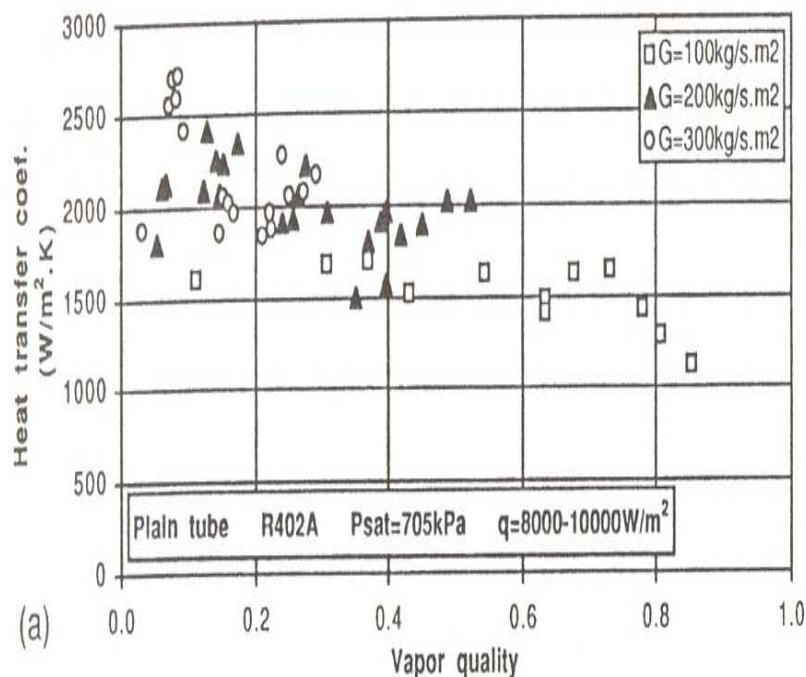


Figura 2.16: Resultados obtidos por Kattan (1996) para R402A e diferentes velocidades mássicas

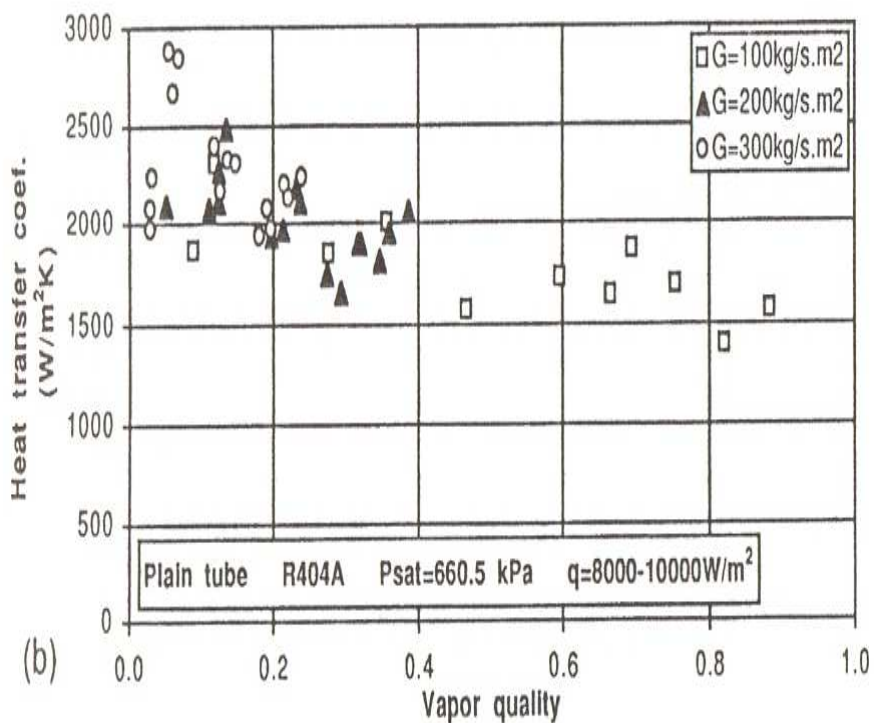


Figura 2.17: Resultados obtidos por Kattan (1996) para R404A e diferentes velocidades mássicas

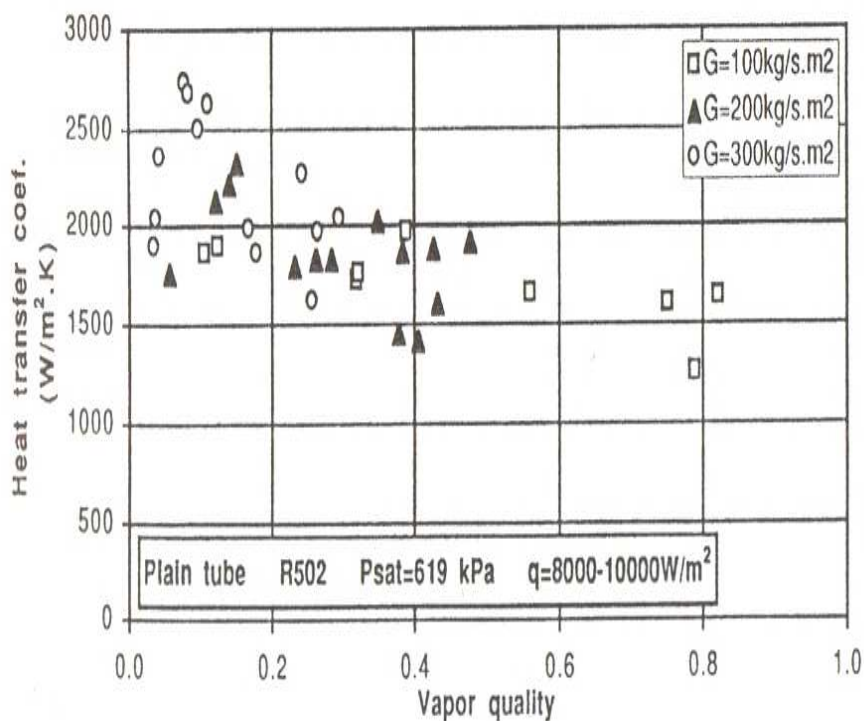


Figura 2.18: Resultados obtidos por Kattan (1996) para R502 e diferentes velocidades mássicas



### 2.7.1.2 Branescu (2000)

Segundo Branescu (2000), para tubos lisos, a variação da velocidade mássica não apresenta significativa relevância no comportamento do coeficiente de transferência de calor local para o escoamento bifásico. No entanto, com o aumento do fluxo imposto, a variação da velocidade mássica passa ter influência. Branescu (2000) justifica este comportamento devido à importância da parcela de transferência de calor por ebulição nucleada nesta região.

Conforme observado nas figuras 2.19 à 2.21, Branescu (2000) aponta para um comportamento diferente dos tubos micro-aletados. Onde a variação da velocidade mássica apresenta uma considerável influência no comportamento do coeficiente de transferência de calor.

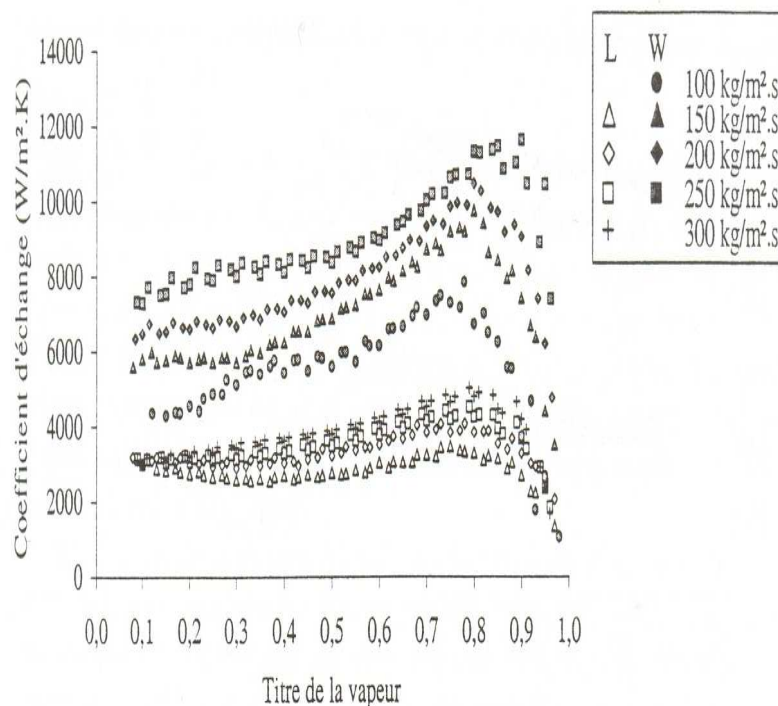


Figura 2.19: Resultados obtidos por Branescu (2000) para R-22, tubos lisos, micro-aletados (tipo W) e diferentes velocidades mássicas (fluxo de calor  $10\text{kW}/\text{m}^2$ )

### 2.7.1.3 Bandarra Filho (2002)

A partir dos seus resultados experimentais (ver figura 2.22, Bandarra Filho (2002)) agrupa o comportamento do coeficiente de transferência de calor em tubos lisos sob a variação velocidade mássica em dois grupos distintos. Tendo estabelecido como referência a velocidade mássica de  $200\frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$ . É possível observar que para velocidades mássicas menores

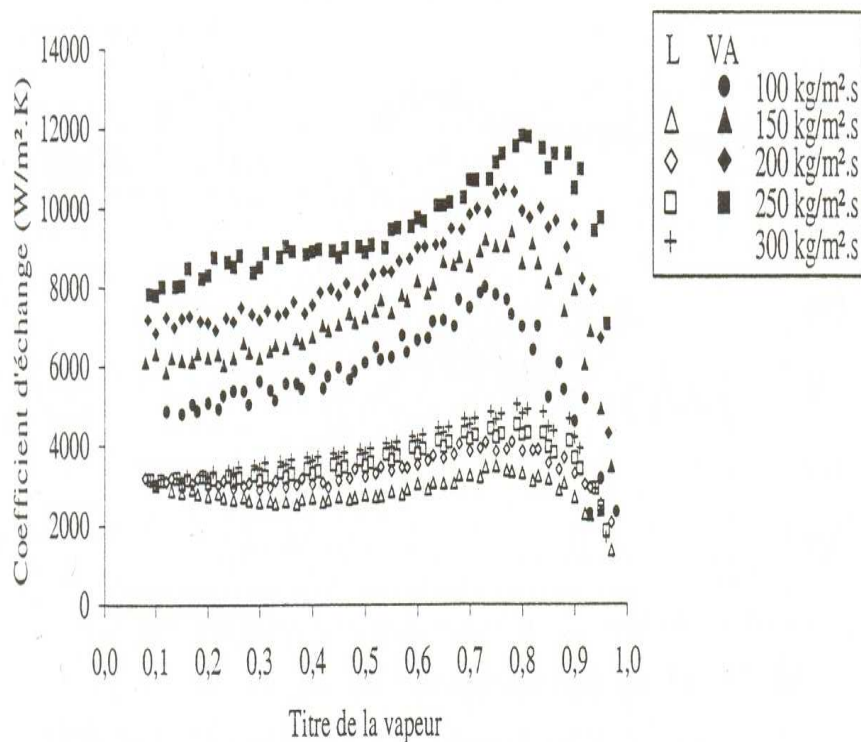


Figura 2.20: Resultados obtidos por Branescu (2000) para R-22, tubos lisos, micro-aletados tipo (VA) e diferentes velocidades mássicas (fluxo de calor  $10kW/m^2$ )

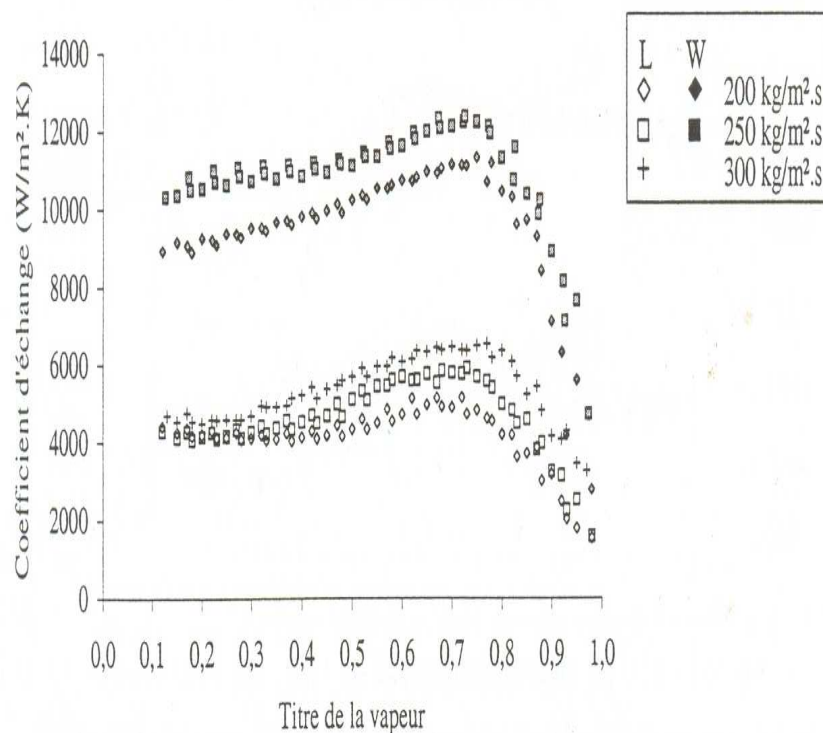


Figura 2.21: Resultados obtidos por Branescu (2000) para R22, tubos lisos, micro-aletados (tipo W) e diferentes velocidades mássicas (fluxo de calor  $20kW/m^2$ )

que o valor de referência, a variação da velocidade mássica pouco interfere no comportamento do coeficiente de transferência de calor. No entanto, para velocidades mássicas acima da referência, a influência da variação da velocidade mássica passa a ser significativa.

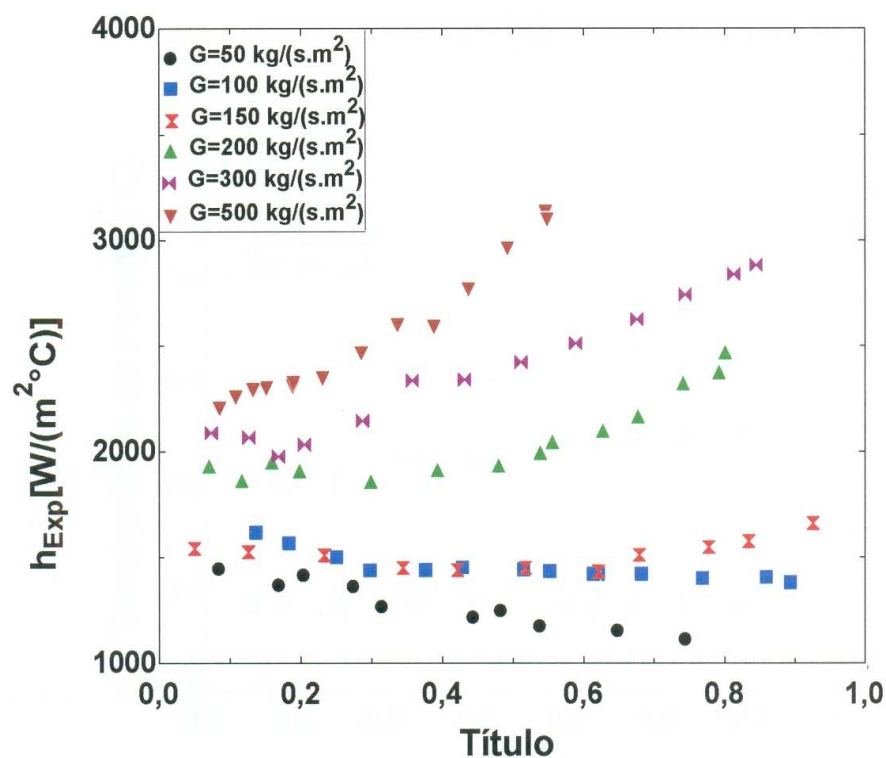


Figura 2.22: Resultados obtidos por Bandarra Filho (2002) para R22, tubos lisos e diferentes velocidades mássicas (fluxo  $5\text{kW}/m^2$ )

#### 2.7.1.4 Passos et al. (2003)

Passos et al. (2003) observaram comportamento similar aos obtidos pelos pesquisadores anteriores. Nos seus resultados experimentais pode-se constatar a fraca dependência do coeficiente de transferência de calor com a variação da velocidade mássica. Conforme apresentado na figura 2.23, observa-se a ocorrência tanto para os tubos lisos como microaletados.

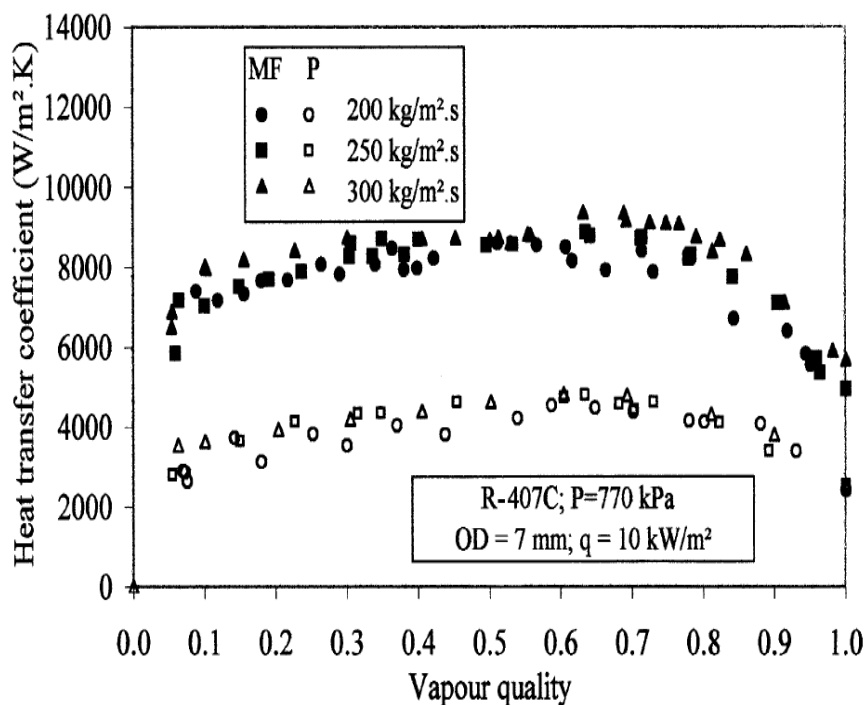


Figura 2.23: Resultados obtidos por Passos et al. (2003) para o R-407C, tubos lisos, micro-aletados e diferentes velocidades mássicas (fluxo de calor  $10 kW/m^2$ )

## 2.7.2 Influência da variação do título sobre o coeficiente de transferência de calor

### 2.7.2.1 Kattan (1998)

A partir dos seus dados experimentais, Kattan (1996) observa uma leve tendência de redução monotônica do coeficiente de transferência de calor com o aumento do título. Conforme observado nas figuras 2.16 a 2.18, este comportamento apenas se apresenta nos dados de baixas velocidades mássicas.

### 2.7.2.2 Branescu (2000)

Ainda, analisando os resultados apresentados pelas figuras 2.19 à 2.21, Branescu (2000) observa uma leve tendência decrescente do coeficiente de transferência de calor com o aumento do título para pequenas velocidades mássicas em tubos lisos. Segundo o mesmo, isto se dá devido à diminuição da densidade dos sítios de nucleação em consequência da diminuição da parede molhada. Adiante, observa que a tendência decrescente com o aumento do título não se apresenta para velocidades mássicas maiores e/ou tubos micro-

aletados.

### 2.7.2.3 Bandarra Filho (2002)

Para tubos lisos Bandarra Filho (2002) observou distintos comportamentos para o coeficiente de transferência de calor com aumento do título. Tendo como base à velocidade mássica de  $200 \frac{kg}{m^2s}$ , pode-se observar um comportamento crescente para velocidades mássicas iguais ou acima da referência e levemente decrescente para velocidades mássicas abaixo, como é possível observar na figura 2.22.

### 2.7.2.4 Passos et al. (2003)

Passos et al (2003) observam que o coeficiente de transferência de calor apresenta um comportamento crescente/decrescente, onde o máximo se apresenta entre os títulos de 0,7 e 0,8. A diminuição do coeficiente de transferência de calor a partir desta região, segundo os autores, ocorre, devido à secagem da parede ("dryout"). Kattan (1996) também observou que para velocidades mássicas mais altas o valor máximo de transferência de calor estaria próximo ao título de 0,8.

## 2.7.3 Influência da variação do fluxo de calor imposto

### 2.7.3.1 Kattan (1996)

Nos seus dados experimentais Kattan(1996) observa um aumento significativo do coeficiente de transferência de calor com o aumento do fluxo imposto.

### 2.7.3.2 Branescu (2000)

Segundo Branescu (2000) a variação do fluxo de calor imposto tem uma forte influência sobre o coeficiente de transferência de calor em títulos baixos. Com o título a partir de 0,8, esta influencia passa a ser pequena. Branescu (2000) atribui esta pequena influência devido a proximidade da secagem da parede e predominância de convecção forçada da fase vapor.

### 2.7.3.3 Bandarra Filho (2002)

Bandarra Filho (2002) apresenta que para títulos inferiores a 0,6 o fluxo de calor exerce forte influência sobre o coeficiente de transferência de calor. No entanto, para fluxos de calor de 5 e 10  $kW/m^2$  não se observa esta influência a partir do título 0,35.

### 2.7.3.4 Passos et al. (2003)

Para uma região de título abaixo de 60%, Passos et al. (2003) observou um aumento relativo do coeficiente de transferência de calor com a elevação do fluxo de calor imposto. No entanto, para títulos superiores à 60%, este efeito tende a se inverter. Segundo os autores, devido ao início do processo de secagem da parede.

### 2.7.3.5 Kuo e Wang (1996)

Kuo e Wang (1996) , encontraram uma proporcionalidade de entre o fluxo de calor e o coeficiente de transferência de calor para R-407C para tubos lisos e micro-aletados de diâmetro externo 7 e 12,7mm. Esta proporção é na forma de  $h \propto q''^{0,24}$ .

## 2.7.4 Influência da variação da pressão de saturação

Kattan (1996) e Bandarra Filho (2002) observaram em seus trabalhos experimentais uma discreta dependência direta do coeficiente de transferência de calor com a elevação da pressão de saturação.

Seo e Kim (2000) no seu trabalho experimental observaram uma dependência inversa do coeficiente de transferência de calor com a variação da pressão de saturação.

## 2.8 Conclusões

A figura 2.24 apresenta uma evolução hipotética de um escoamento em que a velocidade mássica é mantida constante em 150  $kg/m^2s$  e na figura 2.25 é apresentada uma síntese do comportamento de algumas das principais correlações para tubos lisos encontradas na literatura, estas foram implementadas individualmente para um mesmo fluido e mesmas condições operacionais. Em seguida, foram, representadas num mesmo gráfico. Pode-se observar a dispersão dos resultados obtidos.

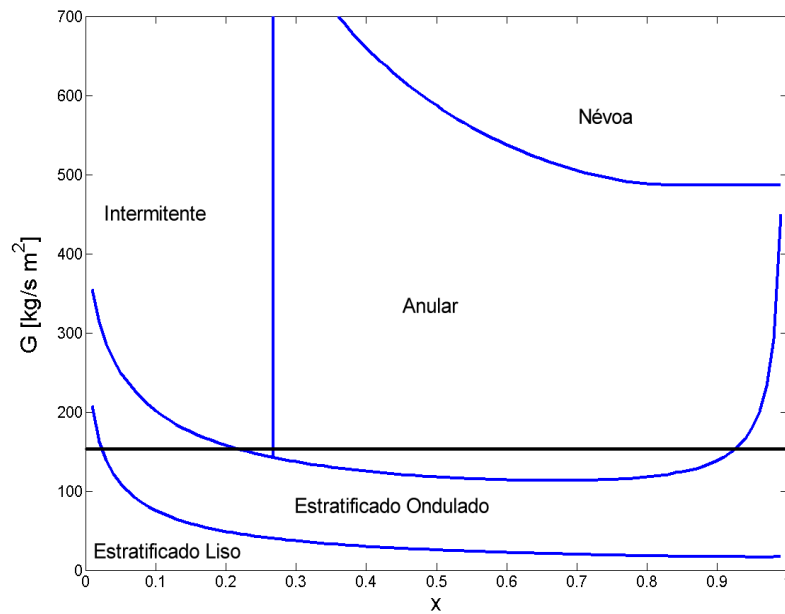


Figura 2.24: Mapa de Kattan indicando a vazão de  $G=150\text{kg/m}^2\text{s}$ .

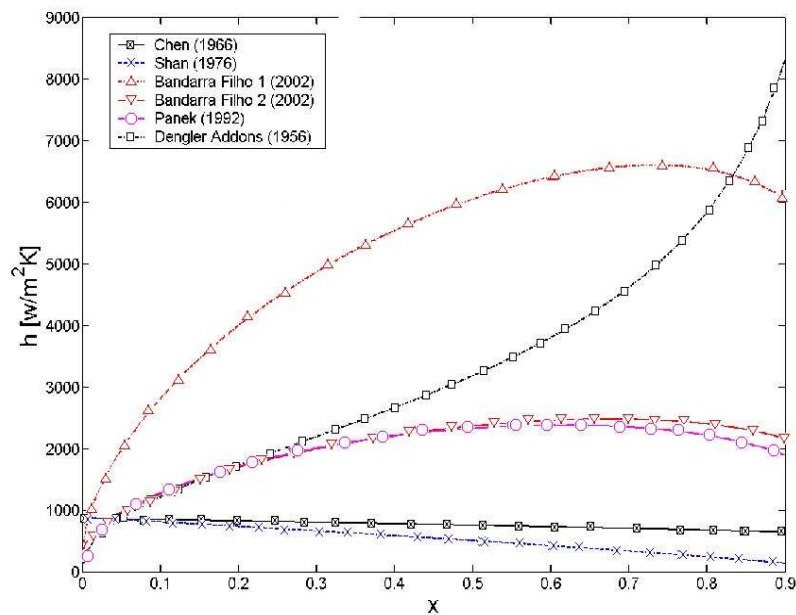


Figura 2.25: Comparativo entre algumas correlações encontradas na literatura aplicadas para R-141b a  $T_s \text{at} = 42^\circ\text{C}$  e  $G = 150\text{kg/m}^2\text{s}$ .

A construção de modelos analíticos generalizados esbarra na dificuldade de modelagem do comportamento estocástico da turbulência e do escoamento com bolhas. A solução das equações completas é proibitiva. Desta forma, a investigação experimental representa um papel fundamental para resolver o problema tecnológico, através da construção de modelos estatísticos. Muitos são os fatores que influenciam o comportamento termo-

---

fluidodinâmico de um sistema em ebulição sob convecção forçada. Torna-se apropriado para o investigador ou o usuário respeitar as condições de desenvolvimento e aplicação destes modelos, em caso contrário, pode-se estar correndo o risco de cometer erros .



# Capítulo 3

## Modelo Estatístico

Neste capítulo serão abordadas as etapas de construção do modelo estatístico para a predição do coeficiente de transferência de calor para tubos lisos e micro-aletados em regime de ebulição nucleada e convectiva. A construção de modelos estatísticos na engenharia térmica experimental baseia-se na utilização de duas ferramentas básicas: a análise dimensional e a regressão estatística. A seguir, serão apresentados a fundamentação e os resultados da aplicação destas ferramentas sobre o problema posto neste trabalho. A partir da análise dimensional, os números adimensionais obtidos serão classificados em ordem de importância através de uma regressão linear. Em seguida, uma relação funcional em séries de potência será testada para um número crescente de números adimensionais, onde será sempre selecionada a melhor combinação. Após a relação funcional formada, os coeficientes são então encontrados utilizando como método de busca algoritmos genéticos. Como base para o desenvolvimento desta nova correlação serão utilizados 479 pontos experimentais apresentados por Bandarra Filho (2002) e Seo e Kim (2000).

### 3.1 Análise dimensional parcial

A análise dimensional e fenomenológica de um sistema em ebulição convectiva envolve um grande número de parâmetros. Muitos destes, apresentam graus de correlação entre si, elevando, desta forma, o nível de complexidade do problema estudado. A escolha adequada da base para construção da relação funcional entre as variáveis envolvidas representa um fator decisivo para o sucesso da análise. É admitido que apenas uma análise dimensional parcial poderá ser executada, já que os parâmetros estudados serão limitados aos mais significativos do ponto de vista fenomenológico.

Na Tabela (3.1) é apresentada uma lista das grandezas que, do ponto de vista de uma análise fenomenológica, são consideradas as mais importantes para a representação de um sistema em ebulição convectiva ou ebulição nucleada forçada. Estão incluídas as propriedades termofísicas, como também os parâmetros operacionais e fatores de forma geométrica da micro-aleta.

Partindo-se de uma análise fenomenológica, do ponto de vista da transferência de calor em um sistema bifásico (líquido vapor), pode-se considerar que as variáveis relacionadas ao escoamento da fase líquida desempenham um papel mais significativo no sistema. Isto ocorre, devido à proximidade da fase líquida à parede do tubo, à associação aos mecanismos de transferência de calor e mudança de fase presentes nesta fase e na sua superfície. No entanto, nesta análise dimensional optou-se por utilizar as propriedades relativas ao pseudo-fluido, obtidas por ponderação das propriedades de cada uma das fases. Isto porque, desejou-se incluir a influência da fase vapor sobre o sistema. Para a massa específica, no momento da determinação dos números adimensionais, não foi utilizada a propriedade homogênea, para que os números de reynolds da fase líquida e da fase vapor aparecessem. Para as velocidades das fases foi utilizada a velocidade superficial definidas por  $U_v = Gx/\rho_v$  e  $U_l = G(1 - x)/\rho_l$

Para as propriedades de transporte propõe-se o uso da hipótese do pseudo-fluido. É proposta a adoção das seguintes equações para determinação das propriedades do pseudo-fluido adaptadas de McAdams et al. (1942) apud Carey (1992) e Cicchitti et al. (1960)apud Carey (1960):

Condutividade térmica equivalente:

$$k_h = (x)k_v + (1 - x) k_l \quad (3.1)$$

Viscosidade equivalente:

$$\mu_h = x\mu_l + (1 - x) \mu_v \quad (3.2)$$

Calor específico:

$$c_{p_h} = (x)c_{p_v} + (x - 1)c_{p_l} \quad (3.3)$$

As dimensões fundamentais envolvidas no problema são  $L, M, T$  e  $\Theta$  e o posto da matriz dimensional apresentada na Tabela (3.1) é 4. Logo, são necessárias 4 grandezas independentes para formação da base dimensional. Em um primeiro momento, de forma similar à análise dimensional para o problema monofásico de convecção forçada, tomou-

Tabela 3.1: Matriz grandezas das envolvidas.

VARIÁVEL	SÍMBOLO	UNIDADE	L	M	T	$\Theta$
Massa específica da fase líquida	$\rho_l$	$\frac{kg}{m^3}$	-3	1	0	0
Massa específica da fase vapor	$\rho_v$	$\frac{kg}{m^3}$	-3	1	0	0
Entalpia específica da fase líquida	$i_l$	$\frac{J}{kg}$	2	0	-2	0
Entalpia específica da fase vapor	$i_v$	$\frac{J}{kg}$	2	0	-2	0
Calor específico fase líquida	$c_{pl}$	$\frac{J}{kg \cdot K}$	2	0	-2	-1
Calor específico fase líquida	$c_{pv}$	$\frac{J}{kg \cdot K}$	2	0	-2	-1
Condutividade térmica da fase líquida	$k_l$	$\frac{W}{m \cdot K}$	1	1	-3	-1
Condutividade térmica da fase vapor	$k_v$	$\frac{W}{m \cdot K}$	1	1	-3	-1
Viscosidade molecular fase líquida	$\mu_l$	$\frac{kg}{m \cdot s}$	-1	1	-1	0
Viscosidade molecular fase vapor	$\mu_v$	$\frac{kg}{m \cdot s}$	-1	1	-1	0
Tensão superficial	$\sigma$	$\frac{kg}{s^2}$	0	1	-2	0
Título termodinâmico	$x$	-	0	0	0	0
Fração de vazio	$\alpha$	-	0	0	0	0
Espessura do filme líquido	$\delta_l$	$m$	1	0	0	0
Velocidade mássica da fase líquida	$G_l$	$\frac{kg}{m^2 \cdot s}$	-2	1	-1	0
Velocidade mássica da fase vapor	$G_v$	$\frac{kg}{m^2 \cdot s}$	-2	1	-1	0
Aceleração da gravidade	$g$	$\frac{m}{s^2}$	1	0	-2	0
Diâmetro do tubo	$D$	$m$	1	0	0	0
Altura da micro-aleta	$t$	$m$	1	0	0	0
Razão do ângulo de flanco da micro-aleta	$\frac{\theta}{90^\circ}$	-	0	0	0	0
Razão do ângulo de hélice da micro-aleta	$\frac{\beta}{90^\circ}$	-	0	0	0	0
Fluxo de calor	$q''$	$\frac{W}{m^2}$	0	1	-3	0
Coeficiente de transferência de calor	$h$	$\frac{W}{m^2 \cdot K}$	0	1	-3	-1



$$E = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & -1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 0 & -2 & -1 & -1 & 1 & 0 & -2 & -2 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 \\ -1 & 1 & 0 & -1 & 0 & -1 & 0 & 0 & -1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (3.7)$$

Obtém-se as seguintes matrizes (Caso 1):

Tabela 3.3: Matriz dos expoentes utilizando as grandezas de base  $D, U_l, k_h$  e  $\mu_h$ .

	$\Pi_{10}$	$\Pi_9$	$\Pi_8$	$\Pi_7$	$\Pi_6$	$\Pi_5$	$\Pi_4$	$\Pi_3$	$\Pi_2$	$\Pi_1$
$D$	1	0	0	0	0	1	-1	1	1	1
$U_l$	1	0	-2	-1	-1	1	0	-2	-2	0
$k_h$	0	-1	0	0	0	0	0	0	0	-1
$\mu_h$	-1	1	0	-1	0	-1	0	0	-1	0
$\rho_l$	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0
$c_{ph}$	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0
$i_{lv}$	0	0	1	0	0	0	0	0	0	0
$\sigma$	0	0	0	1	0	0	0	0	0	0
$U_v$	0	0	0	0	1	0	0	0	0	0
$\rho_v$	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0
$\delta_l$	0	0	0	0	0	0	1	0	0	0
$g$	0	0	0	0	0	0	0	1	0	0
$q''$	0	0	0	0	0	0	0	0	1	0
$h$	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1

utilizando as grandezas de base  $D, U_l, k_h$  e  $\mu_h$  encontra-se os seguintes números adimensionais:



$$E = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & -1 & 1 & 1 & 1 \\ 0.5 & 0 & -0.5 & -0.5 & -0.5 & 0.5 & 0 & -1 & -1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 \\ -1 & 1 & 0 & -1 & 0 & -1 & 0 & 0 & -1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (3.12)$$

Tabela 3.4: Matriz dos expoentes utilizando as grandezas de base  $D, i_{lv}, k_h$  e  $\mu_h$ .

	$\Pi_{10}$	$\Pi_9$	$\Pi_8$	$\Pi_7$	$\Pi_6$	$\Pi_5$	$\Pi_4$	$\Pi_3$	$\Pi_2$	$\Pi_1$
$D$	1	0	0	0	0	1	-1	1	1	1
$i_{lv}$	0.5	0	-0.5	-0.5	-0.5	0.5	0	-1	-1	0
$k_h$	0	-1	0	0	0	0	0	0	0	-1
$\mu_h$	-1	1	0	-1	0	-1	0	0	-1	0
$\rho_l$	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0
$cp_h$	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0
$U_l$	0	0	1	0	0	0	0	0	0	0
$\sigma$	0	0	0	1	0	0	0	0	0	0
$U_v$	0	0	0	0	1	0	0	0	0	0
$\rho_v$	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0
$\delta_l$	0	0	0	0	0	0	1	0	0	0
$g$	0	0	0	0	0	0	0	1	0	0
$q''$	0	0	0	0	0	0	0	0	1	0
$h$	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1

$$\begin{aligned} \Pi_{10} &= \frac{Di_{lv}^{0.5}\rho_l}{\mu_h} & \Pi_9 &= \frac{\mu_h cp_h}{k_h} & \Pi_8 &= \frac{U_l}{i_{lv}^{0.5}} \\ \Pi_7 &= \frac{\sigma}{\mu_h i_{lv}^{0.5}} & \Pi_6 &= \frac{U_v}{i_{lv}^{0.5}} & \Pi_5 &= \frac{Di_{lv}^{0.5}\rho_v}{\mu_h} \\ \Pi_4 &= \frac{\delta}{D} & \Pi_3 &= \frac{Dg}{i_{lv}} & \Pi_2 &= \frac{Dq''}{i_{lv}} \\ & & \Pi_1 &= \frac{Dh}{k_h} & & \end{aligned} \quad (3.13)$$

Admitindo que o fluxo de calor imposto na parede do tubo tem influência preponderante aos efeitos viscosos, pode-se utilizar as grandezas de base  $D$ ,  $U_l$ ,  $k_h$  e  $q''$ .

Obtém-se as seguintes matrizes (Caso 3):

$$D_1 = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 1 \\ 0 & -1 & -3 & -3 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{bmatrix} \quad (3.14)$$

$$D_2 = \begin{bmatrix} -3 & 2 & 2 & 0 & 1 & -3 & 1 & 1 & -1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 1 & 0 & 1 & 0 & 0 & 1 & 1 \\ 0 & -2 & -2 & -2 & -1 & 0 & 0 & -2 & -1 & -3 \\ 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 \end{bmatrix} \quad (3.15)$$

$$E = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 & -1 & 0 & 0 & -1 & 1 & -1 & 1 \\ 3 & -2 & -2 & 1 & -1 & 3 & 0 & -2 & 2 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 \\ -1 & 1 & 0 & -1 & 0 & -1 & 0 & 0 & -1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (3.16)$$

$$\begin{aligned} \Pi_{10} &= \frac{U_l^3 \rho_l}{q''} & \Pi_9 &= \frac{Dq'' c p_h}{U_l^2 k_h} & \Pi_8 &= \frac{i_{lv}}{U_l^2} \\ \Pi_7 &= \frac{U_l \sigma}{Dq''} & \Pi_6 &= \frac{U_v}{U_l} = \frac{x}{1-x} \frac{\rho_l}{\rho_v} & \Pi_5 &= \frac{U_l^3 \rho_v}{q''} \\ \Pi_4 &= \frac{\delta}{D} & \Pi_3 &= \frac{Dg}{U_l^2} & \Pi_2 &= \frac{U_l^2 \mu_h}{Dq''} \\ & & \Pi_1 &= \frac{hD}{k_h} & & \end{aligned} \quad (3.17)$$

Após a obtenção dos três conjuntos de números adimensionais, é preciso que a sua coerência com a física do problema seja avaliada. Com este propósito, na primeira etapa



Tabela 3.5: Matriz dos expoentes utilizando as grandezas de base  $D, U_l, k_h, eq''$ .

	$\Pi_{10}$	$\Pi_9$	$\Pi_8$	$\Pi_7$	$\Pi_6$	$\Pi_5$	$\Pi_4$	$\Pi_3$	$\Pi_2$	$\Pi_1$
$D$	0	1	0	-1	0	0	-1	1	-1	1
$U_l$	3	-2	-2	1	-1	3	0	-2	2	0
$k_h$	0	-1	0	0	0	0	0	0	0	-1
$q''$	-1	1	0	-1	0	-1	0	0	-1	0
$\rho_l$	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0
$cp_h$	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0
$i_{lv}$	0	0	1	0	0	0	0	0	0	0
$\sigma$	0	0	0	1	0	0	0	0	0	0
$U_v$	0	0	0	0	1	0	0	0	0	0
$\rho_v$	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0
$\delta_l$	0	0	0	0	0	0	1	0	0	0
$g$	0	0	0	0	0	0	0	1	0	0
$\mu_h$	0	0	0	0	0	0	0	0	1	0
$h$	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1

de construção da relação funcional todos os números adimensionais serão testados para avaliação da sua correlação com os dados experimentais e, conseqüentemente, análise da sua representatividade sobre a física do problema.

## 3.2 Relação funcional

### 3.2.1 Tubos Lisos

A determinação da relação funcional entre os números adimensionais que representam as variáveis independentes e o número adimensional da grandeza dependente é de natureza empírica e fenomenológica. Neste trabalho, para a obtenção da relação funcional, será adotada uma abordagem estatística híbrida entre a análise de regressão passo a passo (stepwise regression analysis) e a abordagem adotada por Stephan e Abdelsallam (1980) e Stephan e Auracher (1981). Em um primeiro momento, individualmente, os números adimensionais serão correlacionados linearmente com os dados experimentais, onde, o erro médio quadrático e a razão de correlação foram avaliados. Serão utilizados dados experimentais extraídos de Bandarra Filho (2002) e Seo e Kim (2000) para execução deste passo. Bandarra Filho (2002) publicou dados experimentais para R-22, R-134a, R-404a e R-407c em diversas condições operacionais. As Tabelas de (3.2.1) à (3.8) apresentam os

resultados obtidos.

Tabela 3.6: Erros residuais para o caso 1.

	$\Pi_{10}$	$\Pi_9$	$\Pi_8$	$\Pi_7$	$\Pi_6$	$\Pi_5$	$\Pi_4$	$\Pi_3$	$\Pi_2$
<i>RMS</i>	480,84	325,42	470,69	475,58	433,54	225,09	-	480,64	475,62
<i>R</i> <sup>2</sup> [%]	0,95	54,59	4,99	3,01	19,40	78,27	-	0,93	2,99

Tabela 3.7: Erros residuais para o caso 2.

	$\Pi_{10}$	$\Pi_9$	$\Pi_8$	$\Pi_7$	$\Pi_6$	$\Pi_5$	$\Pi_4$	$\Pi_3$	$\Pi_2$
<i>RMS</i>	381,20	322,13	-	298,23	-	409,85	-	469,10	449,80
<i>R</i> <sup>2</sup> [%]	37,60	55,50	-	61,89	-	27,97	-	5,63	13,24

Tabela 3.8: Erros residuais para o caso 3.

	$\Pi_{10}$	$\Pi_9$	$\Pi_8$	$\Pi_7$	$\Pi_6$	$\Pi_5$	$\Pi_4$	$\Pi_3$	$\Pi_2$
<i>RMS</i>	476,99	475,94	479,34	474,60	283,88	477,02	-	480,64	474,16
<i>R</i> <sup>2</sup> [%]	2,43	2,86	1,47	3,41	65,44	2,42	-	0,93	3,59

Onde:

$$RMS = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (P_{i_1}^{exp} - P_{i_1}^{calc})^2} \quad (3.18)$$

$$R^2 = \frac{\sum_i N_i (\bar{y}_i - \bar{y})^2}{\sum_i \sum_j (\bar{y}_{i,j} - \bar{y})^2} \quad (3.19)$$

onde  $R^2$  é a razão de correlação.

Pode-se observar, a partir da Tabela (3.2.1), que o número adimensional que melhor se correlaciona com os dados é  $\Pi_5 = \frac{DU_v \rho_v}{\mu_h}$ , seguido de  $\Pi_9 = \frac{\mu_h c p h}{k_h}$  que representam respectivamente o número de Reynolds modificado para a fase vapor (velocidade superficial da fase) e o número de Prandtl do pseudo fluido. Por esta razão optou-se por usar os resultados da análise dimensional obtidos a partir do caso 1 para formação da correlação. Alguns números adimensionais não puderam ser avaliados devido a falta de resultados experimentais para a espessura do filme líquido.

Investigou-se as seguintes relações funcionais entre o número adimensional dependente e os demais:

$$\Pi_1 = C_0 + C_1 \Pi_5^{C_2} * \Pi_i^{C_3} \quad (3.20)$$

$$\Pi_1 = C_0 + C_1\Pi_5^{C_2} + C_3\Pi_i^{C_4} \tag{3.21}$$

A Tabela (3.9) apresenta os resultados obtidos com as regressões lineares.

Tabela 3.9: Resíduos e Bias.

	$\Pi_9$		$\Pi_{10}$		$\Pi_8$	
	Eq. (3.20)	Eq. (3.21)	Eq. (3.20)	Eq. (3.21)	Eq. (3.20)	Eq. (3.21)
Res	20,66	25,91	21,79	21,81	21,98	22,00
Bias	89,27	-14,66	96,41	97,30	89,7	94,78
	$\Pi_7$		$\Pi_6$		$\Pi_5$	
	Eq. (3.20)	Eq. (3.21)	Eq. (3.20)	Eq. (3.21)	Eq. (3.20)	Eq. (3.21)
Res	21,77	58,60	21,34	22,35	21,86	29,85
Bias	41,37	287,45	34,82	36,34	41,51	118,32
	$\Pi_3$		$\Pi_2$		$\Pi_4$	
	Eq. (3.20)	Eq. (3.21)	Eq. (3.20)	Eq. (3.21)	Eq. (3.20)	Eq. (3.21)
Res	22,98	22,85	22,09	22,33	-	-
Bias	43,35	58,34	43,95	45,57	-	-

Onde:

$$Res = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{|\Pi_1^{exp} - \Pi_1^{calc}|}{\Pi_1^{exp}} \tag{3.22}$$

$$Bias = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\Pi_1^{exp} - \Pi_1^{calc}) \tag{3.23}$$

Baseado apenas nos resultados apresentados na Tabela (3.9), não é possível determinar a correlação que melhor se ajusta aos dados. É necessário que sejam analisados os coeficientes e expoentes obtidos no processo de regressão. Assim, é possível montar uma correlação onde os números adimensionais partilhem a representatividade dos dados. Por isso, números adimensionais que apresentem pouca representatividade são descartados da correlação.

A figura (3.1) apresenta um dos resultados parciais do processo de construção da relação funcional, é possível observar os resultados da regressão linear de  $\Pi_5$  e  $\Pi_9$  utilizando a relação funcional do tipo da Equação 3.20.

Prosseguindo com o processo de seleção de números adimensionais, chegou-se a seguinte proposta de relação funcional:

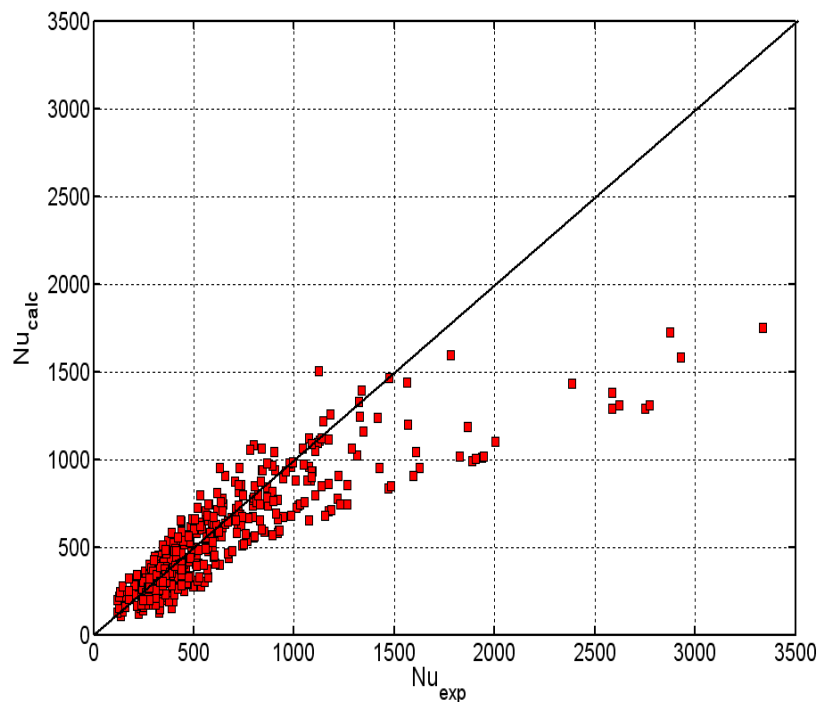


Figura 3.1: Número de Nusselt calculado versus nusselt experimental

$$\Pi_1 = C_1 + C_2 \Pi_5^{C_3} \Pi_9^{C_4} \Pi_6^{C_5} \Pi_2^{C_6} \quad (3.24)$$

Em todo o processo de seleção dos números adimensionais para composição da relação funcional, foi utilizado o software EES (Equation Engineering Solver) e a função de regressão linear padrão com pelo menos três conjuntos diferentes de valor inicial. Isto porque, o processo de regressão linear é baseado no gradiente, sendo dependente dos valores iniciais. Nesta etapa, a utilização de um método de busca não-linear, tipo algoritmos genéticos, tornaria o tempo necessário para realização de todos os testes proibitivo.

### 3.2.2 Tubos micro-aletados

Para a inclusão da influência dos fatores de forma do problema do tubo micro-aletado, optou-se por agregar um termo na forma de fator de intensificação. Isto, devido a intensificação do processo de transferência de calor pela presença das micro-aletas, apresentado na literatura, Bandarra Filho (2002) e Seo e Kim (2000).

O fator será dado na forma:

$$(1 + F) \quad (3.25)$$

Onde:

$$F = \alpha_1 \beta_r^{\alpha_2} \theta_r^{\alpha_3} \left( \frac{t}{D} \right)^{\alpha_4} \quad (3.26)$$

onde,  $\beta_r$  é a razão entre o ângulo de hélice na micro-aleta por 90 graus,  $\theta_r$  é a razão entre o ângulo do flanco por 90 graus.

A relação funcional final terá a forma:

$$\Pi_1 = [C_1 + C_2 \Pi_5^{C_3} \Pi_9^{C_4} \Pi_6^{C_5} \Pi_2^{C_6}] (1 + F) \quad (3.27)$$

### 3.3 Obtenção dos coeficientes

A partir da relação funcional encontrada torna-se necessário a utilização de um método de busca para determinação dos seus coeficientes. Convencionalmente, utiliza-se ferramentas estatísticas para a obtenção destes coeficientes através de regressão linear, log-linear, dentre outras. É uma característica destes métodos estatísticos a minimização de resíduos na direção do gradiente. Como abordado por Charbonneau (2002) e Hacker et al. (2002), estes procedimentos aplicados a problemas multi-modais, podem ser atraídos para mínimos locais e são dependentes das condições iniciais. Devido a isto, não é garantido que um mínimo global seja atingido.

Como exemplo, a utilização de um valor inicial de 300 para o o coeficiente  $C_1$  e os demais coeficientes 1. O resultado do processo de regressão linear, multivariável, implementado no EES retorna o seguinte resultado quando o ponto de mínimo é atingido, com um erro percentual de 46,52%:

$$\begin{aligned} C_1 &= 370,65 & C_2 &= 0,6890 & C_3 &= -0,2307 \\ C_4 &= 0,676 & C_5 &= 1,3342 & C_6 &= -1,344 \end{aligned} \quad (3.28)$$

Utilizando o valor inicial de  $C_1$  igual a 200, obtém-se um erro percentual de 37,65% e os seguintes coeficientes:

$$\begin{aligned} C_1 &= 223,34 & C_2 &= 1,341 & C_3 &= 1,785 \\ C_4 &= 0,569 & C_5 &= -0,0545 & C_6 &= -0,5781 \end{aligned} \quad (3.29)$$

Neste trabalho, devido ao comportamento do coeficiente de transferência de calor para tubos micro-aletados e sua natureza não-linear, optou-se por adotar como método para obtenção dos coeficientes para a relação funcional obtida, a minimização de resíduos por algoritmos genéticos. Baseado em um algoritmo de domínio público, chamado PIKAIA (ver Charbonneau (2002)), utilizou-se neste trabalho, a sua implementação no software EES. A partir base de dados experimentais e da relação funcional encontrada, uma função resíduo foi montada e minimizada utilizando esta função do EES. A função resíduo adotada teve a forma:

$$Res_t = \sum_{i=1}^N |\Pi_1^{exp} - \Pi_1^{calc}| \quad (3.30)$$

Primeiramente, a relação funcional dada pela equação 3.27 foi correlacionada ao conjunto de dados dos tubos lisos e em seguida foram correlacionados os fatores de forma para os tudo micro-aletados.

Os seguintes coeficientes foram obtidos para a correlação dos dados referentes aos tubos liso:

$$\begin{aligned} C_1 &= 196,2 & C_2 &= 0,1276 & C_3 &= 0,6785 \\ C_4 &= 0,2608 & C_5 &= 0,265 & C_6 &= 0,01985 \end{aligned} \quad (3.31)$$

Faixa de validade:

G: 150 à 250kg/m<sup>2</sup>s q: 4,7 à 14,2W/m<sup>2</sup> x: 0,15 à 0,75

A figura 3.3 apresenta a relação entre o número de Nusselt experimental obtido por Bandarra Filho (2002) para tubos lisos e o calculado através da correlação obtida. O resíduo percentual ficou em 20,34% e o Bias em 116,4.

Com a inclusão dos dados experimentais dos tubos micro-aletados, foram obtidos os seguintes valores para os coeficientes de intensificação devido aos fatores de forma:

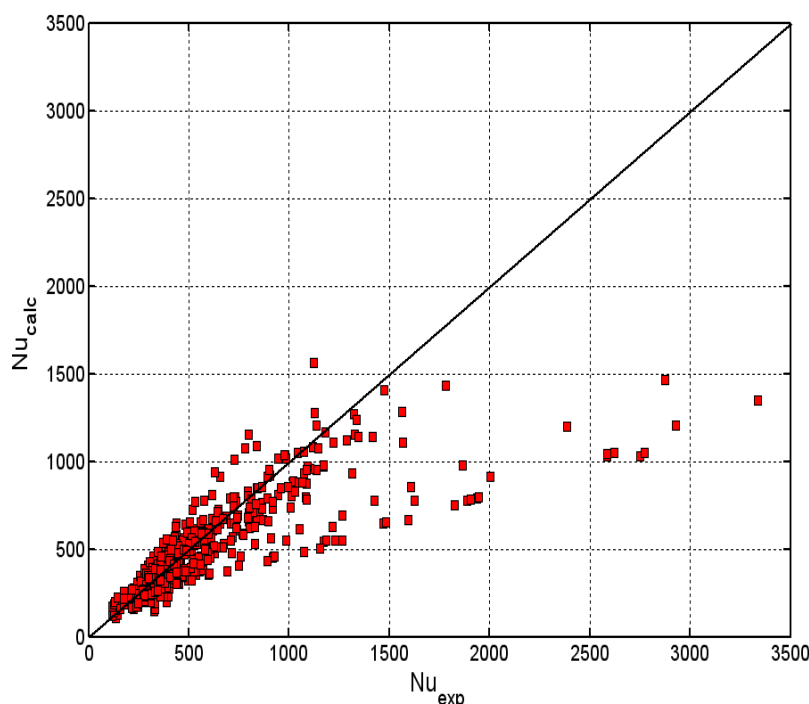


Figura 3.2: Número de Nusselt experimental versus calculado (tubos lisos).

$$\begin{aligned}
 C_1 &= 196,2 & C_2 &= 0,1276 & C_3 &= 0,6785 \\
 C_4 &= 0,2608 & C_5 &= 0,265 & C_6 &= 0,01985 \\
 \alpha_1 &= 5,682 & \alpha_2 &= 1,699 & \alpha_3 &= 7,468 \\
 & & \alpha_4 &= 2,62 & & 
 \end{aligned}
 \tag{3.32}$$

A Figura 3.4 apresenta a relação entre o número de Nusselt calculado e os dados experimentais de todo o conjunto de dados utilizados. São 479 pontos experimentais, onde cerca de 400 deles para tubos lisos (Bandarra Filho, 2002; Seo e Kim, 2000). O resíduo percentual total foi de 19,62 % e Bias de 108,2.

A Figura 3.4 reúne os resultados das quatro correlações similares encontradas na literatura comparadas com a correlação proposta neste trabalho de doutorado. Duas correlações propostas por Bandarra Filho (2002), uma por Dengler e Addoms (1956) e por último por Penek apud Bandarra Filho (2002). É possível observar, graficamente, que a correlação proposta neste trabalho de doutorado apresenta menor dispersão de resultados sugerindo um melhor ajustamento aos dados.

Foram utilizadas as seguintes correlações para comparação:

Bardarra Filho (2002):

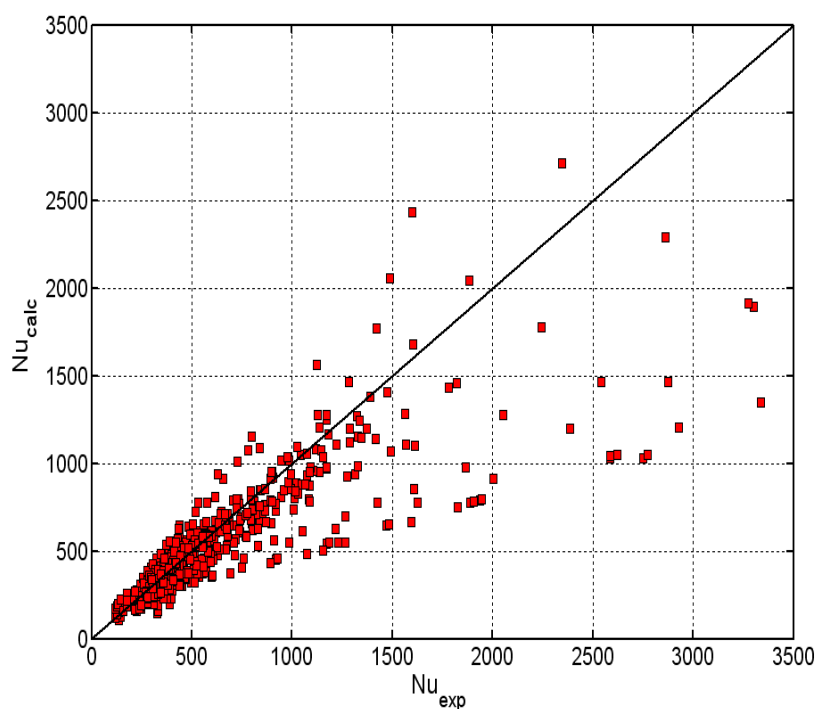


Figura 3.3: Número de Nusselt experimental versus calculado com fatores de forma.

$$\frac{h_b}{h_l} = 1 + 3,0 \cdot X_{tt}^{-0,65} \cdot Bo^{0,23} \quad (3.33)$$

$$\frac{h_b}{h_l} = 1 + 0,74 \cdot Bj^{2/3} \cdot Fr_l^{1/3} \quad (3.34)$$

onde,  $Bj = \frac{q'' D}{k_i T_{sat}}$ .

Dengler e Addoms (1956):

$$\frac{h_b}{h_l} = 3,5 \cdot X_{tt}^{-0,5} \quad (3.35)$$

Panek (1992):

$$\frac{h_b}{h_l} = 3,686 \cdot X_{tt}^{-0,563} \quad (3.36)$$

Tabela 3.10: Erro médio quadrático percentual para correlações testadas.

	Dengler e Addons	Bandarra Filho (1)	Bandarra Filho (2)	Panek
Res [%]	79,83	30,23	65,74	28,56



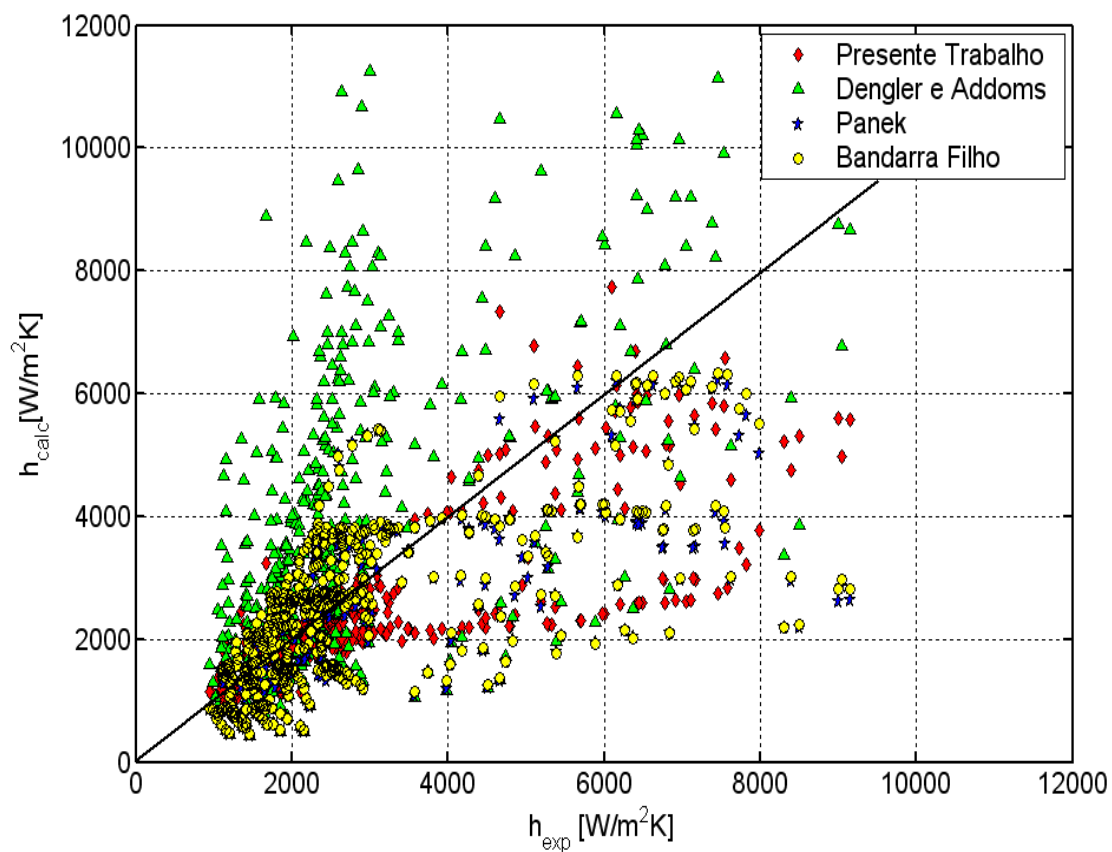


Figura 3.4: Número de Nusselt experimental versus o calculado por diferentes correlações.

A correlação proposta demonstrou-se satisfatória para a previsão do coeficiente de transferência de calor presente nos dados experimentais de Bandarra Filho (2002) e Seo e Kim (2000). Como mostra a comparação com as outras correlações, apresentadas na Tabela (3.10), apesar dos bons resultados apresentados, é necessário um número maior de pontos experimentais para a sua generalização.

# Capítulo 4

## Aparato e Procedimento Experimentais

### 4.1 Descrição do aparato experimental

A presente instalação experimental permite a determinação dos coeficientes de transferência de calor local e a medição da pressão em diferentes seções dos escoamentos monofásico e bifásico de fluidos refrigerantes que se apresentem em estado líquido à pressão atmosférica.

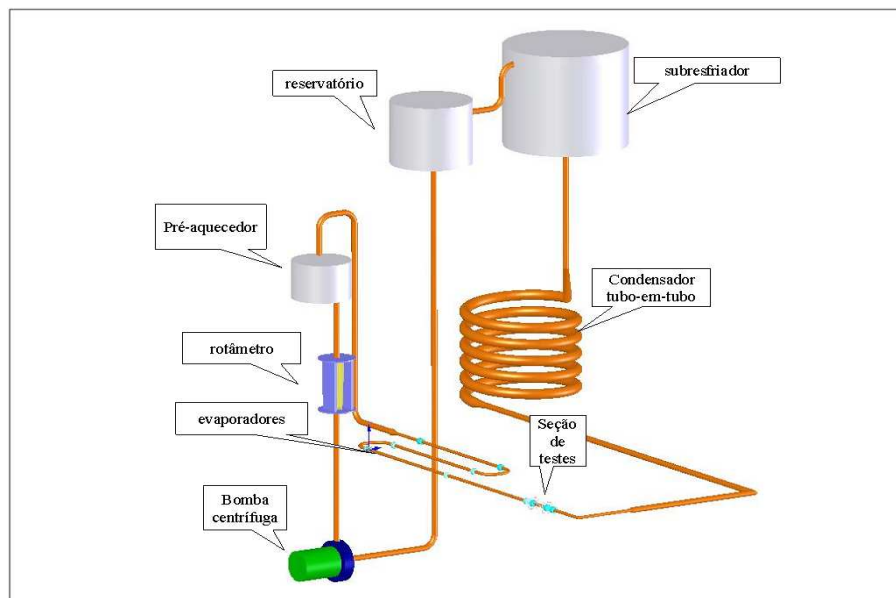


Figura 4.1: Representação esquemática da bancada experimental.

O aparato experimental, cujo esquema é apresentado na Figura 4.1, consiste em um circuito em convecção forçada, constituído de uma bomba centrífuga, um medidor de vazão, um conjunto de cinco pré-aquecedores, uma seção de teste, um condensador e um subresfriador. A capacidade do reservatório é de 40 litros de fluido refrigerante e potência total instalada na bancada é de 3,6 kW. A Figura 4.2 apresenta os pontos de medição de temperatura e pressão na bancada.

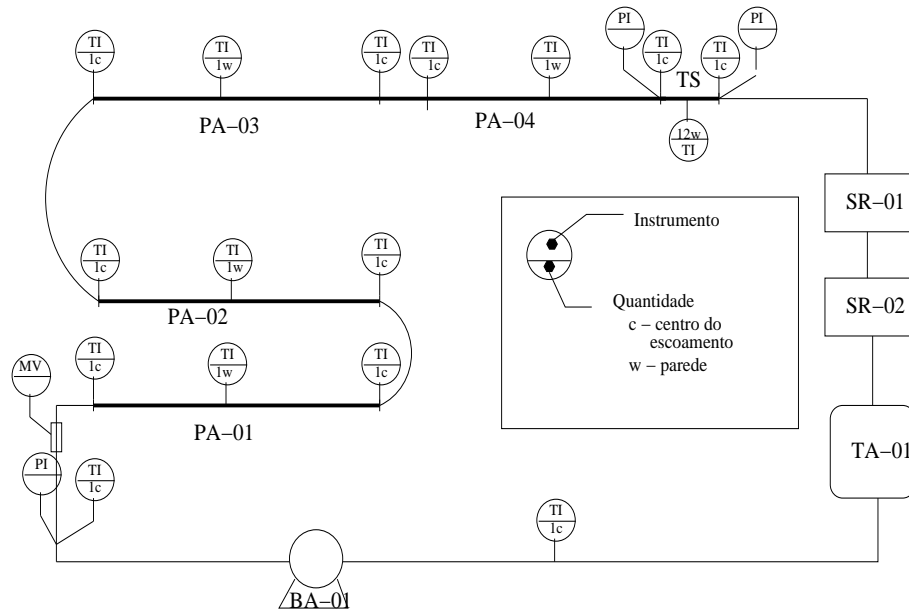


Figura 4.2: Pontos de medição de temperatura e pressão da bancada experimental.

A descrição dos componentes da bancada é apresentada a seguir:

- **BA-01** Bomba Centrífuga auto-escorvada. Este equipamento foi selecionado devido a característica de baixo NPSHr na sucção. Um dos problemas mais comuns apresentados neste tipo de instalação experimental é a presença de cavitação, deste fenômeno deriva pulsações de pressão que vão contribuir para o aumento da incerteza no sistema de medição. A utilização de bombas auto-escorvantes minimiza os efeitos indesejáveis da cavitação.
- **FI-01** Filtro.
- **MV-01** Rotâmetro. Medidor de Vazão OMEL Faixa:  $0-800 \frac{l}{h}$
- **PA-01..04** Pré-aquecedores tubulares. Os quatro pré-aquecedores são construídos a partir do próprio tubo de cobre, medindo 1 m cada, enrolando-se em espiral igualmente espaçada, uma fita resistiva de Ni-Cr. A fita resistiva é isolada do tubo através de uma fita de kapton. Para minimização da resistência de contato foi aplicado um isolante elétrico termo-retrátil Foi avaliada a utilização de diferentes métodos de aquecimento, sendo que optou-se pelo aquecimento elétrico indireto

visando a prescrição de fluxo na parede do tubo. Em média, os pré-aquecedores apresentam  $12\text{mm} \times 1\text{m}$  de comprimento e a resistência elétrica de  $12 \Omega$ , podendo dissipar  $1,2 \text{ kW}$  de potência. Termopares "Tipo E" com diâmetro de  $0,15\text{mm}$  foram instalados imersos no escoamento e na parede do tubo.

- **SR-01/02** Condensadores e Subresfriadores. Dimensionados para condensar todo vapor gerado pelos pré-aquecedores e pela seção de teste durante os testes em escoamento bifásico. O sub-resfriador foi incluído no sistema para evitar a cavitação da bomba e possibilitar ensaios com o líquido subresfriado.
- **SM-01** O sistema de aquisição utilizado é um HP-34970A.
- **TA-01** Reservatório de fluido refrigerante (capacidade 40 l).
- **TS-01** Seção de teste. Foram feitos testes utilizando tubos lisos e micro-aletados. A seção de testes acomoda tubos de cobre  $0,15\text{m}$  de comprimento facilmente intercambiáveis. A montante e a jusante da seção de testes estão instaladas duas seções de visualização. O método de aquecimento é o de fluxo de calor imposto na parede. A seção de testes será melhor detalhada a seguir.

#### 4.1.1 Seção de teste

O objetivo da seção testes é determinar, em tubos lisos e micro-aletados, o coeficiente de transferência de calor para diferentes regimes de escoamento e de fluxos de calor. Oito termopares estão dispostos em duas seções, a  $50\text{mm}$  e  $100\text{mm}$ . Nas seções transversais são instalados quatro termopares nos eixos vertical e horizontal. Dois outros termopares são instalados no escoamento para determinação do título de entrada e de saída da seção.

Nas figuras 4.3 e 4.4, está representada esquematicamente a seção de testes. A montante e a jusante estão instaladas seções de visualização para determinação do padrão de escoamento em teste, tomadas para medição da pressão e um poço para medição da temperatura média do fluido.

Como elementos de teste serão utilizados tubos liso e micro-aletado. As características dimensionais dos tubos utilizados estão apresentados na tabela 4.1.

Tabela 4.1: Características dimensionais dos tubos testados.

TUBO	De [mm]	Di [mm]	t [mm]	$\beta$ [o]	$\theta$ [o]	n
Liso	12,2	11,13				
micro-aletado (willend)	12,0	11,21	0,186	17	23	70

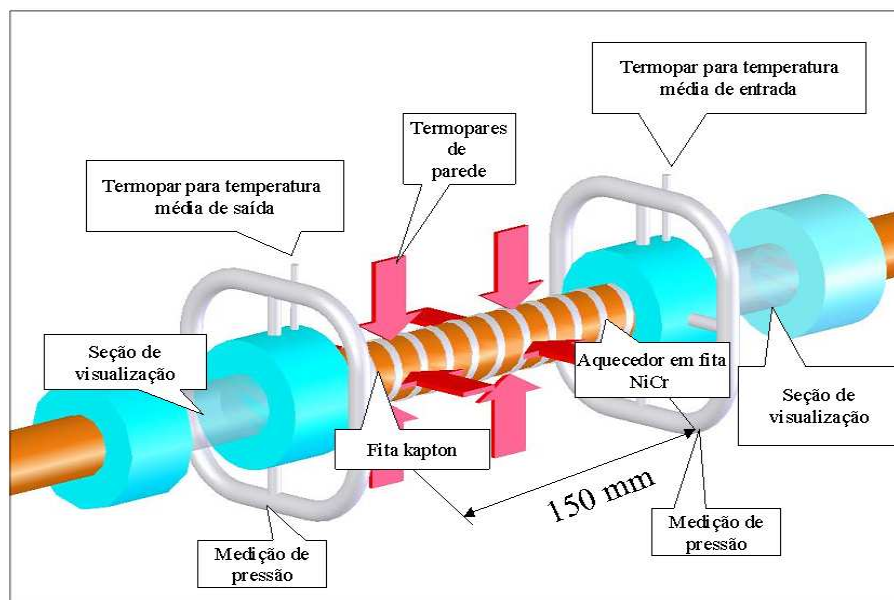


Figura 4.3: Representação em modelo da seção de testes.

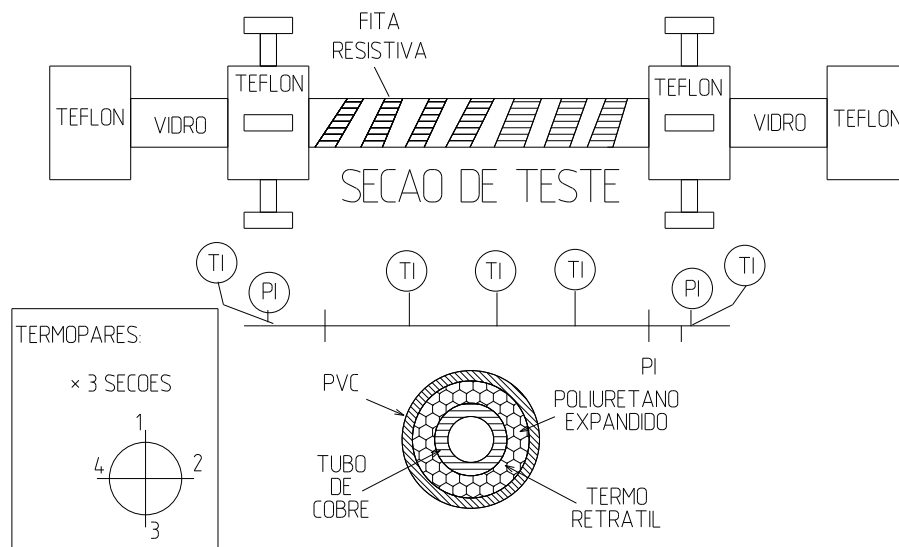


Figura 4.4: Representação esquemática da seção de testes.

onde,  $t$  é a altura,  $\beta$  é o ângulo de hélice,  $\theta$  é o ângulo do flanco da micro-aleta e  $n$  é o número de micro-aletas.

Na Figura 4.5 pode-se ver o detalhe das micro-aletas do tubo, e na Figura 4.6, observa-se uma vista planificada do tubo micro-aletado.



Figura 4.5: Detalhe do tubo micro-aletado.

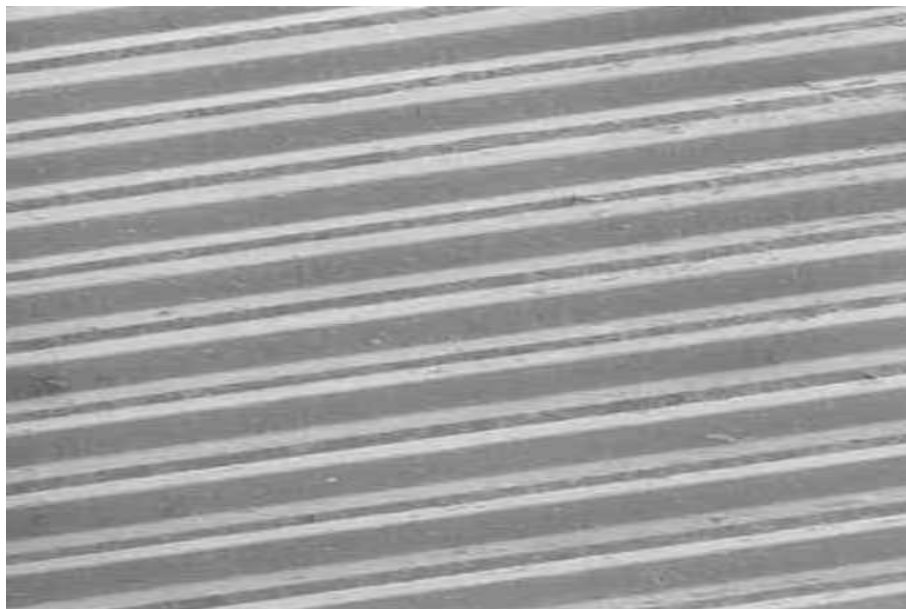


Figura 4.6: Vista de topo das micro-aletas.

## 4.2 Calibração da bancada experimental

### 4.2.1 Sistemas de medição

Para determinação da incerteza experimental para as diversas grandezas medidas, executou-se um procedimento de calibração. Individualmente, cada sistema de medição foi calibrado para determinação da sua incerteza de medição. Os sistemas de medição com curvas de calibração dentro da validade tiveram suas incertezas determinadas graficamente.

São considerados sistemas de medição:

- Coletor de Dados HP-34970A, incluindo os termopares instalados.
- Termômetro de bulbo de Mercúrio OMEGA
- Medidor de Temperatura portátil OMEGA + termopares
- Rotâmetro.
- Multímetro Digital FLUKE.

#### Sistema de medição de temperatura

O coletor de dados em conjunto com os termopares utilizados em cada experimento calibrados utilizando como padrão um termômetro de mercúrio rastreado. Cada canal de medição de temperatura teve sua curva de erros levantada. Foram obtidas incertezas de medição na ordem de 0,2 °C. Foi possível atingir uma incerteza de medição nesta ordem devido a substituição da junta de referência eletrônica por uma junta de referência física.

#### Sistema de medição de vazão

A calibração foi realizada nas instalações da OMEL. O valor da incerteza máxima ficou na ordem de 5 l/h.

#### Sistema de Medição de grandezas elétricas

A determinação da potência fornecida ao sistema de aquecimento foi feita a partir da configuração de medição a "4 fios". A corrente e a queda de tensão sobre a resistência dos pré-aquecedores foram medidas através do multímetro FLUKE com a devida incerteza de medição avaliada em 0,5%.

## 4.2.2 Balanço de energia

Para a avaliação da incerteza de medição da instrumentação de todo o aparato experimental foram realizados testes monofásicos. Os coeficientes de transferência de calor em convecção forçada foram determinados e seus resultados comparados com as correlações encontradas na literatura. Para cada configuração, o balanço de energia em cada seção é avaliado. Sendo que a máxima diferença admissível entre a quantidade de calor transportada e a fornecida nos pré-aquecedores e na seção de teste foi de 5%.

A partir da equação (4.1), determina-se a quantidade de calor fornecida ao fluido pelo pré-aquecedor. Comparando com a potência dissipada na resistência, equação (4.2), tem-se a quantidade de calor que está sendo perdida para o ambiente ( $Q_{isol}$ ).

$$Q_{conv} = \dot{m}(i_s - i_e) = \dot{m}c_p (T_{m,s} - T_{m,e}) \quad (4.1)$$

Onde  $i_s$  e  $i_e$  são as entalpias na entrada e na saída do volume de controle considerado.

$$Q_{elet} = V_{cc} I_{cc} \quad (4.2)$$

$$Q_{isol} = Q_{elet} - Q_{conv} \quad (4.3)$$

Utilizando a definição do coeficiente de transferência de calor por convecção forçada, equação (4.4), pode-se determinar a temperatura média do escoamento através da Equação 4.7.

$$q'' = \frac{Q_{liq}}{P \cdot L} = h_{exp} (T_p - T_m) \quad (4.4)$$

onde P é o perímetro da superfície interna do tubo.

$$Q_{liq} = Q_{elet} - Q_{perdas} \quad (4.5)$$

$$h_{exp,z} = \frac{Q_{liq}}{P \cdot L (T_{p,z} - T_m(z))} \quad (4.6)$$



Para qualquer seção "x", no pré-aquecedor ou seção de testes:

$$T_m(z) = T_{m,e} + \frac{q'' P}{\dot{m} c_p} z \quad (4.7)$$

Para a comparação dos resultados obtidos no teste de calibração foram utilizadas as correlações de Dittus-Boelter, Sieder e Tate (1936) apud Incropera e Dewitt (1998) e Gnielinski (1976) apud Incropera e DeWitt(1998) e Kreith apud Thomas (1985). As propriedades foram avaliadas utilizando a base de dados termofísicas para o R-141b do NIST (Lemmon et al.,2005)

Sieder e Tate (1936):

limites:

- $0,7 \leq Pr < 16700$
- $Re_D \geq 10000$
- $\frac{L}{D} \geq 10$

$$Nu_D = 0,027 Re_D^{4/5} Pr^{1/3} \left( \frac{\mu}{\mu_{sup}} \right)^{0,14} \quad (4.8)$$

Gnielinski (1976):

limites:

- $0,5 \leq Pr < 200$
- $3000 \leq Re_D < 5 \cdot 10^6$
- $\frac{L}{D} \geq 10$

$$Nu_D = \frac{(f/8) (Re_D - 1000) Pr}{1 + 12,7 (f/8)^{1/2} (Pr^{2/3} - 1)} \quad (4.9)$$

$$f = (0,790 \ln Re_D - 1,64)^{-2} \quad (4.10)$$

Para as seções de teste de dimensões com  $L/D \leq 10$  pode-se utilizar uma aproximação para ajustar as correlações para o número de Nusselt, proposta por Kreith apud Thomas (1985).

$$\frac{\overline{Nu}_D}{Nu_{D,pd}} = 1 + \frac{1}{(x/D)^{0.7}} \quad (4.11)$$

### 4.2.3 Incerteza Experimental

#### 4.2.3.1 Determinação da incerteza experimental do coeficiente de transferência de calor:

##### Escoamento monofásico

*Coefficiente de Transferência de Calor:*

$$h = \frac{q''}{T_p - T_m} \quad (4.12)$$

$$u(h) = \sqrt{\left(\frac{\partial h}{\partial q''} u(q'')\right)^2 + \left(\frac{\partial h}{\partial T_p} u(T_p)\right)^2 + \left(\frac{\partial h}{\partial T_m} u(T_m)\right)^2} \quad (4.13)$$

$$u(h) = \sqrt{\left(\frac{1}{T_p - T_m} u(q'')\right)^2 + \left(\frac{-q''}{(T_p - T_m)^2} u(T_p)\right)^2 + \left(\frac{q''}{(T_p - T_m)^2} u(T_m)\right)^2} \quad (4.14)$$

onde,  $u$  é a incerteza experimental. *Temperatura da Parede*

É desprezada a presença das micro-aletas na parede do tubo.

$$T_p = T_{pe} + \frac{Ln\left(\frac{r_i}{r_e}\right) Q_{liq}}{2\pi L k_{cu}} \quad (4.15)$$

$$u(T_p) = \sqrt{\left(\frac{\partial T_p}{\partial T_{p,e}} u(T_{p,e})\right)^2 + \left(\frac{\partial T_p}{\partial r_i} u(r_i)\right)^2 + \left(\frac{\partial T_p}{\partial r_e} u(r_e)\right)^2 + \left(\frac{\partial T_p}{\partial Q} u(Q)\right)^2 + \left(\frac{\partial T_p}{\partial L} u(L)\right)^2 + \left(\frac{\partial T_p}{\partial k_{cu}} u(k_{cu})\right)^2} \quad (4.16)$$

$$u(T_p) = \sqrt{(1) u(T_{p,e})^2 + \left(\frac{1}{r_1} \frac{Q}{2\pi L k_{cu}} u(r_1)\right)^2 + \left(\frac{-1}{r_2} \frac{Q}{2\pi L k_{cu}} u(r_2)\right)^2 + \left(\frac{Ln(r_1/r_2)}{2\pi L k_{cu}} u(Q)\right)^2 + \left(\frac{-Ln(r_1/r_2) Q}{2\pi k_{cu} L^2}\right)^2 + \left(\frac{-Ln(r_1/r_2) Q}{2\pi k_{cu}^2 L}\right)^2} \quad (4.17)$$

*Temperatura Média:*

$$T_m(z) = T_{m,e} + \frac{q'' P}{\dot{m} C_p} z \quad (4.18)$$

$$u(T_m(z)) = \sqrt{\left(\frac{\partial T_m(z)}{\partial T_{m,e}} u(T_{m,e})\right)^2 + \left(\frac{\partial T_m(z)}{\partial q''} u(q'')\right)^2 + \left(\frac{\partial T_m(z)}{\partial \dot{m}} u(\dot{m})\right)^2 + \left(\frac{\partial T_m(z)}{\partial C_p} u(C_p)\right)^2 + \left(\frac{\partial T_m(z)}{\partial z} u(z)\right)^2} \quad (4.19)$$

$$u(T_m(z)) = \sqrt{\left((1) u(T_{m,e})\right)^2 + \left(\frac{P}{\dot{m} C_p} z u(q'')\right)^2 + \left(-\frac{q'' P}{\dot{m}^2 C_p} z u(\dot{m})\right)^2 + \left(-\frac{P q''}{\dot{m} C_p^2} u(C_p)\right)^2 + \left(\frac{q'' P}{\dot{m} C_p} u(z)\right)^2} \quad (4.20)$$

*Fluxo de Calor/Calor Transferido:*

$$q'' = \frac{V_{cc} I_{cc}}{P L} \quad (4.21)$$

$$u(q'') = \sqrt{\left(\frac{\partial q''}{\partial V_{cc}} u(V_{cc})\right)^2 + \left(\frac{\partial q''}{\partial I_{cc}} u(I_{cc})\right)^2 + \left(\frac{\partial q''}{\partial P} u(P)\right)^2 + \left(\frac{\partial q''}{\partial L} u(L)\right)^2} \quad (4.22)$$

$$Q_{elet} = V_{cc} I_{cc} \quad (4.23)$$

$$u(Q) = \sqrt{\left(\frac{\partial Q}{\partial V_{cc}} u(V_{cc})\right)^2 + \left(\frac{\partial Q}{\partial I_{cc}} u(I_{cc})\right)^2} \quad (4.24)$$

$$u(Q) = \sqrt{(I_{cc} u(V_{cc}))^2 + (V_{cc} u(I_{cc}))^2} \quad (4.25)$$

### Escoamento Bifásico

*Coefficiente de Transferência de Calor:*

$$h(z) = \frac{q''}{T_p - T_{sat}(z)} \quad (4.26)$$

$$u(h) = \sqrt{\left(\frac{\partial h}{\partial q''} u(q'')\right)^2 + \left(\frac{\partial h}{\partial T_p} u(T_p)\right)^2 + \left(\frac{\partial h}{\partial T_{sat}(z)} u(T_{sat}(z))\right)^2} \quad (4.27)$$

$$u(h) = \sqrt{\left(\frac{1}{T_p - T_m} u(q'')\right)^2 + \left(\frac{-q''}{(T_p - T_m)^2} u(T_p)\right)^2 + \left(\frac{q''}{(T_p - T_m)^2} u(T_m)\right)^2} \quad (4.28)$$

#### *Temperatura de Parede*

Utilizou-se a mesma formulação para o caso monofásico.

#### *Temperatura de Saturação*

Para a determinação da temperatura de saturação ao longo do comprimento do tubo, realiza-se uma interpolação linear entre a entrada e a saída, a partir da queda de pressão ou da própria leitura de temperatura.

$$T_{sat}(z) = T_{sat,e}(p_{sat,e}) + \frac{T_{sat,s}(p_{sat,s}) - T_{sat,e}(p_{sat,e})}{L} z \quad (4.29)$$

$$u(T_{sat}(z)) = \sqrt{\left(\frac{\partial T_{sat}(z)}{\partial T_{sat,e}} u(T_{sat,e})\right)^2 + \left(\frac{\partial T_{sat}(z)}{\partial T_{sat,s}} u(T_{sat,s})\right)^2 + \left(\frac{\partial T_{sat}(z)}{\partial L} u(L)\right)^2 + \left(\frac{\partial T_{sat}(z)}{\partial z} u(z)\right)^2} \quad (4.30)$$

$$u(T_{sat}(x)) = \sqrt{\left(1 + \frac{-1}{L} u(T_{sat,e})\right)^2 + \left(\frac{1}{L} u(T_{sat,s})\right)^2 + \left(-\frac{T_{sat,s} - T_{sat,e}}{L^2} u(L)\right)^2 + \left(\frac{T_{sat,s} - T_{sat,e}}{L} u(z)\right)^2} \quad (4.31)$$

#### 4.2.4 Tabela de incertezas

Tabela 4.2: Incertezas experimentais

Grandeza Medida	Incerteza referência	Incerteza básica	Valor
Temperatura	$u(T_p)$	eq. 4.17	derivada
	$u(T_{p,ex})$	$u(T)$	$0,2^\circ$
	$u(T_m(x))$	eq. 4.20	derivada
	$u(T_{m,e})$	$u(T)$	$0,2^\circ$
	$u(T_{sat}(x))$	eq. 4.31	derivada
	$u(T_{sat,e})$	$u(T)$	$0,2^\circ$
	$u(T_{sat,s})$	$u(T)$	$0,2^\circ$
Comprimento	$u(L)$	$u(L)$	$0,05mm$
	$x$	$u(L)$	$0,05mm$
	$u(r_i)$	$u(P)$	$0,05mm$
	$u(r_e)$	$u(D)$	$0,05mm$
	$u(D)$	$2\pi \cdot u(D)$	$0,05mm$
Calor	$u(q'')$	eq. 4.22	derivada
	$u(Q)$	eq. 4.25	derivada
Propriedades	$u(C_p)$	$u(C_p) = f(u(T))$	derivada
	$u(k_{cu})$	$u(k_{cu}) = f(u(T))$	derivada
h	$u(h)$	eq. 4.14	derivada

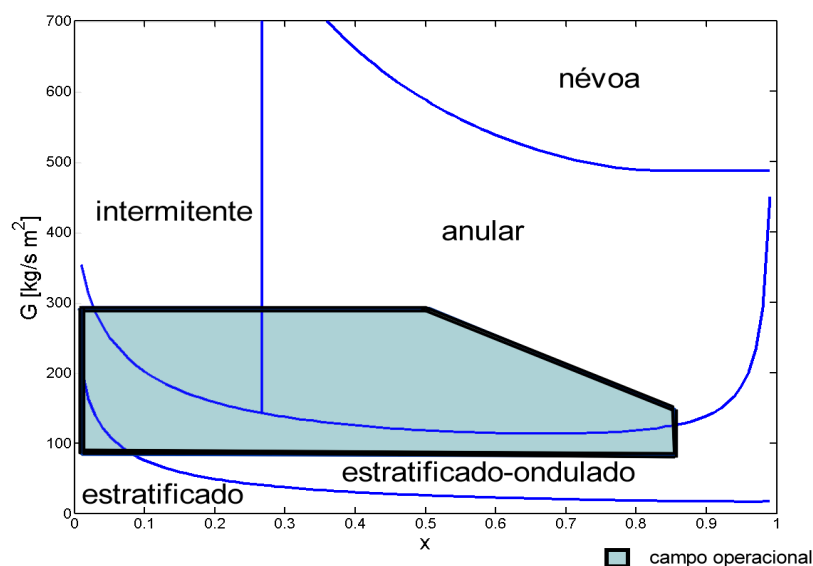


Figura 4.7: Campo operacional do aparato experimental.

#### 4.2.5 Planejamento de testes

A tabela 4.3 apresenta o resumo dos testes efetuados para comparação com a correlação proposto e os modelos encontrados na literatura.

Tabela 4.3: Resumo dos testes experimentais.

Variável	faixa	patamares
$G$ [ $kg/m^2 \cdot s$ ]	0-500	150; 200 e 250
$q''$ [ $kW/m^2$ ]	0-22	0; 5; 10 e 15
$x$	0,2 - 0,9	—

O mapa de Kattan para o R-141b (Figura 4.7) apresenta o campo operacional da banca de testes, levando em consideração a sua capacidade de evaporação e condensação.

# Capítulo 5

## Análise dos resultados experimentais

Neste capítulo serão apresentados os resultados experimentais obtidos com a a ebulição do fluido refrigerante R-141b no interior de tubos liso e micro-aletado horizontais. Inicialmente serão apresentados os resultados experimentais monofásicos, obtidos durante a calibração da bancada e em seguida, os resultados em escoamento bifásico.

### 5.1 Resultados experimentais monofásicos

Os resultados experimentais monofásicos foram obtidos para calibração da bancada e avaliação do procedimento experimental, objetivando a determinação do balanço térmico e avaliação das incertezas experimentais e perdas de calor. A figura 5.1 apresenta os resultados do balanço térmico nos preaquecedores e na seção de teste para tubo liso e em diferentes condições de escoamento. Os cálculos do balanço térmico foram efetuados conforme descrito no capítulo sobre descrição do aparato e dos procedimentos experimentais.

O desvio máximo de 8% no balanço de energia foi considerado satisfatório para prosseguimento dos experimentos em escoamento bifásico, devido ao fato de estar dentro da região de incerteza experimental. As pequenas diferenças de temperaturas medidas entre a entrada e saída da seção de teste e dos preaquecedores resultam numa alta incerteza experimental no balanço de energia. No entanto, tem-se a garantia de baixa perda de calor para o ambiente devido ao sobredimensionamento da isolamento térmica, composta por uma primeira camada de tecido de fibra-de-vidro envolve o tubo, seguida de uma camada de 20mm de poliuretano expandido encapsulado em PVC e, por fim, uma camada de lã de rocha de 30mm. A partir da máxima diferença de temperatura entre a parede do tubo e o meio ambiente, do isolamento térmico utilizado e fluxo de calor imposto, as perdas para

o ambiente são desprezíveis (menos de 0,1%).

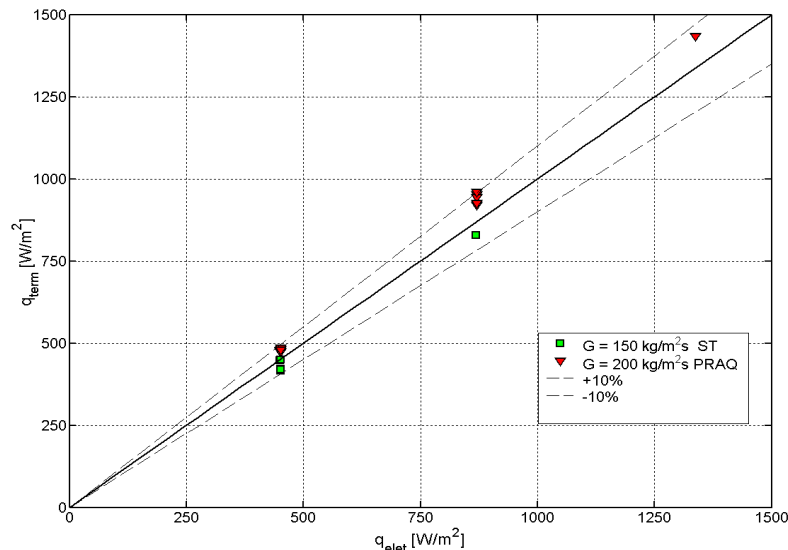


Figura 5.1: Resultados do balanço de energia para o escoamento monofásico e nos preaquecedores e seção de teste para tubo liso.

Para efeito comparativo foi determinado o coeficiente de transferência de calor,  $h$ , para o escoamento monofásico para tubos lisos. A figura 5.2 apresenta a comparação dos resultados obtidos e com os valores de  $h$  calculados com as correlações de Dittus-Boelter (equação 2.73) e Kreith (equação 4.11). Conforme esperado, devido aos efeitos de entrada a correlação de Dittus-Boelter subestima os valores de coeficiente de transferência de calor. O correlação que melhor se ajusta aos dados é a correlação de Kreith (1973) apud Thomas (1985), que leva em consideração os efeitos de entrada.

## 5.2 Resultados experimentais bifásicos

### 5.2.1 Caracterização dos regimes de escoamento para os pontos experimentais obtidos

Foram obtidos 244 pontos experimentais, entre pontos isolados e sequenciais para determinação da curva  $h \times q''$ . Como se pode observar na figura 5.3, os pontos experimentais obtidos neste trabalho, de acordo com o mapa de padrões de escoamento de Kattan (1998a), correspondem aos regimes intermitente, estratificado-ondulado e anular, com predominância para o regime anular.



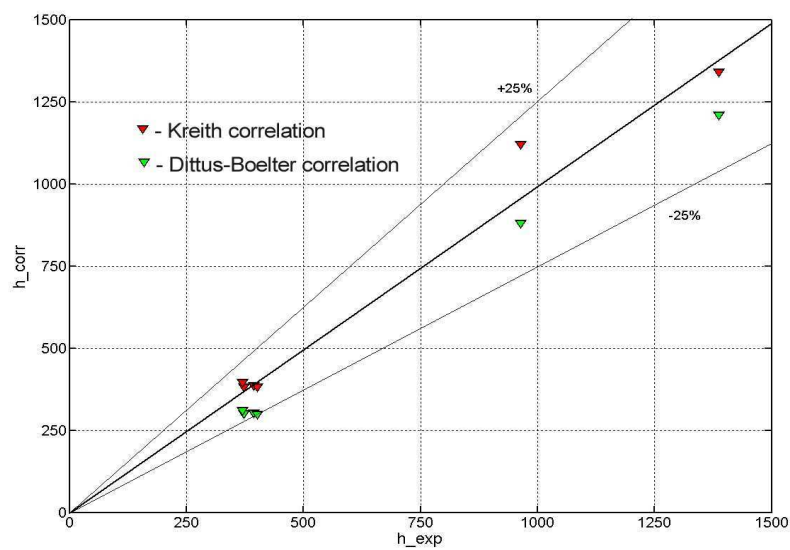


Figura 5.2: Comparação entre o  $h$  experimental e o calculado por meio das correlações para o escoamento monofásico em tubo liso.

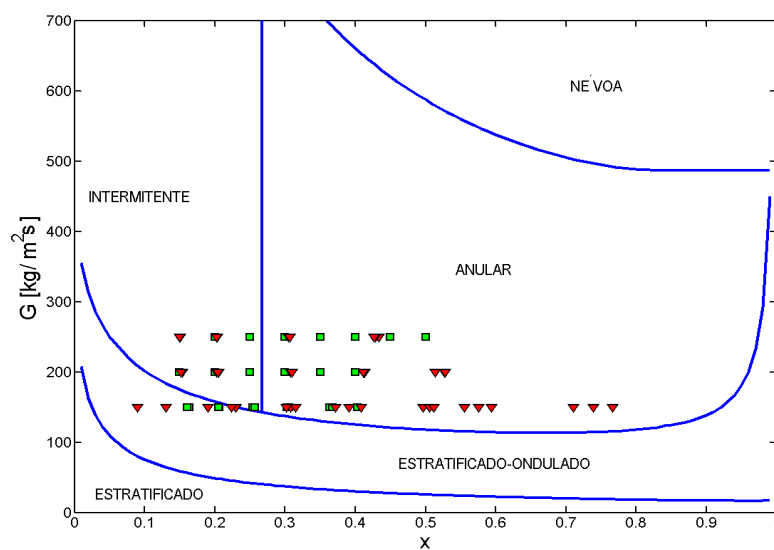


Figura 5.3: Distribuição dos pontos experimentais.

## 5.2.2 Incertezas experimentais

Conforme apresentado, no capítulo referente as incertezas experimentais, pode-se determinar a incertezas associadas aos coeficientes de transferência de calor obtido durante os testes. Nas figuras 5.4 a 5.6, são apresentados os valores dos coeficientes de transferência de calor determinados a partir da equação 4.6.

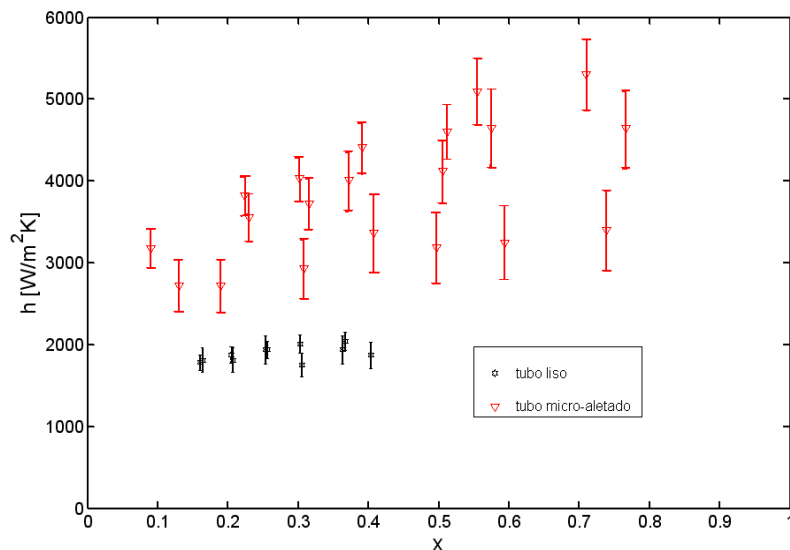


Figura 5.4: Coeficientes de transferência de calor obtidos para  $G = 150 \text{ kg/m}^2\text{s}$ , fluxo de calor entre 4,2 a 14,7  $\text{kW/m}^2$ , para tubos liso e micro-aletado.

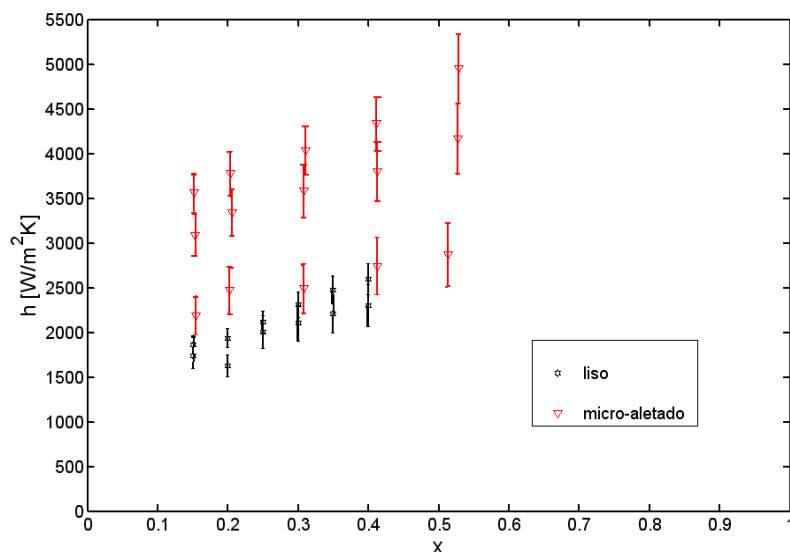


Figura 5.5: Coeficientes de transferência de calor obtidos para  $G = 200 \text{ kg/m}^2\text{s}$ , fluxo de calor entre 4,2 a 14,7  $\text{kW/m}^2$ , para tubos liso e micro-aletado.

Para determinação de um ponto experimental do coeficiente de transferência de calor

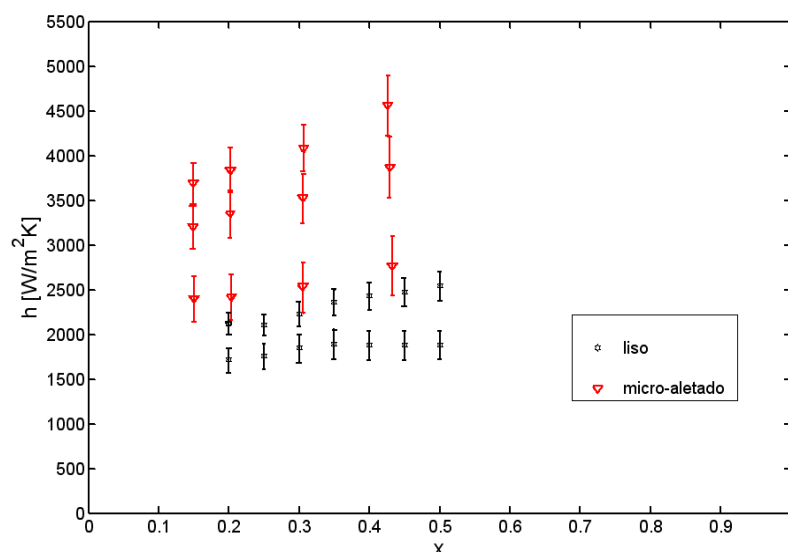


Figura 5.6: Coeficientes de transferência de calor obtidos para  $G = 250\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$ , fluxo de calor entre 4,2 a 14,7  $\text{kW}/\text{m}^2$ , para tubos liso e micro-aletado.

é obtido um conjunto de 23 medidas simultâneas de variáveis do sistema ( 3 medidas de pressão e 20 temperaturas) e em seguida realizada uma média de 50 pontos com o período de amostragem de 1 segundo. É admitida uma flutuação máxima de  $\pm 1\%$  nas medições. A máxima incerteza experimental encontrada sobre o coeficiente de transferência de calor determinado experimentalmente foi 14,42% para o tubo micro-aletado com velocidade mássica de  $150\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$ , fluxo de calor de  $4,7\text{kW}/\text{m}^2\text{s}$  e título 0,74, e o menor erro experimental encontrado foi 5,27% para o tubo liso com velocidade mássica de  $150\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$ , fluxo de calor  $9,5\text{kW}/\text{m}^2\text{s}$  e título 0,16. Pôde-se verificar que a maior contribuição para a incerteza experimental na determinação do coeficiente de transferência de calor é oriunda das incertezas nas medições de temperatura. Nas menores diferenças entre a temperatura de parede e saturação, as incertezas nas medições de temperatura apresentam um maior peso. Isto, conseqüentemente, acarreta nas maiores incertezas na determinação do  $h$ . Mesmo após sucessivas calibrações e ajustes, devido as características construtivas do sistema de aquisição de temperaturas e a temperatura ambiente não controlada não foi possível obter uma incerteza experimental abaixo de  $0,2^\circ\text{C}$ .

### 5.2.3 Influência da variação do título

De uma forma geral, foi observada uma dependência monotônica crescente entre o coeficiente de transferência de calor e a variação do título na seção de testes. Esta dependência pode ser observada nas figura 5.7, que representa os dados obtidos para a ebulição do R-141b com fluxo imposto de  $4,7 \frac{\text{kW}}{\text{m}^2}$ .

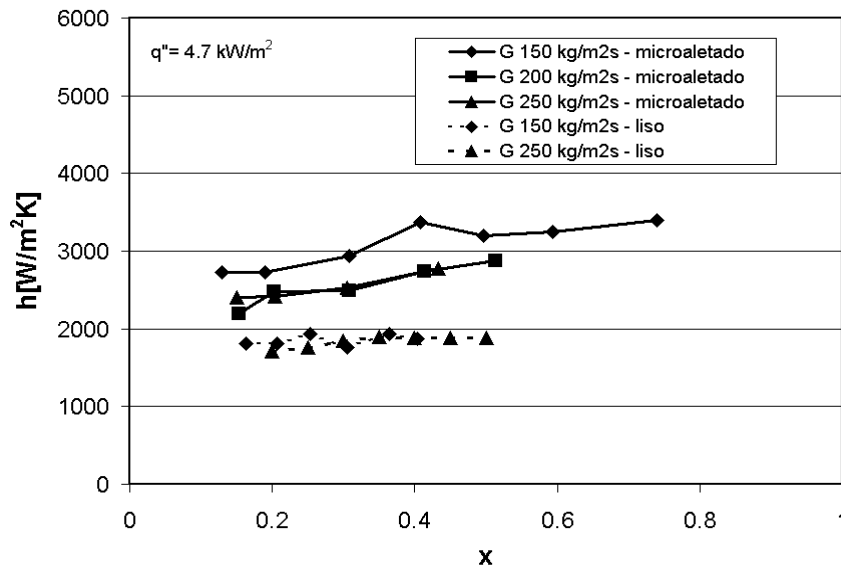


Figura 5.7: Coeficiente de transferência de calor versus título,  $q'' = 4,7 \text{ kW/m}^2$  - R-141b a  $T_{sat} = 42^\circ \text{C}$ .

Este resultado se aproxima dos resultados obtidos por outros autores como Bandarra Filho (2002), Branescu (2000) e Passos et al. (2003). No entanto, outros autores como Kattan (1996) e para pequenas velocidades mássicas, Branescu (2000), observaram uma leve tendência decrescente com o aumento do título.

#### 5.2.4 Influência da variação da velocidade mássica

Conforme observa-se nas figuras de 5.7 à 5.9, o coeficiente de transferência de calor apresenta um comportamento não linear com o aumento da velocidade mássica. Para o tubo liso, devido à incerteza experimental, o comportamento do coeficiente de transferência de calor com a variação da velocidade mássica não é claro, mas existe a tendência de aumento do coeficiente de transferência de calor com o aumento da velocidade mássica.

Para o tubo micro-aletado, a variação do coeficiente de transferência de calor com a variação da velocidade mássica apresenta um comportamento, diferente, do comportamento esperado de um sistema com transferência de calor em convecção forçada. Observa-se na figura 5.7, para o fluxo de calor de  $4,7 \text{ W/m}^2$ , que a menor velocidade mássica ( $G = 150 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$ ) apresenta o maior coeficiente de transferência de calor. Como apresentado na figura 5.10, as diferenças entre os coeficientes de transferência de calor para o fluxo de calor de  $4,7 \text{ kW/m}^2$ , velocidades mássica de  $150 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$  e  $200 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$  estão fora do intervalo de incerteza dos pontos experimentais. Consequentemente, esta diferença é devido aos mecanismos de transferência de calor presentes.

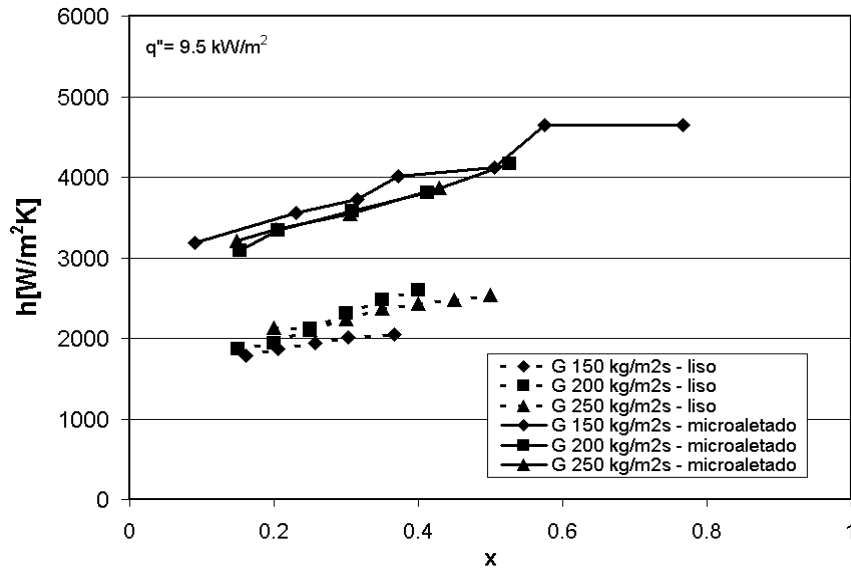


Figura 5.8: Coeficiente de transferência de calor versus título para um fluxo de calor de  $9.5 \text{ kW/m}^2$  - R-141b a  $T_{sat} = 42^\circ\text{C}$ .

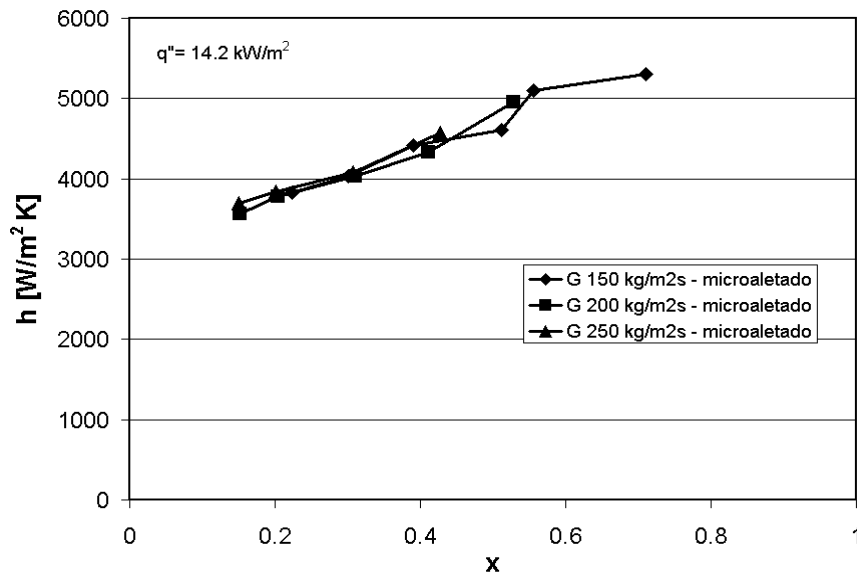


Figura 5.9: Coeficiente de transferência de calor versus título para um fluxo de calor de  $14.2 \text{ kW/m}^2$  - R-141b a  $T_{sat} = 42^\circ\text{C}$ .

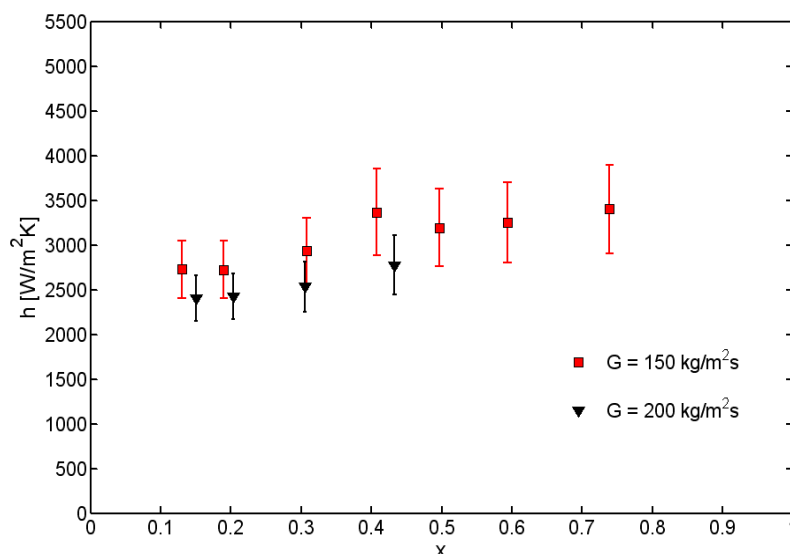


Figura 5.10: Incertezas experimentais para o coeficiente de transferência de calor com  $G = 150\text{kg/m}^2\text{s}$  e  $G = 200\text{kg/m}^2\text{s}$  versus título para um fluxo de calor de  $4.7\text{W/m}^2$  - R-141b a  $T_{sat} = 42^\circ\text{C}$ .

Como proposto por Chen (1966) pode-se separar o coeficiente de transferência de calor bifásico em duas parcelas, a primeira, referente aos mecanismos microscópicos, formação e transportes de bolhas, que caracteriza o regime de ebulição nucleada. E, a segunda parcela referente aos mecanismos da convecção forçada do escoamento bifásico. Na forma:

$$h_{bf} = h_{mac} + h_{mic}$$

onde o coeficiente de transferência de calor bifásico ( $h_{bf}$ ) é a soma entre a componente relativa ao transporte convectivo turbulento ( $h_{mac}$ ) e a relativa ao processo de ebulição nucleada ( $h_{mic}$ ). Segundo Klausner et al. (1997), para diferentes condições térmicas e de escoamento ocorre a alternância da parcela significativa na transferência de calor. No entanto, para determinadas condições, a contribuição da parcela relativa a ebulição nucleada é bastante significativa, chegando a aproximar-se de 80%. Ressaltando ainda, que o  $h_{mic}$  é dependente da densidade de sítios nucleados, que por sua vez, depende do gradiente de temperatura na parede e do fluxo de calor imposto.

Relativo aos resultados experimentais obtidos para baixo fluxo de calor e velocidade mássica, o comportamento não linear do coeficiente de transferência de calor com a variação da velocidade mássica, indica que a maioria dos pontos experimentais obtidos encontra-se no regime de ebulição nucleada parcial. Pode-se inferir que para um fluxo de calor constante, o aumento da velocidade mássica reduz a densidade de sítios nucleados, desta forma diminuindo a contribuição do mecanismo ebulição nucleada para coeficiente

de transferência de calor global. Acredita-se que isto deve-se às camadas limites térmicas e hidrodinâmicas estarem em desenvolvimento, resultando no aumento do coeficiente de transferência de calor local. Isto diminui o superaquecimento da parede, desativando os sites de nucleação existentes ou retardando o crescimento de bolhas.

Utilizando a correlação de Rouhani e Axelson (1970) apud Kattan (1996), equação 2.96, para determinação da fração de vazio, o número de Reynolds para o filme líquido pode ser determinado pela equação 5.1.

$$Re_{liq} = \frac{G\bar{\delta}_l(1-x)}{\mu_l(1-\alpha)} \quad (5.1)$$

Para escoamentos em padrão anular e próximo do anular, pode-se determinar a altura média do filme líquido  $\bar{\delta}_l$  como:

$$\bar{\delta}_l = 1/2 * D(1 - \sqrt{\alpha}) \quad (5.2)$$

A figura 5.11 apresenta os valores do número de Reynolds para o filme líquido para os tubos liso e micro-aletado dos pontos experimentais obtidos. Observa-se que os números de Reynolds calculados caracterizam um escoamento laminar.

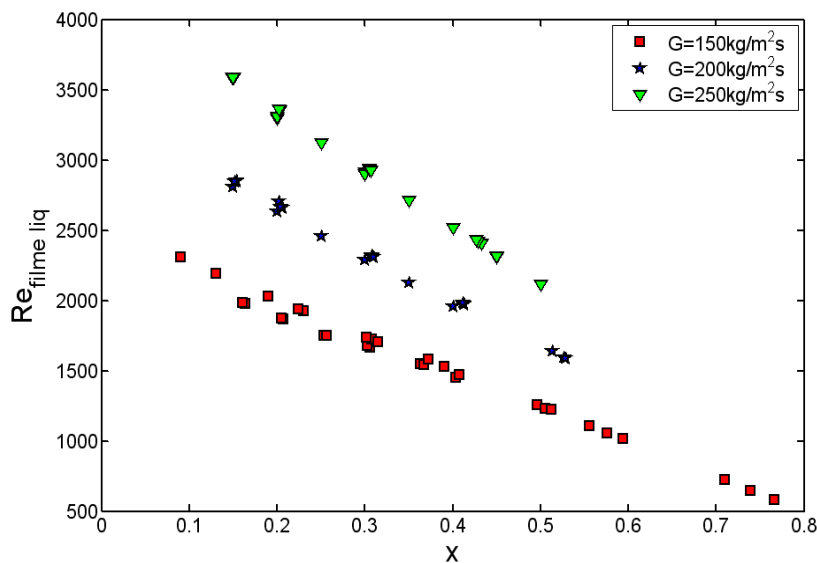


Figura 5.11: Número de Reynolds para o filme líquido dos pontos experimentais obtidos - R-141b a  $T_{sat} = 42^\circ C$ .

Estimativamente, os perfis das novas camadas limite hidrodinâmica e térmica podem ser obtidos através dos resultados da solução integral de Blasius para escoamento laminar, equações 5.3 e 5.4 (Bejan, 2000). Modificando o número de Reynolds para o filme líquido

resulta na equação 5.5.

$$Y_{hidro}^* = 4,92Re_z^{-1/2} \quad (5.3)$$

$$Y_{term} = 0,976Pr_l^{(-1/3)}Y_{hidro} \quad (5.4)$$

$$Y_{hidro} = \frac{4,92}{\left(G\frac{(1-x)}{(1-\alpha)}z/\mu_l\right)^{1/2}}z \quad (5.5)$$

Os perfis das camadas limites hidrodinâmica e térmica comparadas à altura da micro-aleta podem ser observadas na figura 5.12. Pode-se observar que as camadas limites ainda estão se desenvolvendo na seção de teste, e a sua espessura depende da velocidade mássica. A diminuição da altura da camada limite térmica prejudica os processos de nucleação, crescimento e partida de bolhas, diminuindo a contribuição dos mecanismos de ebulição nucleada no processo de transferência de calor total.

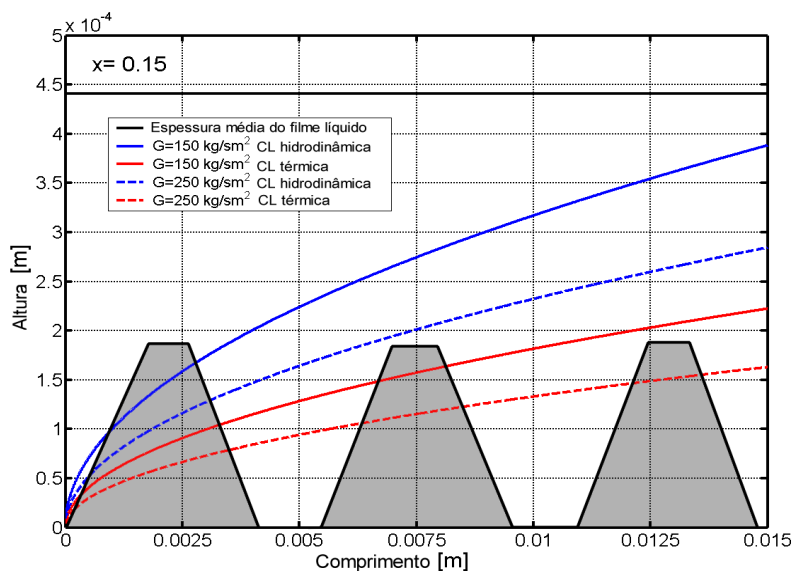


Figura 5.12: Perfis para camada limite térmica e hidrodinâmica para o tubo micro-aletado com  $G = 150$  e  $250\text{kg/m}^2\text{s}$  - R-141b a  $T_{sat} = 42^\circ\text{C}$ .

A observação do processo em regime transiente apresentado nas figuras 5.13 e 5.14, onde, a velocidade mássica no instante  $t=15\text{s}$  é passada de  $250\text{kg/m}^2\text{s}$  para  $150\text{kg/m}^2\text{s}$ , o título mantido em  $x=0,35$  através da manipulação simultânea das fontes e o fluxo de calor na seção de testes mantido em  $4,7\text{kW/m}^2$ . Pode-se observar na figura 5.14 que o coeficiente de calor tende a aumentar ao longo do tempo, onde, a tendência é obtida por uma regressão linear e a distribuição de resíduos apresenta uma distribuição



aleatória indicando um bom ajuste estatístico. Isto colabora com a hipótese que, com a diminuição da velocidade mássica existe um aumento da densidade de sítios de nucleação e consequentemente aumento do coeficiente de transferência de calor.

Realizando um teste de hipótese nula de igualdade usando a distribuição de Student, sobre os pontos experimentais apresentados na figura 5.14, é possível constatar, com 99,88 % de certeza, que a média dos quinze primeiros números é menor que os últimos. Sustentado que o coeficiente de transferência de calor apresenta, nas condições ensaiadas, um aumento com a diminuição da velocidade mássica.

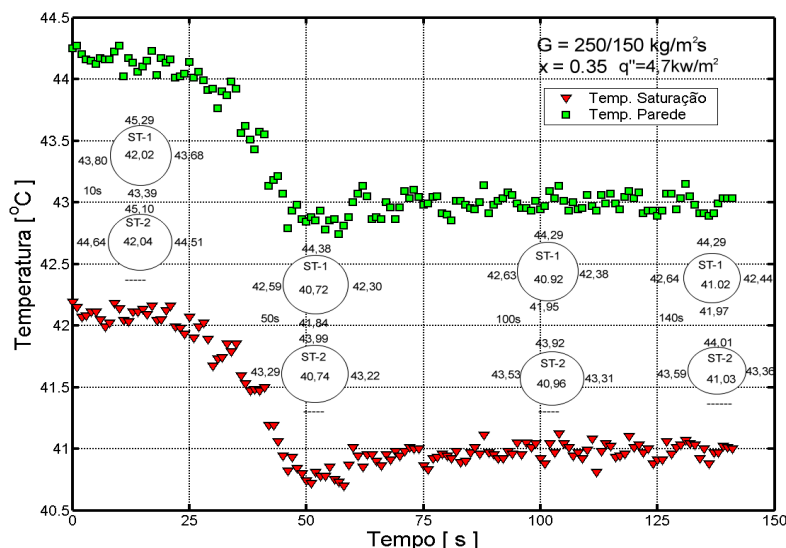


Figura 5.13: Medição de temperatura no transiente com variação de  $G = 250$  para  $150\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$ ,  $q''=4,6\text{kw}/\text{m}^2$  e  $x=0,35$  - R-141b a  $T_{sat} = 42^\circ\text{C}$ .

Autores como Kattan (1998), Branescu (2000) e Passos et al (2003) observaram uma pequena influência da variação da velocidade mássica no coeficiente de transferência de calor para tubos lisos. Branescu (2000) observou que para tubos micro-aletados a velocidade mássica exerce forte influência. Já Bandarra Filho (2002) relatou que existem comportamentos distintos para a influência da variação da velocidade mássica, em baixos e altos valores de velocidades mássica e para tubos lisos e micro-aletados. Isto indica que a influência da velocidade mássica sob o coeficiente de transferência de calor possui relação cruzada com outros fatores. É possível observar nos resultados apresentados por Badarra Filho (2002) um comportamento similar ao observado neste trabalho. No detalhe destacado da figura 5.15, existem pontos experimentais onde o coeficiente de transferência de calor para a velocidade mássica de  $100\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$  é maior que os pontos para  $200\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$ .

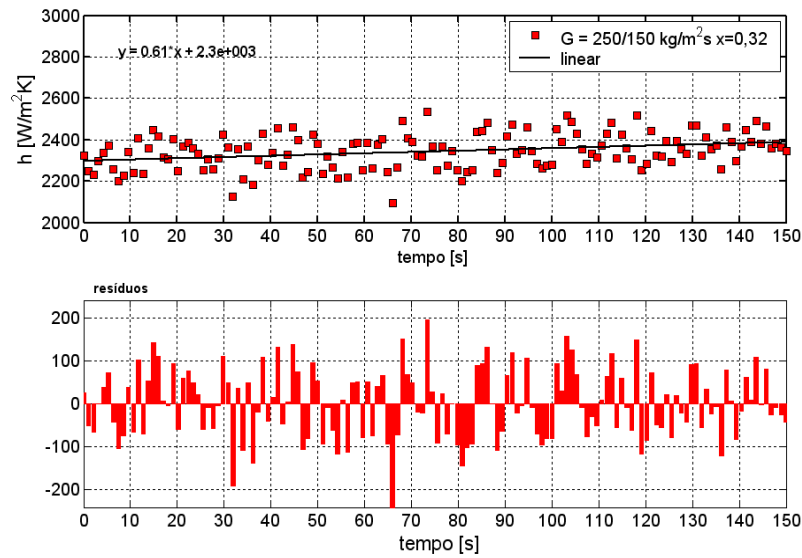


Figura 5.14: Coeficiente de transferência de calor para transiente com variação de  $G = 250$  para  $150 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ,  $q'' = 4,6 \text{ kW/m}^2$  e  $x = 0,35$  - R-141b a  $T_{sat} = 42^\circ\text{C}$ .

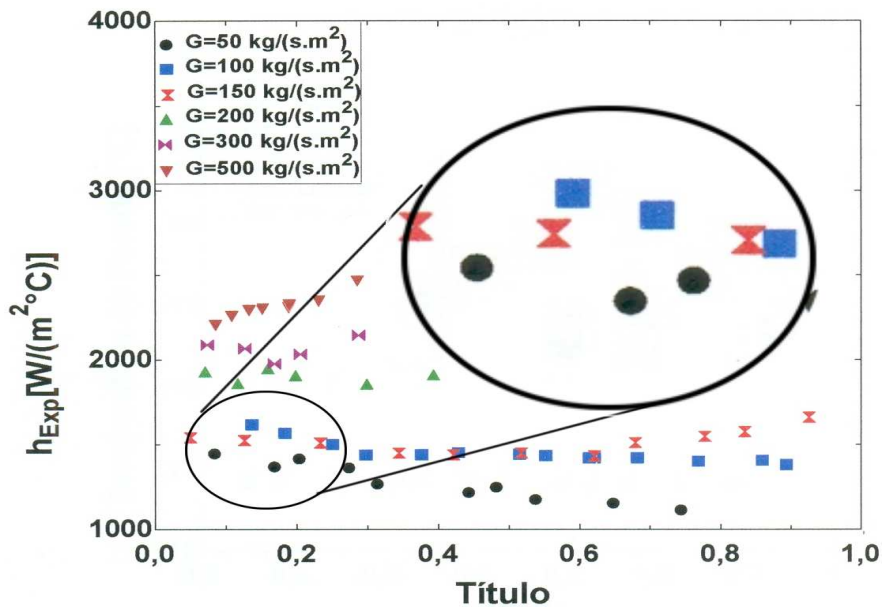


Figura 5.15: Resultados experimentais de Bandarra Filho (2002) em detalhe resultados para  $G = 100$  e  $150 \text{ kg/m}^2\text{s}$  - R-22 a  $T_{sat} = 15^\circ\text{C}$  e  $q'' = 5 \text{ kW/m}^2$ .

### 5.2.5 Influência da variação do fluxo de calor imposto

Observando as figuras 5.16 e 5.18 pode-se constatar a forte influência do fluxo de calor imposto sobre o coeficiente de transferência de calor para os tubos microaletados.

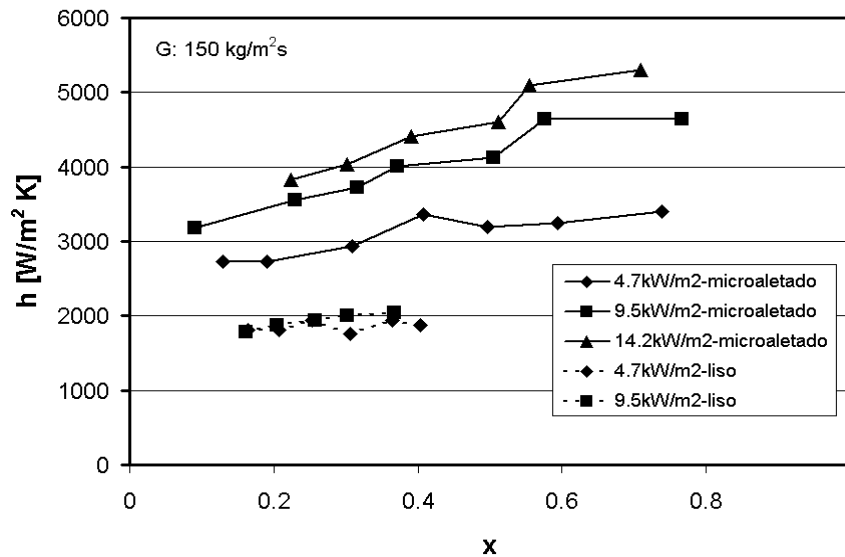


Figura 5.16: Coeficiente de transferência de calor versus título para velocidade mássica de  $150\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$  - R-141b a  $T_{sat} = 42^\circ\text{C}$ .

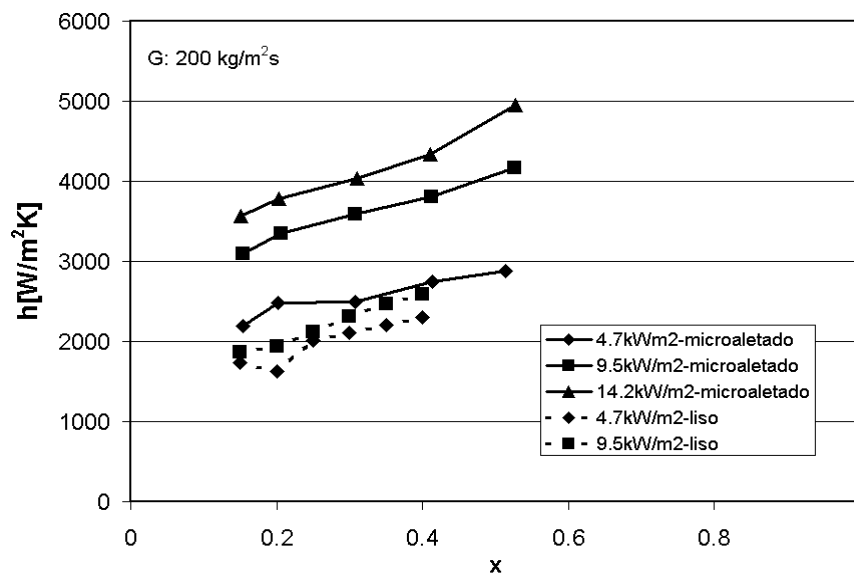


Figura 5.17: Coeficiente de transferência de calor versus título para velocidade mássica de  $200\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$  - R-141b a  $T_{sat} = 42^\circ\text{C}$ .

O coeficiente de transferência de calor preserva uma relação com o fluxo de calor imposto de  $q''^{0,53}$ , conforme apresentado na figura 5.19.

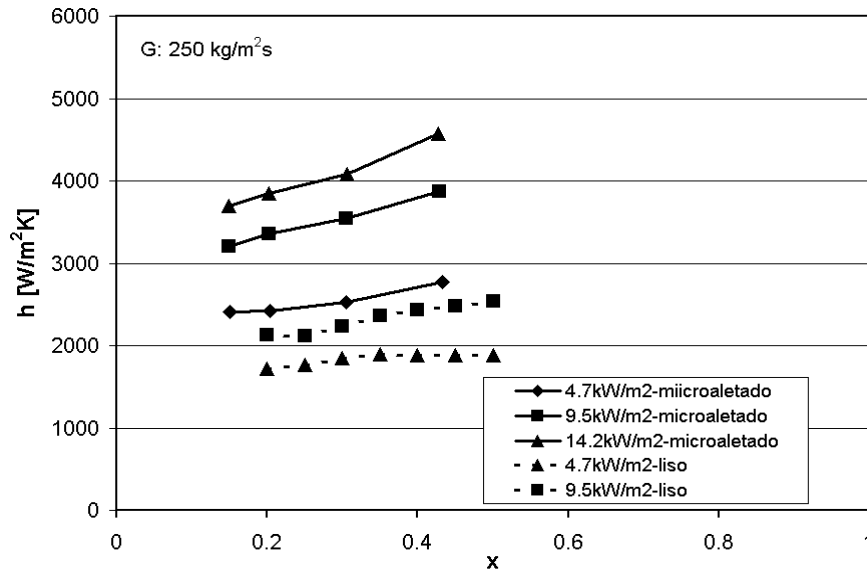


Figura 5.18: Coeficiente de transferência de calor versus título para velocidade mássica de  $250 \text{ kg/m}^2\text{s}$  - R-141b a  $T_{\text{sat}} = 42^\circ\text{C}$ .

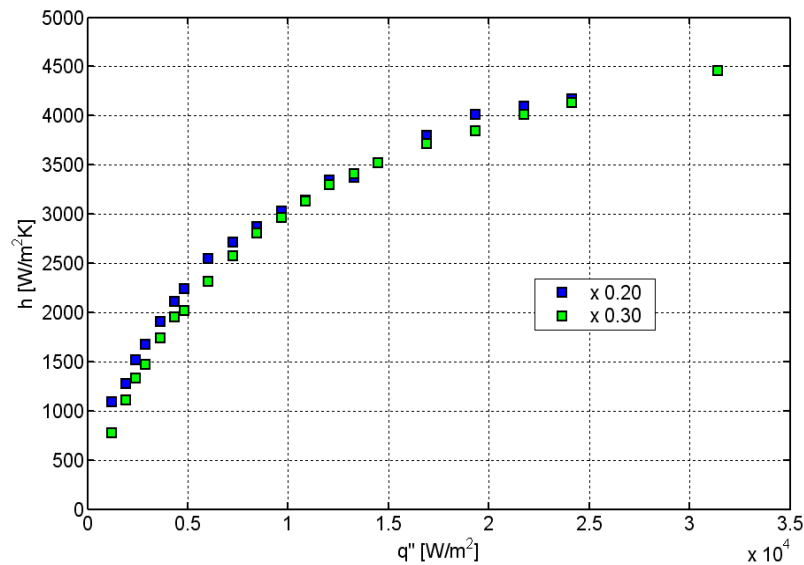


Figura 5.19: Efeito da variação do fluxo de calor imposto ( $q''$ ) sobre o coeficiente de transferência de calor para tubo micro-aletado  $G = 200 \text{ kg/m}^2\text{s}$  e título  $x = 0,20$  e  $0,30$  - R-141b a  $T_{\text{sat}} = 42^\circ\text{C}$ .

### 5.2.6 Influência da variação da pressão de saturação

A figura 5.20 apresenta a variação do coeficiente de transferência de calor em função da pressão de saturação para o tubo micro-aletado, velocidade mássica de  $200\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$ , título de 0,50 e fluxo de calor  $9,7\text{kW}/\text{m}^2$ . Observou-se uma diminuição do coeficiente de transferência de calor à medida que foi aumentada a pressão de saturação. Diferente do apresentado por outros autores, como Branescu (2000) e Bandarra (2002), em que os resultados demonstraram uma dependência linear crescente. No entanto este comportamento é similar ao apresentado por Seo e Kim (2000).

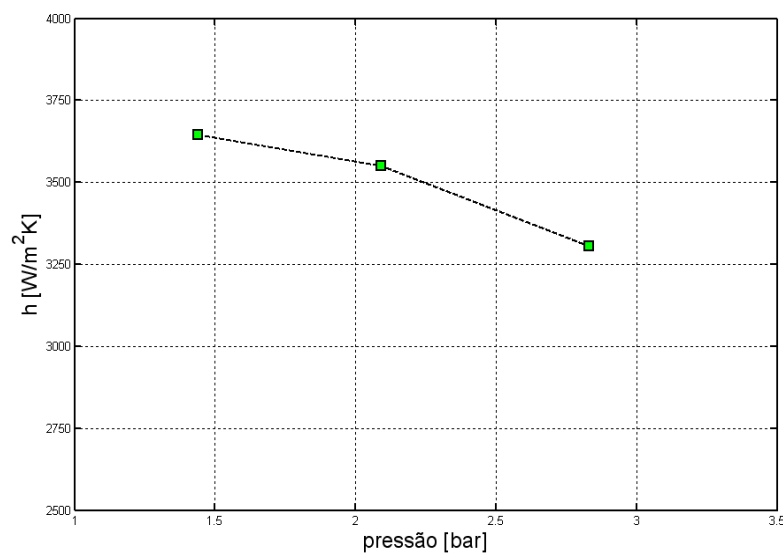


Figura 5.20: Coeficiente de transferência de calor versus pressão para velocidade mássica de  $200\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$  título de 0,50 e fluxo de calor  $9,5\text{kW}/\text{m}^2$  - R-141b.

### 5.2.7 Comparação entre tubo liso e micro-aletado

Como apresentado nas figuras 5.7 à 5.17, observa-se o claro aumento do coeficiente de transferência de calor para o tubo micro-aletado. Observou-se as maiores elevações, na ordem de 79% e os menores resultados na ordem de 26%. Para que se possa avaliar o real ganho no aumento do coeficiente de transferência de calor é preciso abater o efeito de aumento de área devido às micro-aletas. A partir da geometria do tubo micro-aletado investigado, pode-se determinar um aumento de 31,6% de área devido a presença das micro-aletas. Sendo que a referência utilizada é o diâmetro medido na base da micro-aleta.

Quando comparado com os resultados obtidos para o coeficiente de transferência de calor, conclui-se que para baixo fluxo de calor e velocidades mássicas de 200 e  $250\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$

o aumento do coeficiente de transferência de calor esta abaixo do ganho de área da micro-aleta. Conseqüentemente, nestes pontos a presença da micro-aleta não influencia o coeficiente de transferência de calor.

Para fluxos de calor mais altos os efeitos da micro-aleta se tornam preponderantes intensificando o processo de transferência de calor devido, não apenas a sua forma, mas à indução de uma circulação ao escoamento. Uma representação desta circulação pode ser observada na figura 5.21, onde é apresentado o resultado de uma simulação numérica do escoamento de água com pressão atmosférica prescrita na saída, perfil parabólico de velocidades na entrada, adiabático, monofásico e com velocidade mássica de  $150\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$ . Como apresentado por Greiner et al. (1990), outros efeitos podem estar presentes no escoamento sobre as micro-aletas, como a indução de instabilidades turbulentas características. Trata-se de um efeito similar à ressonância mecânica. No entanto, neste caso, determinadas estruturas turbulentas são induzidas e amplificadas, intensificando o transporte turbulento.

### 5.2.8 Comparação com correlações

Foram selecionadas algumas correlações encontradas na literatura para serem apresentadas nesta seção, adotando-se como critério de seleção, o fácil manuseio, abrangência e análise prévia de concordância com os dados experimentais obtidos.

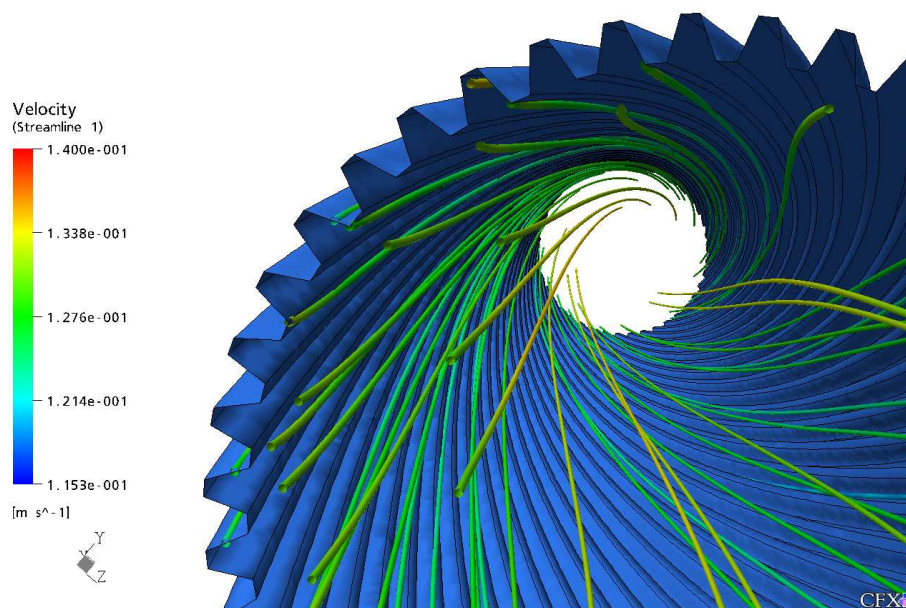


Figura 5.21: Simulação numérica do escoamento em tubo micro-aletado adiabático monofásico para água e  $G = 150\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$ .

## 5.2.8.1 Correlações encontradas na bibliografia para tubos lisos

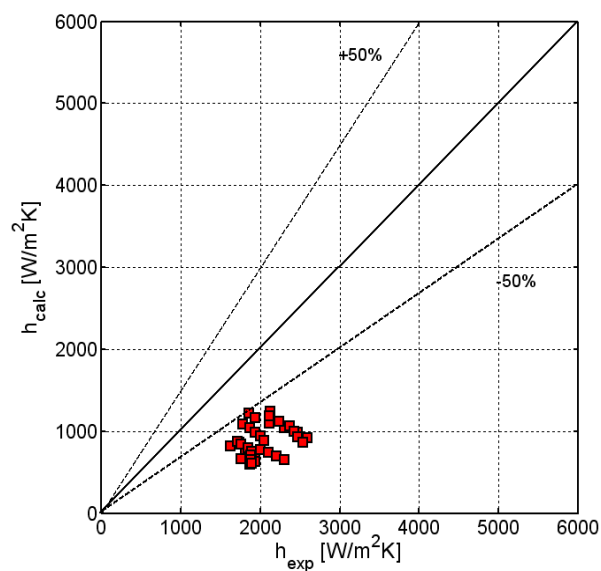


Figura 5.22: Comparação dos dados experimentais para tubo liso com a correlação de Shah.

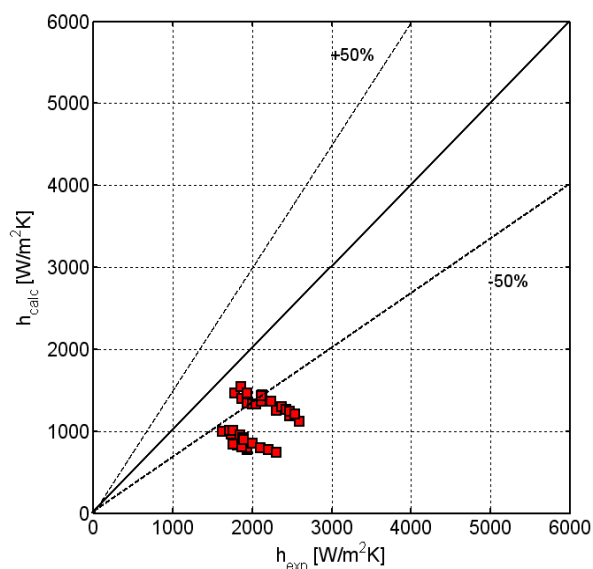


Figura 5.23: Comparação dos dados experimentais para tubo liso com a correlação de Chen.

A partir das figuras 5.22 à 5.28 é possível constatar que a maioria das correlações selecionadas da literatura subestima o coeficiente de transferência de calor para o tubo liso. Num segundo momento, utilizando as correlações Gungor e Winterton (1986), de Panek(1992) apud Bandarra Filho (2002) e algoritimos genéticos para encontrar novos coeficientes e reajustar as correlações para os dados oriundos deste trabalho, obteve-se uma diminuição do erro quadrático percentual de 16,28% para 12,49% e de 23,58%

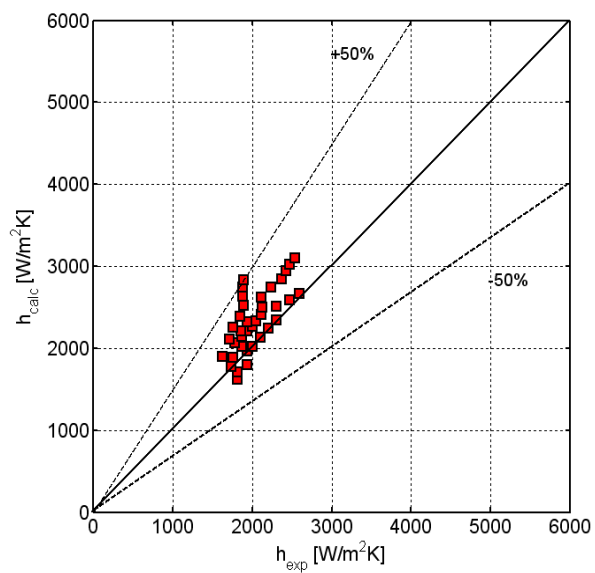


Figura 5.24: Comparação dos dados experimentais para tubo liso com a correlação de Gungor e Winterton.

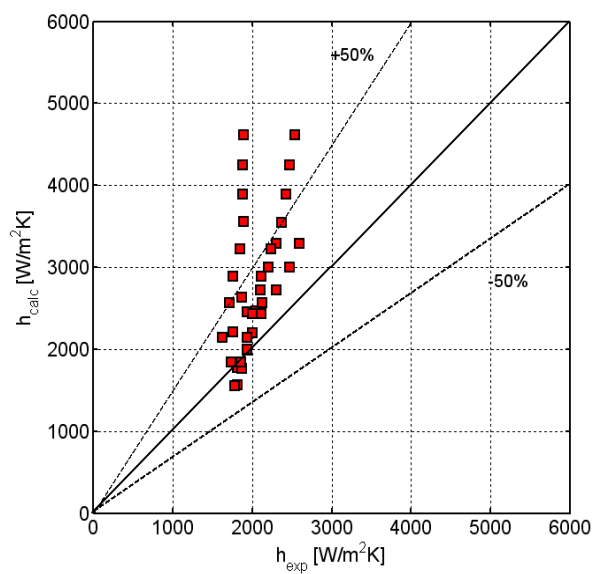


Figura 5.25: Comparação dos dados experimentais para tubo liso com a correlação de Dengler e Addons.



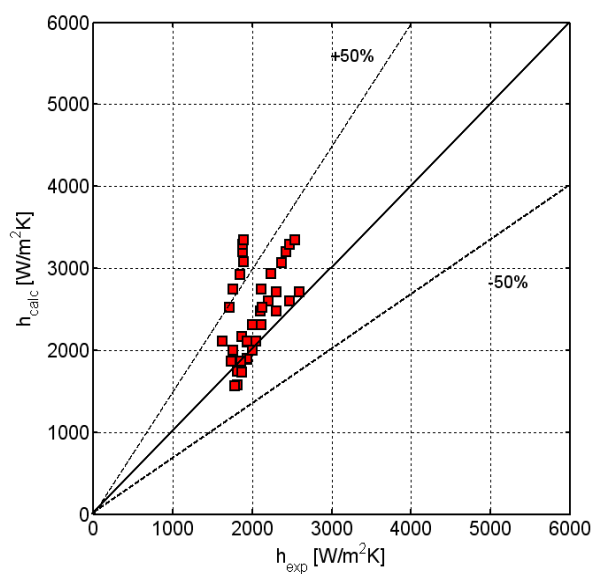


Figura 5.26: Comparação dos dados experimentais para tubo liso com a correlação de Panek apud Bandarra Filho (2002).

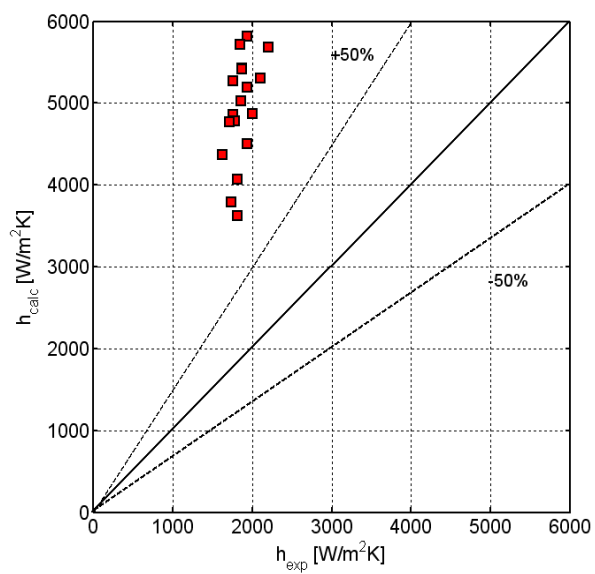


Figura 5.27: Comparação dos dados experimentais para tubo liso com a correlação de Bandarra Filho (2002).

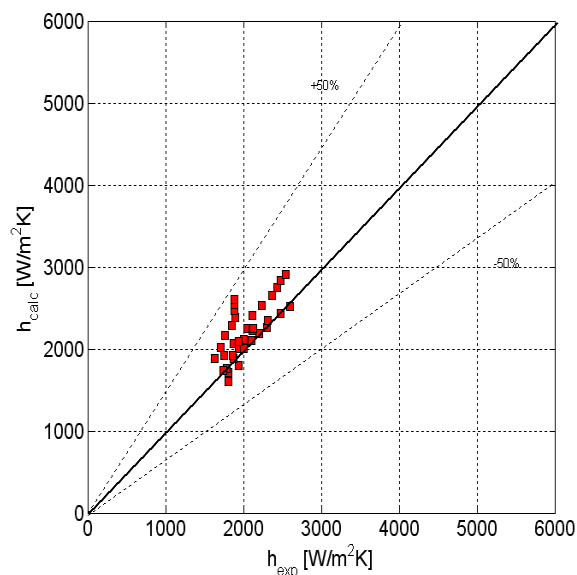


Figura 5.28: Comparação dos dados experimentais para tubo liso com a correlação do presente trabalho.

para 14,32% respectivamente. Entretanto, para a correlação desenvolvida neste trabalho (equação 3.27 e coeficientes em 3.32 o erro quadrático percentual foi de 10,57%. Com este resultado, mostra-se que a correlação obtida é versátil e promissora quando for ajustada para um banco com um maior número de dados experimentais.

### 5.2.8.2 Correlação encontrada na bibliografia para tubos micro-aletados

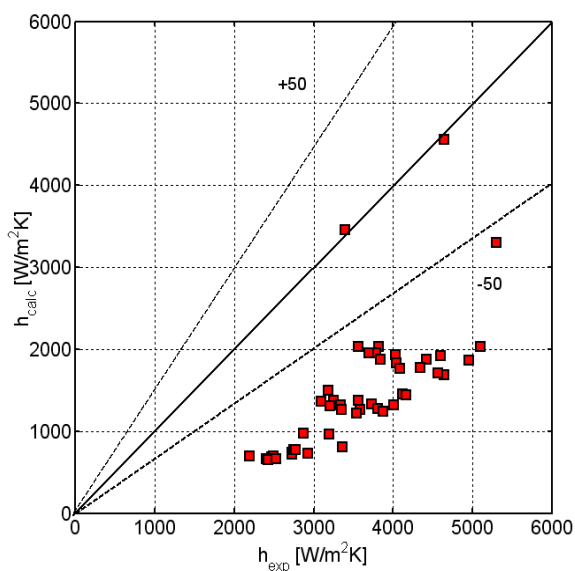


Figura 5.29: Comparação dos dados experimentais para tubo micro-aletado com a correlação de Goto et al. (1995) apud Bransco (2000).

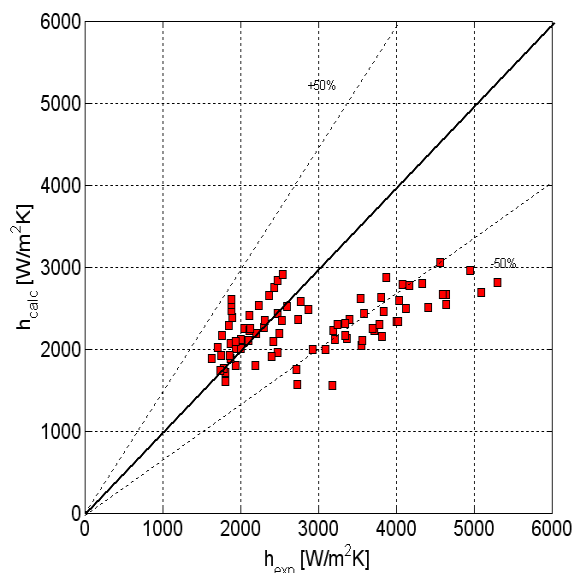


Figura 5.30: Comparação dos dados experimentais para tubo liso e micro-aletado com a correlação de desenvolvida neste trabalho).

A correlação de Goto et al. (1995) apud Branesku (2000) apresentou um erro quadrático percentual de 61,21% para os dados relativos ao tubo micro-aletado e a correlação desenvolvida (equação 3.27 com os coeficientes 3.32) apresentou um desvio de 23,09% para todo o conjunto de dados.

### 5.2.9 Visualização do escoamento

Nesta seção, são apresentadas alguns registros fotograficos que permitem obter informações visuais sobre padrão de escoamento analisado. Estas fotografias forma tomadas na seção de vidro transparente à jusante da seção de teste, conforme mostrado na figura 4.3 . Na figura 5.31 visualiza-se um escoamento anular com algumas ondas intermitentes de longo período, que não foram registradas na imagem. O título é anterior à transição entre os padrões de escoamento anular e intermitente. Esta informação diverge do obtido quando se utiliza o mapa de padrões de escoamento de Kattan(1998a), que, para esta situação prevê-se o regime intermitente. Na figura 5.32 observa-se o padrão de regime estratificado com uma vista superior da interface líquido vapor. E na Figura 5.33 observa-se um escoamento estratificado ondulado para  $G = 200\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$ ,  $x = 0,11$  e  $q'' = 4,7\text{W}/\text{m}^2$ , onde as instabilidades típicas deste padrão estão presentes na interface.

Na figura 5.35 pode-se observar o padrão anular em um escoamento com velocidade mássica de  $200\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$ , título 0,21 e fluxo de calor  $14,7\text{kW}/\text{m}^2$ . Nesta imagem é possível distinguir a assimetria vertical do filme líquido devido a ação das forças gravitacionais. À



Figura 5.31: Visualização do escoamento em padrão anular para tubo liso a  $G = 250\text{kg/m}^2\text{s}$ ,  $x = 0,18$  e  $q'' = 4,7\text{kW/m}^2$ .

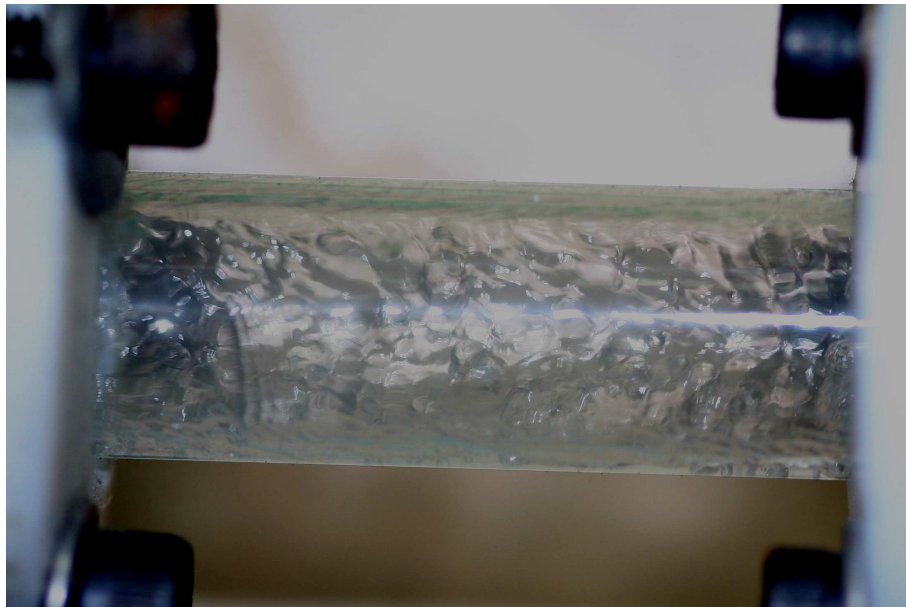


Figura 5.32: Visualização do escoamento em padrão estratificado para tubo liso a  $G = 150\text{kg/m}^2\text{s}$ ,  $x = 0,05$  e  $q'' = 4,7\text{kW/m}^2$ .

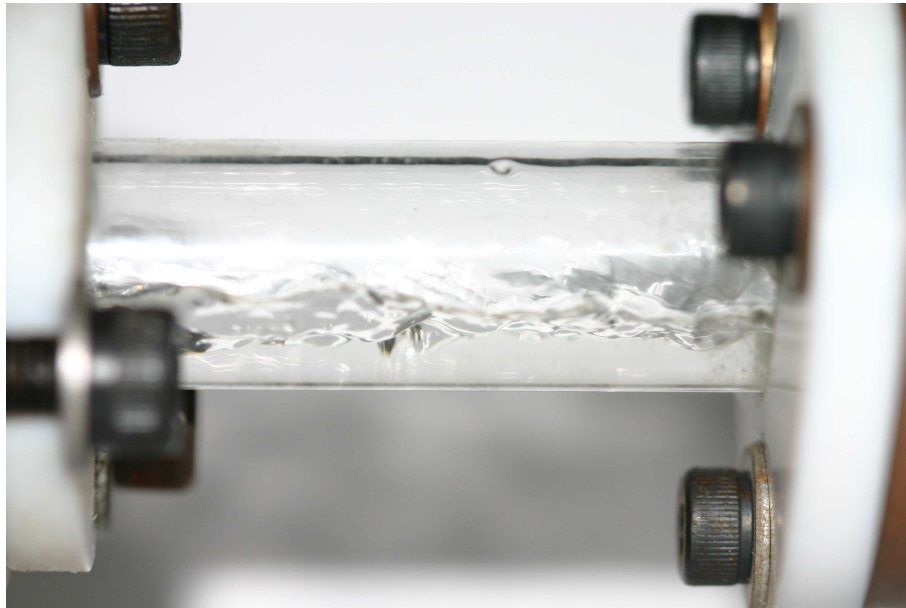


Figura 5.33: Visualização do escoamento em padrão estratificado ondulado para tubo micro-aletado a  $G = 200 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$ ,  $x = 0,11$  e  $q'' = 4,7 \text{ kW/m}^2$ .

medida que a espessura do filme líquido diminui com o aumento do título, a velocidade do filme líquido aumenta e em conjunto a ação de canalização das micro-aletas faz com que a assimetria do escoamento anular seja diminuída.

A partir da análise de ordem de grandezas das forças de inércia e gravitacional (equação 5.6), onde  $U$  é a velocidade do filme líquido,  $z$  é da ordem de  $L$  (comprimento) e  $g$  é a aceleração da gravidade. Pode-se concluir para as condições de teste (comprimento da seção de testes) que uma velocidade de  $1,21 \text{ m/s}$  é o limite para equiparação das forças gravitacionais e inerciais no escoamento de filme líquido ( $E_{q_{lim}}$ ).

$$\underbrace{U \frac{\partial U}{\partial z}}_{\text{inercia}} \geq \underbrace{g}_{\text{gravitacional}} \quad (5.6)$$

$$U \geq \sqrt{Lg} \quad (\text{Froude}) \quad (5.7)$$

A partir das curvas de limite de Taitel e Dukler (1976), onde o menor número de Froude modificado (equação 2.2) para o padrão anular é 0,11. Pode-se determinar a curva limite de velocidades para o filme líquido na transição intermitente/anular como segue:

$$G_{lim} = 0,11 / (\rho_v / (\rho_l - \rho_v))^{0,5} (Dg)^{0,5} / (x / \rho_v) \quad (5.8)$$

$$TD_{lim} = \frac{(1-x)}{(1-\alpha)} \frac{1}{\rho_l} \quad (5.9)$$

Um outro limite, proposto por Kattan et al. (1998a), a partir de observações experimentais, é que o escoamento anular ocorre para escoamentos com o parâmetro de martinelli inferior a 0,34, que resulta títulos superiores a 0,2676 para o R-141b e  $T_{sat} = 42^\circ C$ . No entanto, para Taitel e Dukler (1976), este limite seria quando a altura de filme líquido fosse menor que o raio, o que resulta na sua existência para títulos superiores a 0,06.

A figura 5.34 apresenta as velocidades do filme líquido para todos os pontos experimentais obtidos, como também, os limites para a ocorrência do regime anular. A partir dos limites de transição apresentados na Figura 5.34 e observando as fotografias para padrão anular 5.35 e 5.31, para padrão estratificado 5.33 e 5.32, conclui-se que os limites de transição para o padrão de escoamentos anular de Kattan (1998a) e Taitel e Dukler (1976) falham ao prever tal transição em tubos micro-aletados. Pode-se concluir que um novo limite de transição estará entre os valores da velocidade de estabilidade da onda, proposto por Taitel e Dukler (1976) e a velocidade de equilíbrio entre as forças de inércia e gravitacionais. Isto porque, com a presença das micro-aletas o efeito de canalização faz com que o fase líquida se distribua pelo diâmetro do tubo, antecipando a ocorrência do padrão anular. A partir de observação similar, Bandarra Filho (2002) desenvolveu um novo mapa de padrões simplificado para a ebulição em convecção forçada em tubos micro-aletados.

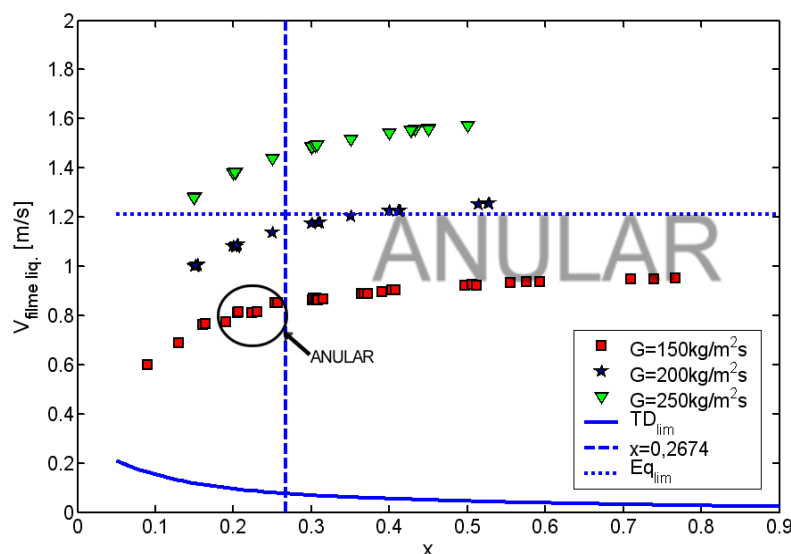


Figura 5.34: Velocidade do filme líquido versus título para os pontos experimentais obtidos).



Figura 5.35: Visualização do escoamento em padrão anular com bolhas para tubos micro aletados a  $G = 200\text{kg/m}^2\text{s}$ ,  $x = 0,21$  e  $q'' = 14,2\text{kW/m}^2$

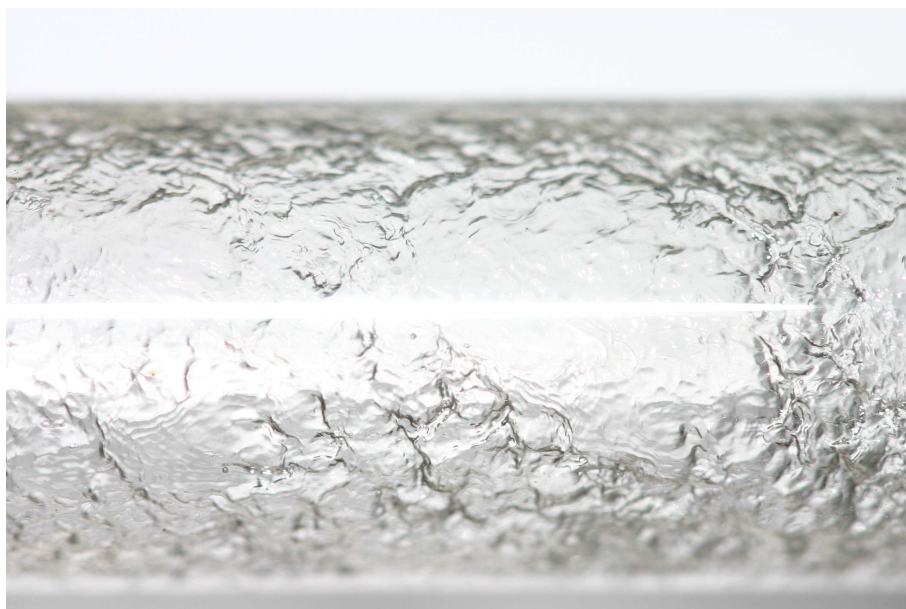


Figura 5.36: Visualização do escoamento em padrão anular com supressão de bolhas para tubos micro aletados a  $G = 200\text{kg/m}^2\text{s}$ ,  $x = 0,51$  e  $q'' = 9,5\text{kW/m}^2$

# Capítulo 6

## Conclusões e Perspectivas

### 6.1 Conclusões

Da análise bibliográfica, pôde-se observar a pluralidade de abordagens, resultando em um número razoável de modelos e correlações empíricas. Ao final do capítulo da revisão bibliográfica foi apresentado um gráfico dos resultados de algumas das correlações abordadas no texto. Pode-se então constatar que, associada à diversidade de modelos e correlações encontra-se a dispersão nos resultados. É preciso, desta forma, observar as limitações de cada abordagem e para que fim se destinam os seus resultados.

A seguir são apresentadas as principais conclusões obtidas neste trabalho de doutorado:

- Devido à complexidade do problema de transferência de calor bifásico ainda, por muito tempo, as correlações empíricas e modelos semi-empíricos serão ferramentas para projeto e dimensionamento destes sistemas. A dispersão dos resultados obtidos através das correlações encontradas na literatura, demonstra a necessidade de observação e respeito aos limites de utilização e aos fluidos que podem ser aplicadas.
- A partir da análise dimensional efetuada e de um processo progressivo de minimização foi possível identificar os números adimensionais que se correlacionam com os dados experimentais, sendo estes escalonados por ordem importância.
- Com os números adimensionais selecionados foi possível desenvolver uma relação funcional para representação do número de Nusselt para o problema de transferência de calor bifásico. Para representação dos dados experimentais, os coeficientes desta correlação foram obtidos através de um processo de minimização de uma função objetivo utilizando algoritmos genéticos. Desta forma, constatou-se que devido a



natureza multimodal do problema de regressão de correlações empíricas, a utilização de algoritmos genéticos é válida para se encontrar um melhor conjunto solução.

- Foi proposta uma correlação empírica, equação 3.27 e coeficientes 3.32 que se mostrou satisfatória ao ser comparada com a outras encontradas na literatura.
- Foram obtidos dados experimentais relativos à ebulição do HCFC-141b, sob regime de ebulição nucleada e convectiva, em escoamento anular em tubos liso e micro-aletado. Até este momento, não foi possível encontrar na bibliografia disponível trabalhos experimentais similares.
- Identificou-se que o mapa de padrões de escoamento de Kattan et al. (1998a), não consegue prever a transição entre os padrões de escoamento intermitente e anular adequadamente.
- Identificou-se neste trabalho um comportamento particular do coeficiente de transferência de calor com mudança de fase em seções de teste de pequeno comprimento. Os efeitos da região de desenvolvimento da camada limite térmica e hidrodinâmica (tubo micro-aletado) afetam o regime de ebulição e, conseqüentemente, o coeficiente de o coeficiente de transferência de calor.
- A maioria das correlações comparadas com os resultados experimentais obtidos subestimaram o coeficiente de transferência de calor. Desta forma, conclui-se que as correlações empíricas investigadas precisam ter os seus coeficientes ajustados para previsão do coeficiente de transferência de calor para tubos com pequenos comprimentos.

## 6.2 Perspectivas

Sugere-se para prosseguimento deste trabalho experimental o aumento da potência de evaporação e, conseqüentemente, de condensação para que com velocidades mássicas mais altas, títulos próximo de 1 possam ser obtidos. A pressurização da bancada propiciará a obtenção de dados experimentais em outras faixas de temperatura de saturação, aumentando assim a sua versatilidade.

Um aprofundamento na investigação sobre os efeitos do desenvolvimento da nova camada limite térmica sobre a nucleação e conseqüentemente sobre o coeficiente de transferência de calor é bastante promissor. A construção de uma seção de teste que permita a visualização da superfície aquecida e dos sítios de nucleação seria bastante interessante, já que, o entendimento deste processo é muito importante para o projeto de sistemas de dissipação de calor com sistemas bifásicos para a indústria de eletrônica de potência.

---

O prosseguimento do uso de algoritmos genéticos para a obtenção dos coeficientes de uma correlação empírica propiciará o desenvolvimento de relações funcionais mais complexas. Podendo ser utilizados para isto algoritmos genéticos para minimização multiobjetivo, desta forma tornando possível obter coeficientes que ao mesmo tempo minimizem os erros quadráticos e torne simétrica a distribuição dos dados minimizando erros absolutos.

# Referências Bibliográficas

BANDARRA FILHO, E. P. *Um estudo experimental da ebulição convectiva de refrigerantes no interior de tubos lisos e internamente ranhurados*. Tese (Doutorado) — Universidade de São Paulo, 2002.

BANERJEE, S. *Two-phase flow fundamentals for industrial applications*. Swiss: Swiss Federal Institute of Technology, 1987.

BARBOSA, J. J. R. Turbulência em sistemas bifásicos gás-líquido. In: UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA. *Transição e Turbulência - III Escola de Primavera*. Santa Catarina, 2002.

BARBOSA JR, J. R.; HEWITT, G. F. Forced convective boiling of binary mixtures in annular flow. part i: Heat and mass transfer. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 44, p. 1475–1484, 2001.

BARBOSA JR, J. R.; HEWITT, G. F. Forced convective boiling of binary mixtures in annular flow. part i: Liquid phase mass transport. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 44, p. 1465–1474, 2001.

BEJAN, A. *Convection Heat Transfer*. New York: John Wiley & sons, 2000.

BRANESCU, C. N. *Ebullition en convection forcee du R22 et du R407C a l'interieur de tubes horizontaux*. Tese (Doutorado) — L'Institut National des Sciences Appliquees de Lyon, 2000.

CAREY, V. P. *Liquid-Vapor Phase-Change Phenomena*. New York: Taylor and Francis, 1992.

CARNEIRO, F. L. *Análise Dimensional e Teoria da Semelhança e dos Modelos Físicos*. 1. ed. Rio de Janeiro: Editora da UFRJ, 1996.

CHARBONNEAU, P. *An Introduction to Genetic Algorithms for Numerical Optimization*. EUA: NCAR TECHNICAL NOTE, 2002.

CHEN, J. C. Correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow. *Industrial and Engineering Chemistry - Process Design and Development*, v. 5, n. 3, p. 322–329, July 1966.

COLLIER, J. G.; THOME, J. R. *Convective Boiling and Condensation*. 3th edition. ed. New York: Oxford, 1996.

DENGLER, C. E.; ADDOMS, J. N. Heat transfer mechanism for vaporization of water in a vertical tube. *Chem. Engineering Progress Symposium Series*, v. 52, n. 18, p. 95–103, 1956.

FU, F.; KLAUSNER, J. F. A separated flow model for predicting two-phase pressure drop and evaporative heat transfer for vertical annular flow. *International Journal Heat and Fluid Flow*, v. 18, p. 541–549, 1997.

GREINER, M.; CHEN, R. F.; WIRTZ, R. A. Heat transfer augmentation through wall-shape-induced flow destabilization. *Transactions of the ASME*, v. 112, p. 336–341, May 1990.

GUNGOR, K. E.; WINTERTON, R. H. S. A general correlation for flow boiling in tubes and annuli. *International Journal Heat and Mass Transfer*, v. 29, p. 351–358, 1986.

HACKER, K. A.; LEWIS, K. Efficient global optimization using hybrid genetic algorithms. *9th AIAA/ISSMEO*, v. 39, p. 909–918, 2002.

HAN, L. S. A mixing length model for turbulent boundary layers over rough surfaces. *International Journal Heat and Mass Transfer*, v. 34, n. 8, p. 2053–2062, 1991.

HATTON, A. P.; WALKLATE, P. J. A mixing-length method for predicting heat transfer in rough pipes. *International Journal Heat and Mass Transfer*, v. 19, p. 1425–1431, 1976.

INCROPERA, F. P.; DEWITT, D. P. *Fundamentos de transferência de calor*. São Paulo: LTC, 1994.

JABARDO, J. M. et al. New correlation for convective boiling of pure halocarbon refrigerants flowing in horizontal tubes. *Revista Brasileira de Ciências Mecânicas*, XXI, n. 2, p. 245–258, 1999.

JABARDO, J. M. S.; BANDARRA FILHO, E. P. Convective boiling of halocarbon refrigerants flowing in a horizontal copper tube - an experimental study. *Experimental Thermal and Fluid Science*, v. 23, p. 93–104, 2000.

KANDLIKAR, S. G. A general correlation for saturated two-phase flow boiling heat transfer inside horizontal and vertical tubes. *Journal of Heat Transfer - Transactions of the ASME*, v. 112, p. 219–228, February 1990.

KATTAN, N.; THOME, J. R.; FAVRAT, D. Flow boiling in horizontal tubes: Part 1 - development of a diabatic two-phase flow pattern map. *Transactions of the ASME*, v. 120, p. 140–147, February 1998.

KATTAN, N.; THOME, J. R.; FAVRAT, D. Flow boiling in horizontal tubes: Part 2 - new heat transfer data for five refrigerants. *Transactions of the ASME*, v. 120, p. 148–154, February 1998.

KATTAN, N.; THOME, J. R.; FAVRAT, D. Flow boiling in horizontal tubes: Part 3 - development of a new heat transfer model based on flow pattern. *Transactions of the ASME*, v. 120, p. 156–165, February 1998.

KATTO, Y. Prediction of critical heat flux of subcooled flow boiling in round tubes. *Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 33, n. 9, p. 1921–1928, 1990.

KLIMENKO, V. V. A generalized correlation for two-phase forced flow heat transfer. *International Journal of Mass and Heat Transfer*, v. 31, p. 541–552, 1988.

KLIMENKO, V. V. A generalized correlation for two-phase forced flow heat transfer - second assessment. *International Journal of Mass and Heat Transfer*, v. 33, n. 10, p. 2073–2088, 1990.

KUO, C.; WANG, C. Horizontal flow boiling of r-22 and r-407c in 9.52mm microfin tube. *Applied Thermal Engineering*, v. 16, p. 719–731, 1996.

LEMMON, M. M. E.; FRIEND, D. "thermophysical properties of fluid systems" em nist chemistry webbook. *NIST - National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg*, v. 69, 2005.

MERMOND, Y. *Transferts de Chaleur dans un Melange Constitue de Fluide Frigorigene et D'Huile*. França: Tese, 1999.

MIKIC, B. B.; ROHSENOW, W. M. A new correlation of pool-boiling data including the effect of heating surface characteristics. *Journal of Heat Transfer - Transactions of the ASME*, p. 245–250, May 1969.

N., K. *Contribution to the heat transfer analysis of substitute refrigerants in evaporators tubes with smooth or enhanced tube surfaces*. Dissertação (Mestrado) — Lausanne, EPFL, 1996.

PASSOS, J. C. et al. Convective boiling of r-407c inside horizontal microfin and plain tubes. *Experimental Thermal and Fluid Science*, v. 27, p. 705–713, 2003.

PASSOS, J. C.; REINALDO, R. F. Analysis of pool boiling within smooth and grooved tubes. *Experimental Thermal and Fluid Science*, v. 30, n. 10, p. 2000–2001, 2000.

PICANÇO, M. A. S.; PASSOS, J. C. Correlations for nucleate boiling heat transfer forced convection. *6<sup>th</sup> International Conference on Boiling Heat Transfer*, CD - Proceedings of the conference, p. 1–8, 2006.

SATO, T.; SUZUKI, K.; HAGIWARA, Y. Heat transfer and flow characteristics of two-phase two-component annular flow. *International Journal Heat and Mass Transfer*, v. 26, p. 597–605, 1983.

SEO, K.; KIM, Y. Evaporation heat transfer and pressure drop of R-22 in 7 and 9.52mm smooth/micro-fin tubes. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, v. 43, p. 2869–2882, 2000.

SHAH, M. M. A new correlation for heat transfer during boiling flow through pipes. *ASHRAE Transaction*, v. 82, n. 2, p. 66–86, 1976.

SHAH, M. M. Chart correlation for saturated boiling heat transfer: Equations and further study. *ASHRAE Transaction*, v. 88, n. 1, p. 185–196, 1982.

STEINER, D.; TABOREK, J. Flow boiling heat transfer in vertical tubes correlated by an asymptotic model. *Heat Transfer Engineering*, v. 13, n. 2, 1992.

STEPHAN, K. *Heat Transfer in Condensation and Boiling*. [S.l.]: Springer-Verlag, 1992.

STEPHAN, K.; ABDELSALAN. Heat transfer correlations for natural convection boiling. *International Journal Heat and Mass Transfer*, v. 23, p. 73–87, 1980.

STEPHAN, K.; AURACHER, H. Correlations for nucleate boiling heat transfer forced convection. *International Journal Heat and Mass Transfer*, v. 24, p. 99–107, 1979.

SUZUKI, K. et al. Numerical study of combined convective heat transfer with variable fluid properties in the inlet region of a circular tube. *Numerical Methods in Thermal Problems*, Pinneridge Press, p. 1048–1059, 1981.

TAITEL, Y.; DUKLER, A. E. A model for predicting flow regime transitions in horizontal gas-liquid flow. *AIChE Journal*, v. 22, n. 1, p. 47–55, 1976.

TANG, L. S.; TANG, Y. S. *Boiling Heat Transfer and Two-Phase Flow*. New York: Taylor & Francis, 1997.

THOMAS, L. C. *Fundamentos da Transferência de Calor*. São Paulo: Prentice Hall do Brasil, 1985.

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

WEBB, R. L. *Principles of Enhanced Heat Transfer*. New York: Wiley, 1994.

WOJTAN, L.; URSENBACHER, T.; THOME, J. R. Investigation of flow boiling in horizontal tubes: Part i - a new diabatic two-phase flow pattern map. *International Journal of Thermal Sciences*, v. 39, p. 909–918, 2000.

ZÜRCHER, O.; THOME, J. R.; FAVRAT, D. An onset of nucleate boiling criterion for horizontal flow boiling. *International Journal of Thermal Sciences*, v. 39, p. 909–918, 2000.

# Apêndice A

## Dados Experimentais

---

x [-]	h [ $w/m^2 \cdot K$ ]	G [ $kg/m^2 \cdot s$ ]	q'' [ $w/m^2$ ]	tubo	REGIME
0,1638	1813	150	4,75E+03	liso	INTEMITENTE
0,2068	1813	150	4,75E+03	liso	INTEMITENTE
0,2537	1938	150	4,75E+03	liso	INTEMITENTE
0,3059	1756	150	4,75E+03	liso	ANULAR
0,3637	1938	150	4,75E+03	liso	ANULAR
0,4032	1873	150	4,75E+03	liso	ANULAR
0,161	1784	150	9,50E+03	liso	INTEMITENTE
0,2051	1873	150	9,50E+03	liso	INTEMITENTE
0,2568	1938	150	9,50E+03	liso	ANULAR
0,3024	2007	150	9,50E+03	liso	ANULAR
0,3673	2044	150	9,50E+03	liso	ANULAR
0,15	1739	200	4,75E+03	liso	INTEMITENTE
0,2	1627	200	4,75E+03	liso	ANULAR
0,25	2008	200	4,75E+03	liso	ANULAR
0,3	2105	200	4,75E+03	liso	ANULAR
0,35	2207	200	4,75E+03	liso	ANULAR
0,4	2303	200	4,75E+03	liso	ANULAR
0,15	1865	200	9,50E+03	liso	INTEMITENTE
0,2	1937	200	9,50E+03	liso	ANULAR
0,25	2118	200	9,50E+03	liso	ANULAR
0,3	2309	200	9,50E+03	liso	ANULAR
0,35	2474	200	9,50E+03	liso	ANULAR
0,4	2596	200	9,50E+03	liso	ANULAR

---



x [-]	h [ $w/m^2 \cdot K$ ]	G [ $kg/m^2 \cdot s$ ]	q'' [ $w/m^2$ ]	tubo	REGIME
0,2	1714	250	4,75E+03	liso	INTEMITENTE
0,25	1761	250	4,75E+03	liso	ANULAR
0,3	1849	250	4,75E+03	liso	ANULAR
0,35	1896	250	4,75E+03	liso	ANULAR
0,4	1880	250	4,75E+03	liso	ANULAR
0,45	1880	250	4,75E+03	liso	ANULAR
0,5	1887	250	4,75E+03	liso	ANULAR
0,2	2130	250	9,50E+03	liso	INTEMITENTE
0,25	2112	250	9,50E+03	liso	ANULAR
0,3	2235	250	9,50E+03	liso	ANULAR
0,35	2367	250	9,50E+03	liso	ANULAR
0,4	2430	250	9,50E+03	liso	ANULAR
0,45	2476	250	9,50E+03	liso	ANULAR
0,5	2543	250	9,50E+03	liso	ANULAR
0,13	2727	150	4,75E+03	aletado	INTEMITENTE
0,19	2722	150	4,75E+03	aletado	INTEMITENTE
0,3081	2932	150	4,75E+03	aletado	ANULAR
0,408	3367	150	4,75E+03	aletado	ANULAR
0,4965	3193	150	4,75E+03	aletado	ANULAR
0,5935	3249	150	4,75E+03	aletado	ANULAR
0,7391	3398	150	4,75E+03	aletado	ANULAR
0,09	3181	150	9,50E+03	aletado	INTEMITENTE
0,23	3559	150	9,50E+03	aletado	ANULAR
0,3151	3725	150	9,50E+03	aletado	ANULAR
0,3718	4009	150	9,50E+03	aletado	ANULAR
0,5055	4121	150	9,50E+03	aletado	ANULAR
0,5754	4647	150	9,50E+03	aletado	ANULAR
0,7663	4643	150	9,50E+03	aletado	ANULAR
0,224	3823	150	1,43E+04	aletado	ANULAR
0,3013	4031	150	1,43E+04	aletado	ANULAR
0,3906	4415	150	1,43E+04	aletado	ANULAR
0,5121	4602	150	1,43E+04	aletado	ANULAR
0,5553	5097	150	1,43E+04	aletado	ANULAR
0,71	5300	150	1,43E+04	aletado	ANULAR
0,1538	2190	200	4,75E+03	aletado	ANULAR
0,2025	2476	200	4,75E+03	aletado	ANULAR
0,3077	2497	200	4,75E+03	aletado	ANULAR

x [-]	h [ $w/m^2 \cdot K$ ]	G [ $kg/m^2 \cdot s$ ]	q'' [ $w/m^2$ ]	tubo	REGIME
0,413	2745	200	4,75E+03	aletado	ANULAR
0,5136	2876	200	4,75E+03	aletado	ANULAR
0,1533	3092	200	9,50E+03	aletado	INTERMITENTE
0,2056	3344	200	9,50E+03	aletado	ANULAR
0,3083	3585	200	9,50E+03	aletado	ANULAR
0,4122	3805	200	9,50E+03	aletado	ANULAR
0,5267	4165	200	9,50E+03	aletado	ANULAR
0,1516	3565	200	1,43E+04	aletado	ANULAR
0,2039	3782	200	1,43E+04	aletado	ANULAR
0,3102	4037	200	1,43E+04	aletado	ANULAR
0,4112	4337	200	1,43E+04	aletado	ANULAR
0,5281	4954	200	1,43E+04	aletado	ANULAR
0,1503	2404	250	4,75E+03	aletado	ANULAR
0,2035	2423	250	4,75E+03	aletado	ANULAR
0,3052	2532	250	4,75E+03	aletado	ANULAR
0,4331	2771	250	4,75E+03	aletado	ANULAR
0,1491	3210	250	9,50E+03	aletado	ANULAR
0,2024	3351	250	9,50E+03	aletado	ANULAR
0,3051	3539	250	9,50E+03	aletado	ANULAR
0,4287	3873	250	9,50E+03	aletado	ANULAR
0,1497	3694	250	1,43E+04	aletado	ANULAR
0,202	3843	250	1,43E+04	aletado	ANULAR
0,3069	4081	250	1,43E+04	aletado	ANULAR
0,4269	4568	250	1,43E+04	aletado	ANULAR

Tabela A.1: Pontos experimentais para determinação do coeficiente de transferência de calor