

**UNIVERSIDADE DO VALE DO RIO DOS SINOS  
UNIDADE ACADÊMICA DE PESQUISA E PÓS-GRADUAÇÃO  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA  
NÍVEL MESTRADO**

**LUCAS EZEQUIAS DA SILVA SILVEIRA**

**ANÁLISE EXPERIMENTAL DA EBULIÇÃO EM CANAIS DE DIÂMETRO  
REDUZIDO: EFEITOS DO DIÂMETRO, DO FLUIDO E DA TEMPERATURA**

**SÃO LEOPOLDO  
2018**

Lucas Ezequias da Silva Silveira

**ANÁLISE EXPERIMENTAL DA EBULIÇÃO EM CANAIS DE DIÂMETRO REDUZIDO:  
EFEITOS DO DIÂMETRO, DO FLUIDO E DA TEMPERATURA**

Trabalho submetido ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade do Vale do Rio dos Sinos - UNISINOS como pré-requisito parcial para a obtenção do título de Mestre em Engenharia Mecânica

Orientadora: Profa. Dra. Jacqueline Biancon Copetti

**SÃO LEOPOLDO**  
2018

S587a Silveira, Lucas Ezequias da Silva.

Análise experimental da ebulição em canais de diâmetro reduzido : efeitos do diâmetro, do fluido e da temperatura / Lucas Ezequias da Silva Silveira. – 2018.

120 f. : il. ; 30 cm.

Dissertação (mestrado) – Universidade do Vale do Rio dos Sinos, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, 2018.

“Orientadora: Profa. Dra. Jacqueline Biancon Copetti.”

1. Ebulição convectiva. 2. Microcanais. 3. Isobutano. 4. Propano. I. Título.

CDU 621

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)  
(Bibliotecário: Flávio Nunes – CRB 10/1298)

## AGRADECIMENTOS

Embora este trabalho esteja assinado por apenas um autor e um orientador, outras pessoas o apoiaram, em maior ou menor grau. Assim, alguns agradecimentos se fazem necessários.

Primeiramente, à Capes pela bolsa de estudos, sem a qual este trabalho não seria possível.

À Universidade do Vale do Rio dos Sinos, por disponibilizar este mestrado em seu quadro de cursos e a infraestrutura para realização do trabalho experimental.

Aos professores do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica que compartilharam os seus conhecimentos

Aos laboratoristas William Santos de Brito e Wilson Xavier de Freitas pela sua ajuda na montagem e na manutenção da bancada experimental.

À colega Priscila Forgiarini da Silva por sua ajuda durante a realização dos testes.

Ao professor Jéferson Diehl de Oliveira, por todo auxílio durante o processo de coleta e análise dos dados.

E, em especial, à minha orientadora Jacqueline Biancon Copetti, por todo o apoio prestado durante a realização desta dissertação.

## RESUMO

A utilização de trocadores de calor com canais de diâmetro reduzido vem crescendo devido à demanda por trocadores de calor compactos, que permitam altas taxas de transferência de calor, baixa perda de pressão e redução da carga de fluido refrigerante e de custo de materiais. O presente trabalho analisa a ebulição convectiva através de canais de pequeno diâmetro e a influência de alguns parâmetros operacionais no coeficiente de transferência de calor e na queda de pressão. São apresentados os resultados de três estudos experimentais para avaliar a influência do fluido de trabalho, do diâmetro do canal e da temperatura de saturação. Na primeira análise, é estudada a ebulição do isobutano, R600a, e do propano, R290, em um canal com 1,0 mm de diâmetro interno, com fluxo de massa na faixa de 240 a 480 kg m<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>, fluxo de calor de 5 a 60 kW m<sup>-2</sup> e temperatura de saturação de 25°C. Na segunda análise, é estudada a ebulição do R600a em canais com diâmetros de 1,0 e 2,6 mm, temperatura de saturação de 22°C, com variações do fluxo de massa de 188 a 377 kg m<sup>-2</sup>s<sup>-1</sup> e do fluxo de calor de 28 a 56 kW m<sup>-2</sup>. Por fim, na terceira análise, a ebulição do R600a em um canal de 1,0 mm de diâmetro foi estudada com duas temperaturas de saturação, 20 e 30°C, com fluxo de massa de 240 a 480 kg m<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> e fluxo de calor de 20 a 60 kW m<sup>-2</sup>. São avaliados os efeitos do fluxo de massa, do fluxo de calor e do título de vapor, sobre o comportamento do coeficiente de transferência de calor e da perda de pressão por atrito. A análise do fluido de trabalho mostrou que, de modo geral, o R600a apresenta os maiores coeficientes de transferência de calor e perdas de pressão por atrito. Da análise da influência do diâmetro do canal observou-se que, para todas as condições experimentais, o coeficiente de transferência de calor foi superior no canal de 1,0 mm. Os resultados mostraram também que os maiores coeficientes de transferência de calor foram obtidos com a temperatura de saturação de 30°C. Complementando as análises, foram avaliados os padrões de escoamento, através das imagens registradas, e os modelos de mapas de padrões comparando os dois fluidos. Os modelos que melhor se ajustaram às curvas foram os de Revellin e Thome (2007b) e Ong e Thome (2011). Algumas correlações para transferência de calor propostas para mini e micro canais foram avaliadas com dados experimentais, de onde observou-se que, de modo geral, a correlação de Kim e Mudawar (2013b) apresentou o melhor ajuste, dentre as correlações avaliadas.

**Palavras-chave: Ebulição convectiva. Microcanais. Isobutano. Propano.**

## ABSTRACT

The use of heat exchangers with reduced diameter channels has been growing due to the demand for compact heat exchangers which allow high rates of heat transfer, low pressure drop and reduction of refrigerant fluid charge and material cost. The present work analyzes the convective boiling through small diameter channels and the influence of some parameters on the heat transfer coefficient and the pressure drop. The results of three experimental studies are presented to evaluate the influence of the working fluid, the channel diameter and the saturation temperature. In the first analysis, the boiling of isobutane, R600a, and propane, R290, in a channel with a 1 mm internal diameter, with mass velocity from 240 to 480 kg m<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>, heat flux from 5 to 60 kW m<sup>-2</sup> and saturation temperature of 25°C. In the second analysis, it's studied the boiling of R600a in channels with diameters of 1.0 and 2.6 mm, saturation temperature of 22°C, with mass velocity from 188 to 377 kg m<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> and heat flux from 28 to 56 kW m<sup>-2</sup>. Finally, the boiling of R600a in a 1.0 mm diameter channel was studied with two saturation temperatures, 20 and 30°C, with a mass velocity from 240 to 480 kg m<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> and heat flux from 20 to 60 kW m<sup>-2</sup>. The influence of mass flow, heat flux and vapor quality on the behavior of the heat transfer coefficient and the frictional pressure drop are evaluated. The analysis of the working fluid showed that, in general, R600a presents the highest coefficients of heat transfer and frictional pressure drop. From the analysis of the influence of the channel diameter, it was observed that, for all experimental conditions, the heat transfer coefficient was higher in the 1.0 mm channel. The results also showed that the higher heat transfer coefficients were obtained with the saturation temperature of 30°C. Complementing the analyzes, the flow patterns were evaluated through the recorded images, and the flow pattern maps, comparing the two fluids. The map that best fit the curves were those of Revellin and Thome (2007b) and Ong and Thome (2011). Some proposed heat transfer correlations for mini and micro channels were evaluated with the experimental data, from which it was observed that, in general, the correlation of Kim and Mudawar (2013b) presented a better adjustment, among the evaluated correlations.

## LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 - Regiões da transição do estado físico do fluido na ebulição em um macrocanal horizontal.....	26
Figura 2.2 – A influência dos mecanismos dominantes na ebulição com convecção forçada em mini e microcanais. (a) ebulição com o domínio da ebulição nucleada. (b) ebulição com o domínio da ebulição convectiva. ....	30
Figura 2.3 Padrões de escoamento do R134a caracterizados por Revellin e Thome (2007a). (a) borbulhado; (b) <i>plug</i> ; (c) <i>slug</i> ; (d) <i>slug</i> /semianular; (e) semianular; (f) anular ondulado; (g) anular liso. ....	31
Figura 2.4 – Linhas de transição de regime de escoamento para canais circulares ou quase circulares com $D_h \leq 1$ mm, usando as velocidades superficiais das fases como eixos coordenados. ....	37
Figura 2.5 – Linhas de transição de regime de escoamento para canais circulares ou quase circulares com $D_h \leq 1$ mm, usando os adimensionais de Weber de cada uma das fases como eixos coordenados. ....	37
Figura 2.6 – Mapa para padrões de escoamento no interior de microcanais circulares uniformemente aquecidos: R 134a, $T_{sat} = 30^\circ\text{C}$ , $q'' = 50 \text{ kW m}^{-2}$ . ....	40
Figura 2.7 – Linhas de transição para R134a, R236fa e R245fa, com $T_{sat} = 31^\circ\text{C}$ e $D_h = 2,2$ mm. ....	42
Figura 2.8 – Pontos experimentais adiabáticos plotados no mapa modificado de Kattan <i>et al.</i> (1998) .....	44
Figura 3.1 – Esquema da bancada experimental. ....	53
Figura 3.2 – Vista da seção de teste do canal de 1 mm e posição dos termopares.....	58
Figura 4.1 – Comparação dos dados experimentais do R600a com o mapa de Ong e Thome (2011). ....	73
Figura 4.2 – Comparação dos dados experimentais do R600a com o mapa de Ong e Thome (2011). (a) $q''_{ST} = 5 \text{ kW/m}^2$ ; (b) $q''_{ST} = 60 \text{ kW/m}^2$ .....	74
Figura 4.3 – Comparação dos dados experimentais com os mapas de Revellin e Thome (2007), Barbieri, Jabardo e Bandarra Filho (2008) e Costa-Patry e Thome (2013) - R600a ...	75
Figura 4.4 – Comparação dos dados experimentais do R600a com o mapa de Ong e Thome (2011). (a) $q''_{ST} = 5 \text{ kW/m}^2$ ; (b) $q''_{ST} = 60 \text{ kW/m}^2$ .....	76
Figura 4.5 – Comparação dos dados experimentais do R290 com o mapa de Ong e Thome (2011). ....	76

Figura 4.6 – Comparação dos dados experimentais do R290 com o mapa de Ong e Thome (2011). (a) $q''_{ST} = 5 \text{ kW m}^{-2}$ ; (b) $q''_{ST} = 20 \text{ kW m}^{-2}$ .....	78
Figura 4.7 – Comparação dos dados experimentais com os mapas de Revellin e Thome (2007), Barbieri, Jabardo e Bandarra Filho (2008) e Costa-Patry e Thome (2013) – R290 ....	79
Figura 4.8 – Comparação dos dados experimentais do R290 com o mapa de Revellin e Thome (2007), Barbieri, Jabardo e Bandarra Filho (2008) e Costa-Patry e Thome (2013) – Propano. (a) $q''_{ST} = 5 \text{ kW m}^{-2}$ ; (b) $q''_{ST} = 40 \text{ kW m}^{-2}$ .....	79
Figura 4.9 – Comportamento do coeficiente de transferência de calor com o título para os refrigerantes R290 e R600a – (a) $G = 320 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ; (b) $G = 400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .....	81
Figura 4.10 – Padrões de escoamento para o R290 e o R600a em condições operacionais similares.....	81
Figura 4.11 – Influência do fluxo de calor no coeficiente de transferência de calor: (a) $G = 240 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ – R600a; (b) $G = 240 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ – R290; (c) $G = 400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ – R600a; (d) $G = 400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ – R290. ....	82
Figura 4.12 – Influência do fluxo de massa no coeficiente de transferência de calor: (a) $q''_{st} = 20 \text{ kW m}^{-2}$ , R600a; (b) $q''_{st} = 20 \text{ kW m}^{-2}$ , R290 ; (c) $q''_{st} = 60 \text{ kW m}^{-2}$ , R600a; (d) $q''_{st} = 60 \text{ kW m}^{-2}$ , R290. ....	83
Figura 4.13 – Comparação da perda de pressão por atrito para o R290 e o R600a: (a) $G = 200 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ; (b) $G = 320 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ; (c) $G = 400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ; (d) $G = 480 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . ....	84
Figura 4.14 – Padrões de escoamento – Testes com R600a e $G = 188 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .....	85
Figura 4.15 – Comparação dos padrões obtidos nos diferentes canais para $q'' = 28 \text{ kW m}^{-2}$ . ....	86
Figura 4.16 – Influência do diâmetro do canal no coeficiente de transferência de calor para: (a) $G = 188 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ; $q''_{ST} = 28 \text{ kW}$ ; (b) $G = 188 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ; $q''_{ST} = 56 \text{ kW}$ ;.....	87
Figura 4.17 – Influência do diâmetro do canal no gradiente de perda de pressão para: (a) 1 mm, $G = 188 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ; (b) 1 mm, $G = 377 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ; (c) 2,6 mm, $G = 188 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ; (d) 2,6 mm, $G = 377 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .....	88
Figura 4.18 – Influência do diâmetro do canal no gradiente de perda de pressão por atrito para: (a) $G = 188 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ; (b) $G = 282 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ; (c) $G = 377 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .....	90
Figura 4.19 – Comportamento da temperatura de superfície externa ao longo da ST: (a) $G = 240 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , $T_{sat} = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ , $q''_{st} = 60 \text{ kWm}^{-2}$ e $x_{ent} = 0,29$ (b) $G = 320 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , $T_{sat} = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ , $q''_{st} = 60 \text{ kWm}^{-2}$ e $x_{ent} = 0,56$ ; (c) $G = 240 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , $T_{sat} = 30 \text{ }^\circ\text{C}$ , $q''_{st} = 60 \text{ kWm}^{-2}$ e $x_{ent} = 0,15$ ; (d) $G = 480 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , $T_{sat} = 30 \text{ }^\circ\text{C}$ , $q''_{st} = 40 \text{ kWm}^{-2}$ e $x_{ent} = 0,13$ .....	91

Figura 4.20 - Influência do fluxo de calor no coeficiente de transferência de calor para $G = 240 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e (a) $T_{sat} = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ ; (b) $T_{sat} = 30 \text{ }^\circ\text{C}$ .	92
Figura 4.21 – Influência do fluxo de calor no coeficiente de transferência de calor para $G = 320 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e (a) $T_{sat} = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ ; (b) $T_{sat} = 30 \text{ }^\circ\text{C}$ .	93
Figura 4.22 – Influência do fluxo de massa no coeficiente de transferência de calor para $q''_{st} = 40 \text{ kW m}^{-2}$ e (a) $T_{sat} = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ ; (b) $T_{sat} = 30 \text{ }^\circ\text{C}$ .	94
Figura 4.23 – Influência da temperatura de saturação no coeficiente de transferência de calor: (a) $q''_{st} = 40 \text{ kW m}^{-2}$ , $G = 320 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ; (b) $q''_{st} = 60 \text{ kW m}^{-2}$ , $G = 320 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ; (c) $q''_{st} = 20 \text{ kW m}^{-2}$ , $G = 480 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ; (d) $q''_{st} = 40 \text{ kW m}^{-2}$ , $G = 480 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .	95
Figura 4.24 – Padrões de escoamento $G = 320 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , $q''_{st} = 40 \text{ kW m}^{-2}$ .	96
Figura 4.25 – Padrões de escoamento $G = 480 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , $q''_{st} = 20 \text{ kW m}^{-2}$ .	96
Figura 4.26 – Queda de pressão. (a) $G = 240 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , $T_{sat} = 20^\circ\text{C}$ ; (b) $G = 480 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , $T_{sat} = 20^\circ\text{C}$ ; (c) $G = 240 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , $T_{sat} = 30^\circ\text{C}$ ; (d) $G = 480 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $T_{sat} = 30^\circ\text{C}$ , e $q'' = 20, 40$ e $60 \text{ kW m}^{-2}$ .	99
Figura 4.27 – Efeito da variação do título no padrão de escoamento.	100
Figura 4.28 – Efeito da variação do fluxo de massa no padrão de escoamento.	100
Figura 4.29 – Efeito do fluxo de calor na perda de pressão por atrito. $T_{sat} = 20^\circ\text{C}$ ;	100
Figura 4.30 – Influência do fluxo de massa na perda de pressão por atrito. $T_{sat} = 20^\circ\text{C}$ ; (a) $q''_{st} = 20 \text{ kW m}^{-2}$ ; (b) $q''_{st} = 60 \text{ kW m}^{-2}$ .	101
Figura 4.31 – Gradiente de perda de pressão por atrito:	102
Figura 4.32 – Comparação do $h$ experimental com correlações preditivas: (a) $q''_{st} = 20 \text{ kW m}^{-2}$ , $G = 240 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $T_{sat} = 20^\circ\text{C}$ ; (b) $q''_{st} = 60 \text{ kW m}^{-2}$ , $G = 480 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $T_{sat} = 20^\circ\text{C}$ ; (c) $q''_{st} = 20 \text{ kW m}^{-2}$ , $G = 480 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $T_{sat} = 30^\circ\text{C}$ ; (d) $q''_{st} = 60 \text{ kW m}^{-2}$ , $G = 480 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $T_{sat} = 30^\circ\text{C}$ .	103
Figura 4.33 – Comparação entre os dados experimentais e os previstos pelas correlações de Kandlikar e Balasubramanian (2004), Kim e Mudawar (2013b) e Li e Wu (2010).	105

## LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1 - Classificação dos canais proposta por Mehendale <i>et al.</i> (2000). ....	21
Tabela 2.2 - Classificação dos canais proposta por Kandlikar (2002a). ....	21
Tabela 2.3 - Classificação dos canais proposta por Kandlikar e Grande (2003).....	21
Tabela 2.4 – Condições experimentais de Akbar <i>et al.</i> (2003).....	36
Tabela 2.5 – Condições experimentais de Revellin e Thome (2007a) .....	38
Tabela 2.6 – Condições experimentais de Ong e Thome (2011) .....	41
Tabela 2.7 – Condições experimentais de Costa-Patry e Thome (2013).....	43
Tabela 2.8 – Condições experimentais de Barbieri et al (2008).....	44
Tabela 3.1 – Condições operacionais consideradas nos testes realizados .....	59
Tabela 3.2 – Incerteza de catálogo dos equipamentos.....	69
Tabela 4.1 – Incertezas do título e do coeficiente de transferência de calor .....	71
Tabela 4.2 – Padrões de escoamento bifásico observados do R290.....	72
Tabela 4.3 – Padrões de escoamento bifásico observados do R600a.....	72
Tabela 4.4 – Referência cruzada entre os padrões de escoamento observados experimentalmente e os encontrados nos mapas da literatura.....	75
Tabela 4.5 – Comparação das propriedades termodinâmicas.....	77
Tabela 4.6 – Distribuição dos pontos experimentais conforme o padrão de escoamento na seção de visualização.....	78
Tabela 4.7 – Contribuição relativa de cada componente de queda de pressão.....	89
Tabela 4.8 – Propriedades termofísicas .....	98
Tabela 4.9 – Resultados do MBE e do RMSE das correlações.....	106

## LISTA DE SIMBOLOS

$A$	Área [m <sup>2</sup> ]
$Bo$	Número de ebulição [-]
$Co$	Número de confinamento [-]
$D$	Diâmetro [m]
$Eo$	Número de Eötvos [-]
$g$	Aceleração da gravidade [m s <sup>-2</sup> ]
$G$	Fluxo de massa [kg s <sup>-1</sup> m <sup>-2</sup> ]
$h$	Coefficiente de transferência de calor [W m <sup>-2</sup> K <sup>-1</sup> ]
$i$	Entalpia específica [kJ kg <sup>-1</sup> ] ou corrente [A]
$J$	Velocidade superficial da fase [m s <sup>-1</sup> ]
$k$	Condutividade térmica [W m <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> ]
$L$	Comprimento [m]
$\dot{m}$	Vazão mássica [kg s <sup>-1</sup> ]
$n$	Número de pontos [-]
$Pot$	Potência [W]
$p$	Pressão [kPa]
$q''$	Fluxo de calor [W m <sup>-2</sup> ]
$\dot{q}$	Taxa de geração de calor por unidade de volume [W m <sup>-3</sup> ]
$r$	Raio [m]
$Re$	Número de Reynolds [-]
$T$	Temperatura [°C]
$U$	Tensão [V]
$V$	Volume [m <sup>3</sup> ]
$\bar{v}$	Velocidade média do escoamento [m s <sup>-1</sup> ]
$We$	Número de Weber [-]
$x$	Título de vapor [-]
$z$	Posição axial [m]

### *Símbolos Gregos*

$\alpha$	Fração de vazio [-]
$\beta$	Ângulo de contato [°]

$\mu$	Viscosidade dinâmica [Pa s]
$\rho$	Massa específica [kg m <sup>-3</sup> ]
$\sigma$	Tensão superficial [N m <sup>-1</sup> ]

### *Subscritos*

<i>ac</i>	Aceleração
<i>ai</i>	Aço inoxidável
<i>aq</i>	Aquecido
<i>atrit</i>	Atrito
<i>b</i>	Bolha
<i>crit</i>	Crítico
<i>e</i>	Externo
<i>ent</i>	Entrada
<i>exp</i>	Experimental
<i>h</i>	Hidráulico
<i>i</i>	Interno
<i>l</i>	Líquido
<i>lv</i>	Vaporização
<i>PA</i>	Pré-aquecedor
<i>s</i>	Superficial
<i>sai</i>	Saída
<i>sat</i>	Saturação
<i>se</i>	superfície externa
<i>si</i>	superfície interna
<i>sl</i>	Somente líquido
<i>ST</i>	Seção de teste
<i>sub</i>	Subresfriado
<i>sv</i>	Somente vapor
<i>tp</i>	Bifásico
<i>tr</i>	Transversal
<i>v</i>	Vapor

## SUMÁRIO

<b>1 INTRODUÇÃO.....</b>	<b>14</b>
<b>1.1 Objetivos.....</b>	<b>16</b>
1.1.1 Objetivo Geral .....	16
1.1.2 Objetivos Específicos .....	17
<b>1.2 Justificativa .....</b>	<b>17</b>
<b>1.3 Estrutura da Pesquisa .....</b>	<b>17</b>
<b>2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA .....</b>	<b>19</b>
<b>2.1 Definição de Macro, Mini e Microcanal .....</b>	<b>19</b>
<b>2.2 Ebulição .....</b>	<b>23</b>
2.2.1 Ebulição em Piscina .....	24
2.2.2 Ebulição com Convecção Forçada .....	24
2.2.2.1 Ebulição Sub-resfriada.....	25
2.2.2.2 Ebulição Saturada .....	25
<b>2.3 Escoamento Bifásico em um Macrocanal Horizontal .....</b>	<b>25</b>
<b>2.4 Padrões de Escoamento em Mini e Microcanais Horizontais .....</b>	<b>28</b>
2.4.1 Escoamento Borbulhado .....	31
2.4.2 Escoamento de bolhas alongadas ( <i>Plug</i> ).....	32
2.4.3 Escoamento pistonado ( <i>Slug</i> ).....	32
2.4.4 Escoamento pistonado ( <i>Slug</i> )/Semianular intermitente ( <i>Churn</i> ) .....	32
2.4.5 Escoamento Semianular ( <i>Churn</i> ) .....	33
2.4.6 Escoamento Anular .....	33
<b>2.5 Mapas de Padrões de Escoamento .....</b>	<b>34</b>
2.5.1 Mapa de Akbar <i>et al.</i> (2003) .....	35
2.5.2 Mapa de Revellin e Thome (2007a).....	38
2.5.3 Mapa de Ong e Thome (2011) .....	41
2.5.4 Mapa de Costa-Patry e Thome (2013) .....	43
2.5.5 Mapa de Barbieri <i>et al.</i> (2008) .....	43
<b>2.6 Fatores de Influência na Ebulição com Convecção Forçada.....</b>	<b>45</b>
2.6.1 Fluxo de Calor.....	45
2.6.2 Fluxo de Massa.....	47
2.6.3 Diâmetro do Canal .....	48
2.6.4 Fluido de Trabalho .....	50

	12
2.6.5 Temperatura de Saturação .....	51
<b>3 MATERIAIS E MÉTODOS .....</b>	<b>53</b>
<b>3.1 Bancada Experimental .....</b>	<b>53</b>
3.1.1 Pré-Aquecedor .....	54
3.1.2 Seção de Teste .....	54
3.1.3 Seção de Visualização .....	55
3.1.4 Condensador .....	55
3.1.5 Reservatório de Refrigerante e Tanque de Líquido .....	55
3.1.6 Filtro de Secagem .....	56
3.1.7 Bomba .....	56
3.1.8 Sub-resfriador .....	56
3.1.9 Fonte de Potência .....	56
3.1.10 Medidor de Vazão Mássica .....	57
3.1.11 Transdutores de Pressão .....	57
3.1.12 Termopares .....	57
3.1.13 Sistema de Aquisição de Dados .....	58
3.1.14 Controle da Bancada .....	59
<b>3.2 Condições Experimentais .....</b>	<b>59</b>
<b>3.3 Tratamento de Dados .....</b>	<b>61</b>
3.3.1 Determinação do Coeficiente de Transferência de Calor .....	61
3.3.2 Determinação da Queda de Pressão no escoamento com Ebulição .....	64
3.3.3 Correlações para a predição do coeficiente de transferência de calor .....	65
3.3.3.1 <i>Correlação de Kandlikar e Balasubramanian (2004)</i> .....	66
3.3.3.2 <i>Correlação de Li e Wu (2010)</i> .....	67
3.3.3.3 <i>Correlação de Kim e Mudawar (2013a)</i> .....	68
<b>3.4 Incertezas .....</b>	<b>68</b>
<b>4 RESULTADOS .....</b>	<b>70</b>
<b>4.1 Incertezas .....</b>	<b>70</b>
<b>4.2 Influência do fluido de trabalho .....</b>	<b>71</b>
4.2.1 Padrões de escoamento .....	71
4.2.2 Comparação com mapas de padrões de escoamento .....	72
4.2.3 Coeficiente de transferência de calor .....	80
4.2.3.1 <i>Influência do fluxo de calor</i> .....	80
4.2.3.2 <i>Influência do fluxo de massa</i> .....	82

4.2.4 Perda de pressão .....	83
<b>4.3 Influência do diâmetro do canal na ebulição do R600a .....</b>	<b>84</b>
4.3.1 Padrões de escoamento.....	84
4.3.2 Coeficiente de transferência de calor .....	86
4.3.3 Perda de pressão .....	87
<b>4.4 Influência do fluxo de calor, do fluxo de massa e da temperatura de saturação na ebulição do R600a em canal de 1mm de diâmetro .....</b>	<b>90</b>
4.4.1 Transferência de calor .....	92
4.4.2 Queda de pressão.....	98
4.4.3 Análise de correlações para o cálculo do coeficiente de transferência de calor .....	102
<b>5 CONSIDERAÇÕES FINAIS .....</b>	<b>107</b>
<b>5.1 Efeito do fluido de trabalho (<math>D = 1</math> mm) .....</b>	<b>107</b>
<b>5.2 Efeito do diâmetro do canal (R600a) .....</b>	<b>108</b>
<b>5.3 Efeito da temperatura de saturação (R600a, <math>D = 1</math> mm) .....</b>	<b>108</b>
<b>5.4 Sugestões de trabalhos futuros .....</b>	<b>109</b>
<b>REFERÊNCIAS .....</b>	<b>110</b>
<b>APÊNDICE A – CÁLCULO DAS INCERTEZAS .....</b>	<b>116</b>
<b>APÊNDICE B – PROCEDIMENTO DE CALIBRAÇÃO DOS TERMOPARES.....</b>	<b>122</b>

## 1 INTRODUÇÃO

O avanço tecnológico visto nas últimas décadas tem aumentado o número de equipamentos elétricos, mecânicos e eletroeletrônicos compactos e, em função das suas dimensões reduzidas, a remoção do calor gerado por estes dispositivos tem se tornado um desafio e um dos grandes gargalos da continuidade deste avanço.

Para se ter uma ideia da importância da remoção de calor, no ano de 2010 um defeito grave em um dos circuitos de refrigeração da Estação Espacial Internacional pôs em risco a vida dos seis astronautas a bordo. Para evitar o superaquecimento da estação, foi necessária a desativação de vários equipamentos, levando à suspensão de alguns experimentos que estavam sendo realizados.

Outro exemplo da relevância dos equipamentos de transferência de calor é que, desde a década de 90, o reaproveitamento de energia com o uso de ciclos de potência à vapor tem estado em evidência, especialmente os ciclos orgânicos de Rankine (ORC), conforme Charnay *et al.* (2015a). Muitos sistemas que utilizam estes ciclos estão disponíveis na indústria e, em sua grande maioria, utilizam trocadores de calor convencionais, portanto, de grandes dimensões e de baixa eficiência. Assim, estudos para a compreensão do comportamento termo fluidodinâmico em canais menores se fazem necessários, tanto para reduzir o tamanho dos equipamentos, quanto para o ganho de eficiência.

Se por um lado a indústria aumenta a demanda de trocadores de calor que operam sob regimes de altas temperaturas, por outro tem-se a crescente demanda de aparelhos de ar condicionado residenciais, provocada em grande parte pela busca de conforto e comodidade por uma parte maior da população. E, assim como ocorre para os grandes trocadores de calor industriais, estudos sobre a ebulição e o escoamento de fluidos refrigerantes em canais reduzidos também são necessários para os trocadores de calor domésticos.

A literatura atual tem mostrado que o uso de mini e microcanais na construção de trocadores de calor compactos permite altas taxas de remoção de calor e a redução de carga de fluido refrigerante. O que, além de ser energeticamente desejável, é também um passo adiante em direção às tecnologias sustentáveis.

O desenvolvimento destes trocadores de calor compactos traz a necessidade da criação de técnicas preditivas de parâmetros fundamentais para o seu funcionamento eficiente, tais como o coeficiente de transferência de calor, a queda de pressão e os padrões de escoamento do fluido refrigerante. Essas ferramentas preditivas, além de possibilitarem o projeto dos

trocadores de calor, também ajudam na escolha dos melhores fluidos refrigerantes para cada tipo de aplicação.

Durante as duas últimas décadas, mas principalmente após os anos 2000, inúmeros trabalhos abordando o tema da ebulição de fluidos refrigerantes em canais de diâmetro reduzido foram publicados. O foco principal de grande parte desses trabalhos é a avaliação das características térmicas e fluidodinâmicas do fenômeno da ebulição com convecção forçada, bem como o comportamento fenomenológico na escala do canal no qual ocorre esta ebulição.

Dentre os estudos com escoamento bifásico em microescala, alguns se destacam por sua importância científica e relevância acadêmica: Suo e Griffith (1964), Kandlikar (2002a, 2002b), Akbar *et al.* (2003), Thome (2006), Bertsch *et al.* (2009), Ong e Thome (2011). E, embora Coleman e Garimella (1999) e Charnay *et al.* (2015b) tenham conduzido os seus estudos em canais cujo diâmetro não é consensualmente considerado de microescala, eles apresentam dados que não podem ser ignorados. A relevância destes estudos se verifica no número de artigos posteriores que os utilizam como bibliografia básica e fundamental.

Dentre as vantagens dos trocadores de calor compactos cita-se a capacidade de suportar elevadas pressões de trabalho e permitir uma maior relação de área de troca térmica por unidade de volume. Além disso, para a mesma condição de funcionamento, os trocadores de calor compactos permitem um maior coeficiente de transferência de calor. Isso se deve, em grande parte ao padrão de escoamento anular, que geralmente apresenta uma maior taxa de remoção de calor, e que pode estar relacionada com a maior homogeneidade do escoamento, isto é, um escoamento que não apresenta porções secas na parte superior do canal e porções de líquido estratificado na parte inferior. Uma terceira vantagem é a possibilidade de redução nas quantidades de material empregado na sua fabricação e de fluido refrigerante.

Cabe ressaltar, no entanto, que a miniaturização de um dispositivo de transferência de calor também significa o aumento do grau de complexidade de sua fabricação. Portanto, quando se deseja reduzir custos com a fabricação ou com a operação de sistemas de transferências de calor, cada sistema deve ser avaliado individualmente, dando a devida atenção às particularidades de cada um.

Embora já exista um número considerável de correlações para a predição da transferência de calor e da queda de pressão na ebulição com convecção forçada em macroescala, esse número cai drasticamente quando se consideram as escalas menores.

Salienta-se, ainda, que a precisão das correlações está intimamente ligada com o número de dados experimentais que foram utilizados para a sua criação, ou seja, quanto maior

for o banco de dados utilizado para a criação de determinada correlação, maior será a sua aplicabilidade.

No entanto, ampliar a faixa de condições operacionais, isto é, obter dados com uma maior faixa de fluxos calor, temperaturas ou pressões de saturação, fluxos de massa e fluidos de trabalho, torna a correlação menos precisa para a avaliação de uma condição mais específica. Isto significa que se o banco de dados possuir uma faixa pequena de condições operacionais e, por consequência, possuir uma pequena faixa de aplicabilidade, a correlação torna-se ótima para aquela faixa de condição operacional, se o banco de dados abranger uma grande gama de condições operacionais, a sua aplicabilidade será grande, no entanto, para uma condição operacional específica, a correlação apresentará um erro considerável. Assim, se o objetivo for ampliar a faixa de aplicabilidade de uma correlação, dever-se-á, obrigatoriamente, abrir mão da precisão da correlação para condições específicas, sacrificando as particularidades individuais de cada condição operacional. Esta redução da precisão é mais nítida, principalmente, quando o banco de dados tenta cobrir um número muito elevado de fluidos refrigerantes. Este trabalho não tem por objetivo a criação de uma nova correlação, mas sim a obtenção de dados experimentais para fluidos que não são utilizados na maioria das correlações existentes. Deste modo, os dados coletados neste trabalho podem tanto ser utilizados para a criação de uma correlação específica para os hidrocarbonetos, isobutano e propano, quanto para a inclusão destes em correlações já existentes e que abranjam diversos fluidos.

Diante do que foi exposto, a necessidade de uma base experimental sólida para a criação de modelos preditivos mais eficazes, que facilitam e otimizam os projetos de trocadores de calor, torna importante a realização de estudos sobre o escoamento com ebulição em mini e microcanais.

## **1.1 Objetivos**

### **1.1.1 Objetivo Geral**

Analisar o comportamento da ebulição convectiva de hidrocarbonetos no interior de canais de diâmetro reduzido através de três análises principais: a influência do diâmetro do canal na ebulição com escoamento forçado do isobutano, a influência do fluido de trabalho em um canal de 1,0 mm de diâmetro e a influência da temperatura de saturação na ebulição com convecção forçada do isobutano no canal do item anterior.

### 1.1.2 Objetivos Específicos

- Determinar e analisar o comportamento dos coeficientes de transferência de calor e da perda de pressão em diferentes condições de fluxo de calor, fluxo de massa, diâmetro do canal, fluido refrigerante, título de vapor e temperatura de saturação;
- Analisar e classificar imagens dos padrões de escoamento característicos;
- Comparar os padrões de escoamento experimentais com mapas de padrão de escoamento;
- Verificar a influência das condições operacionais no coeficiente de transferência de calor e na perda de pressão;
- Comparar os resultados dos coeficientes de transferência de calor obtidos experimentalmente com os obtidos através de correlações;

## 1.2 Justificativa

Tanto a coleta das imagens dos padrões de escoamento durante a ebulição, quanto a análise do comportamento da transferência de calor e da queda de pressão, auxiliam na criação de modelos para predição do coeficiente de transferência de calor e do fator de atrito na ebulição convectiva, os quais são importantes no projeto de trocadores de calor. Além disso, a aquisição das imagens ajuda a verificar sob quais regimes de escoamento a transferência de calor é maximizada. Outro ponto importante da coleta das imagens é que estas ajudam a definir sob quais condições operacionais a secagem da parede ocorre, auxiliando assim na determinação de uma condição operacional segura.

Outro ponto importante do trabalho é a utilização do propano e do isobutano como fluidos de trabalho. Estes hidrocarbonetos possuem baixos potenciais de destruição da camada de ozônio (ODP) e de aquecimento global (GWP), representando fluidos alternativos aos que são comumente utilizados e que possuem forte impacto ambiental.

## 1.3 Estrutura da Pesquisa

Este trabalho segue a seguinte estrutura: revisão bibliográfica e fundamentação teórica, descrição da metodologia, resultados e considerações finais.

O capítulo 2 consiste de uma revisão bibliográfica, onde se apresentam conceitos importantes para a compreensão do processo de ebulição com convecção forçada em

geometrias de escala reduzida. Além disso, ele traz também o estado da arte dos trabalhos que vêm sendo desenvolvidos no tema.

O capítulo 3 trata da descrição da metodologia utilizada para o desenvolvimento do trabalho, incluindo o aparato experimental, onde são apresentadas a descrição e as características da bancada de teste utilizada e de cada componente que a constitui, e o modelo matemático para o cálculo das variáveis envolvidas. Além disso, neste capítulo está descrito o procedimento experimental, que consiste na sequência de ações necessárias para a realização dos testes, condições operacionais dos testes e o processamento dos dados experimentais.

O capítulo 4 aborda os resultados obtidos neste trabalho, a discussão dos mesmos e algumas comparações com os resultados obtidos por outros pesquisadores.

O capítulo 5 apresenta as conclusões e considerações finais.

O apêndice A apresenta o equacionamento referente ao cálculo das incertezas propagadas.

O apêndice B descreve o procedimento de calibração dos termopares.

## 2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

### 2.1 Definição de Macro, Mini e Microcanal

Classificar um canal como macro, mini ou micro fornece informações que serão fundamentais para o projeto de trocadores de calor. Além disso, as correlações empíricas e semiempíricas para a transferência de calor e perda de pressão com mudança de fase geralmente são diferentes para cada caso. De modo geral, as correlações são desenvolvidas tendo em vista canais de diâmetros convencionais. Assim, quando estas correlações são aplicadas para canais cujo diâmetro é menor do que um limiar de transição, geralmente algo em torno de 3 mm, estas correlações perdem precisão (Thome, 2004). Isto ocorre porque alguns fenômenos que são ignorados na macroescala são de grande relevância na mini e na microescala, como por exemplo a tensão superficial e a capilaridade. Então, é essencial definir os limites de aplicabilidade para cada uma destas definições. No entanto, a literatura não apresenta uma divisão universal entre macro, mini e microescala, de modo que existem muitas divergências entre diferentes autores.

A fim de subdividir o estudo do escoamento interno bifásico, adiabático ou com ebulição, foram propostos nos últimos anos alguns critérios de transição entre as escalas baseados em técnicas de fabricação, aplicações e condições de confinamento de bolhas, agrupando os canais que apresentam maior similaridade geométrica ou fenomenológica.

Thome (2004) cita algumas evidências fenomenológicas que indicam a existência de uma transição entre a macro e a microescala:

- **Padrão de escoamento:** de acordo com o autor, ao se visualizar o escoamento em canais de pequeno diâmetro, os escoamentos anular e *slug* apresentam uniformidade na espessura do filme de líquido que separa as bolhas da parede do canal, comportamento que não é verificado em canais de diâmetro maiores. Como posteriormente nos mostra, por exemplo, o trabalho de Revellin e Thome (2007), com o escoamento do fluido R134a em um canal de 0,509 mm de diâmetro. Comparando canais de diâmetros de 0,509, 0,790 e 2,0 mm, Revellin e Thome (2007) observam que o efeito da flutuabilidade apresenta uma redução gradual com a redução do diâmetro do canal.
- **Transferência de calor:** experimentos mostram que a transferência de calor se torna mais eficiente com a redução do diâmetro do canal. Agostini (2002) verificou este efeito com canais de 0,77 e 2,01 mm de diâmetro e Palm (2003) com

canais de 1,0, 1,5, 2,5 e 3,5 mm. Em ambos os trabalhos houve um aumento gradual do coeficiente de transferência de calor com a redução do diâmetro.

- **Fluxo crítico de calor:** Qu e Mudawar (2004) compararam os dados experimentais de fluxo crítico de calor com a correlação de Katto e Ohno (1984), que foi inicialmente desenvolvida para canais com diâmetros superiores a 3 mm. Eles testaram três canais diferentes, cujos diâmetros eram de 1,0, 3,0 e 3,15 mm, os dois primeiros utilizavam água como fluido de trabalho, o terceiro utilizava o fluido R113. Os autores verificaram que o erro médio absoluto foi de 17,3%, mas a maior parte dos seus dados ficou na faixa de erro de  $\pm 40\%$ . Assim, esta correlação para o cálculo do fluxo crítico de vapor, que foi inicialmente criada para canais com diâmetro maior do que 3 mm, apresentou um ajuste pouco preciso quando aplicada em minicanais, o que mostra a existência de uma não similaridade entre o comportamento da ebulição em mini, micro e macrocanais. Mais recentemente, Wojtan *et al.* (2007) obtiveram dados experimentais para o fluxo crítico de calor para o R134a em canais circulares de 0,509 e 0,790 mm diâmetro, ao comparar estes dados com a mesma correlação citada, eles encontraram um erro médio absoluto de 32,8% com apenas 41,2% dos dados ficando na faixa de erro de  $\pm 15\%$ . Deste modo, a baixa precisão desta correlação para os dados destes estudos parece sugerir a existência de uma transição de macro para microescala.
- **Fração de vazio:** Kawaji e Chung (2004) realizaram testes com uma mistura bifásica de nitrogênio-água em canais de vidro com diâmetros de 0,53, 0,25, 0,10 e 0,05 mm. Eles constataram que a fração de vazio se desviava progressivamente da fração de vazio dada pelo modelo homogêneo conforme o diâmetro do canal era reduzido. Um comportamento semelhante foi encontrado por Kawahara *et al.* (2002) ao realizarem testes com escoamento bifásicos de etanol e misturas de água-etanol e água-nitrogênio. Segundo Thome (2004), este comportamento também pode ser interpretado como uma evidência da existência de uma transição entre as escalas macro e micro.

De modo geral, a literatura propõe duas formas distintas para a classificação da ordem de grandeza do canal. Na primeira, apenas o diâmetro hidráulico,  $D_h$ , do canal é analisado. Na segunda, além das características geométricas do canal, também se levam em conta as propriedades do fluido em escoamento através de números adimensionais, como o número de confinamento da bolha,  $Co$ , número de Bond,  $Bd$ , e o número de Eötvös,  $Eo$ .

Com base nas características puramente geométricas dos canais e tubos utilizados na fabricação de trocadores e dissipadores de calor, Mehendale *et al.* (2000) sugerem a classificação de acordo com o diâmetro hidráulico,  $D_h$ , mostrada na Tab. (2.1).

Tabela 2.1 - Classificação dos canais proposta por Mehendale *et al.* (2000).

<b>Classificação</b>	<b><math>D_h</math></b>
Canal Convencional	$D_h > 6 \text{ mm}$
Macrocanal	$6 \text{ mm} \geq D_h > 1 \text{ mm}$
Minicanal	$1 \text{ mm} \geq D_h > 100 \text{ }\mu\text{m}$
Microcanal	$100 \text{ }\mu\text{m} \geq D_h > 1 \text{ }\mu\text{m}$

Kandlikar (2002a) propôs uma classificação que utiliza apenas três divisões, conforme mostrado na Tab. (2.2).

Tabela 2.2 - Classificação dos canais proposta por Kandlikar (2002a).

<b>Classificação</b>	<b><math>D_h</math></b>
Canal Convencional	$D_h > 3 \text{ mm}$
Minicanal	$3 \text{ mm} \geq D_h > 600 \text{ }\mu\text{m}$
Microcanal	$600 \text{ }\mu\text{m} \geq D_h > 50 \text{ }\mu\text{m}$

Estudos posteriores levaram Kandlikar e Grande (2003) a sugerir uma classificação mais refinada, cobrindo uma gama maior de diâmetros, que considera os efeitos da rarefação do gás, conforme Tab. (2.3). Kandlikar et al. (2014) sugerem que os efeitos da rarefação se tornam significativos em canais cujo diâmetro hidráulico esteja na ordem de  $1 \text{ }\mu\text{m}$ . A rarefação ocorre quando as colisões intermoleculares se tornam negligenciáveis. Além disso, nestas dimensões, as forças moleculares passam a interferir nas características do escoamento. Esta classificação é válida tanto para escoamentos monofásicos de líquido, quanto para escoamentos bifásicos.

Tabela 2.3 - Classificação dos canais proposta por Kandlikar e Grande (2003).

<b>Classificação</b>	<b><math>D_h</math></b>
Canal Convencional	$D_h > 3 \text{ mm}$
Minicanal	$3 \text{ mm} \geq D_h > 200 \text{ }\mu\text{m}$
Microcanal	$200 \text{ }\mu\text{m} \geq D_h > 10 \text{ }\mu\text{m}$
Microcanal de transição	$10 \text{ }\mu\text{m} \geq D_h > 1 \text{ }\mu\text{m}$
Nanocanal de transição	$1 \text{ }\mu\text{m} \geq D_h > 0,1 \text{ }\mu\text{m}$
Nanocanal molecular	$0,1 \text{ }\mu\text{m} \geq D_h$

No entanto, um mesmo canal pode se comportar como um canal convencional para um determinado fluido de trabalho e como mini ou microcanal para um outro fluido de trabalho, então, classificar um canal apenas analisando o diâmetro hidráulico pode não ser o mais adequado. Assim, uma classificação mais criteriosa se torna necessária.

Kew e Cornwell (1997) propuseram um critério de classificação que leva em consideração os efeitos das propriedades termofísicas do fluido em escoamento, este critério está baseado no número de confinamento da bolha no interior do canal. O número de confinamento,  $Co$ , é definido como:

$$Co = \frac{1}{D_h} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}} \quad (2.1)$$

onde  $\sigma$  é a tensão,  $g$  é a aceleração da gravidade,  $\rho_l$  e  $\rho_v$  são as massas específicas do líquido e do vapor, respectivamente.

Segundo os autores, para números de confinamento abaixo de 0,5, têm-se condição de macroescala, valores acima de 0,5 são considerados microescala. Assim, quando o diâmetro de desprendimento de bolha torna-se superior ao diâmetro hidráulico do canal, o processo de crescimento da bolha é limitado pela geometria do canal, o que conseqüentemente afeta a dinâmica do escoamento bifásico e o processo de transferência de calor.

Kew e Cornwell (1997) propuseram um critério de classificação que utiliza o número adimensional de Bond,  $Bd$ , como parâmetro de transição entre a macro e a microescala. A transição ocorreria em  $Bd = 4$ , sendo que escoamentos que apresentam valores inferiores a 4 são considerados escoamentos em microescala. O adimensional de Bond indica a relação entre as forças de empuxo e de tensão superficial, e é calculado conforme a Eq. (2.2).

$$Bd = \frac{g(\rho_l - \rho_v)D_h^2}{\sigma} \quad (2.2)$$

Ullmann e Brauner (2007) também apresentaram um critério de transição entre a macro e a microescala.. Ao realizarem uma análise dos padrões de escoamento encontrados por Triplett *et al.* (1999), que utilizaram ar-água em um canal com  $Dh = 1,1$  mm, eles sugeriram que o número adimensional de Eötvös,  $EO$ , tem um papel importante na transição entre os padrões de escoamento e no desaparecimento do padrão estratificado. Este número é sinônimo do número de Bond, e é dado pela Eq. (2.3). Para os autores, a microescala acontece para números de Eötvös inferiores a 0,2, que, ainda segundo os autores, fornece um valor de diâmetro hidráulico na ordem de 1 mm para sistemas utilizando fluidos refrigerantes em escoamentos bifásicos.

$$Eo = \frac{Bd}{8} = \frac{g(\rho_l - \rho_v)D_h^2}{8\sigma} \quad (2.3)$$

A análise do diâmetro de desprendimento de bolha é outro critério utilizado para encontrar a linha de transição entre a macro e a microescala. Uma das propostas é que a transição entre as escalas ocorra quando a bolha em crescimento atinja um diâmetro igual ao diâmetro do canal antes de se desprender, de modo que o aumento do seu tamanho passe a ocorrer apenas na direção do escoamento e não mais em ambas as direções, transversal e axial, do canal. Embora, ainda não exista um método de cálculo simples para o diâmetro de desprendimento de bolha em ebulição com escoamento, onde a bolha fica confinada entre as paredes internas do canal, utilizar os métodos utilizados para a ebulição em piscina pode ajudar a se ter uma ideia aproximada dos valores dos diâmetros.

Jensen e Memmel (1986) apresentaram uma expressão para o cálculo do diâmetro de desprendimento de bolha,  $D_b$ , que leva em consideração as influências do superaquecimento de parede, do número de Prandtl do líquido,  $Pr_l$ , e da viscosidade do líquido:

$$D_b = 0,19(1,8 + 10^5 K_1)^{1/2} \left( \frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right)^{1/2} \quad (2.4)$$

onde o parâmetro  $K_1$  é definido como:

$$K_1 = \left( \frac{\rho_l c p_l (T_{pi} - T_{sat})}{\rho_v i_{lv} Pr_l} \right)^2 \left( \frac{\mu_l^2 (g(\rho_l - \rho_v))^{1/2}}{\rho_l \sigma^{3/2}} \right) \quad (2.5)$$

Salienta-se que as Eqs. (2.1), (2.2), (2.3), (2.4) consideram a coexistência das fases líquida e gasosa. Assim, as classificações provenientes destes parâmetros se adequam apenas aos escoamentos bifásicos.

## 2.2 Ebulição

Ebulição é o processo de troca de fase no qual bolhas de vapor são geradas através do contato de um líquido com uma superfície aquecida. A ebulição é um modo eficiente de transferência de calor e é utilizada em sistemas de conversão de energia e em trocadores de calor.

Por haver a mudança de fase, altas taxas de calor podem ser transferidas com uma pequena diferença de temperatura entre a superfície sólida e a corrente de fluido. Isso ocorre porque para haver a mudança de fase uma grande quantidade de energia na forma de calor latente deve ser absorvida ou cedida pelo fluido.

A ebulição pode ser classificada de duas maneiras distintas: ebulição em piscina e ebulição com convecção forçada e ainda em ebulição sub-resfriada e ebulição saturada.

### 2.2.1 Ebulição em Piscina

A ebulição em piscina é o processo no qual uma massa de líquido estacionário, que esteja em contato com uma superfície aquecida ou que possua algum objeto aquecido submerso em seu interior, sofre um processo gradual de mudança de fase. Como não há a indução de movimento por meios externos, a movimentação da massa de fluido ocorre unicamente devido ao gradiente de densidade e a dinâmica das bolhas.

O líquido pode estar em duas condições de aquecimento: *na condição de saturação*, caso em que se usa o termo *ebulição saturada*, ou *abaixo da condição de saturação*, caso em que o termo *ebulição sub-resfriada* é empregado.

Neste tipo de ebulição, sob condições de convecção natural, a movimentação do fluido próximo à parede ocorre exclusivamente pela convecção natural (força de empuxo) e pelo desprendimento das bolhas. O empuxo é causado pelo gradiente de densidade existente na camada de fluido, ou seja, o fluido adjacente à superfície aquecida, essencialmente, possui menor densidade, o que provoca a sua ascensão, logo em seguida o espaço vazio é, então, preenchido com o fluido mais frio e denso que se encontrava afastado da superfície aquecida. Esta movimentação do fluido ocorre durante todo o processo de ebulição.

### 2.2.2 Ebulição com Convecção Forçada

Nesta situação, o fluido, além de movimentar-se devido ao empuxo e pelo desprendimento das bolhas, também recebe o auxílio de meios externos para a sua movimentação, tais como bombas, compressores, ventiladores, etc. Dois mecanismos constituem a ebulição com convecção forçada: ebulição nucleada e a ebulição convectiva.

De acordo com Kandlikar *et al.* (1999), no processo de ebulição no interior de um canal, se o fluido entrar como um líquido subresfriado a transferência de calor se deve exclusivamente à convecção forçada, visto que não há a nucleação de bolhas, já na saturação, a transferência de calor é devido tanto à ebulição nucleada, com o aparecimento, crescimento e desprendimento das bolhas, quanto à convecção existente entre a superfície e o fluido adjacente.

### 2.2.2.1 *Ebulição Sub-resfriada*

A temperatura do núcleo de líquido na ebulição sub-resfriada está abaixo da temperatura de saturação. Embora o líquido adjacente a superfície inicie a formação de bolhas, estas condensam logo que se desprendem e migram para a região sub-resfriada do fluido. A transferência de calor se dá predominantemente pela convecção forçada entre o fluido monofásico e a superfície aquecida. Um dos perigos da operação sob condições de ebulição sub-resfriada é a possibilidade de haver o crescimento explosivo das bolhas, isto é, bolhas que surgem e condensam muito rapidamente, este fenômeno pode prejudicar a vida útil do canal.

### 2.2.2.2 *Ebulição Saturada*

Na ebulição saturada, as bolhas começam a surgir quando o líquido junto à parede se encontra a uma temperatura levemente superior à temperatura de saturação, as bolhas formadas se desprendem e migram por toda a extensão do núcleo de líquido, devido ao efeito da flutuabilidade. Este fluido da região central do escoamento encontra-se na temperatura de saturação, assim, as bolhas migram ao longo do fluido sem sofrer qualquer tipo de condensação.

A mudança de fase do fluido refrigerante se dá gradualmente na direção do escoamento, fazendo com que as fases líquido e vapor coexistam entre os dois extremos, formando uma mistura bifásica, de modo que o escoamento bifásico assume diferentes estruturas topológicas durante o processo. Essas estruturas são comumente chamadas de *padrões de escoamento*. A ebulição está associada com a sequência de surgimento, crescimento e desprendimento das bolhas na superfície interna do canal, e estas três etapas são fortemente influenciadas pela velocidade do escoamento e pelo acabamento superficial do canal.

## 2.3 **Escoamento Bifásico em um Macrocanal Horizontal**

Na ebulição com convecção forçada, o estado físico do fluido e o padrão de escoamento se apresentam de formas distintas ao longo do comprimento do canal, ou seja, o canal que em sua região inicial apresenta uma pequena quantidade de vapor, concentrado em pequenas bolhas dispersas, e, portanto, baixo título de vapor,  $x$ , pode apresentar em sua região

final alto título e escoamento anular. Entre as condições extremas de  $x = 0$  (líquido saturado) e  $x = 1$  (vapor saturado), o escoamento apresenta valores distintos de  $x$ , com diferentes padrões de escoamento.

A Fig. (2.1) ilustra as diferentes regiões existentes na ebulição de um fluido no interior de um macrocanal horizontal, é possível observar que o fluido altera gradativamente o seu estado inicial de líquido monofásico até atingir a fase de vapor monofásico, conforme o escoamento avança no sentido axial do canal.

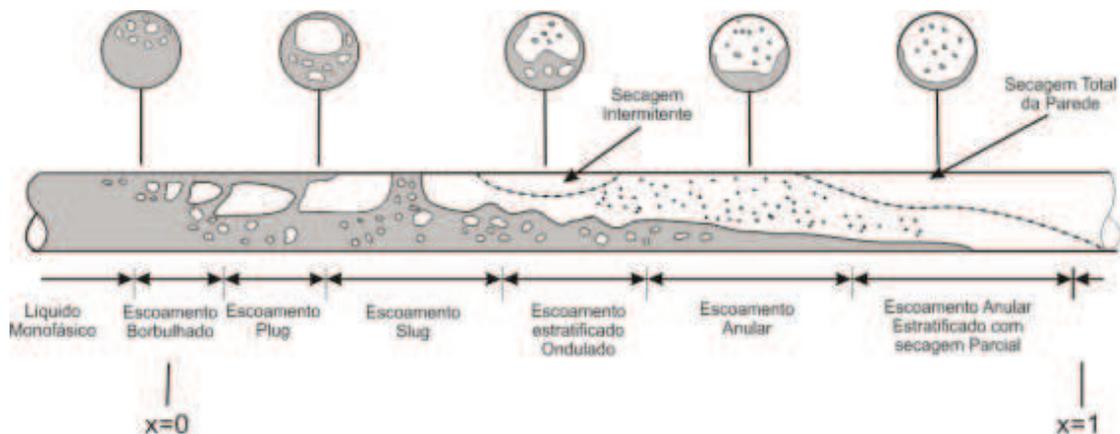


Figura 2.1 - Regiões da transição do estado físico do fluido na ebulição em um macrocanal horizontal

Fonte: Adaptado de Collier e Thome (1994)

Outro ponto importante a ser observado na figura é o fato de as bolhas se concentrarem e coalescerem preferencialmente na região superior do tubo. Isso evidencia a influência da flutuabilidade no escoamento, comportamento comum em canais de diâmetros maiores, mas que não é observado na maioria dos escoamentos em canais de mini e microescala.

Na região inicial da Fig. (2.1), a massa de líquido está abaixo da temperatura de saturação e a temperatura da parede não atingiu o grau de superaquecimento necessário para dar início ao processo de nucleação de bolhas. O grau de superaquecimento é o quanto a temperatura da superfície precisa estar acima da temperatura de saturação do fluido adjacente para dar início ao aparecimento de bolhas. A título de exemplo, Collier e Thome (1994) sugerem que na prática são necessários de 10 a 15°C de superaquecimento na superfície para iniciar a nucleação de bolhas na água em pressão atmosférica.

Quando o fluido próximo a parede atinge a saturação e o grau de superaquecimento na superfície é suficientemente alto, tem-se o início da nucleação de bolhas, ponto conhecido

como ONB (*Onset Nucleate Boiling*). Neste ponto o escoamento é chamado de *borbulhado*. As bolhas formadas possuem pequeno diâmetro e algumas condensam logo que se despreendem da parede, isso ocorre porque a temperatura no centro da massa de fluido está aquém da temperatura de saturação.

Conforme o escoamento se desenvolve a temperatura média da massa de fluido atinge a saturação, iniciando a ebulição saturada. Neste ponto, o grande número de pequenas bolhas existentes no topo do canal faz com que algumas delas coalesçam, formando bolhas maiores. Estas bolhas alongadas são chamadas de *plugs* e estas apresentam um formato oblongo, com a parte frontal assumindo um formato semiesférico e a parte traseira apresentando um formato quase plano. Assim, o escoamento é denominado de bolhas alongadas ou *plug*.

O escoamento denominado *slug* surge quando o comprimento das bolhas é maior do que o diâmetro do canal, o topo do mesmo é ocupado majoritariamente por vapor, que fica separado da superfície do canal por uma fina película de líquido, ondulações na interface líquido-vapor atingem, esporadicamente, a superfície superior do canal (instabilidades de Kelvin-Helmholtz). Estas ondulações obstruem a continuidade do escoamento da fase vapor, dividindo-o em longas bolhas separadas transversalmente por porções de líquido.

No escoamento denominado estratificado ondulado, existe a clara estratificação da fase líquida na parte inferior do canal. As instabilidades fluidodinâmicas continuam causando ondulações na interface líquido-vapor. Neste padrão de escoamento ocorre esporadicamente a secagem de pequenas porções da superfície superior da parede do canal, que são, no entanto, remolhadas assim que uma ondulação de grande amplitude surja na interface líquido-vapor ou que a película de líquido a montante seja suficientemente espessa para resistir à vaporização.

No escoamento anular da Fig. (2.1), o escoamento do líquido ocorre principalmente junto à superfície do canal, formando um anel em torno de todo o perímetro do núcleo de vapor. O efeito da força gravitacional faz com que este anel de líquido seja mais espesso na sua parte inferior. O vapor escoar na parte central do canal. Dentro dessa massa de vapor escoam pequenas bolhas de líquido que são eventualmente arrancadas do escoamento principal de líquido.

Por fim, na última região mostrada no canal da Fig. (2.1), o aumento da vaporização faz com que a parte superior do anel de líquido deixe de existir e o líquido passa a escoar apenas na parte inferior do canal, em uma espécie de arco de líquido estratificado.

## 2.4 Padrões de Escoamento em Mini e Microcanais Horizontais

O escoamento de um fluido em um canal pode ser classificado utilizando-se critérios visuais ou a partir do tratamento estatístico de dados relacionados a algum parâmetro do escoamento, como a variação transiente da pressão local, a fração de vazio ou a perda de pressão ao longo de um trecho do canal de escoamento. O método puramente visual é chamado de método *subjetivo*, enquanto o método estatístico é chamado de método *objetivo* (NASCIMENTO, 2012).

O fato de ainda não existir na literatura uma classificação universal para os padrões de escoamento faz com que muitos autores proponham as suas próprias divisões e nomenclaturas, conforme os padrões que são observados em seus próprios experimentos. Dentre os vários padrões de escoamento citados na literatura alguns estão presentes no trabalho de vários autores, como é o caso dos padrões borbulhado, *slug* e anular.

Além da classificação topológica do padrão de escoamento, existem ainda as divisões que classificam o escoamento quanto à: presença ou não de transferência de calor; direção do escoamento (horizontal, vertical ou inclinado); características do canal (macro, mini ou microcanal) e outros tantos parâmetros que podem influenciar na caracterização de um escoamento (TIBIRIÇÁ, 2011).

O estudo de Triplett *et al.* (1999) mostra que os mecanismos que governam a transição entre os padrões de escoamento da ebulição convectiva em macrocanais não são observados na ebulição com convecção forçada em minicanais. Eles sugerem que as instabilidades de Taylor, que governam o processo interfacial hidrodinâmico em tubos convencionais, não se aplicam em canais de pequeno diâmetro.

Kim e Mudawar (2013a) analisaram dados de diferentes autores sobre o escoamento bifásico na ebulição saturada de 13 fluidos através de canais com diâmetros variando de 0,5 até 6,0 mm. A partir da observação desses escoamentos, eles propuseram o esquema de regimes de escoamento em função do mecanismo de ebulição dominante, mostrando como são os gráficos  $h$  versus  $x$  típicos para as situações quando a transferência de calor é majoritariamente pela nucleação de bolhas (a), ou quando é majoritariamente devido à convecção forçada entre a superfície e o fluido adjacente (b), como apresentado na Fig. (2.2).

Na Fig. (2.2a) o escoamento ocorre com a transferência de calor majoritariamente sob domínio da ebulição nucleada, os padrões de escoamento borbulhante e *slug* ocupam uma parcela significativa do comprimento do canal, como mostrado no gráfico do coeficiente de transferência de calor bifásico,  $h_{tp}$ , em função do comprimento do canal,  $z$ . O valor máximo

do  $h_{tp}$  ocorre no ponto em que se inicia a nucleação das bolhas e logo decresce gradualmente até atingir o ponto de início de secagem, a partir do qual passa a cair de forma mais acentuada. Já a Fig. (2.2b) apresenta o escoamento com transferência de calor sob domínio da ebulição convectiva, onde o padrão anular abrange uma fração significativa do comprimento do canal. Poucas bolhas se mantêm junto à superfície do canal, a região central do escoamento já não se encontra sub-resfriada e o vapor escoia preferencialmente no núcleo do escoamento. O gráfico de  $h_{tp}$  versus  $z$  mostra que a evaporação gradual e a diminuição da espessura da camada de líquido causa um aumento no  $h_{tp}$  ao longo do canal. Este comportamento se mantém até o ponto em que a espessura de líquido seja fina o bastante para dar início ao processo de secagem de parede, a partir do qual o  $h_{tp}$  começa a cair drasticamente, pois uma parte do canal passa a apresentar apenas a transferência de calor pela convecção monofásica do vapor.

Diferentemente do que ocorre nos macrocanais, em escoamentos bifásicos em microcanais a estratificação da fase líquida não é observada, conforme se pode verificar na Fig. (2.2). Este comportamento se deve a supressão dos efeitos gravitacionais ante os efeitos da tensão superficial e da capilaridade.

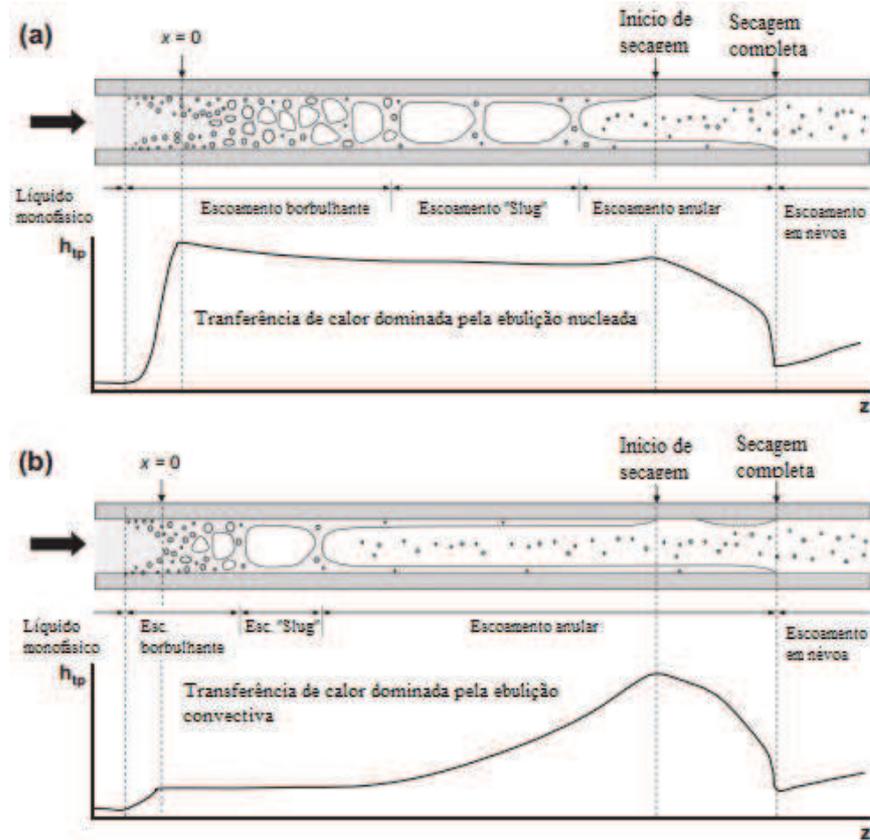


Figura 2.2 – A influência dos mecanismos dominantes na ebulição com convecção forçada em mini e microcanais. (a) ebulição com o domínio da ebulição nucleada. (b) ebulição com o domínio da ebulição convectiva.

Fonte: Adaptado de Kim e Mudawar (2013a)

Revellin e Thome (2007a) utilizaram uma câmera de alta velocidade para analisar o escoamento bifásico do R134a em um minicanal circular e horizontal com diâmetro de 0,509 mm, comprimento de 70,7 mm, fluxo de massa de  $500 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , temperatura de saturação em torno de  $30^\circ\text{C}$  e grau de subresfriamento na entrada do canal de  $3^\circ\text{C}$ . Eles observaram sete padrões de escoamento diferentes assumidos pela interface líquido-vapor, conforme Fig. (2.3). Os autores agruparam estes padrões em três regimes de escoamento: borbulhado, intermitente e anular. Sendo os demais apenas formas intermediárias destes três principais.

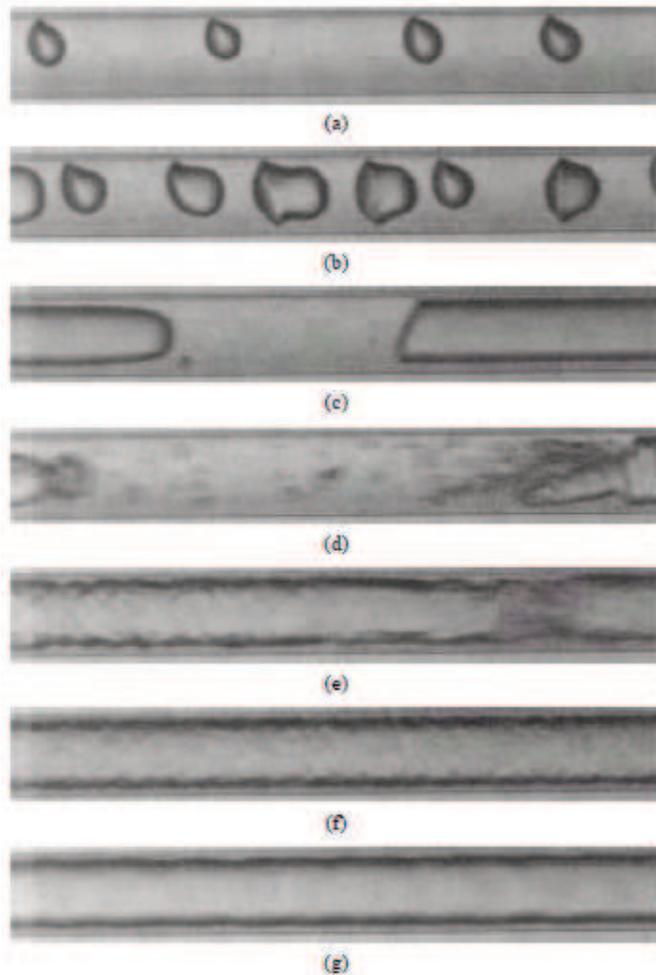


Figura 2.3 Padrões de escoamento do R134a caracterizados por Revellin e Thome (2007a). (a) borbulhado; (b) *plug*; (c) *slug*; (d) *slug*/semianular; (e) semianular; (f) anular ondulado; (g) anular liso.

Fonte: Adaptado de Revellin e Thome (2007)

A seguir serão descritos alguns padrões de escoamento comumente encontrados na literatura.

#### 2.4.1 Escoamento Borbulhado

Pequenas bolhas dispersas de vapor escoam no interior da corrente líquida. O comprimento dessas bolhas é inferior ao diâmetro do canal. É possível observar, de acordo com a Fig. (2.3a), que as bolhas escoam preferencialmente na parte superior do tubo. Isso se deve à flutuabilidade, isto é, devido às forças atuantes na bolha em sentido oposto à gravidade, explicada pelo princípio de Arquimedes.

#### 2.4.2 Escoamento de bolhas alongadas (*Plug*)

Como pode ser observado na Fig. (2.3b), neste tipo de escoamento é possível observar a existência tanto de bolhas de pequeno diâmetro e comprimento, quanto de bolhas que têm seu comprimento igual ou superior ao diâmetro do canal. A principal diferença entre as bolhas do padrão *plug* para o borbulhado é seu diâmetro e comprimento. As bolhas deste padrão possuem diâmetro próximo ao do canal e, no presente trabalho, o seu comprimento será de até cinco vezes o diâmetro do canal. Este critério é puramente visual e busca criar uma divisão intermediária entre os padrões borbulhado e pistonado (*slug*), visto que o aumento no comprimento das bolhas é gradual e possui uma influência também gradual nas características da transferência de calor e da queda de pressão.

#### 2.4.3 Escoamento pistonado (*Slug*)

As bolhas possuem diâmetro levemente inferior ao diâmetro do canal e estão separadas da superfície por uma fina película de líquido. Estas bolhas ocupam quase a totalidade da seção transversal do canal e apresentam um comprimento muito superior ao diâmetro do canal, conforme ilustrado na Fig. (2.3c). O líquido escoava majoritariamente nas “paredes” existentes entre duas bolhas de vapor. Cada uma destas paredes atua como uma espécie de fronteira entre duas bolhas, separando-as transversalmente. Alguns autores chamam essas porções líquidas de *pistões*, de onde se origina o termo *slug*. A velocidade das bolhas de vapor é regida pelo fluxo de calor, sendo que um aumento do fluxo de calor causa um aumento na velocidade das bolhas. O aumento do título de vapor causa a redução da frequência de bolhas, devido ao aumento da coalescência. Quanto menor forem as bolhas coalescentes, menor será essa redução da frequência de bolhas, ou seja, mesmo que bolhas pequenas coalesçam mais com o aumento do título, elas ainda apresentarão uma frequência consideravelmente alta. Já para o caso de as bolhas coalescentes serem grandes, a sua frequência será virtualmente pequena.

#### 2.4.4 Escoamento pistonado (*Slug*)/Semianular intermitente (*Churn*)

Na Fig. (2.3d) o escoamento apresenta características tanto do padrão *slug* como do semianular. A velocidade de vapor aumenta com o aumento do fluxo de calor e a parte traseira da bolha alongada começa a se romper, originando um rastro de pequenas bolhas de

vapor entre duas grandes bolhas alongadas. O escoamento e a coalescência dessas bolhas menores começam a se dar de forma convulsiva e turbulenta, criando uma zona de agitação onde anteriormente havia a parede de fase líquida escoando de forma laminar. Este tipo de padrão é considerado um padrão do regime de transição.

#### 2.4.5 Escoamento Semianular (*Churn*)

Neste padrão, as porções de líquido que separavam transversalmente cada uma das bolhas deixam de existir. O vapor escoar em um núcleo central quase contínuo, levando em seu interior pequenas gotículas de líquido arrancadas do escoamento de líquido principal, devido às forças cisalhantes provocadas pelas instabilidades fluidodinâmicas. O líquido, por sua vez, escoar majoritariamente entre a superfície do canal e a região dominada pelo vapor. A continuidade do núcleo de vapor é periodicamente interrompida por uma agitação turbulenta bifásica, como se pode observar na Fig. (2.3e). Estas descontinuidades tendem a desaparecer gradualmente, fazendo o escoamento tender ao plenamente anular.

Devido às dificuldades linguísticas de tradução, e tendo em mente que os termos da língua inglesa *plug*, *slug* e *churn* estão amplamente difundidos na literatura, neste trabalho, o termo utilizado para designar este escoamento será *churn*, bem como os termos *plug* e *slug* designarão os respectivos escoamentos supracitados.

#### 2.4.6 Escoamento Anular

Este padrão apresenta características semelhantes ao escoamento semianular. O vapor escoar no centro do canal, formando um núcleo contínuo, no qual podem existir pequenas partículas de fluido na fase líquida. O líquido escoar em torno do perímetro do núcleo gasoso, separando-o da superfície do canal. Este escoamento pode apresentar duas configurações na interface líquido-vapor: ondulado e liso. O escoamento anular ondulado é caracterizado pela presença constante de ondulações de amplitude considerável. Estas ondulações tornam a fronteira que separa as duas fases pouco contrastável, Fig. (2.3f). O escoamento anular liso é caracterizado por poucas ondulações e de baixa amplitude, Fig. (2.3g). O efeito da gravidade faz com que a película de líquido seja ligeiramente mais espessa na parte inferior do canal, comportamento que diminui gradativamente com a redução do diâmetro do canal.

No escoamento em mini e microcanais não é observado o escoamento estratificado, comum aos canais de diâmetro convencional. Segundo Suo e Griffith (1964), isso acontece

porque no escoamento em canais de diâmetro reduzido os efeitos da tensão superficial se sobressaem aos da gravidade.

## 2.5 Mapas de Padrões de Escoamento

Muitos fatores influenciam na transferência de calor e na queda de pressão, tais como: a geometria do canal, as condições operacionais, as propriedades termodinâmicas do fluido e o padrão de escoamento. Assim sendo, conhecer os mecanismos envolvidos na estruturação do escoamento bifásico e compreender a topologia da interface líquido-vapor e os seus efeitos, são pontos importantes para o desenvolvimento de modelos de predição mais precisos.

Assim, ao longo dos últimos anos têm sido desenvolvidos métodos para prever o padrão de escoamento bifásico no interior de canais.

Taitel e Dukler (1976) apresentaram um estudo sobre a transição entre o escoamento estratificado ondulado e o escoamento anular em um canal convencional. Esta transição ocorre devido ao aumento da amplitude das ondas de líquido na interface líquido-vapor, que eventualmente causam a obstrução da seção transversal do canal. Barnea *et al.* (1983) se basearam no trabalho de Taitel e Dukler e, de forma análoga, propuseram que a tensão superficial é a responsável pela transição entre estes padrões em escoamentos em microcanais.

Para prever o padrão que um escoamento bifásico assumirá, são construídos gráficos cujas coordenadas são parâmetros relacionados às propriedades termodinâmicas do fluido ou a uma condição de operação (o fluxo de massa,  $G$ , tem sido adotado com muita frequência), delimitando-se no gráfico as regiões associadas a cada padrão de escoamento.

Esses gráficos são chamados de *mapas de padrão de escoamento* e as linhas que delimitam as regiões do mapa são chamadas de *linhas de transição*. Os mapas são construídos a partir de dados experimentais que geralmente abrangem uma ampla gama de condições operacionais. Em suma, esses mapas visam permitir a fácil definição de qual será o padrão de escoamento existente em um determinado escoamento sem a necessidade da visualização do mesmo.

A maioria dos mapas desenvolvidos até hoje não são construídos em relação ao diâmetro do canal e muitos são baseados em estudos de escoamentos adiabáticos (DÁRIO, 2013).

### 2.5.1 Mapa de Akbar *et al.* (2003)

Para a construção deste mapa de padrões de escoamento foram analisados dados experimentais de testes bifásicos e adiabáticos de seis bancos de dados, de diversos autores. Todos os bancos de dados utilizaram uma mistura de ar-água como fluido refrigerante, o diâmetro dos canais variou entre 0,86 e 1,60 mm, sob condições de temperatura ambiente de 20 e 25°C, velocidade superficial de líquido de 0,003 a 20 ms<sup>-1</sup> e de gás de 0,04 a 100 ms<sup>-1</sup>. Os padrões de escoamento encontrados foram o de bolhas dispersas, borbulhado, *plug*, *slug*, *churn*, anular e névoa, além de padrões intermediários que receberam as designações de *pseudo-slug* e bolha capilar.

Os autores propuseram dois tipos de gráfico: um em função das velocidades superficiais das fases,  $J_l$  versus  $J_v$ , líquida e vapor, respectivamente, e outro em função do número adimensional de Weber de cada uma das fases,  $We_l$  versus  $We_v$ , líquido e vapor, respectivamente. O número de Weber,  $We$ , relaciona as forças de inércia e de tensão superficial existentes na interface entre dois fluidos e é um indicativo da existência e frequência de ondas capilares em uma superfície livre (Fox *et al.*, 2011). Estas ondas capilares ocorrem devido a diferença entre as velocidades superficiais das fases, isto é, o gás, que tende a ter uma velocidade superficial superior à do líquido, arrasta uma porção da camada de líquido próximo a interface, devido ao não deslizamento entre as fases.

As velocidades superficiais das fases líquida e vapor são dadas respectivamente por:

$$J_l = \frac{G(1-x)}{\rho_l} \quad (2.6)$$

$$J_v = \frac{Gx}{\rho_v} \quad (2.7)$$

onde  $G$  é o fluxo de massa,  $x$  é o título de vapor e  $\rho$  é a massa específica.

Os números de Weber das fases líquida e vapor, por sua vez, são calculados conforme as seguintes equações:

$$We_l = \frac{J_l^2 D_h \rho_l}{\sigma} \quad (2.8)$$

$$We_v = \frac{J_v^2 D_h \rho_v}{\sigma} \quad (2.9)$$

onde  $\sigma$  é a tensão superficial.

As condições operacionais dos testes utilizados para a construção deste mapa estão sumarizadas na Tab. (2.4).

Tabela 2.4 – Condições experimentais de Akbar *et al.* (2003)

<i>Fluidos</i>	<i>D<sub>h</sub></i> [mm]	<i>Pressão</i> [kPa]	<i>T</i> [°C]	<i>J<sub>v</sub></i> [m s <sup>-1</sup> ]	<i>J<sub>l</sub></i> [m s <sup>-1</sup> ]
Ar-Água	0,866-1,6	101,3	20 e 25	0,04-100	0,003-20

As linhas de transição que delimitam as regiões pertencentes a cada padrão de escoamento propostas foram:

- Região dominada pela tensão superficial (escoamentos borbulhado, *plug* e *slug*):

Para  $We_l \leq 3$ :

$$We_v \leq 0,11We_l^{0,315} \quad (2.10)$$

Para  $We_l > 3$ :

$$We_v \leq 1 \quad (2.11)$$

- Região dominada pelas forças inerciais com escoamento anular (incluindo anular ondulado e anular liso):

$$We_v \leq 11We_l^{0,14} \quad (2.12)$$

$$We_l \leq 3 \quad (2.13)$$

- Região dominada pelas forças inerciais com escoamento disperso (majoritariamente na forma de escoamento em névoa):

$$We_l > 3 \quad (2.14)$$

$$We_v > 1 \quad (2.15)$$

As Figs. (2.4) e (2.5) mostram as linhas de transição propostas por Akbar *et al.* (2003) com os dois sistemas de coordenadas empregados,  $J_l$  versus  $J_v$  e  $We_l$  versus  $We_v$ , respectivamente. Além das linhas de transição propostas pelos autores, o mapa também apresenta as linhas de transição criadas por Damianides e Westwater (1988), Mishima e Hibiki (1996), Triplett *et al.* (1999), Zhao e Bi (2001) e Yang e Shieh (2001), conforme legenda.

De acordo com os autores, a vantagem em se utilizar um mapa  $We_x We_v$ , é que este tipo de mapa permite aferir o impacto das forças de inércia e de cisalhamento que, segundo

eles, são as forças mais importantes no escoamento em microgravidade (que se assemelha com o escoamento em microescala em termos fenomenológicos).

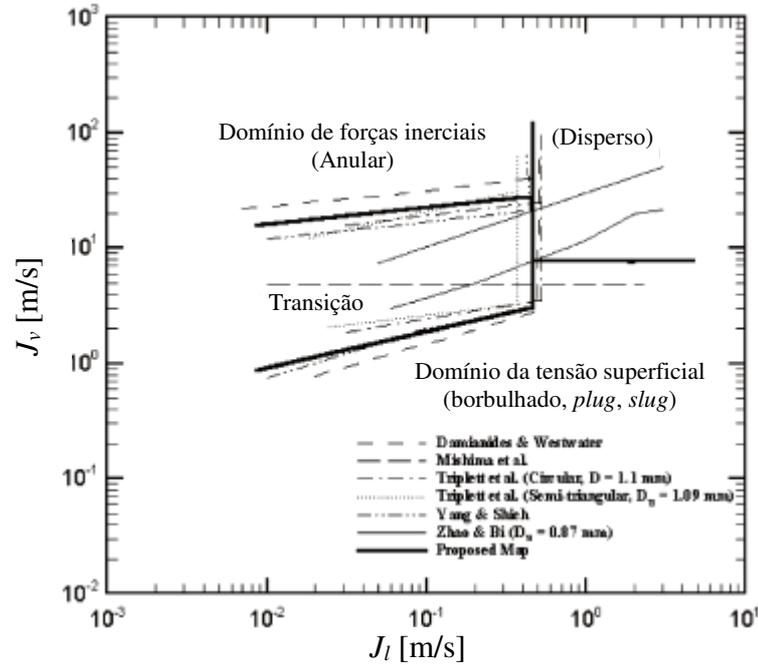


Figura 2.4 – Linhas de transição de regime de escoamento para canais circulares ou quase circulares com  $D_h \leq 1$  mm, usando as velocidades superficiais das fases como eixos coordenados.

Fonte: Adaptado de Akbar *et al.* (2003)

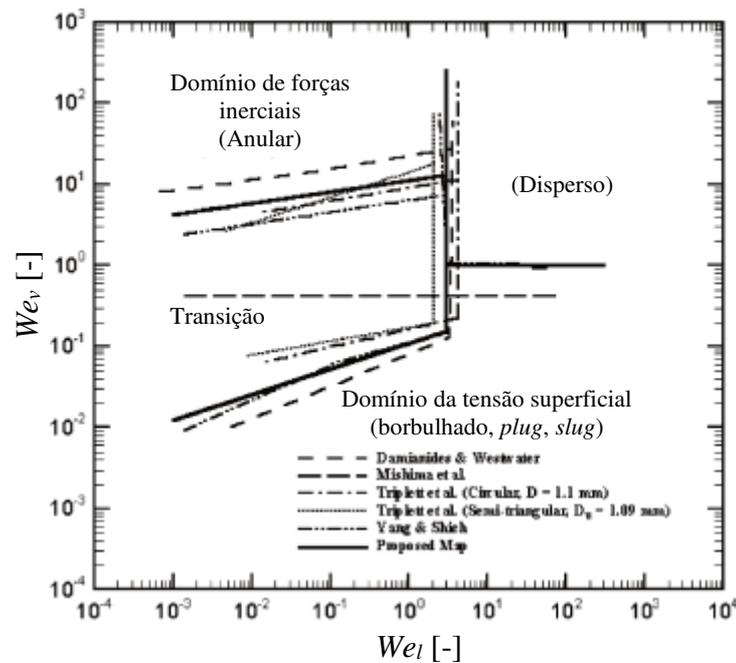


Figura 2.5 – Linhas de transição de regime de escoamento para canais circulares ou quase circulares com  $D_h \leq 1$  mm, usando os adimensionais de Weber de cada uma das fases como eixos coordenados.

Fonte: Adaptado de Akbar *et al.* (2003)

### 2.5.2 Mapa de Revellin e Thome (2007a)

O mapa proposto por Revellin e Thome (2007a) se baseou em testes com ebulição dos fluidos R134a e R245fa, realizados em canais circulares com 0,509 e 0,790 mm de diâmetro, com uma faixa de fluxos de massa de 210 a 2094 kg m<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>, fluxos de calor de 3,1 a 597 kW, temperaturas de saturação de 26, 30 e 35 °C e títulos de vapor de 0 a 0,95. Este mapa utiliza o fluxo de massa e o título como eixos coordenados. A vantagem desta escolha de eixos é que o  $G$  é medido e o  $x$  pode ser facilmente calculado. As condições operacionais dos experimentos utilizados na criação deste mapa estão resumidas na Tab. (2.5).

Tabela 2.5 – Condições experimentais de Revellin e Thome (2007a)

<i>Fluidos</i>	<i>D<sub>h</sub></i> [mm]	<i>Pressão</i> [kPa]	<i>T<sub>sat</sub></i> [°C]	<i>G</i> [kg m <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> ]	<i>q''</i> [kW m <sup>-2</sup> ]
R134a; R245fa	0,509; 0,79	212,8; 699,1; 780,2; 901,8	26; 30; 35	210-2094	3,1-597

Os padrões de escoamento identificados pelos autores foram: borbulhado, borbulhado/*slug*, *slug*, *slug*/semianular, semianular e anular. Os modelos propostos para as curvas de transição entre os padrões identificados consideram três zonas, ou regimes. Estas zonas abarcam todos os seis padrões citados anteriormente e receberam as seguintes denominações: zona de bolhas isoladas (IB – padrões borbulhado e borbulhado/*slug*), zona de bolhas coalescentes (CB – padrões *slug* e *slug*/semianular) e zona de escoamento anular (A – padrões semianular e anular). A zona IB contempla os padrões de escoamento cuja taxa de geração de bolhas é muito superior à de coalescência. Em contraste, a zona CB abrange os padrões cuja taxa de geração de bolhas é inferior à de coalescência, se estendendo até o final do processo de coalescência. A zona A é a região onde não ocorre a geração de bolhas na interface superfície-líquido, isto é, a mudança de fase acontece exclusivamente na interfase líquido-vapor.

O mapa fornece também uma quarta região, chamada de *pós-secagem*. Este é o tipo de escoamento que sucede o anular, no qual a superfície do canal encontra-se seca e o fluido está quase plenamente vaporizado, as poucas porções líquidas do fluido escoam dispersas no interior da massa de vapor.

As curvas de transição entre os padrões são em função do título de vapor e consideram os números adimensionais de Reynolds,  $Re$ , de ebulição,  $Bo$  e de Weber,  $We$ , conforme abaixo:

- Transição entre escoamento borbulhado e escoamento com bolhas coalescentes:

$$x_{IB/CB} = 0,783 \left( \frac{Re_{sl} Bo}{We_{sv}} \right)^{0,41} \quad (2.16)$$

onde os subíndices *sl* e *sv* representam as condições nas quais se considera todo o escoamento como líquido ou como vapor, respectivamente.

Os números de Weber considerando o escoamento somente líquido,  $We_{sl}$ , ou somente vapor,  $We_{sv}$ , são dados, respectivamente, por:

$$We_{sl} = \frac{G^2 D_h}{\rho_l \sigma} \quad (2.17)$$

$$We_{sv} = \frac{G^2 D_h}{\rho_v \sigma} \quad (2.18)$$

Da mesma forma, o número de Reynolds considerando o escoamento somente líquido é dado por:

$$Re_{sl} = \frac{GD_h}{\mu_l} \quad (2.19)$$

onde  $\mu_l$  é a viscosidade dinâmica da fase líquida.

O número de ebulição é dado por:

$$Bo = \frac{q''}{Gi_{lv}} \quad (2.20)$$

onde  $q''$  é o fluxo de calor e  $i_{lv}$  é a entalpia de vaporização.

A curva de transição completa é obtida variando-se o fluxo de massa,  $G$ .

- Transição entre escoamento com bolhas coalescentes e escoamento anular:

$$x_{CB/A} = 0,00014 Re_{sl}^{1,47} We_{sl}^{-1,23} \quad (2.21)$$

- Transição entre escoamento anular e escoamento com secagem de parede:

O título de vapor crítico,  $x_{crit}$ , que ocorre na saída do canal aquecido, ou perto da saída, é dado por:

$$x_{crit} = \frac{q''_{crit} 4L}{G(i_{lv} + i_{sub}) D_h} \quad (2.22)$$

O fluxo de calor crítico,  $q''_{crit}$ , no é dado pelo modelo proposto por Katto e Ohno (1984):

$$q''_{crit} = 0,437 \left( \frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,073} We_{sl}^{-0,24} \left( \frac{L}{D_h} \right)^{-0,72} Gi_{lv} \quad (2.23)$$

onde  $L$  é o comprimento aquecido do canal e  $q''_{crit}$  é o fluxo calor no qual se inicia o processo de secagem e  $i_{sub}$  é a entalpia sub-resfriada.

A Fig. (2.6) apresenta a representação gráfica das linhas de transição propostas por Revellin e Thome (2007), as linhas de erro estão dispostas no mesmo gráfico. É importante notar que a linha de transição *IB/CB* depende do fluxo de calor, ou seja, a alteração do fluxo de calor imposto ao canal altera a posição da curva, aumentando ou diminuindo a área do gráfico onde se encontra o regime de bolhas coalescentes

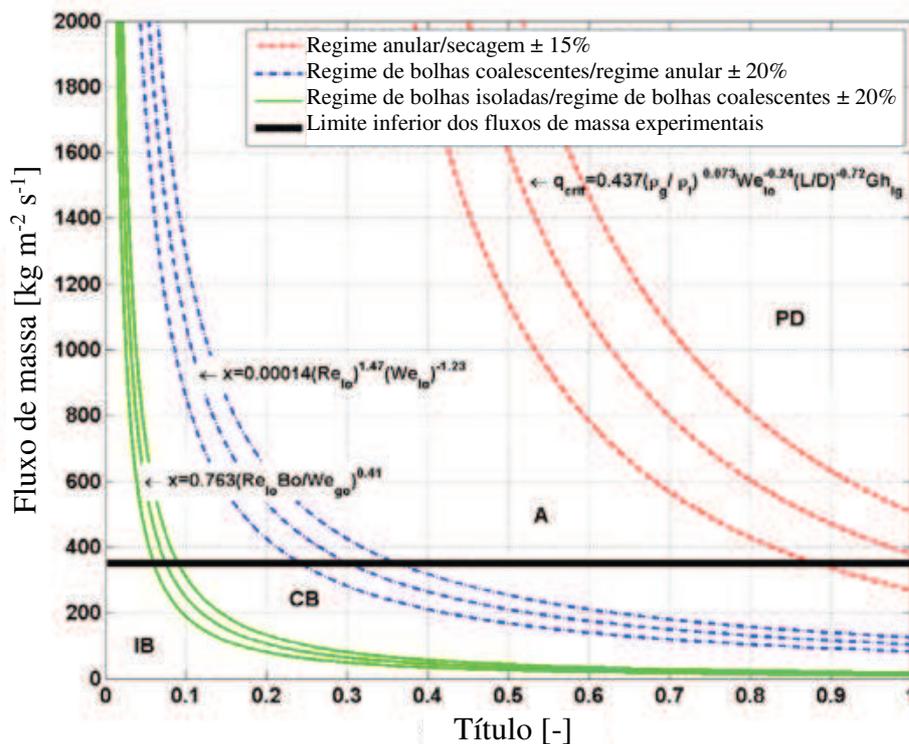


Figura 2.6 – Mapa para padrões de escoamento no interior de microcanais circulares uniformemente aquecidos: R 134a,  $T_{sat} = 30^{\circ}\text{C}$ ,  $q'' = 50 \text{ kW m}^{-2}$ .

Fonte: Adaptado de Revellin e Thome (2007)

### 2.5.3 Mapa de Ong e Thome (2011)

O mapa proposto por Ong e Thome (2011) é uma modificação do mapa de Revellin e Thome (2007a) para prever a transição da macro para a microescala. Além disso, foram considerados outros números adimensionais para incluir os efeitos da aceleração da gravidade, do confinamento e da tensão superficial. Estes adimensionais ajudam a compreender a transição entre o regime de bolhas isoladas, que possui o domínio da tensão superficial, para o regime anular, que é dominado pelas forças de cisalhamento

Conforme destacado pelos autores, a influência da tensão superficial no padrão de escoamento torna-se mais significativa do que a da gravidade à medida em que o diâmetro do canal é reduzido.

Visando a construção deste mapa, os autores reuniram os dados experimentais de Revellin e Thome (2007a) e Ong e Thome (2009) com os dados obtidos em testes experimentais realizados nas condições mostradas na Tab. (2.6).

Tabela 2.6 – Condições experimentais de Ong e Thome (2011)

<i>Fluidos</i>	$D_h$ [mm]	$T_{sat}$ [°C]	$G$ [kg m <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> ]
R134a; R236fa; R245fa	1,03; 2,2; 3,04	31	100-1500

Os autores observaram quatro padrões de escoamento principais para o canal de  $D_h = 1,03$  mm, nomeados como: (i) bolhas isoladas, (ii) bolhas coalescentes (*slug* e *slug/semianular*), (iii) anular ondulado e (iv) anular liso. Com o intuito de facilitar a obtenção das linhas de transição, os autores uniram os padrões de escoamentos anular liso e anular ondulado em um único padrão de escoamento, chamado simplesmente de escoamento anular.

As linhas de transição propostas por Ong e Thome (2011) são as seguintes:

- Transição entre escoamento com bolhas isoladas e escoamento com bolhas coalescentes:

$$x_{IB/CB} = 0,36 Co^{0,2} \left( \frac{\mu_v}{\mu_l} \right)^{0,65} \left( \frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,9} Re_{sv}^{0,75} Bo^{0,25} We_{sl}^{-0,91} \quad (2.24)$$

O número de Reynolds considerando todo o escoamento como vapor é dado pela seguinte equação:

$$Re_{sv} = \frac{GD_h}{\mu_v} \quad (2.25)$$

onde  $\mu_v$  é a viscosidade do vapor. O número de confinamento,  $Co$ , é calculado pela Eq. (2.1).

- Transição entre escoamento com bolhas coalescentes e escoamento anular:

$$x_{CB/A} = 0,047 Co^{0,05} \left(\frac{\mu_v}{\mu_l}\right)^{0,7} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0,6} Re_{sv}^{0,8} We_{sl}^{-0,91} \quad (2.26)$$

É importante salientar que Ong e Thome (2011) propuseram outras duas linhas de transição, no entanto, essas linhas possuem aplicabilidade apenas quando  $Co$  é inferior a 0,34, ou seja, para canais de macroescala.

Como o modelo inclui o número de ebulição,  $Bo$ , na Eq. (2.24), a linha de transição de IB/CB trona-se dependente do fluxo de calor.

A Fig. (2.7) mostra o mapa plotado para o escoamento dos fluidos R134a, R236fa e R245fa, cujos números de confinamento podem ser conferidos na legenda do gráfico, em um canal de 2,2 mm de diâmetro e temperatura de saturação de 31°C.

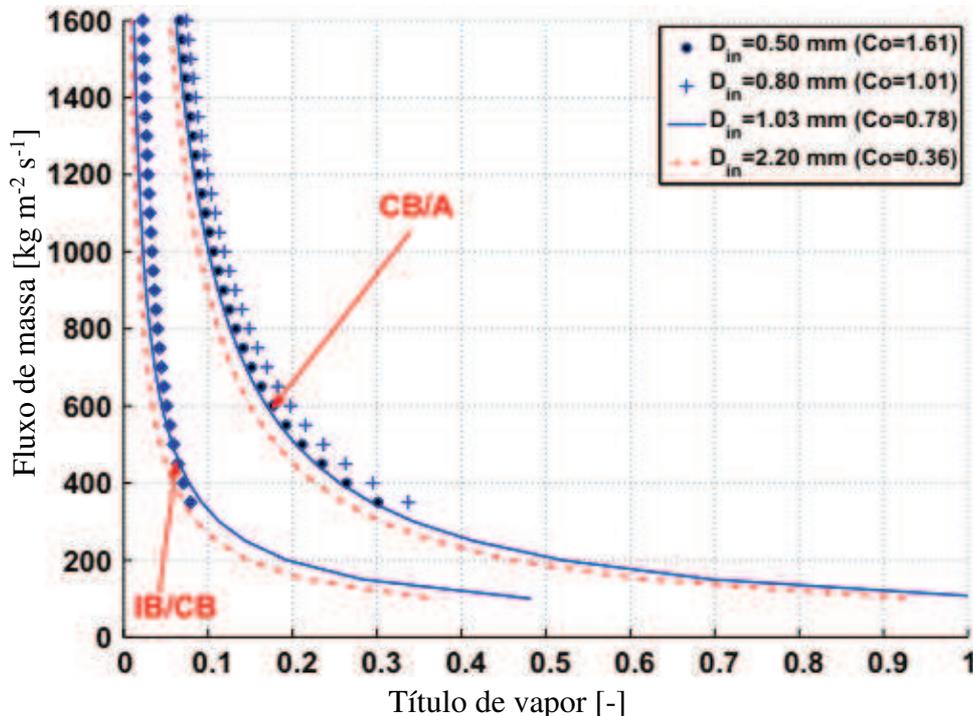


Figura 2.7 – Linhas de transição para R134a, R236fa e R245fa, com  $T_{sat} = 31^\circ\text{C}$  e  $Dh = 2,2$  mm.

Fonte: Adaptado de Ong e Thome (2011)

#### 2.5.4 Mapa de Costa-Patry e Thome (2013)

Este mapa se baseia nos estudos de Revellin e Thome (2007a) e Ong e Thome (2011) e acrescenta o número de ebulição,  $Bo$ , para considerar o efeito do fluxo de calor na transição entre os escoamentos de bolhas coalescentes (CB) e anular (A).

As condições experimentais do trabalho de Costa-Patry e Thome (2013) podem ser vistas na Tab. 2.7, onde se verifica que foram ampliadas as faixas das condições experimentais. A aplicação do mapa para faixas mais amplas, tende a tornar o resultado menos preciso para uma condição experimental mais específica.

Tabela 2.7 – Condições experimentais de Costa-Patry e Thome (2013)

<i>Fluidos</i>	$D_h$ [mm]	$T_{sat}$ [°C]	$G$ [kg m <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> ]	$q''$ [kW m <sup>-2</sup> ]
R134a; R236fa; R245fa; R1234ze	0,146 – 3.04	26; 30; 35	100-1100	8-260

A linha de transição entre os padrões de bolhas coalescentes e anular é dada de acordo com a Eq. (2.27):

$$x_{CB/A} = 425 \left( \frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.1} \frac{Bo^{1.1}}{Co^{0.5}} \quad (2.27)$$

onde os números de ebulição e de confinamento já foram definidos nas Eqs. (2.20) e (2.1), respectivamente.

#### 2.5.5 Mapa de Barbieri *et al.* (2008)

Barbieri *et al.* (2008) propuseram uma nova linha de transição intermitente/anular (I/A) para o mapa de Kattan *et al.* (1998), esta modificação visou tornar a linha de transição I/A variável conforme a influência sofrida pelo fluxo de massa, título de vapor e diâmetro do canal. Esta nova linha de transição baseia-se nos resultados da ebulição com convecção forçada do R134a em canais lisos, cujos diâmetros variaram de 6,2 a 12,6 mm.

Os testes foram conduzidos com as seguintes condições experimentais: temperatura de saturação de 5 °C, fluxo de calor de 5 a 10 kW m<sup>-2</sup>, fluxo de massa de 25 a 500 kg m<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> e título de 0,05 a 0,90. As condições experimentais consideradas para a construção de um mapa de padrões, estão sumarizadas na Tab. 2.8.

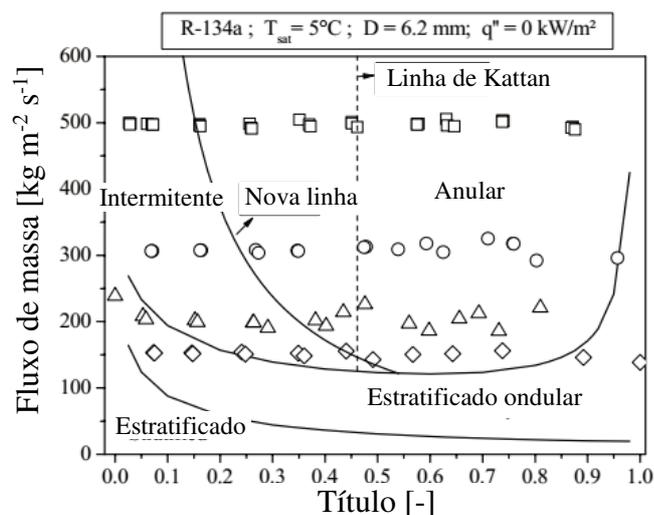
Tabela 2.8 – Condições experimentais de Barbieri et al (2008)

<i>Fluidos</i>	<i>D<sub>h</sub></i> [mm]	<i>T<sub>sat</sub></i> [°C]	<i>G</i> [kg m <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> ]	<i>q''</i> [kW m <sup>-2</sup> ]
R134a	6,2 – 12,6	5	25-500	5-10

Como pode ser observado na Tab. (2.8), esta é a única referência bibliográfica que possui um canal com diâmetro consideravelmente maior do que o do presente trabalho. O motivo da escolha desta correlação foi verificar a influência que isto apresentará na comparação deste mapa com os dados deste trabalho. Isto é, ele poderá mostrar o efeito do diâmetro do canal nos modelos de previsão do padrão de escoamento em ebulição. É importante salientar também que a temperatura de saturação e o fluido de trabalho mostrados na Tab. (2.8) são diferentes dos que serão adotados no presente trabalho, as faixas de fluxo de calor e massa, no entanto, são semelhantes.

É importante salientar que a única linha de transição deste mapa que será considerada é a transição entre o escoamento intermitente, que se assemelha ao escoamento *churn*, e o escoamento anular. Esta escolha foi tomada devido ao fato de que as outras linhas deste mapa consideram regiões de escoamento estratificado que não se assemelham com nenhum dos padrões encontrados no presente estudo.

$$G_{I/A} = \sqrt{3.75 g D \frac{(1-x)^{0.16}}{x^{2.16}} \frac{\rho_v^{1.2}}{\rho_l^{-0.8}} \left( \frac{\mu_l}{\mu_v} \right)^{0.24}} \quad (2.28)$$

Figura 2.8 – Pontos experimentais adiabáticos plotados no mapa modificado de Kattan *et al.* (1998)Fonte: Adaptado de Barbieri *et al.* (2008)

## 2.6 Fatores de Influência na Ebulição com Convecção Forçada

Muitos fatores podem influenciar o coeficiente de transferência de calor e a queda de pressão durante a ebulição com convecção forçada, entre eles: diâmetro do canal, temperatura de saturação, fluxo de massa, fluxo de calor, título, entre outros. Ainda, os parâmetros operacionais, principalmente o fluxo de calor, podem afetar o número de sítios ativos de nucleação de bolhas e no mecanismo de transferência de calor dominante, influenciando no coeficiente de transferência de calor. De modo análogo, o fluxo de massa, a massa específica e o título de vapor influenciam no atrito existente entre o fluido e a parede do canal e na interface bifásica do escoamento. Assim, qualquer condição experimental que altere estes parâmetros, seja por meio direto (aumento da rotação da bomba, aumento do fluxo de calor, etc.) ou indireto (alteração do fluido de trabalho e, conseqüentemente, das propriedades termodinâmicas e de transporte), influenciará na queda de pressão.

### 2.6.1 Fluxo de Calor

De modo geral, a literatura nos diz que o fluxo de calor afeta tanto a transferência de calor, quanto a queda de pressão. Como discutido em seções anteriores, a transferência de calor durante a ebulição se dá de duas formas distintas, ebulição nucleada e ebulição convectiva, o fluxo de calor apresenta grande impacto na primeira. Kandlikar et al. (1999) salienta que o aumento do fluxo de calor favorece o aparecimento de novos sítios de nucleação de bolhas. Além disso, o aumento do fluxo de calor tende a anularizar o escoamento. Já na queda pressão, o aumento do fluxo de calor, com um conseqüente aumento do título de vapor, tende a aumentar a queda de pressão causada pela aceleração do escoamento bifásico.

Saitoh, Daiguji e Hihara (2005) em seu estudo sobre a ebulição com convecção forçada realizado com R134a no interior de canais de diâmetro hidráulico de 0,51; 1,12 e 3,1 mm, sob condições de fluxo de calor variando de 5 a 39 kW m<sup>-2</sup>, fluxo de massa de 150 a 450 kg m<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> e temperatura de saturação de 5 a 15°C, mostraram que a influência do fluxo de calor na região de baixos títulos de vapor é significativa para o maior canal e torna-se menos influente nos canais de menor diâmetro, o que sugere que a redução do diâmetro do canal parece suprimir os efeitos da ebulição nucleada. O coeficiente de transferência de calor na região de baixos títulos de vapor é fortemente influenciado pela taxa de nucleação de bolhas, por conseqüência, a variação do fluxo de calor possui forte influência nesta região.

Charnay, Revellin e Bonjour (2014) estudaram a ebulição convectiva do R245fa em um canal de 3 mm de diâmetro interno com temperaturas de saturação variando de 60 a 80 °C, fluxo de massa de 100 a 1500 kg m<sup>-2</sup>s<sup>-1</sup>, fluxo de calor de 10 a 90 kW m<sup>-2</sup> e títulos de 0 a 1. Os resultados mostraram que o coeficiente de transferência de calor aumenta com o aumento do fluxo de calor e com o título, mas para altos títulos de vapor o efeito do fluxo passa a ser desprezível. Esse efeito é mais acentuado para as menores temperaturas de saturação e ocorre quando o escoamento é anular, acentuando os efeitos convectivos na transferência de calor. Outros dois fenômenos que contribuem para o aumento dos efeitos da ebulição convectiva são a diminuição da espessura da película de líquido junto à parede do canal, diminuindo a sua resistência térmica, e o aumento gradual da velocidade da fase vapor com o aumento do título de vapor. Os mesmos autores (Charnay, Bonjour e Revellin, (2014)) estudaram os padrões de escoamento na ebulição do R245fa para uma faixa de temperatura de saturação maior, variando de 60 a 120 °C. Para a condição operacional fixa com temperatura de saturação de 120 °C, fluxo de massa de 500 kg m<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> e título de vapor de 0,2, o aumento do fluxo de calor aumenta o número de pistões de vapor, favorecendo a coalescência entre eles e por consequência a tendência ao escoamento anular a títulos mais baixos.

Kanizawa, Tibiriça e Ribatski (2016) estudaram a ebulição convectiva no interior de canais de diâmetros variando de 0,38 a 2,6 mm, os fluidos foram o R134a, o R245fa e o R600a, os dados experimentais deste último foram fornecidos por Copetti *et al.* (2013). Os testes foram realizados com fluxos de massa de 49 a 2200 kg m<sup>-2</sup>s<sup>-1</sup> e fluxos de calor de 5 a 185 kWm<sup>-2</sup>. Os resultados mostraram um comportamento similar ao encontrado por Charnay, Revellin e Bonjour (2014). A influência de diversos parâmetros operacionais sobre o coeficiente de transferência de calor foi avaliada, os resultados mostraram que, para o R134a, o coeficiente de transferência de calor aumenta continuamente com o aumento do fluxo de calor. Já para o R245fa, esse aumento só é observado sob condições de baixo título e foi verificado um título de transição de 0,4, a partir do qual as curvas de  $h$  versus  $x$  para diferentes fluxos de calor tendem a convergir para uma mesma curva ascendente em função do título. Segundo os pesquisadores, esta diferença no comportamento de ambos os fluidos se deve à influência relativa da ebulição nucleada e convectiva no coeficiente de transferência de calor. Em uma análise das propriedades termodinâmicas dos fluidos eles destacaram que o volume específico do vapor do R245fa é quase duas vezes maior do que o do R134a, o que favorece os efeitos da ebulição convectiva e a supressão da ebulição nucleada, devido a maior velocidade no escoamento bifásico do R245fa. Já o R134a apresenta maior pressão reduzida, o que implica um maior efeito da ebulição nucleada. Os pesquisadores ainda destacaram a

aparente dependência da influência do fluxo de calor com o fluxo de massa, isto é, a influência do fluxo de calor tende a ser mais proeminente sob a condição de baixos fluxos de massa.

Mais recentemente, Yang *et al.* (2017) estudaram a ebulição com convecção forçada do R600a, sob condições de pressão de saturação variando de 215 a 415 kPa, fluxos de massa de 67 a 194  $\text{kgm}^{-2}\text{s}^{-1}$  e fluxos de calor de 10,6 a 75  $\text{kWm}^{-2}$ . Os resultados obtidos apresentaram um comportamento semelhante aos estudos citados anteriormente, isto é, o coeficiente aumenta com o aumento do fluxo de calor. Os autores também destacaram que a diferença entre os valores do coeficiente de transferência de calor em função do fluxo de calor, considerando uma mesma condição de fluxo de massa, pressão de saturação e título, é maior na região de baixos títulos, região na qual a ebulição nucleada domina o processo de transferência de calor. O aumento do fluxo de calor provoca o aumento dos sítios de nucleação ativos, o que favorece o crescimento e o desprendimento das bolhas, favorecendo assim a ebulição nucleada.

## 2.6.2 Fluxo de Massa

Charnay, Revellin e Bonjour (2014) encontraram dois efeitos distintos para o fluxo de massa, o efeito muda em função da temperatura de saturação:

- a. Para a condição com temperatura de saturação de 60 °C, os maiores coeficientes de calor foram obtidos com os maiores fluxos de massa, para qualquer título de vapor;
- b. Para a condição com temperatura de saturação de 80 °C e considerando a região de baixo título de vapor, os maiores fluxos de massa forneceram os menores coeficientes de calor. Entretanto, para a região de títulos de vapor pré-secagem, o comportamento inverso é observado, isto é, o aumento do fluxo de massa aumenta o coeficiente de transferência de calor.

Além disso, em ambos os casos, o aumento do fluxo de massa antecipa a secagem da parede. Foi observada a predominância da ebulição nucleada na região de baixo título de vapor e o escoamento tendeu ao intermitente, de modo que a variação do fluxo de calor é mais influente do que a variação do fluxo de massa nesta região. Na região onde o escoamento é anular, há um aumento abrupto no coeficiente de transferência de calor em função do título de vapor, isto porque nesta região a redução da espessura da película de líquido provoca a redução da sua resistência térmica, fenômeno que favorece a ebulição convectiva.

Kanizawa, Tibiriçá e Ribatski (2016) destacaram que para o R134a o coeficiente de transferência de calor apresenta dois efeitos distintos em função do fluxo de massa. O efeito muda de comportamento em função de um título de vapor de transição.

a. O coeficiente de transferência de calor é quase independente do fluxo de massa para títulos de vapor menores do que o título de transição;

b. O coeficiente de transferência de calor aumenta com o aumento do fluxo de massa para títulos de vapor maiores do que o título de transição.

Yang *et al.* (2017) também observaram a existência de dois comportamentos distintos na influência do fluxo de massa. Para títulos abaixo de 0,1 o coeficiente de transferência de calor é praticamente independente do fluxo de massa, já para títulos superiores a 0,1, o coeficiente aumenta significativamente com o aumento do fluxo de massa. Isto sugere que, quando o título é menor do que 0,1, a ebulição nucleada domina a transferência de calor. Com o aumento do fluxo de massa e do título, ocorre o aumento da velocidade média do fluido e da contribuição da ebulição convectiva no processo de transferência de calor. Entretanto, quando o fluxo de calor é suficientemente alto, o efeito do fluxo de massa diminui, tornando-se quase inexistente. Isso se deve porque a ebulição nucleada prevalece em fluxos de calor muito elevados. Nestes casos, o efeito do fluxo de calor se sobressai ao efeito do fluxo de massa. Com relação a queda de pressão, os autores constataram que o aumento do fluxo de massa aumenta significativamente o gradiente de perda de pressão por atrito. Esta influência se torna mais fraca conforme a  $T_{sat}$  aumenta, provavelmente devido ao aumento da massa específica de vapor, que pode provocar a redução da velocidade da fase vapor e, conseqüentemente, da perda de pressão por atrito.

### 2.6.3 Diâmetro do Canal

Saitoh, Daiguji e Hihara (2005) estudaram a ebulição do R134a no interior de canais de diâmetro hidráulico de 0,51; 1,12 e 3,1 mm. Eles verificaram que ao se reduzir o diâmetro de 3,1 para 1,12 mm, permite-se a obtenção de maiores coeficientes de transferência de calor na região de títulos superiores a 0,5. Além disso, a diminuição do  $h$  após a secagem se deu de forma mais suave conforme se reduziu o diâmetro. O canal de 0,51 mm apresentou os maiores coeficientes na região de títulos de até 0,5. A redução do diâmetro do canal também reduziu a influência do fluxo de massa no coeficiente de transferência de calor.

Os resultados apresentados por Kanizawa, Tibiriçá e Ribatski (2016) mostraram que os maiores coeficientes de transferência de calor foram encontrados no canal de 0,38 mm, já

para os canais de 1,0 e 2,32 mm os resultados foram similares. Também foi destacada a aparente antecipação da secagem com a redução do diâmetro do canal. Além disso, os pesquisadores apontaram a diferença entre canais de diâmetro reduzido e canais de diâmetro convencional no que diz respeito à diminuição do coeficiente de transferência de calor com o incremento do título de vapor na condição de pós-secagem. Segundo eles, essa diminuição não é tão abrupta nos canais reduzidos quanto é nos canais convencionais. Os autores especulam que esse comportamento se deve a dois mecanismos:

- a. Contribuição do líquido entranhado no núcleo de vapor e sua deposição ao longo da superfície do canal na transferência de calor nos canais reduzidos;
- b. Bombeamento superficial do líquido à montante da região de secagem do canal, devido ao crescimento das bolhas.

Ambos os mecanismos causam o molhamento intermitente da superfície aquecida da região de pós-secagem, induzindo uma redução lenta e gradual no coeficiente de transferência de calor com o aumento do título de vapor.

Xu *et al.* (2016) publicaram os resultados obtidos na ebulição do R134a em canais de 1,0; 2,2 e 4,1 mm de diâmetro, sob condições de fluxo de calor de 18 a 35,5 kW m<sup>-2</sup>, fluxo de massa de 185 a 935 kg m<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>, pressão de saturação de 578 a 820 kPa e títulos de 0,03 a 1. Os autores destacaram 3 pontos:

- a. Para os canais de 2,2 e 4,1 mm, o coeficiente de transferência de calor aumenta com o aumento do fluxo de calor. No entanto, este comportamento se inverte para o canal de 1 mm;
- b. Para o canal de 1 mm, o coeficiente de transferência de calor diminui com o aumento do fluxo de massa. Para o canal de 2,2 mm, ocorre o contrário, isto é, um pequeno aumento do coeficiente de transferência de calor com o aumento do fluxo de massa. Já o canal de 4,1 mm parece ser independente do fluxo de massa;
- c. O coeficiente de transferência de calor do canal de 1 mm foi maior do que o dos outros canais.

O trabalho de Jige, Sagawa e Inoue (2017) com o fluido R32 e com diâmetros de 1; 2,2 e 3,5 mm mostra o aumento gradual do coeficiente de transferência de calor com a redução do diâmetro do canal. Os autores destacaram a não-uniformidade na espessura da película de líquido que envolve a bolha no canal de maior diâmetro, 3,5 mm. Isto porque a flutuabilidade faz com que as bolhas tendam a escoar na região superior do canal, reduzindo drasticamente a espessura da parte superior da película de líquido. Desta forma, para este mesmo canal, os coeficientes locais superior e inferior de transferência de calor apresentaram

discrepâncias em seus valores, sendo que os maiores coeficientes foram obtidos na parte superior do canal, onde a película de líquido apresentava uma menor resistência térmica.

#### 2.6.4 Fluido de Trabalho

Qiu *et al.* (2015) investigaram experimentalmente a ebulição com convecção forçada dos fluidos R600a, R1234ze(E) e de uma mistura de R32 com R1234ze(E) nomeada como L-41b. As condições experimentais dos seus testes foram as seguintes: fluxo de massa de 200 a 400 kg m<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>, fluxo de calor de 5 a 10 kW m<sup>-2</sup>, temperatura de saturação de 20°C e diâmetro de 8 mm. Os seus resultados mostraram que o R1234ze(E) apresentou um coeficiente de transferência de calor 33% e 18% menor do que aqueles obtidos com o R600a e o L-41b, respectivamente. A queda de pressão do R600a foi a maior dos três fluidos. Os autores destacam que a razão entre as massas específicas de líquido e vapor é maior para o R600a, o que favorece a maior queda de pressão deste fluido.

Kanizawa, Tibiriçá e Ribatski (2016) compararam o comportamento da curva  $h$  versus  $x$  de dois fluidos. O primeiro experimento foi realizado com R600a, sob uma condição de fluxo de calor de 47 kW m<sup>-2</sup>, fluxo de massa de 440 kg m<sup>-2</sup>s<sup>-1</sup> e diâmetro de 2,6 mm e o segundo foi realizado com R134a, sob uma condição de fluxo de calor de 45 kWm<sup>-2</sup>, fluxo de massa de 400 kg m<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> e diâmetro de 2,32 mm. Esta comparação mostrou que o coeficiente de transferência de calor do R600a aumenta com o aumento do título de vapor. Já o coeficiente de transferência de calor do R134a permanece quase constante. Os autores salientaram que este comportamento pode ser uma evidência de que os efeitos convectivos são predominantes no R600a, enquanto a transferência de calor no R134a é regida principalmente pela ebulição nucleada.

O volume específico do R600a é aproximadamente 4 vezes maior do que o do R134a em uma condição semelhante de temperatura de saturação. A Eq. (2.7) mostra que a dependência da velocidade de vapor é diretamente proporcional ao volume específico. Assim, o R600a também terá uma velocidade de vapor 4 vezes maior, mantidas as condições de título e fluxo de massa. Além disso, a viscosidade de líquido do R134a é cerca de 30% maior do que a do R600a, o que implica em uma maior espessura da camada de líquido junto à parede durante os escoamentos anulares, o que acarreta uma maior resistência térmica da camada de líquido. Comportamentos que poderiam atestar a afirmação de Kanizawa, Tibiriçá e Ribatski (2016) de que o R600a é regido pela ebulição convectiva, enquanto o R134a o é pela ebulição nucleada.

Os mesmos autores compararam também os fluidos R134a e R245fa e verificaram que o coeficiente de transferência de calor do R134a é quase três vezes maior do que aquele obtido com o R245fa, já que o volume específico do vapor do R245fa é aproximadamente duas vezes maior do que o do R134a, o número de ebulição cerca de 8-10% menor e a condutividade térmica do líquido cerca de 4% menor. Algumas correlações semiempíricas para o cálculo do coeficiente de transferência de calor, como as de Lazarek e Black (1982) e Kandlikar e Balasubramanian (2004), mostram que essas diferenças de valores nas propriedades auxiliam a obtenção de maiores coeficientes com o R134a. O R245fa iniciou a secagem em títulos menores do que o R134a.

#### 2.6.5 Temperatura de Saturação

Dário (2013) apresenta o efeito da temperatura de saturação no coeficiente de transferência de calor na ebulição do R134a em nove microcanais paralelo. Os testes foram realizados com faixas de fluxo de massa de 503 a 1002 kg m<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> e fluxo de calor de 80 a 160 kW m<sup>-2</sup>, a pressão de entrada variou de 600 a 900 kPa, que representa um intervalo de temperaturas de saturação de 21,5 a 35,5°C, aproximadamente. Os seus resultados mostram que o  $h$  aumenta com o aumento progressivo da temperatura de saturação e que este comportamento é mais evidente com o aumento do fluxo de calor. Este comportamento, segundo o autor, pode ser justificado por:

a. Maiores pressões e temperaturas de saturação diminuem a tensão superficial do fluido, o que facilita o desprendimento de bolhas;

b. O aumento da temperatura e pressão de saturação diminui o tamanho das bolhas de partida, conseqüentemente, aumenta a taxa de geração de bolhas e a agitação do fluido. Na ebulição nucleada, a agitação provocada pelo desprendimento das bolhas contribui significativamente para o aumento da taxa de transferência de calor.

Com relação à queda de pressão, os resultados mostram que, independente do fluxo de massa analisado, a queda de pressão diminuiu com o aumento da temperatura de saturação. O autor destacou que a propriedade que apresentou a maior influência sobre a perda de pressão por atrito foi a viscosidade do líquido, já para a queda de pressão por aceleração a propriedade mais influente foi a entalpia de vaporização. Ao se aumentar a pressão de saturação de 600 para 900 kPa, a viscosidade do líquido diminuiu 15,9%, entretanto, a queda de pressão apresentou uma redução de 29,2%, o que indica que as variações de outras propriedades também influíram na variação da queda de pressão.

Charnay, Revellin e Bonjour (2014) avaliaram as temperaturas de saturação de 60 e 80°C com o R245fa. Eles verificaram que o coeficiente de transferência de calor permanece quase constante ao longo de todo o intervalo de títulos de vapor estudados,  $0 < x < 1$ , em ambas as temperaturas. O principal mecanismo de transferência de calor foi a ebulição nucleada e o aumento da temperatura de saturação provocou o aumento do coeficiente de transferência de calor.

Kanizawa, Tibiriçá e Ribatski (2016) avaliaram a influência da variação de temperatura de saturação de 21,5 até 42,5 °C, no  $h$  durante a ebulição do R134a em um canal de 2,32 mm. De acordo com os resultados, para baixos fluxos de calor, o efeito da temperatura de saturação é negligenciável e o coeficiente de transferência de calor aumenta com o aumento do título. No entanto, em altos fluxos de calor, o coeficiente de transferência de calor torna-se independente do título e diretamente dependente da temperatura de saturação, de modo que ao elevar-se a temperatura de saturação, elevam-se também os valores obtidos no coeficiente de transferência de calor. Os autores atribuem este comportamento à predominância progressiva dos efeitos da ebulição nucleada e do aumento do número de sítios de nucleação de bolhas. Por outro lado, o aumento do fluxo de massa e do título aumenta o gradiente de temperatura existente entre a parede interna do tubo e o líquido adjacente, o que acaba suprimindo a ebulição nucleada e favorecendo os efeitos convectivos.

Os resultados de Xu, *et al.* (2016) mostraram que o aumento na temperatura de saturação na ebulição do R134a representou um aumento no coeficiente de transferência de calor, independente do diâmetro do canal. Eles também atribuíram este aumento à redução da tensão superficial, mas destacaram que o aumento da razão de massas específicas, causada pelo aumento da pressão de saturação, reduz o coeficiente de transferência de calor. Portanto, o aumento do coeficiente de transferência de calor em função da redução da  $T_{sat}$  é, de certa forma, o vetor resultante destas duas influências opostas.

### 3 MATERIAIS E MÉTODOS

#### 3.1 Bancada Experimental

Os testes experimentais foram realizados em uma bancada do Laboratório de Estudos Térmicos e Fluidodinâmicos (LETEF), na Universidade do Vale do Rio dos Sinos.

A bancada experimental consiste de um circuito fechado, onde o fluido refrigerante escoa e é levado à condição de vaporização. A parte principal do circuito consiste de três seções: pré-aquecedor, seção de teste e seção de visualização. A parte secundária do circuito consiste de todos os equipamentos que estão à jusante da seção de visualização. Nesta parte da bancada, o refrigerante que sai da seção de visualização é levado ao condensador e segue para o tanque de armazenamento, de onde é succionado pela bomba e enviado ao sub-resfriador, retornando à condição inicial para o reinício dos testes.

A Fig. (3.1) apresenta o esquema da bancada de testes, onde se pode visualizar o circuito e os seus componentes principais.

A circulação do refrigerante é feita através de uma microbomba, controlada por meio de um inversor de frequência, e a bancada foi concebida para operar com diferentes tipos de fluidos refrigerantes, e uma ampla faixa de condições operacionais. Com as devidas modificações, a bancada permite realizar testes com tubos horizontais de diferentes diâmetros.

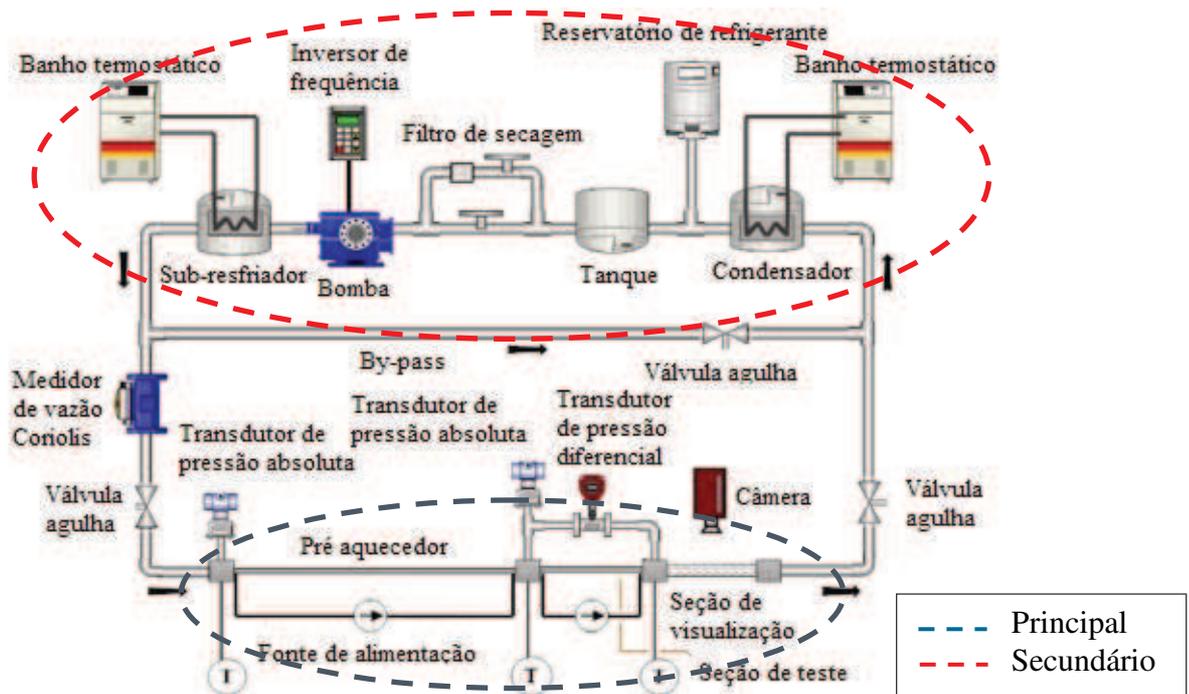


Figura 3.1 – Esquema da bancada experimental.

Adaptado de Oliveira, Copetti e Passos (2016)

### 3.1.1 Pré-Aquecedor

A função do pré-aquecedor é garantir as condições de saturação do fluido na entrada da seção de teste: a temperatura e pressão de saturação e o título de vapor.

O pré-aquecedor consiste de um tubo de aço inoxidável AISI 316 com diâmetro externo e interno de 1,56 e 1 mm, respectivamente. O seu comprimento aquecido é de 440 mm e rugosidade absoluta é de 1,48  $\mu\text{m}$ . O tubo é aquecido por efeito Joule, onde a fonte de potência é conectada a pinças de cobre fixadas nas suas extremidades. Cinco termopares estão fixados na parede externa do tubo pré-aquecedor, em cinco posições  $z$  ao longo do comprimento do tubo:  $z_1 = 2$  mm,  $z_2 = 111$  mm,  $z_3 = 220$  mm,  $z_4 = 329$  mm e  $z_5 = 438$  mm.

O pré-aquecedor é isolado com lã de vidro e manta elastomérica. Ele está envolto por uma armadura de PVC que serve para manter o isolamento no lugar e para sustentar o peso do tubo e do próprio isolamento, impedindo assim uma eventual deformação do tubo e danificação da cola dos termopares e perda dos dados obtidos.

### 3.1.2 Seção de Teste

A seção de teste é feita do mesmo tubo da seção de pré-aquecimento, isto é, um tubo de aço inoxidável AISI 316, com 1,56 mm de diâmetro externo e 1 mm de diâmetro interno. Possui comprimento aquecido de 265 mm e comprimento total de 366 mm. Dez termopares estão fixados na parede externa do tubo, sendo dois em cada posição axial, distantes entre si  $180^\circ$  em relação ao eixo do canal e dispostos verticalmente. As cinco posições axiais são:  $z_1 = 2$  mm,  $z_2 = 69$  mm,  $z_3 = 136$  mm,  $z_4 = 204$  mm e  $z_5 = 263$  mm.

A interconexão entre a seção de pré-aquecimento e a seção de teste, assim como entre a seção de teste e a de visualização, é feita por meio de uniões em policarbonato, nas quais estão inseridos os termopares para a medição da temperatura na corrente de fluido, os transdutores de pressão absoluta e um transdutor de pressão diferencial, conforme indicado na Fig. (3.1).

Assim como o pré-aquecedor, a seção de teste é isolada com manta elastomérica e lã de vidro.

### 3.1.3 Seção de Visualização

A seção de visualização é composta por um tubo de vidro de 1 mm de diâmetro interno, espessura de 2,5 mm e comprimento de 135 mm. Uma câmera de alta velocidade da marca IDT, modelo Motion Pro Y4 e um canhão de leds da mesma fabricante estão posicionados junto à seção de visualização. Esta câmera é utilizada para acompanhar os testes e registrar as imagens e vídeos dos padrões de escoamento para as diferentes condições operacionais.

As imagens foram coletadas com 2 taxas diferentes, 3000 e 8000 frames/s. A utilização de duas taxas de coleta de imagens ao invés de uma, se deve porque a coleta padrão de 3000 frames/s era insuficiente para coletar imagens nítidas de bolhas com velocidades elevadas. Nestas situações, a borda da bolha ficava desfocada, dificultando a visualização da interface líquido-vapor. Caso se utilizasse um padrão de 8000 frames/s para todas as coletas, o banco de imagens apresentaria um volume muito grande, dificultando o armazenamento e o trabalho em nuvem.

### 3.1.4 Condensador

O condensador utilizado na bancada é um trocador de calor de tipo duplo tubo e está conectado a um circuito independente de um banho térmico da marca QUIMIS, modelo Q214M2, que utiliza uma solução de água e etileno-glicol como fluido refrigerante. A sua principal função é condensar o vapor que sai da seção de visualização.

### 3.1.5 Reservatório de Refrigerante e Tanque de Líquido

Um reservatório de refrigerante conectado ao circuito principal da bancada opera como um sistema de expansão e atua como regulador de pressão, mantendo as condições estáveis durante os experimentos. Este reservatório de refrigerante só é aberto em condições que necessitem um controle de pressão adicional.

Além do reservatório de refrigerante, há um tanque de líquido instalado à montante da bomba, cujo objetivo é manter uma pressão estática na sucção da bomba e impedir que ela trabalhe em vazio. Este procedimento assegura que a bomba trabalhe sob imersão e evita a cavitação.

### 3.1.6 Filtro de Secagem

O filtro de secagem tem a função de reter a umidade e as partículas sólidas que eventualmente entrem no sistema durante os procedimentos de manutenção ou instalação de novos componentes. Ele é constituído de uma malha mais grossa, no início, e a outra mais fina no final. Entre essas duas malhas está o seu elemento desumidificador, que geralmente é de silicagel ou algum outro material similar que absorva a umidade. O filtro secador utilizado é de 100 x 1/4"R da marca Frigelar com limite de operação de 3,4 MPa. O fluido passa por esse filtro por meio de um *by-pass* colocado entre o reservatório de refrigerante e a bomba. O *by-pass* é aberto sempre que um novo equipamento é instalado no sistema. Após a filtragem, que leva alguns minutos, o *bypass* deve ser fechado para que o fluido volte a circular diretamente do reservatório para a bomba.

### 3.1.7 Bomba

É responsável pelo deslocamento do fluido. A bomba utilizada na bancada é de engrenagens e é acionada por indução magnética. Ela é trifásica e é da marca *Tuthill*, modelo DGS.19PPPV2NL00000. A bomba está acoplada a um motor elétrico WEG de 3 kW de potência, 60 Hz e 3400 RPM. Todo este conjunto é controlado por um inversor de frequência também da marca WEG, modelo CFW 500, que possui ajuste de controle de décimo de hertz.

### 3.1.8 Sub-resfriador

Assim como o condensador, o sub-resfriador é um trocador de calor de tipo duplo tubo que tem por objetivo sub-resfriar o fluido refrigerante e garantir que exista apenas líquido na entrada do pré-aquecedor. O sub-resfriador também utiliza um circuito secundário com um banho térmico e a mistura de água e etileno-glicol. Este banho térmico é da marca MICROQUÍMICA, modelo MQBMP-01, com controle de temperatura.

### 3.1.9 Fonte de Potência

As fontes de potência das seções de pré-aquecimento e de teste são da marca SORENSEN, modelo DCS 8-125E com 1 kW de potência. Estas fontes alimentam os canais com tensões de até 8 V e correntes contínuas de até 125 A. A incerteza de catálogo destes equipamentos é de  $\pm 0,1\% + 12 \text{ mA}$  para corrente e de  $\pm 0,1\% + 500 \text{ mV}$  para tensão.

### 3.1.10 Medidor de Vazão Mássica

A vazão mássica é medida com o auxílio de um medidor tipo *Coriolis* da marca Endress Hauser, modelo Cubemass DCI. O sinal de saída do transdutor varia de 4 a 20 mA, com uma incerteza de  $\pm 0,1\%$ . Este modelo também mede a vazão volumétrica, a massa específica e a temperatura, permitindo monitorar o sub-resfriamento do líquido ao sair da bomba.

### 3.1.11 Transdutores de Pressão

A bancada possui dois transdutores de pressão absoluta e um de pressão diferencial. A leitura das pressões absolutas é feita na entrada e na saída da seção de pré-aquecimento. O transdutor de pressão diferencial está instalado entre a entrada e a saída da seção de teste. A pressão absoluta na entrada da seção de teste é considerada como sendo igual à da saída do pré-aquecedor e a pressão de saída é calculada considerando a diferença entre a da entrada e a medida diferencial.

Todos os transdutores absolutos são da marca KELLER, modelo PAA-33X, com operação de 0 até 30 bar, com sinais de saída que variam de 0 a 10 V e incerteza de  $\pm 0,1\%$  do fundo de escala.

O medidor diferencial é da marca ABB, série 600T, modelo 621, e opera na faixa de 0 a 75 kPa, com sinais de saída que variam de 4 a 20 mA e incerteza de  $\pm 0,5\%$  do fundo de escala.

### 3.1.12 Termopares

Os termopares são do tipo E com diâmetro de 0,076 mm e podem ser utilizados em uma faixa de temperatura que vai de  $-200^{\circ}\text{C}$  até  $870^{\circ}\text{C}$ , possuem incerteza de  $\pm 0,25^{\circ}\text{C}$  após calibração.

São dezoito termopares no total. Três deles estão encapsulados e medem a temperatura diretamente no fluxo de fluido através das conexões de policarbonato instaladas na entrada e na saída do pré-aquecedor e saída da seção de teste. As tomadas dos transdutores de pressão estão posicionadas próximas a estes três termopares. Esta proximidade auxilia no controle do grau de sub-resfriamento e da condição de saturação. A fixação destes três termopares é feita por meio de conexões anilhadas de aço inoxidável.

A seção de pré-aquecimento (PA) conta com cinco termopares, fixados com cola termo condutiva, posicionados em cinco posições igualmente espaçadas ao longo da superfície externa superior do comprimento do PA. A seção de teste (ST) também possui termopares fixados na superfície externa em cinco posições ao longo do comprimento. Neste caso, dois termopares são fixados em cada posição, estes termopares estão separados em 180° um do outro, ou seja, diametralmente opostos entre si e alinhados na vertical, vide Fig. (3.2).

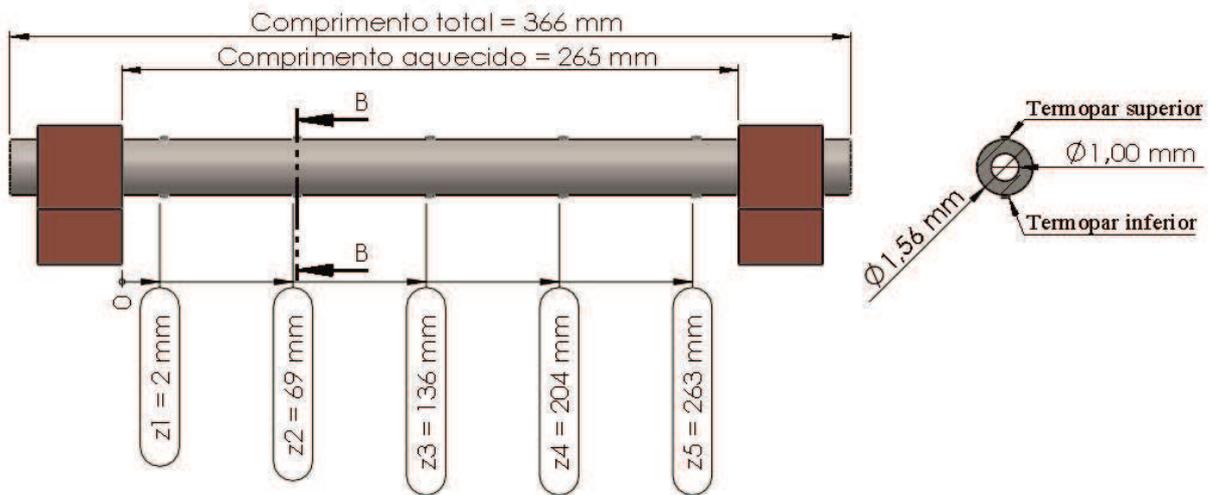


Figura 3.2 – Vista da seção de teste do canal de 1 mm e posição dos termopares.

Os termopares estão calibrados em função de um termopar de referência, conforme descrito no Apêndice B. Este termopar de referência fica submerso em água destilada com gelo, em um recipiente isolado, a sua temperatura é monitorada durante todos os testes e não pode ser diferente de 0°C. Caso a temperatura seja superior, o recipiente é reabastecido com gelo. O gelo utilizado é feito a partir de água destilada.

### 3.1.13 Sistema de Aquisição de Dados

Os dados são adquiridos por meio de um sistema de aquisição de dados da marca *Agilent*, modelo 34970A, que se comunica com um computador por meio de uma porta RS232. O *software* do sistema de aquisição é o *Bench Link Data Logger*, fornecido pela própria *Agilent*. Este *software* converte os sinais de saída do multímetro nas grandezas desejadas, ou seja, pressão, temperatura e vazão mássica. Ele faz esta conversão por meio das curvas de calibração de cada instrumento.

### 3.1.14 Controle da Bancada

Três parâmetros são fundamentais nos testes: pressão, temperatura de entrada no pré-aquecedor e vazão.

O controle da pressão é feito através da temperatura dos banhos termostáticos, da carga de fluido e do reservatório de refrigerante. A pressão é o parâmetro mais limitante da bancada.

A temperatura de entrada do fluido no pré-aquecedor influencia a temperatura de entrada na seção de teste, e é fundamental para os cálculos do coeficiente de transferência de calor. O seu controle é feito por meio do banho termostático do sub-resfriador.

O controle grosseiro da vazão é feito com o *by-pass* que está instalado a jusante da bomba. O ajuste fino é realizado com o inversor de frequência. As válvulas agulha também permitem o ajuste da vazão, no entanto, na maioria dos testes elas são deixadas na posição totalmente aberta, exceto quando, por algum motivo, o *by-pass* e o inversor de frequência não são capazes de fornecerem o ajuste necessário. Estas válvulas também servem para isolar a parte principal da bancada quando se deseja realizar alguma manutenção nas seções de preaquecimento, teste e visualização.

## 3.2 Condições Experimentais

Três estudos serão realizados: efeito do fluido de trabalho, efeito do diâmetro e efeito da temperatura de saturação. As condições experimentais são apresentadas na Tab. (3.1).

Tabela 3.1 – Condições operacionais consideradas nos testes realizados

	<i>Fluido</i>	<i>D [mm]</i>	$q''_{ST} [kW m^{-2}]$	$q_{PA} [W]$	$G [kg m^{-2} s^{-1}]$	$T_{sat} [^{\circ}C]$
<i>Efeito do Fluido de Trabalho</i>	R290 R600a	1,0	5,10,20,40,60	5 - 35	240, 320, 400 e 480	25
<i>Efeito do Diâmetro do tubo</i>	R600a	1,0 e 2,6	28 e 56	5 - 188	188, 282 e 377	22
<i>Efeito da Temperatura de Saturação</i>	R600a	1,0	20,40,60	5 - 75	240, 320, 400 e 480	20 e 30

No primeiro estudo o objetivo é avaliar a influência do fluido refrigerante no coeficiente de transferência de calor, na perda de pressão e nos padrões de escoamento na

ebulição com convecção forçada do propano (R290) e do isobutano (R600a), em um canal de 1,0 mm de diâmetro interno. Os dados experimentais foram obtidos em um estudo prévio realizado por Oliveira (2017).

No segundo estudo o enfoque é a avaliação do efeito do diâmetro do canal nas características de transferência de calor e queda de pressão. Os testes serão realizados utilizando o R600a, em um canal circular de 1 mm, sob as mesmas condições operacionais dos testes em um canal de 2,6 mm de diâmetro realizados previamente por Copetti *et al.* (2013).

Por fim, será realizada a análise da influência da temperatura de saturação na ebulição do R600a para o canal de 1,0 mm diâmetro.

Diferentes condições de fluxo de calor na seção de teste,  $q''_{ST}$ , e fluxo de massa,  $G$ , foram consideradas. Para cada uma das condições de  $G$  e  $q''_{ST}$ , o título de vapor variou em função das condições de aquecimento impostas no pré-aquecedor,  $q_{PA}$ . Desta forma, foram realizados um total de 306 testes.

O tempo de estabilização da bancada depende muito das condições operacionais, mas, de modo geral, o tempo para atingir a vazão mássica e a temperatura de entrada da seção de teste varia de 5 a 10 minutos. O teste segue a seguinte dinâmica:

1. Ajuste da temperatura dos banhos do condensador e do sub-resfriador e início da circulação de fluido refrigerante pela bancada;
2. Ajuste da potência no pré-aquecedor;
3. Reajuste na temperatura do banho termostático do sub-resfriador, se necessário. Após o estabelecimento da temperatura deste banho, ela não é alterada até que todos os testes com um mesmo fluxo de calor na seção de testes sejam realizados;
4. Ajuste da vazão;
5. Tempo de espera até a estabilização da vazão e da temperatura de entrada da seção de testes;
6. Ajuste da potência na seção de testes;
7. Reajuste da vazão, se necessário;
8. Tempo de espera até a estabilização da vazão;
9. Início da coleta de dados.

Os dados são registrados a cada 2 segundos, durante aproximadamente 2 min. Após os dados são tratados conforme cálculos apresentados na seção 3.3.

Testes preliminares monofásicos foram realizados nesta bancada por Oliveira (2017) para quantificação das perdas térmicas no pré-aquecedor e na seção de teste. Estes testes também tiveram o objetivo de avaliar o comportamento da bancada durante os testes e planejar os procedimentos de controle. Os resultados encontrados mostram que, em média, as perdas térmicas de ambas as seções, sob diferentes condições de aquecimento e vazão, não superaram 0,2%. Além disso, foram analisados os coeficientes de transferência de calor e a perda de pressão por atrito, comparando os resultados experimentais com correlações para o escoamento interno monofásico. Na transferência de calor foram consideradas as correlações para escoamento monofásico de Dittus-Boeter (1930) e Gnielinski (1976) apud Incropera *et al.* (2014), os erros médios encontrados foram de 2,2 % e 16%, respectivamente. Quanto ao fator de atrito, foram consideradas as correlações de Petukov (1970) e Haaland (1983) apud Incropera *et al.* (2014), e os respectivos erros encontrados foram de 7,6% e 3,1%. Desta forma, foi possível validar a bancada de teste.

### 3.3 Tratamento de Dados

#### 3.3.1 Determinação do Coeficiente de Transferência de Calor

Algumas considerações e simplificações foram feitas no cálculo do coeficiente de transferência de calor, são elas:

- A taxa de calor transferida por condução de calor na direção axial é desprezível;
- A geração volumétrica de calor na espessura do tubo e, portanto, o fluxo de calor, são uniformes, tanto para a seção de pré-aquecimento como para a seção de teste;
- A queda de pressão na seção de teste é uma função linear do comprimento do tubo.

A potência elétrica fornecida à seção de teste pela fonte de alimentação é dada pela Eq. (3.1).

$$Pot_{ST} = U_{ST} i_{ST} \quad (3.1)$$

onde  $U_{ST}$  e  $i_{ST}$  são a tensão e a corrente elétrica, respectivamente.

A área da superfície interna, relativa ao comprimento aquecido da seção de teste é:

$$A_{si} = \pi D L_{aq} \quad (3.2)$$

onde  $D$  é o diâmetro interno e  $L_{aq}$  é o comprimento aquecido do canal. Por definição, este comprimento aquecido é a distância linear entre as pinças de cobre que suportam a estrutura da seção de teste e pelas quais a corrente elétrica é fornecida.

Assim, o fluxo de calor na seção de teste é dado pela Eq. (3.3).

$$q''_{ST} = \frac{Pot_{ST}}{A_{si}} \quad (3.3)$$

A temperatura na posição axial  $z$  da superfície externa foi assumida como sendo a média das temperaturas medidas ao longo do perímetro desta mesma posição axial. Assim sendo, a temperatura média da superfície externa em cada uma das cinco posições axiais  $z$  pode ser calculada pela seguinte expressão:

$$\bar{T}_{se(z)} = \frac{\sum_{i=1}^n T_{se,i}(z)}{n} \quad (3.4)$$

onde  $n$  é o número de termopares.

A temperatura média local da superfície interna do canal é calculada assumindo condução radial através da parede do canal com geração interna de calor:

$$\bar{T}_{si(z)} = \bar{T}_{se(z)} + \frac{\dot{q}_{ST(z)} \pi D}{4k_{ai}} (r_e^2 - r_i^2) - \frac{\dot{q}_{ST(z)}}{2k_{ai}} r_e^2 \ln \left( \frac{r_e}{r_i} \right) \quad (3.5)$$

onde  $\dot{q}_{st(z)}$  é o calor gerado na parede do canal,  $k_{ai}$  é a condutividade térmica do aço inoxidável AISI 316 em uma temperatura de referência de 20 °C,  $r_e$  e  $r_i$  são os raios externo e interno do canal, respectivamente.

A Eq. (3.6) fornece a taxa de calor gerado por unidade de volume,  $\dot{q}_{st(z)}$ :

$$\dot{q}_{ST(z)} = \frac{q_{ST}}{V_{parede}} = \frac{Pot_{ST}}{(r_e^2 - r_i^2) \pi L_{aq}} \quad (3.6)$$

onde  $V_{parede}$  representa o volume da parede do canal.

O coeficiente de transferência de calor médio local da seção de teste pode ser calculado pela Eq. (3.7):

$$\bar{h}_{exp,ST(z)} = \frac{q''_{ST}}{\bar{T}_{si(z)} - \bar{T}_{sat(z)}} \quad (3.7)$$

onde  $\bar{T}_{sat(z)}$  representa a temperatura média local de saturação do fluido refrigerante, esta temperatura é obtida em função da pressão de saturação na posição axial de interesse.

A pressão de saturação na posição axial  $z$  é calculada pela Eq. (3.8):

$$p_{sat,(z)} = p_{sat,ent,ST} - \frac{\Delta p_{exp}}{L} \Delta l_{(z)} \quad (3.8)$$

onde  $p_{sat,ent,ST}$  é a pressão medida na entrada da seção de teste,  $\Delta p_{exp}$  é a diferença de pressão medida entre a entrada e a saída da seção de teste,  $\Delta l$  é distância entre o ponto de medida do transdutor diferencial de pressão à montante do escoamento até a posição axial  $z$  de interesse, por fim,  $L$  é o comprimento entre os dois pontos de medida do transdutor diferencial de pressão. Este comprimento é ligeiramente superior ao comprimento aquecido do canal, devido à impossibilidade de se instalar o transdutor diferencial de pressão nos mesmos pontos onde as pinças elétricas estão posicionadas.

A entalpia da entrada da seção de teste,  $i_{ent,ST}$ , é considerada como sendo igual a entalpia da saída do pré-aquecedor,  $i_{sai,PA}$ , e pode ser encontrada através de um balanço de energia no pré-aquecedor, conforme Eq. (3.9). A entalpia de entrada do pré-aquecedor,  $i_{ent,PA}$ , é determinada a partir da temperatura e pressão do fluido refrigerante medidos.

$$\dot{i}_{ent,ST} = \frac{Pot_{PA}}{\dot{m}} + \dot{i}_{ent,PA} \quad (3.9)$$

A entalpia local na posição  $z$  é calculada pela Eq. (3.10):

$$\dot{i}_{(z),ST} = \frac{Pot_{(z)}}{\dot{m}} + \dot{i}_{ent,ST} \quad (3.10)$$

onde  $Pot_{(z)}$  é a potência na posição  $z$  e é calculada considerando uma relação linear da resistência elétrica do material com o comprimento do tubo.

$$Pot_{(z)} = \frac{\Delta l_{aq(z)}}{L_{aq}} Pot_{ST} \quad (3.11)$$

onde  $\Delta l_{aq(z)}$  é a distância entre a pinça elétrica à montante do escoamento e a posição  $z$  desejada.

Em posse das pressões de saturação e entalpias específicas do fluido na entrada da seção de teste e em cada posição axial  $z$ , pode-se calcular os títulos de vapor na entrada da seção de teste e em cada uma das posições axiais, por meio das Eqs. (3.12) e (3.13), respectivamente:

$$x_{ent,ST} = \frac{i_{ent,ST} - i_l}{i_{lv}} \quad (3.12)$$

$$x_{(z),ST} = \frac{i_{(z),ST} - i_{l,(z)}}{i_{lv,(z)}} \quad (3.13)$$

onde  $i_l$  é a entalpia específica do fluido refrigerante na condição de líquido saturado,  $i_{lv}$  é a entalpia de vaporização na condição de saturação. As entalpias locais na seção de testes são obtidas pela pressão de saturação, Eq. (3.8).

### 3.3.2 Determinação da Queda de Pressão no escoamento com Ebulição

A queda de pressão no escoamento com ebulição é a soma das componentes da queda de pressão devido à contração na entrada do canal, ao atrito, à aceleração, aos efeitos gravitacionais e à expansão na saída do canal. Como a bancada foi construída de modo a evitar expansões e contrações na seção transversal do canal, ambas as componentes foram desconsideradas. Além disso, o escoamento é horizontal, ou seja, a influência gravitacional na queda de pressão também pode ser desprezada. Assim sendo, a perda de pressão por atrito pode ser calculada a partir da Eq. (3.14).

$$\Delta p_{atrit} = \Delta p_{exp} - \Delta p_{ac} \quad (3.14)$$

A componente da queda de pressão devido à aceleração é causada pelo aumento do volume específico durante o processo de ebulição. Sabe-se da lei da conservação da massa que o aumento gradual na quantidade de vapor, e por consequência a diminuição da massa específica da mistura bifásica, provoca o aumento da velocidade de escoamento da mistura, isso ocorre para que a vazão mássica seja mantida constante, ou seja, a queda de pressão por aceleração ocorre de modo diretamente proporcional a taxa de mudança de fase, ou seja, quanto mais fluido trocar de fase num dado momento, maior será a queda de pressão por aceleração naquele momento.

A perda de pressão devido à aceleração é calculada considerando-se o modelo de escoamento de fases separadas. Assim, a seguinte equação é utilizada para o cálculo da queda de pressão por aceleração:

$$\Delta p_{ac} = G^2 \left[ \left( \frac{x^2}{\alpha \rho_v} + \frac{(1-x)^2}{(1-\alpha) \rho_l} \right)_{saída} - \left( \frac{x^2}{\alpha \rho_v} + \frac{(1-x)^2}{(1-\alpha) \rho_l} \right)_{entrada} \right] \quad (3.15)$$

onde  $\alpha$  representa a fração de vazio, dada pelo modelo homogêneo, que, embora não considere as fases separadas, é amplamente empregado na literatura com uma precisão satisfatória. Este modelo considera que ambas as fases, líquida e gasosa, apresentam a mesma velocidade superficial, ou seja, considera a ausência de deslizamento entre as fases. Além disso, nesse modelo, as duas fases tornam-se, hipoteticamente, uma única fase, ou uma *mistura homogênea*, assumindo um conjunto de propriedades que representam a média das propriedades individuais de cada uma das fases.

Conforme Collier e Thome (1994), o modelo homogêneo é uma simplificação da análise do escoamento bifásico, onde se assume que a mistura bifásica possui pseudo propriedades que ponderam adequadamente as propriedades de cada uma das fases individuais. As propriedades do fluido, massa específica, volume específico e viscosidade passam a ser as propriedades homogêneas da mistura bifásica. A velocidade das fases é considerada igual e, portanto, o fator de deslizamento é 1.

Considerando o modelo homogêneo, a fração de vazio é dada por:

$$\alpha = \frac{x\rho_l}{x\rho_l + (1-x)\rho_v} \quad (3.16)$$

As massas específicas,  $\rho_l$  e  $\rho_v$ , e o título de vapor são obtidos considerando-se a pressão e a temperatura de saturação.

O fluxo de massa é dado por:

$$G = \frac{\dot{m}}{A_{tr}} \quad (3.17)$$

onde a área transversal do canal pode ser facilmente calculada pela Eq. (3.18).

$$A_{tr} = \frac{\pi D^2}{4} \quad (3.18)$$

### 3.3.3 Correlações para a predição do coeficiente de transferência de calor

Os coeficientes de transferência de calor experimentais, calculados pelas equações apresentadas na seção 3.3.1, serão comparados com os coeficientes obtidos por três correlações: Kandlikar e Balasubramanian (2004), Li e Wu (2010) e Kim e Mudawar (2013b).

### 3.3.3.1 Correlação de Kandlikar e Balasubramanian (2004)

Esta correlação é uma extensão de sua correlação anterior (KANDLIKAR, 1991), que foi construída a partir de um banco de dados com 10 mil pontos experimentais, considerando diferentes fluidos, tais como água, refrigerantes e criogênicos, e cuja aplicabilidade limitava-se inicialmente para os tubos de maior diâmetro. Os autores propuseram modificações nas equações para que estas se tornem aplicáveis para mini e microcanais.

De acordo com os autores, o coeficiente de transferência de calor bifásico é o maior valor entre os coeficientes de ebulição nucleada ( $h_n$ ) e convectiva ( $h_c$ ), ou seja:

$$h_p = \text{maior}[h_n; h_c] \quad (3.19)$$

Ambos os coeficientes dependem do coeficiente de transferência de calor monofásico,  $h_{sl}$ , e, portanto, há que se considerar também a faixa de  $Re$  do escoamento. Além disso, para mini e microcanais o efeito da orientação do canal é desprezível.

Assim, as correlações propostas para  $h_n$  e  $h_c$  são:

$$h_n = 0,6683 Conv^{-0,2} (1-x)^{0,8} h_{sl} + 1058 Bo^{0,7} (1-x)^{0,8} F_{fl} h_{sl} \quad (3.20)$$

$$h_c = 1136 Conv^{-0,9} (1-x)^{0,8} h_{sl} + 667,2 Bo^{0,7} (1-x)^{0,8} F_{fl} h_{sl} \quad (3.21)$$

onde  $Conv$  é número adimensional de convecção, dado por:

$$Conv = \left( \frac{1-x}{x} \right)^{0,8} \left( \frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,5} \quad (3.22)$$

onde  $Bo$  é o número de ebulição dado pela Eq. (2.20),  $F_{fl}$  é um parâmetro que relaciona as características de nucleação de um fluido em contato com uma determinada superfície aquecida, o valor deste parâmetro para qualquer fluido em contato com aço inox é  $F_{fl} = 1$ .  $h_{sl}$  é o coeficiente de transferência de calor para escoamento monofásico líquido e depende do  $Re_{sl}$ , como definido na Eq. (2.19).

Na região turbulenta  $Re_{sl} \geq 3.000$  e o  $h_{sl}$  é calculado pela correlação de Gnielinski, válida para  $3.000 \leq Re_{sl} < 5 \times 10^6$ :

$$h_{sl} = \frac{(Re_{sl}-1000) Pr_l (f/2) (k_l/D)}{1+12,7(Pr_l^{2/3}-1)(f/2)^{0,5}} \quad (3.23)$$

onde  $Pr_l$  é o número de Prandtl da fase líquida e  $f$  é o fator de atrito.

O fator de atrito é dado pela Eq. (3.24), proposta por Filonenko (1954 apud Rohsenow et al. 1998, p. 322).

$$f = (1,58 \ln(Re_{sl}) - 3,28)^{-2} \quad (3.24)$$

Na região de transição,  $1.600 \leq Re_{sl} < 3.000$ , e é recomendada o cálculo do  $h_{sl}$  por interpolação entre o turbulento e o laminar. E na região laminar,  $Re_{sl} < 1.600$ ,  $Nu = \text{Constante}$ .

Os autores ainda propõem que o cálculo para faixas específicas de laminar para mini canais ( $410 \leq Re_{sl} < 100$ ) também pode ser realizado por meio das Eqs. (3.20) e (3.21).

### 3.3.3.2 Correlação de Li e Wu (2010)

Para a criação desta correlação, os autores consideraram dezoito conjuntos de dados obtidos na literatura, os dados somaram mais de 3700 pontos experimentais. Estes dados incluíam diferentes fluidos, fluxos de massa, fluxos de calor, diâmetros, número de canais e configurações geométricas da seção transversal do canal.

Os fluidos utilizados na concepção desta correlação foram os seguintes: R11, R12, R123, água, R134a, CO<sub>2</sub>, R410a, R22, etanol, R236fa, R245fa e R290 (propano). Os diâmetros cobriam uma faixa de 0,16 a 3,1 mm, os fluxos de massa de 20,3 a 3570 kg m<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> e os fluxos de calor de 3,6 a 715 kW m<sup>-2</sup>.

É importante destacar que os autores não incluíram os pontos que experimentais localizados na faixa de títulos  $x < 0,1$ , porque, segundo eles, uma parcela significativa da queda de pressão ocorre no ponto em que se inicia a ebulição com a geração de bolhas confinadas, isto causa instabilidades de escoamento relativamente grandes, além disso, nesta região, vários fatores de influência incidiriam sobre o coeficiente de transferência de calor, inclusive alguns fatores residuais do sub-resfriamento na entrada do canal, o que tornaria inviável a obtenção de uma tendência (para um mesmo fluido), nesta região, para a criação do modelo proposto.

A correlação proposta, além de incluir uma gama de pequenos diâmetros, incluindo o propano utilizado neste trabalho, também considera os efeitos do escoamento laminar de líquido. Os autores mostram que a maior parte dos dados utilizados estão numa faixa de  $Re_l < 2000$ , o que é comum aos canais reduzidos.

A correlação proposta apresenta a seguinte forma:

$$h_{tp} = 334Bo^{0,3} (Bd Re_l^{0,36})^{0,4} \frac{k_l}{D} \quad (3.25)$$

onde os números de ebulição,  $Bo$ , e de Bond,  $Bd$ , já foram definidos nas Eqs. (2.20) e (2.2), respectivamente.

O número de Reynolds da fase líquida,  $Re_l$ , é calculado por:

$$Re_l = \frac{G(1-x)D}{\mu_l} \quad (3.26)$$

### 3.3.3.3 Correlação de Kim e Mudawar (2013a)

A correlação foi criada a partir de um banco de dados de 31 pesquisas diferentes, que envolveram a ebulição em escoamento em mini e microcanais de 18 diferentes fluidos de trabalho.

Os 18 fluidos utilizados para a criação desta correlação foram: FC72, R11, R113, R123, R1234yf, R1234ze, R134a, R152a, R22, R236fa, R245fa, R32, R404A, R407C, R410A, R417A, CO<sub>2</sub> e água. A faixa de diâmetros era  $0,19 < D < 6,5$  mm, de fluxo de massa  $19 < G < 1608$  kg m<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>, de Reynolds de líquido  $57 < Re_{sl} < 49820$  e de pressões reduzidas  $0,005 < P_r < 0,69$ .

$$h_{tp} = (h_n^2 + h_c^2)^{0,5} \quad (3.27)$$

$$h_n = \left( 2345 \left( Bo \frac{P_H}{P_M} \right)^{0,7} P_r^{0,38} (1-x)^{-0,51} \right) \left( 0,023 Re_l^{0,8} Pr_l^{0,4} \frac{k_l}{D} \right) \quad (3.28)$$

$$h_c = \left( 5,2 \left( Bo \frac{P_H}{P_M} \right)^{0,08} We_{sl}^{-0,54} + 3,5 \left( \frac{1}{Xtt} \right)^{0,94} \left( \frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,25} \right) \left( 0,023 Re_l^{0,8} Pr_l^{0,4} \frac{k_l}{D} \right) \quad (3.29)$$

onde  $P_H$  é o perímetro aquecido e  $P_M$  é o perímetro molhado, a relação  $P_H/P_M$  foi considerada igual a 1, visto que, salvo em condições de secagem extrema, o fluido molha todo o perímetro do canal.  $P_r$  é a pressão reduzida e  $Xtt$  é o parâmetro de Martinelli. Os números de ebulição,  $Bo$ , e de Weber somente líquido,  $We_{sl}$ , já foram definidos anteriormente nas Eqs. (2.20) e (2.17), respectivamente.

O parâmetro de Martinelli é calculado por:

$$Xtt = \left( \frac{\mu_l}{\mu_v} \right)^{0,1} \left( \frac{1-x}{x} \right)^{0,9} \left( \frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,5} \quad (3.30)$$

## 3.4 Incertezas

A Tab. (3.2) sumariza as incertezas dos equipamentos e transdutores utilizados na bancada experimental. Estas incertezas foram fornecidas pelos seus respectivos fabricantes.

As incertezas do coeficiente de transferência de calor e de todos os demais parâmetros utilizados no seu cálculo foram determinadas por meio do método das incertezas propagadas, conforme apresentado por Bevington e Robinson (2003). Os cálculos são apresentados no apêndice A.

Tabela 3.2 – Incerteza de catálogo dos equipamentos

<i>Equipamento</i>	<i>Símbolo</i>	<i>Incerteza</i>
Termopares tipo E	$d_T$	$\pm 1^\circ\text{C}$
Medidor de Vazão Mássica Coriolis	$d\dot{m}$	0,1 g/s
Fonte de Corrente Contínua Sorensen	$d_i$	$\pm 0,1\% + 12\text{mA}$ para corrente
	$dU$	$\pm 0,1\% + 500\text{mV}$ para tensão
Transdutores de Pressão Absoluta Keller	$dp$	$\pm 0,1\%$
Transdutor de Pressão Diferencial	$d\Delta p$	$\pm 0,1 \text{ kPa}$

Após o procedimento de calibração dos termopares, a sua incerteza, que segundo o fabricante é de  $1^\circ\text{C}$ , reduziu-se para  $0,25^\circ\text{C}$ . Portanto, esse foi o valor utilizado nos cálculos de incertezas propagadas. O procedimento de calibração dos termopares está descrito no apêndice B.

## 4 RESULTADOS

Neste capítulo são apresentados os resultados referentes aos padrões de escoamento, transferência de calor e perda de pressão durante a ebulição com convecção forçada para dois fluidos refrigerantes (R290 e R600a), dois diâmetros de minicanal (1,0 e 2,6 mm) e duas temperaturas de saturação (20 e 30°C). O comportamento será avaliado e comparado para as diferentes condições de fluxo de calor, fluxo de massa e título de vapor.

São apresentadas as incertezas propagadas do coeficiente de transferência de calor convectivo e título de vapor, para todos os testes realizados.

Logo em seguida, é realizada a análise dos padrões, do coeficiente de transferência de calor e da perda de pressão associada aos diferentes parâmetros testados.

Por último, os resultados do  $h$  experimental são comparados com os coeficientes preditos por correlações propostas para canais de pequeno diâmetro.

### 4.1 Incertezas

O resultado das incertezas propagadas é mostrado na Tab. (4.1), que sumariza as incertezas médias do título de vapor e do coeficiente de transferência de calor do R600a, classificadas em função do fluxo de massa e subdivididas para cada um dos fluxos de calor utilizados. Nota-se que o aumento do fluxo de calor tende a diminuir a incerteza. O efeito inverso é encontrado com o aumento do fluxo de massa.

O teste que apresentou a maior incerteza do  $h$ , 40,2%, foi o com os menores fluxos de massa e de calor,  $G = 240 \text{ kg m}^{-2}\text{s}^{-1}$  e  $q''_{st} = 5 \text{ kWm}^{-2}$ , respectivamente. Esta condição apresentou a menor temperatura de fluido na entrada da seção de teste, aproximadamente 27,5 °C, devido ao seu baixo fluxo de calor. A variação entre esta temperatura medida na entrada da seção de teste e a temperatura de saturação, correspondente à pressão de entrada medida, ficou superior à incerteza do termopar (em média 1,8°C), esta diferença foi ligeiramente mais acentuada nos testes com  $q''_{st} = 60 \text{ kWm}^{-2}$ , mas aparentemente este erro não impactou significativamente nas incertezas do  $x$  e do  $h$ .

Tabela 4.1 – Incertezas do título e do coeficiente de transferência de calor

G [kg m <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> ]	q"st [kWm <sup>-2</sup> ]	dx <sub>média</sub> (%)	dh <sub>média</sub> (%)
240	5	25,2	40,2
	10	17,1	12,3
	20	13,3	9,9
	40	10,7	7,2
	60	8,3	6,9
320	5	26,1	20,7
	10	26,1	16,4
	20	23,7	13,0
	40	32,1	9,4
	60	13,0	8,8
400	5	41,9	23,7
	10	20,0	15,8
	20	6,1	25,9
	40	7,8	10,4
	60	8,1	8,5
480	20	9,5	10,7
	40	10,2	10,8
	60	7,3	8,5

## 4.2 Influência do fluido de trabalho

### 4.2.1 Padrões de escoamento

A influência do fluido refrigerante foi analisada a partir de testes com um canal de 1 mm de diâmetro interno, sob as condições experimentais apresentadas na Tab. (3.1).

Seiscentas imagens foram coletadas para cada teste, em ambos os fluidos, o que resultou em um banco de imagens com aproximadamente noventa e seis mil imagens. Os padrões de escoamento predominantes foram: *slug*, *churn*, anular-ondulado e anular-liso. Os escoamentos borbulhado e *plug* foram obtidos apenas em alguns dos testes com o R290. O escoamento do R600a sempre tendeu a uma alta taxa de coalescência, mesmo nas menores condições de aquecimento, favorecendo padrões como *churn* e anular. As Tabs. (4.1) e (4.2) apresentam algumas imagens do R290 e do R600a, respectivamente. O título presente na tabela representa o título de saída da seção de teste.

Os números de confinamento do R290 e do R600a foram  $Co = 1,22$  e  $Co = 1,36$ , respectivamente, e de acordo com as definições apresentadas no capítulo 2, em ambos os fluidos, e com um canal de 1 mm de diâmetro interno, o escoamento pode ser considerado como um escoamento em microescala, pois neste caso  $Co > 0,5$ .

Tabela 4.2 – Padrões de escoamento bifásico observados do R290.

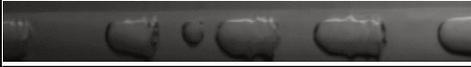
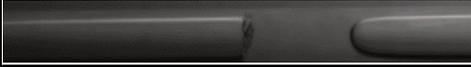
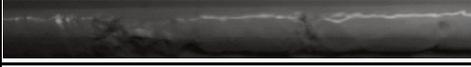
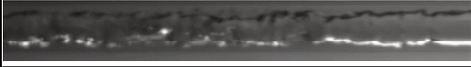
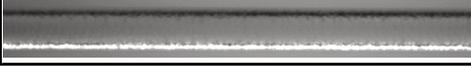
Imagem	Padrão	G [kg / (m <sup>2</sup> s)]	x [-]
	Borbulhado	480	0,006394
	Plug	400	0,03526
	Slug	240	0,08422
	Churn	320	0,2807
	Anular ondulado	240	0,774
	Anular liso	240	0,9813

Tabela 4.3 – Padrões de escoamento bifásico observados do R600a.

Imagem	Padrão	G [kg / (m <sup>2</sup> s)]	x [-]
	Plug	480	0,01065
	Slug	320	0,07735
	Churn	400	0,1477
	Anular ondulado	480	0,4657
	Anular liso	320	0,9234

#### 4.2.2 Comparação com mapas de padrões de escoamento

A Fig. (4.1) mostra os dados experimentais obtidos com o R600a, plotados em um gráfico  $G$  versus  $x$ . Para condições onde o título de vapor fica na faixa de  $0,3 < x < 0,8$ , o padrão de escoamento predominante é o anular ondulado. Já para as regiões de  $x < 0,1$ , houve a predominância do padrão *slug*. É importante destacar que o critério de transição entre os escoamentos *plug* e *slug* foi puramente visual, bolhas que ocupavam quase a totalidade da seção transversal do canal e com até dez diâmetros de comprimento foram consideradas *plug*, quando o comprimento da bolha ultrapassa este limite, o escoamento passa a ser considerado *slug*.

Na mesma figura estão apresentadas as linhas de transição obtidas por Ong e Thome (2011), que foram apresentadas no capítulo 2.5. O mapa, segundo este modelo, é dividido em três zonas principais de regime de escoamento, são elas: zona de bolhas isoladas (IB), zona de bolhas coalescentes (CB) e zona anular (A). Assim como os autores, o presente estudo divide

os padrões em: borbulhado, *plug*, *slug*, *churn*, anular ondulado e anular liso (que foram posteriormente agrupados nas três zonas). Embora tenha sido criado para outros fluidos, este mapa foi selecionado por ter sido desenvolvido em experimentos nas mesmas dimensões de canais, por possuir valores de  $Co$  e  $Rel$  semelhantes aos obtidos neste estudo, e por ter temperatura de saturação próxima.

A Eq. (2.23) mostra que a linha de transição entre os escoamentos IB e CB é dependente do número de ebulição,  $Bo$ , e consequentemente do fluxo de calor, então, três linhas IB/CB estão plotadas no gráfico, correspondentes a  $q''_{ST} = 5, 20$  e  $60 \text{ kW/m}^2$ . É possível observar que o aumento do fluxo de calor desloca a linha para o lado direito do gráfico. Muitos pontos experimentais *churn* estão na região anular do mapa de Ong e Thome (2011), isto significa que a linha CB/A proposta pelos autores está levemente deslocada em relação aos dados obtidos com o R600a. A linha IB/CB prediz satisfatoriamente os padrões experimentais.

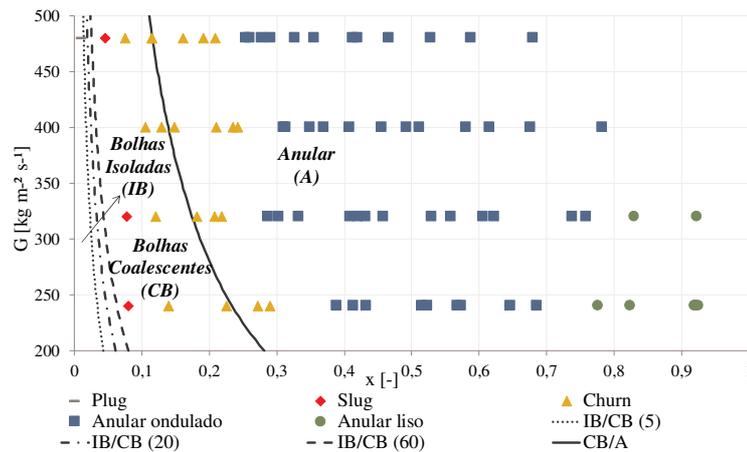


Figura 4.1 – Comparação dos dados experimentais do R600a com o mapa de Ong e Thome (2011).

A Fig. (4.2) mostra os dados experimentais do R600a com fluxos de calor de 5 e  $60 \text{ kW m}^{-2}$ , e as linhas de transição de Ong e Thome (2011). Na Fig. (4.2a), onde  $q''_{ST} = 5 \text{ kW m}^{-2}$ , dois pontos *churn* ficaram deslocados para a esquerda da linha de transição, no entanto, como já foi mencionado existe uma incerteza inerente à estas classificações, já que o critério de classificação é puramente visual. Na Fig. (4.2b), onde  $q''_{ST} = 60 \text{ kW m}^{-2}$ , o aumento do fluxo de calor causou a redução da área CB do mapa, todos os pontos experimentais obtidos possuíam escoamento anular, comportamento que já era esperado, visto que o aumento do fluxo de calor aumenta o número de sítios ativos de nucleação de bolhas e, por consequência, o próprio número de bolhas, favorecendo a alta taxa de coalescência e a

obtenção de padrões de escoamento anular. É difícil avaliar o comportamento da linha de transição CB/A no gráfico (b), pois todos os pontos experimentais estão na região de  $x > 0,4$ , de modo que os experimentos não contemplaram todas as condições de título de vapor. Mas, de modo geral, as linhas de transição de (a) predizem satisfatoriamente os padrões de escoamento obtidos experimentalmente.

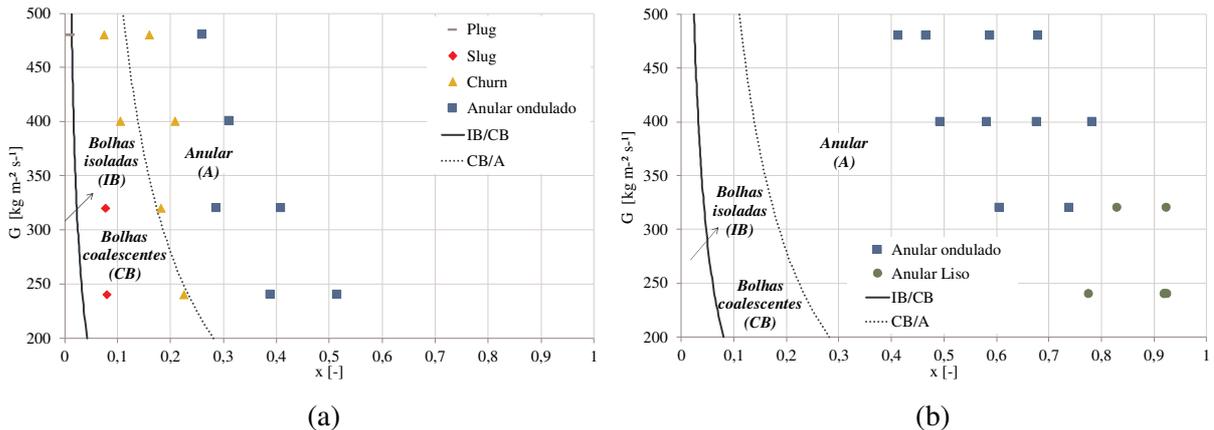


Figura 4.2 – Comparação dos dados experimentais do R600a com o mapa de Ong e Thome (2011). (a)  $q''_{ST} = 5 \text{ kW/m}^2$ ; (b)  $q''_{ST} = 60 \text{ kW/m}^2$

Outros mapas, como o de Costa-Patry e Thome (2013), também utilizaram o mesmo modelo de três zonas para criar as linhas de transição. Revellin e Thome (2007), além de utilizarem as três zonas, criaram uma quarta zona chamada de *post-dry-out*, ou zona de pós-secagem. Barbieri, Jabardo e Bandarra Filho (2008) propuseram apenas uma única linha de transição, que é uma atualização da linha de transição intermitente/anular do mapa proposto por Kattan, Thome e Favrat (1998). A Tab. (4.4) apresenta a referência cruzada entre as classificações, associando os padrões de escoamento definidos neste trabalho com os regimes definidos pelos trabalhos supracitados.

A Fig. (4.3) mostra o mapa do R600a juntamente com as linhas de transição CB/A propostas por Barbieri, Jabardo e Bandarra Filho (2008), Revellin e Thome (2007) e Costa-Patry e Thome (2013). Este último trabalho também considerou a influência do fluxo de calor na linha de transição, assim, neste gráfico optou-se por plotar a linha de transição referente a  $60 \text{ kW m}^{-2}$ . A Fig. (4.4) apresenta os dados para os testes com 5 e  $60 \text{ kW m}^{-2}$  para o mesmo fluido. É possível observar que no teste com  $5 \text{ kW m}^{-2}$ , a curva proposta por Revellin e Thome (2007) foi a que melhor representou a transição dos padrões CB/A.



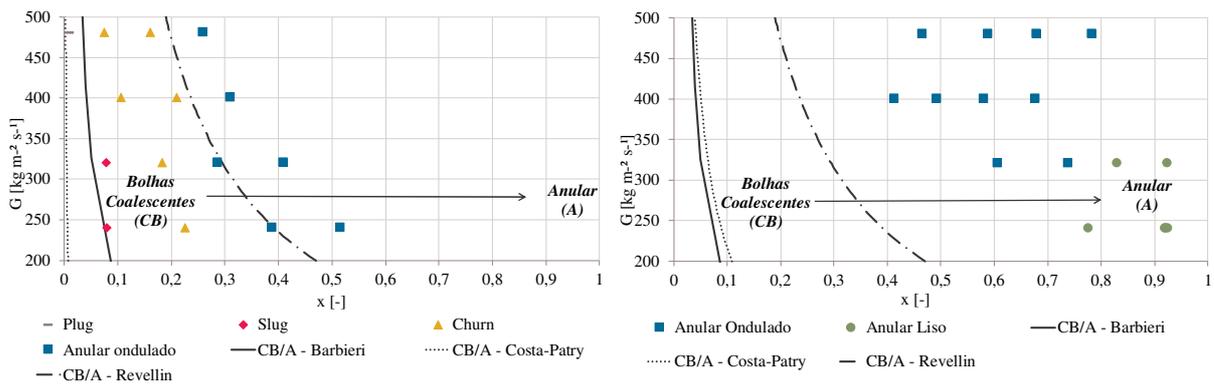


Figura 4.4 – Comparação dos dados experimentais do R600a com o mapa de Ong e Thome (2011). (a)  $q''_{ST} = 5 \text{ kW/m}^2$ ; (b)  $q''_{ST} = 60 \text{ kW/m}^2$

Os dados experimentais do R290 estão na Fig. (4.5) juntamente com as linhas de transição de Ong e Thome (2011).

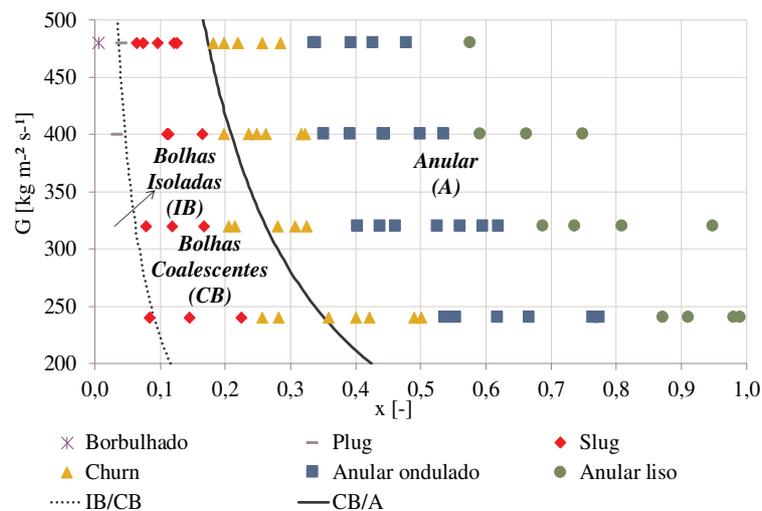


Figura 4.5 – Comparação dos dados experimentais do R290 com o mapa de Ong e Thome (2011).

Comparando estes resultados com os do R600a, Fig. (4.1), é possível observar que as curvas de transição para o R600a estão deslocadas mais para a esquerda do gráfico. Este comportamento se deve ao fato do R290 possuir razões de massa específica ( $\rho_v/\rho_l$ ) e viscosidade ( $\mu_v/\mu_l$ ) maiores do que o R600a, conforme pode ser visto na Tab. (4.5), que ao serem elevadas em potências menores do que 1 resultam em valores maiores para a título de transição, conforme Eqs. (2.24) e (2.26). O padrão de escoamento *churn* se estendeu a títulos de vapor de até 0,5 no menor fluxo de massa, valor superior aos 0,3 obtidos com o R600a. O

padrão de escoamento *slug* foi visto na seção de visualização em 18,2% dos testes experimentais com o R290, no R600a este valor cai drasticamente para 3,8%, conforme mostra a Tab. (4.6). Comparando a quantidade de pontos experimentais obtidos para cada padrão de escoamento em ambos os fluidos é possível observar que os padrões de escoamento estão melhores distribuídos no R290. É perceptível o domínio dos padrões anular ondulado e anular liso no R600a, sendo que estes padrões de escoamento somados representam 69,3% do total de pontos experimentais obtidos no R600a, conforme apresentado na Tab. (4.6). É importante salientar que estes padrões computados na Tab. (4.6) são aqueles que foram observados na seção de visualização, ou seja, não significa que não houveram padrões de baixo título (borbulhado e *plug*) em todos os testes, mas sim que ao sair da seção de teste o escoamento já apresentava padrões *churn* e anular na maioria dos testes. Todos os escoamentos passam por uma evolução gradual no seu padrão escoamento, iniciando no escoamento borbulhado e terminando no escoamento anular ou, em casos extremos, na secagem.

A Fig. (4.5) mostra que, assim como aconteceu para o R600a, as curvas de transição propostas por Ong e Thome (2011) foram capazes de prever a transição entre os padrões do R290. No entanto, a linha de transição *CB/A* ficou levemente deslocada para a esquerda. A linha de transição *IB/CB* levou em consideração o fluxo de calor de  $20 \text{ kW m}^{-2}$ . Os pontos experimentais plotados contemplam todos os fluxos de calor testados.

Tabela 4.5 – Comparação das propriedades termodinâmicas

Propriedade	R290	R600a
$T_{sat}$ [°C]	25	25
$p_{sat}$ [kPa]	952,2	350,4
$\rho_l$ [kg m <sup>-3</sup> ]	492,1	549,9
$\rho_v$ [kg m <sup>-3</sup> ]	20,64	9,123
$\rho_v / \rho_l$ [-]	0,0419	0,0166
$\mu_l$ [10 <sup>-6</sup> kg m <sup>-1</sup> s <sup>-1</sup> ]	98,46	150
$\mu_v$ [10 <sup>-6</sup> kg m <sup>-1</sup> s <sup>-1</sup> ]	8,737	7,739
$\mu_v / \mu_l$ [-]	0,0887	0,0518
$h_{lv}$ [kJ kg <sup>-1</sup> ]	335,3	329,1
$\sigma$ [10 <sup>-3</sup> N m <sup>-1</sup> ]	6,91	9,86
$k_l$ [W m <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> ]	0,094	0,089
$k_v$ [W m <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> ]	0,019	0,017

Propriedade	R290	R600a
$cp_l$ [kJ kg <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> ]	2,737	2,450
$cp_v$ [kJ kg <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> ]	2,072	1,819
$P_r$ [-]	0,224	0,096

Tabela 4.6 – Distribuição dos pontos experimentais conforme o padrão de escoamento na seção de visualização

	Propano – R290		Isobutano – R600a	
	Absoluto [-]	Frequência [%]	Absoluto [-]	Frequência [%]
Borbulhado	1	1,3	0	0,0
<i>Plug</i>	2	2,6	1	1,3
<i>Slug</i>	14	18,2	3	3,8
<i>Churn</i>	24	31,2	20	25,6
Anular ondulado	24	31,2	46	59,0
Anular liso	12	15,6	8	10,3
Total	77	100,0	78	100,0

A Fig. (4.6) mostra os dados experimentais do propano com fluxos de calor de 5 e 20 kWm<sup>-2</sup>. É possível observar que o aumento do fluxo de calor causa a redução da região de escoamento com bolhas coalescentes do gráfico.

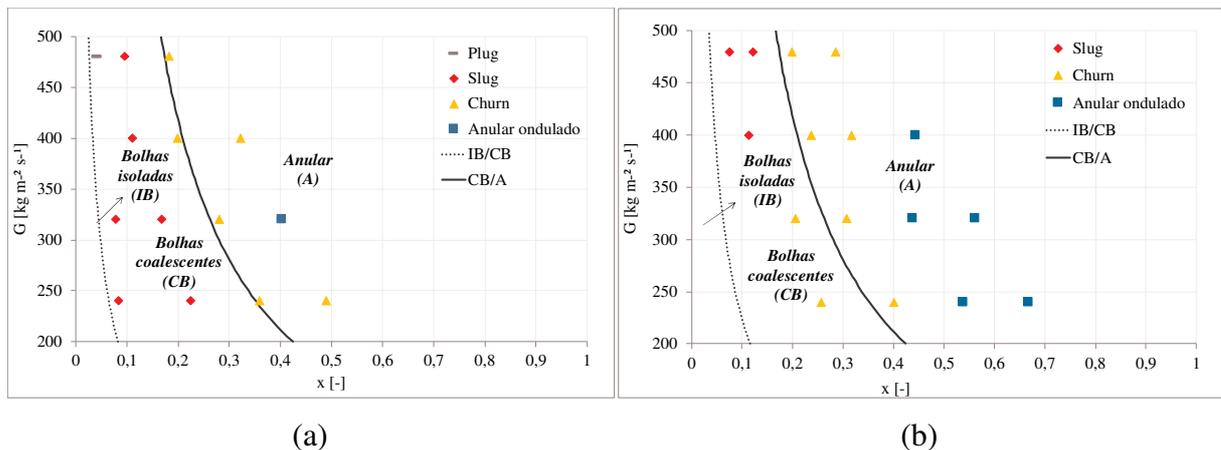


Figura 4.6 – Comparação dos dados experimentais do R290 com o mapa de Ong e Thome (2011). (a)  $q''_{ST} = 5 \text{ kW m}^{-2}$ ; (b)  $q''_{ST} = 20 \text{ kW m}^{-2}$

A comparação dos dados experimentais com as curvas de Revellin e Thome (2007), Barbieri, Jabardo e Bandarra Filho (2008) e Costa-Patry e Thome (2013) está apresentada na Fig. (4.7). Novamente a linha de transição *CB/A* de Revellin e Thome (2007) é a que melhor representa a transição entre os padrões de escoamento experimentais. A linha de transição

CB/A de Costa-Patry e Thome foi plotada considerando um fluxo de calor de  $5 \text{ kW m}^{-2}$ . A Fig. (4.8) mostra que mesmo com o aumento do fluxo de calor a linha de transição CB/A de Costa-Patry e Thome (2013) não é adequada para o R290 nas condições experimentais deste trabalho. O modelo proposto por Barbieri, Jabardo e Bandarra Filho (2008), mesmo sendo para canais de diâmetro maior, apresentou um comportamento preditivo melhor do que o de Costa-Patry e Thome (2013) para ambos os fluidos.

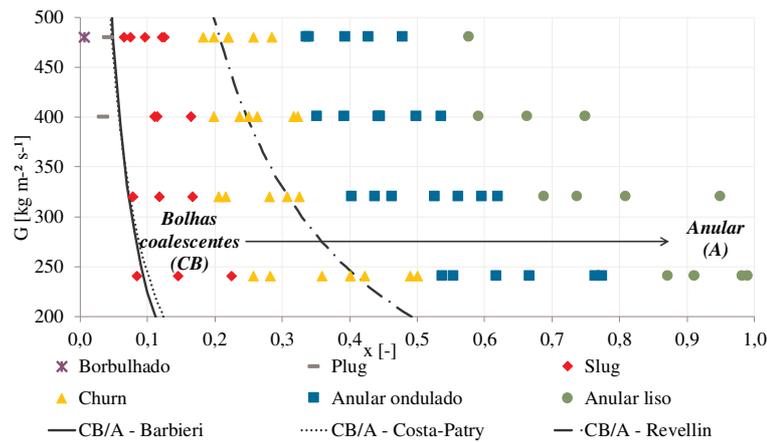


Figura 4.7 – Comparação dos dados experimentais com os mapas de Revellin e Thome (2007), Barbieri, Jabardo e Bandarra Filho (2008) e Costa-Patry e Thome (2013) – R290

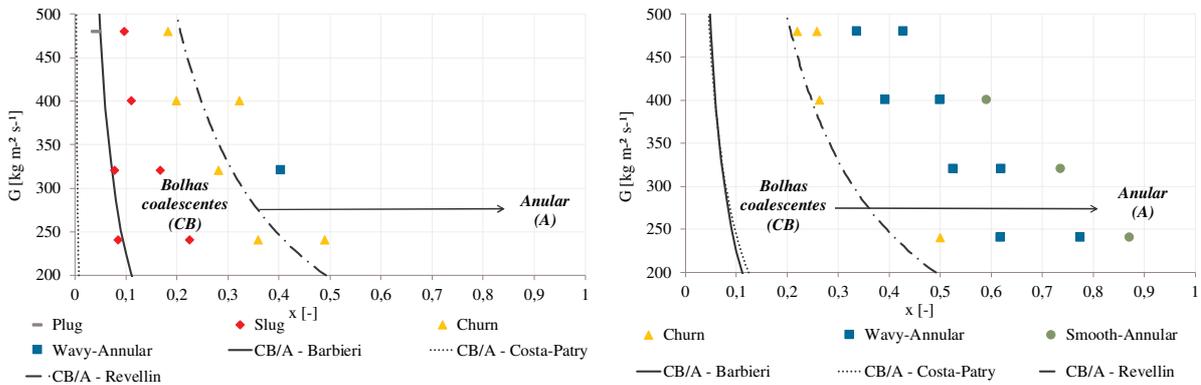


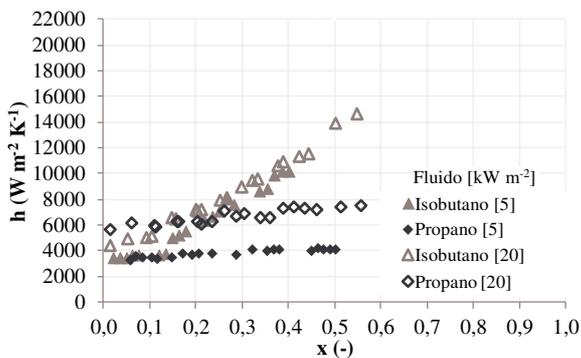
Figura 4.8 – Comparação dos dados experimentais do R290 com o mapa de Revellin e Thome (2007), Barbieri, Jabardo e Bandarra Filho (2008) e Costa-Patry e Thome (2013) – Propano.  
(a)  $q''_{ST} = 5 \text{ kW m}^{-2}$ ; (b)  $q''_{ST} = 40 \text{ kW m}^{-2}$

### 4.2.3 Coeficiente de transferência de calor

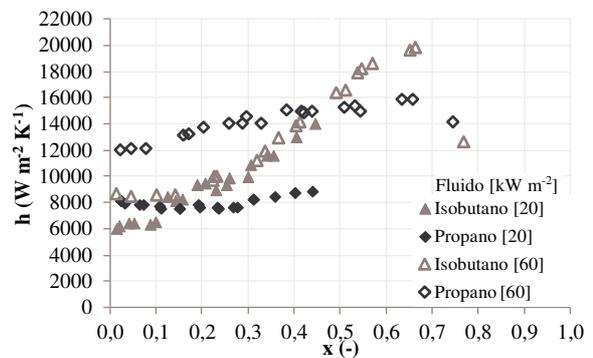
#### 4.2.3.1 Influência do fluxo de calor

As Figs. (4.9a) e (4.9b) trazem os coeficientes de transferência de calor de ambos os fluidos, R600a e R290, para dois fluxos de massa,  $G = 320 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  e  $G = 400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , respectivamente, e diferentes fluxos de calor. Na Fig. (4.9a) é possível observar que o R600a, em geral, apresenta maiores coeficientes de transferência de calor em ambos os fluxos de calor, 5 e  $20 \text{ kW m}^{-2}$ , com exceção de uma pequena região de baixo título ( $x < 0,1$ ) nas curvas de  $20 \text{ kW m}^{-2}$ , onde a ebulição nucleada é dominante e os padrões são predominantemente *borbulhado*, *plug* e *slug*, onde o propano possui coeficientes de transferência de calor maiores. Para  $x > 0,2$ , onde o padrão de escoamento evolui para o *churn* e o anular e a ebulição convectiva passa a ter um papel mais significativo na transferência de calor, o R600a fornece os maiores coeficientes. Isto é melhor observado pela comparação das imagens da Fig. (4.10) que mostra, para condições similares de  $G$ ,  $q''_{st}$  e títulos na ordem de 0,12, que o R600a tende a apresentar um padrão de escoamento mais próximo do anular, nesta mesma condição, o R290 com seu padrão *slug* apresenta maiores coeficientes de transferência de calor, conforme mencionado anteriormente. As Figs. (4.9a) e (4.10) também mostram que, quando ambos os fluidos se encontram com títulos próximos de 0,3, o desempenho do R600a em transferir calor é melhor.

Além disso, conforme mostram as Figs. (4.9a) e (4.9b), as curvas do isobutano apresentam um comportamento ascendente acentuado em função do aumento do título. A Fig. (4.9b), para maior fluxo de massa, mostra que em uma condição de alto fluxo de calor o propano apresenta maiores coeficientes de transferência de calor em uma região de títulos que se estende até  $x = 0,4$ .



(a)



(b)

Figura 4.9 – Comportamento do coeficiente de transferência de calor com o título para os refrigerantes R290 e R600a – (a)  $G = 320 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ; (b)  $G = 400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$

Fluido	Imagem	$G [\text{kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}]$	$q''_{st} [\text{kW m}^{-2}]$	$x [-]$
Isobutano		400	20	0,129
Propano		400	20	0,114
Isobutano		400	20	0,350
Propano		400	20	0,316

Figura 4.10 – Padrões de escoamento para o R290 e o R600a em condições operacionais similares.

A Fig. (4.11) mostra o comportamento do coeficiente para os dois refrigerantes separadamente, considerando dois fluxos de massa,  $G = 240 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  (Figs. 4.11a e 4.11b) e  $G = 400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  (Figs. 4.11c e 4.11d), e três fluxos de calor,  $q'' = 5, 20 \text{ e } 60 \text{ kW m}^{-2}$ . Da comparação das figuras se verifica que o R290 é mais afetado pelas variações do fluxo de calor. Além disso, o aumento do  $x$  provoca um aumento muito mais acentuado no  $h$  do R600a. Isso pode estar relacionado com a tendência que o R600a possui de iniciar a anularização do escoamento em títulos de vapor mais baixos. A diminuição do coeficiente de transferência de calor em títulos elevados, observada nas figuras (b) e (c), indica a secagem da parede.

Para o R600a, o efeito do fluxo de calor,  $q''$ , independente do fluxo de massa, só se fez perceber na região de baixo título, isto é, para  $x < 0,3$ , onde o aumento no fluxo de calor causa um aumento do coeficiente de transferência de calor, devido ao maior predomínio da ebulição nucleada, que é fortemente influenciada pelo fluxo de calor devido ao aumento da taxa de nucleação de bolhas. Na região de médio e alto título se observa a convergência das três curvas, possivelmente devido ao predomínio do mecanismo de transferência de calor por ebulição convectiva, isto é, onde já não há uma grande quantidade de bolhas sendo gerada na superfície do canal e a mudança de fase ocorre preferencialmente entre a película de líquido e o núcleo de vapor, que é muito influenciado pela variação de  $G$  e quase independente de  $q''$ .

Para o R290 se verifica a influência do fluxo de calor no  $h$  em ambos os fluxos de massa.

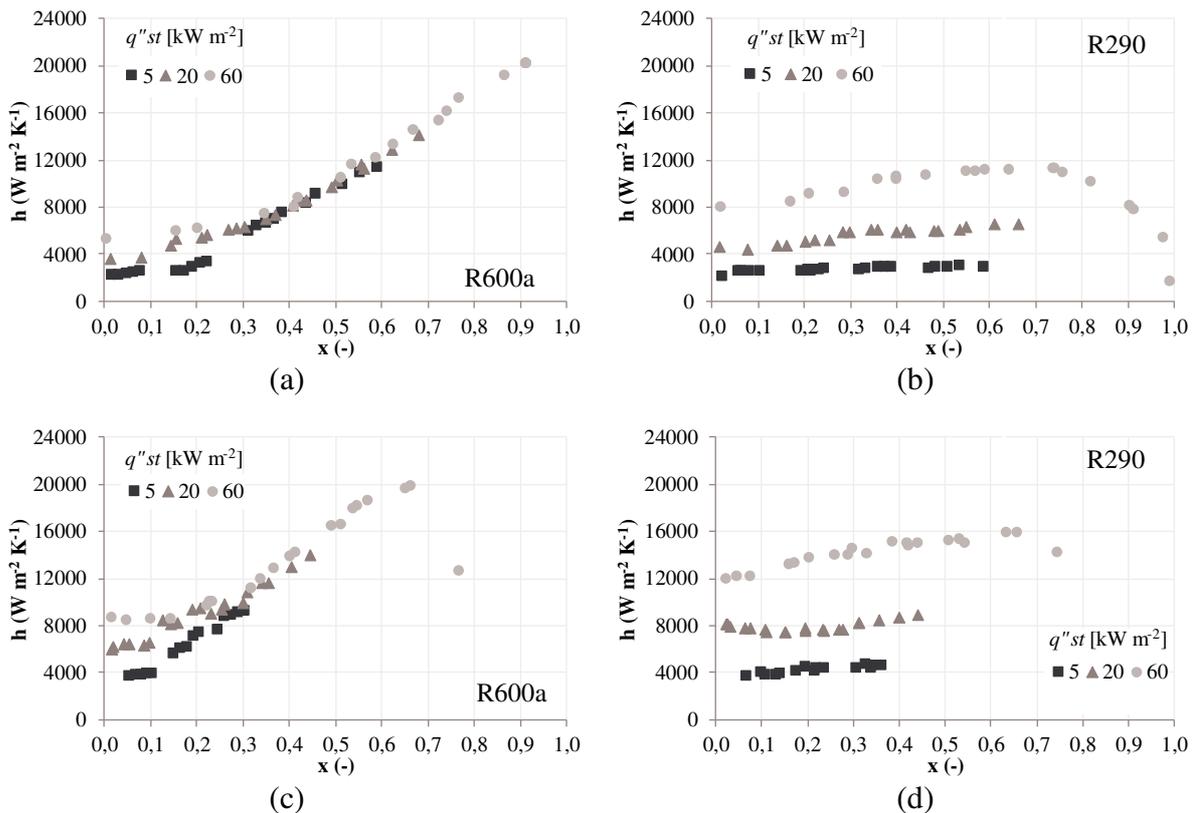


Figura 4.11 – Influência do fluxo de calor no coeficiente de transferência de calor:  
 (a)  $G = 240 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  – R600a; (b)  $G = 240 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  – R290; (c)  $G = 400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  – R600a;  
 (d)  $G = 400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  – R290.

#### 4.2.3.2 Influência do fluxo de massa

A Fig. (4.12) mostra a influência do fluxo de massa no  $h$  para ambos os fluidos e sob duas condições de fluxo de calor ( $q''_{st} = 20 \text{ kW m}^{-2}$  e  $q''_{st} = 60 \text{ kW m}^{-2}$ ). A comparação das Figs. (4.12a) e (4.12b) para o R600a, e das Figs. (4.12c) e (4.12d) para o R290, permite observar que ambos os fluidos, e em ambas as condições de aquecimento, possuem coeficientes  $h$  dependentes do  $G$ , onde o aumento do  $G$  causa o aumento do  $h$ .

Percebe-se também que o aumento do  $x$  causa um aumento progressivo no  $h$ . Este comportamento é mais acentuado no R600a e nas regiões de médio e alto título ( $x > 0,3$ ), onde o mecanismo de transferência de calor predominante é a ebulição convectiva, ou seja, onde o escoamento apresenta pequena taxa de nucleação de bolhas na superfície do canal e a transferência de calor se dá preferencialmente pela convecção. Este comportamento também foi observado por Sempertégui-Tapia e Ribatski (2017) ao estudarem a ebulição do R600a em um microcanal horizontal ( $D=1,1 \text{ mm}$ ), sob condições de fluxo de calor e massa semelhantes as deste trabalho. ( $15 < q''_{st} < 145 \text{ kW m}^{-2}$ ;  $200 < G < 800 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ).

O aumento do  $G$  provoca a diminuição do título de vapor no qual a secagem inicia, como se pode observar na Fig. (4.12d).

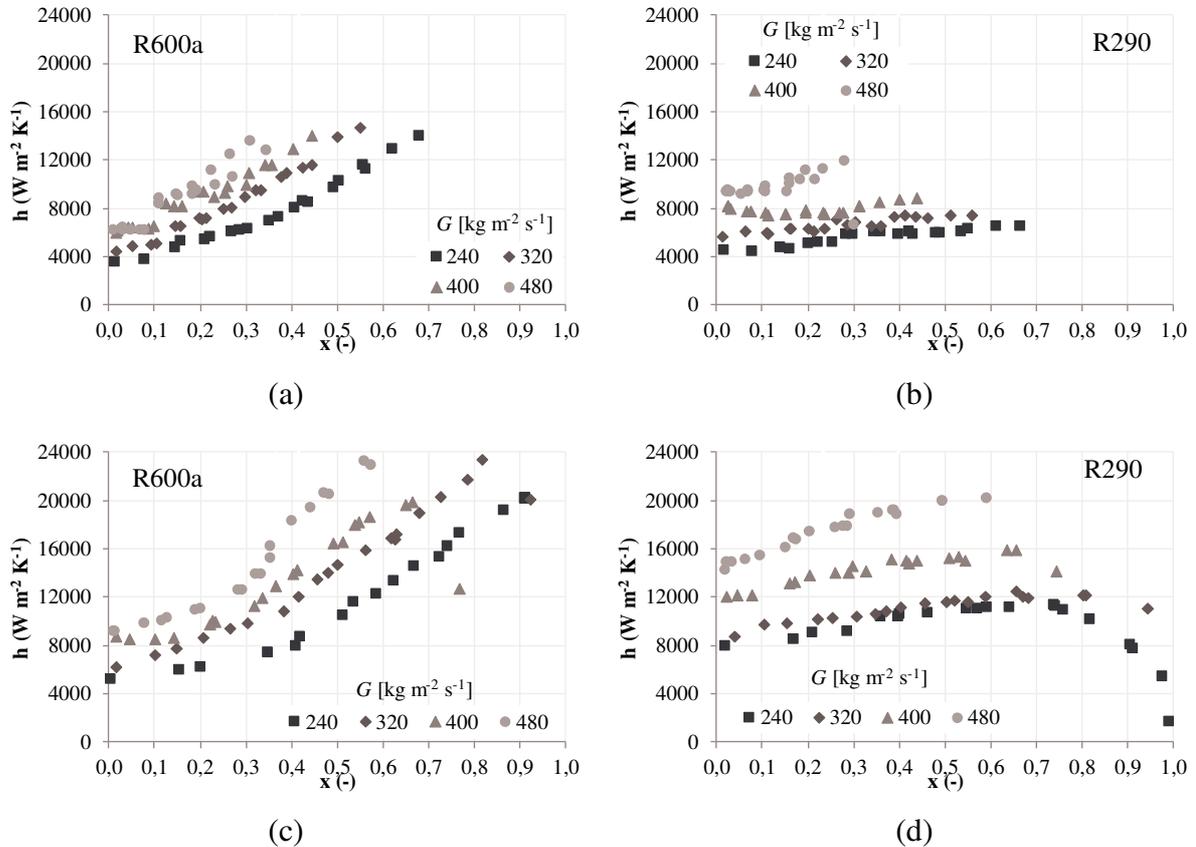


Figura 4.12 – Influência do fluxo de massa no coeficiente de transferência de calor: (a)  $q''_{st} = 20 \text{ kW m}^{-2}$ , R600a; (b)  $q''_{st} = 20 \text{ kW m}^{-2}$ , R290; (c)  $q''_{st} = 60 \text{ kW m}^{-2}$ , R600a; (d)  $q''_{st} = 60 \text{ kW m}^{-2}$ , R290.

#### 4.2.4 Perda de pressão

O comportamento da perda de pressão por atrito é mostrado nos gráficos da Fig. (4.13) para ambos os fluidos em diferentes condições de fluxo de massa. Para todas as condições experimentais testadas, o R600a apresenta gradientes de perda de pressão superiores aos encontrados no R290, o que é um resultado esperado, visto que o isobutano apresenta viscosidade de líquido e massa específica de líquido maiores, 52,3% e 11,7%, respectivamente, conforme dados da Tab. (4.5). Além disso, os gráficos mostram que a diferença nos valores do gradiente de perda de pressão, para um valor fixo de  $x$ , aumenta conforme aumenta  $G$ , e para ambos os fluidos o gradiente aumenta com o aumento do título, comportamento que também foi encontrado por Copetti *et al.* (2011), Wang *et al.* (2014), Yang *et al.* (2017), entre outros.

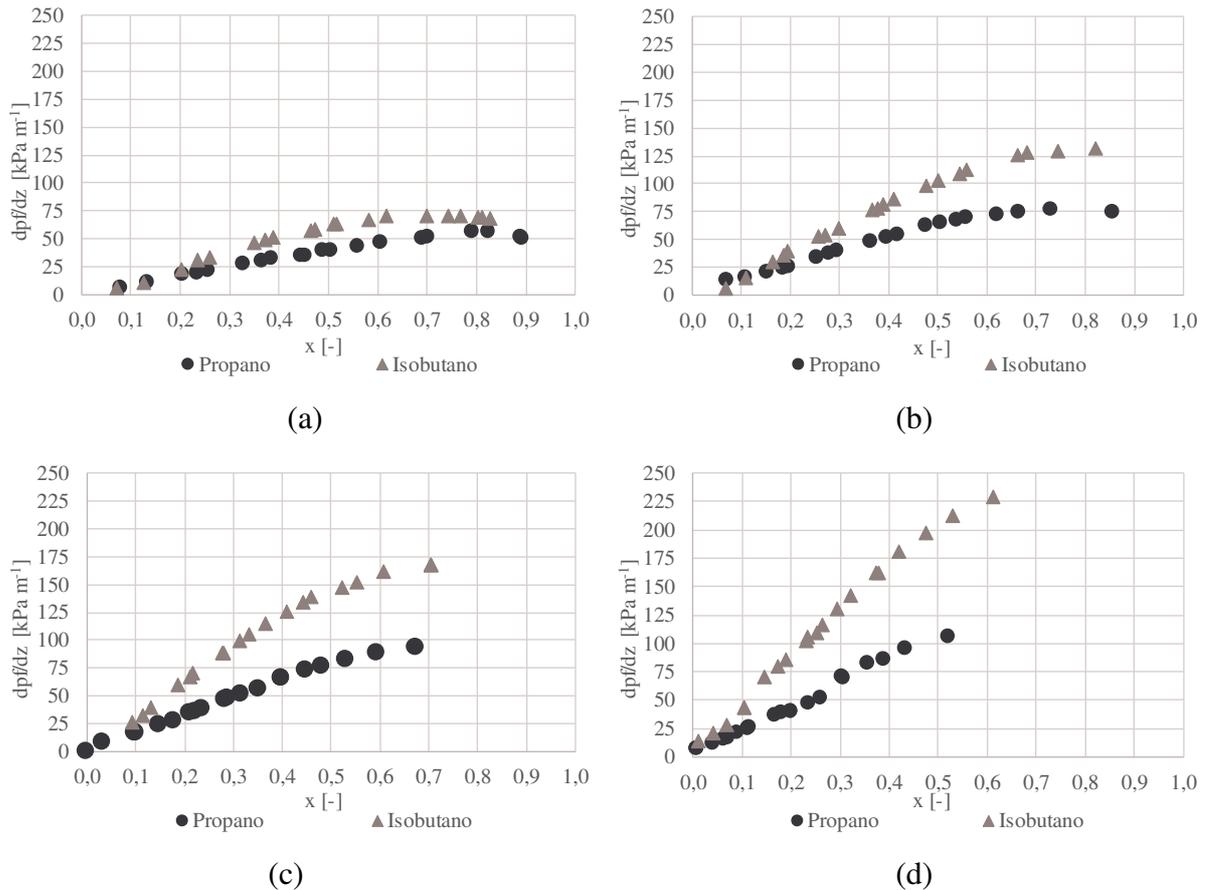


Figura 4.13 – Comparação da perda de pressão por atrito para o R290 e o R600a: (a)  $G = 200 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ; (b)  $G = 320 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ; (c)  $G = 400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ; (d)  $G = 480 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

### 4.3 Influência do diâmetro do canal na ebulição do R600a

#### 4.3.1 Padrões de escoamento

Foram calculados os números de confinamento,  $Co$ , conforme Eq. (2.1), para os canais de 1,0 e 2,6 mm e encontraram-se  $Co = 1,36$  e  $Co = 0,52$ , respectivamente. Considerando-se o critério de  $Co > 0,5$  para a transição da macro para a microescala, se verifica que o canal de 1,0 mm pode ser considerado como um escoamento em microcanal, já o canal de 2,6 mm encontra-se muito próximo do limiar. Esta diferença, embora pequena, acaba refletindo nos padrões de escoamento e no  $h$ .

A Fig. (4.14) apresenta os padrões de escoamento encontrados nos dois diâmetros, sob a condição de  $G = 188 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  e  $q''_{st} = 28$  e  $56 \text{ kW m}^{-2}$ , com diferentes títulos de entrada,  $x_{ent}$ . É possível observar a ocorrência da estratificação da fase líquida no canal de 2,6 mm, no entanto, para ambos os diâmetros, é possível observar a predominância do padrão de escoamento anular.

Nos testes realizados com o tubo de 2,6 mm, escoamento com bolhas pequenas e alongadas (*plug*) foram identificados apenas para condições específicas de baixos títulos e logo os padrões evoluíram para *slug/churn* e anular. Além disso, não foi verificada a secagem total da parede, embora em alguns testes este fenômeno tenha iniciado. Nos testes com o canal de 1,0 mm a secagem foi verificada em algumas condições ( $G=188 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ,  $q''_{st} = 28 \text{ kW m}^{-2}$  e  $x = 0,98$  e  $G= 282 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ,  $q''_{st} = 56 \text{ kW m}^{-2}$  e  $x = 0,95$ ). Alguns testes com altos fluxos de calor e baixos fluxos de massa não foram realizados devido ao superaquecimento da parede.

D = 1 mm					D = 2,6 mm				
G [kg m <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> ]	q'' <sub>st</sub> [kW m <sup>-2</sup> ]	x <sub>ent</sub> [-]	x <sub>sai</sub> [-]	Padrão	G [kg m <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> ]	q'' <sub>st</sub> [kW m <sup>-2</sup> ]	x <sub>ent</sub> [-]	x <sub>sai</sub> [-]	Padrão
188	28	0,05	0,52	Anular ondulado	188	28	0,06	0,18	Plug
188	28	0,23	0,68	Anular ondulado	188	28	0,20	0,33	Churn
188	28	0,39	0,84	Anular liso	188	28	0,28	0,41	Anular ondulado
188	28	0,54	0,98	Anular liso	188	28	0,47	0,6	Anular ondulado
188	56	0,03	0,91	Anular ondulado	188	56	0,06	0,31	Churn
188	56	0,17	1	Anular liso	188	56	0,18	0,40	Anular ondulado
188	56	0,29	1	Anular liso	188	56	0,20	0,43	Anular ondulado
188	56	-	-	-	188	56	0,47	0,72	Anular ondulado
Teste não realizado em decorrência do superaquecimento da parede do canal									

Figura 4.14 – Padrões de escoamento – Testes com R600a e  $G = 188 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$

A Fig. (4.15) compara os padrões em ambos os canais para duas condições similares de  $G$ ,  $q''_{st}$  e título de saída,  $x_{sai}$ . Os padrões de escoamento em ambos os canais ficaram bastante próximos, a única diferença visível foi que na condição com  $G = 188 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  e  $q''_{st} = 28 \text{ kW m}^{-2}$  o escoamento no canal de 2,6 mm foi mais turbulento e apresentou algumas golfadas de líquido no núcleo de vapor. A sua classificação foi definida como anular ondulado por apresentar baixa frequência destas golfadas, no entanto, este é um dos testes que se situam na transição entre os escoamentos *churn* e anular.

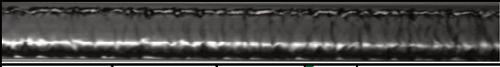
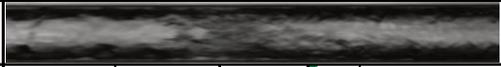
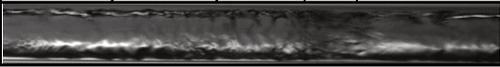
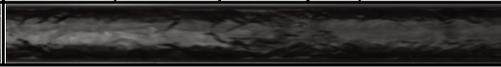
D = 1,0 mm					D = 2,6 mm				
G [kg m <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> ]	q <sup>''</sup> <sub>ST</sub> [kW m <sup>-2</sup> ]	x <sub>ent</sub> [-]	x <sub>sai</sub> [-]	Padrão	G [kg m <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> ]	q <sup>''</sup> <sub>ST</sub> [kW m <sup>-2</sup> ]	x <sub>ent</sub> [-]	x <sub>sai</sub> [-]	Padrão
188	28	0,23	0,68	Anular ondulado	188	28	0,47	0,60	Anular ondulado
									
282	28	0,14	0,46	Anular ondulado	280	28	0,30	0,39	Churn
									

Figura 4.15 – Comparação dos padrões obtidos nos diferentes canais para  $q'' = 28 \text{ kW m}^{-2}$ .

#### 4.3.2 Coeficiente de transferência de calor

Os coeficientes de transferência de calor obtidos nos testes com o canal de 1,0 mm foram ligeiramente superiores aos obtidos com o de 2,6 mm nas condições de menor aquecimento e fluxo de massa,  $q'' = 28 \text{ kW m}^{-2}$  e  $G = 188 \text{ kg m}^{-2}\text{s}^{-1}$ , conforme pode ser observado na Fig. (4.16a). Nesta condição, a diferença entre os valores obtidos está dentro da própria incerteza de medição, conforme se pode ver pelas barras de erro de cada ponto. No entanto, conforme o fluxo de calor e de massa aumentam, esta diferença tende a aumentar. A Fig. (4.16b) mostra o efeito do aumento do fluxo de calor, em relação a Fig. (4.16a) ( $q''_{ST} = 56 \text{ kW m}^{-2}$  e  $G = 188 \text{ kg m}^{-2}\text{s}^{-1}$ ). Também se verifica que neste caso para o  $D = 1 \text{ mm}$  o coeficiente  $h$  se mantém maior para toda a faixa de títulos. A Fig. (4.16c) apresenta o efeito do aumento do fluxo de massa,  $G = 282 \text{ kg m}^{-2}\text{s}^{-1}$ , para  $q''_{ST} = 56 \text{ kW m}^{-2}$ . A diferença do  $h$  se mantém em todo o intervalo de títulos de vapor obtido. É possível observar que no caso em que  $D = 1 \text{ mm}$  o  $h$  aumenta até aproximadamente  $x = 0,8$ . Não foi possível obter títulos de vapor elevados com o canal de 2,6 mm, comportamento que pode estar atribuído à baixa relação área de troca térmica / volume do canal.

As curvas  $h$  versus  $x$  apresentam comportamentos semelhantes nos três gráficos apresentados, o que significa que a variação de diâmetros de 1,0 para 2,6 mm não representa uma alteração significativa com relação à ordem de grandeza do tamanho do canal.

Xu *et al.* (2016) analisaram a transferência de calor na ebulição com convecção forçada do R134a no interior de canais com 1,0; 2,2 e 4,1 mm de diâmetro, sob condições experimentais de  $185 < G < 935 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ,  $18 < q'' < 35,5$  e  $0,003 < x < 1$ , eles também encontraram os maiores coeficientes de transferência de calor para os menores canais.

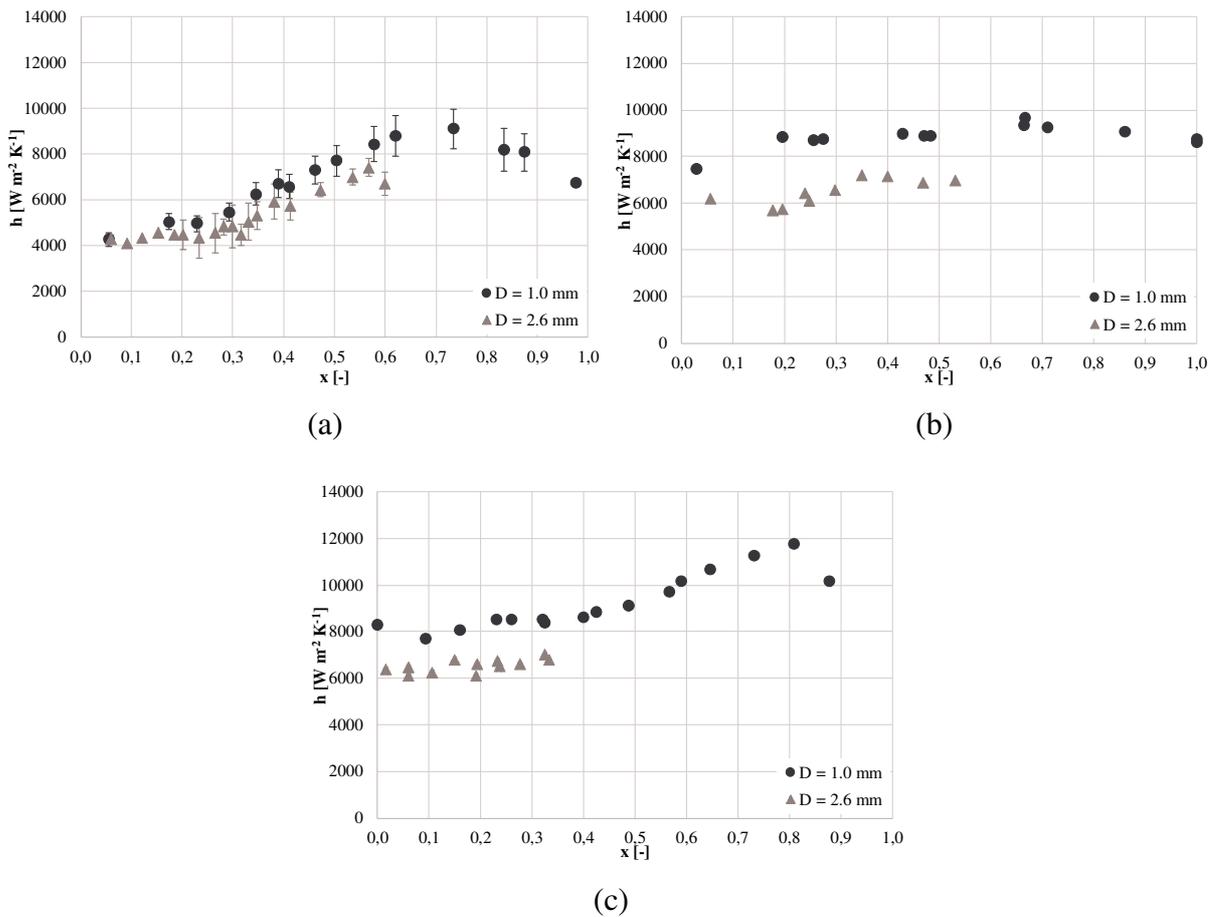


Figura 4.16 – Influência do diâmetro do canal no coeficiente de transferência de calor para:  
 (a)  $G = 188 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ;  $q''_{ST} = 28 \text{ kW}$ ; (b)  $G = 188 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ;  $q''_{ST} = 56 \text{ kW}$ ;  
 (c)  $G = 282 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ;  $q''_{ST} = 56 \text{ kW}$

Outros trabalhos que encontraram comportamentos semelhantes foram os de Kanizawa *et al.* (2016), Ozawa *et al.* (2010) e Choi *et al.* (2007). Kanizawa *et al.* (2016) avaliaram canais de 0,38; 1,0 e 2,32 mm e encontraram valores muito próximos de  $h$  nos canais de 1,0 e 2,32 mm, a diferença mais significativa foi encontrada no canal de 0,38 mm, sendo que na condição  $G = 300 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  e  $T_{sat} = 32^\circ\text{C}$ , para o fluido R245fa, o canal de 0,38 mm forneceu um  $h$  114% maior do que os obtidos no canal de 2,32 mm. No trabalho de Choi *et al.* (2007), os autores encontraram, para  $G = 500 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ,  $q''_{st} = 10 \text{ kW m}^{-2}$ ,  $T_{sat} = 10^\circ\text{C}$ , com R22 e diâmetros de 1,5 e 3,0 mm, valores de  $h$  em média 58% maiores para o canal de 1,5 mm.

#### 4.3.3 Perda de pressão

A Fig. (4.17) traz os resultados do gradiente de perda de pressão para quatro condições experimentais distintas, comparando o efeito da perda por atrito e por aceleração. As Figs.

(4.17a) e (4.17b) apresentam os resultados obtidos com o canal de  $D = 1,0$  mm, os fluxos de massa utilizados nestes testes foram de  $188$  e  $377$   $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$ , respectivamente. As Figs. (4.17c) e (4.17d) trazem os resultados obtidos com o canal de  $D = 2,6$  mm, com os mesmos fluxos de massa.

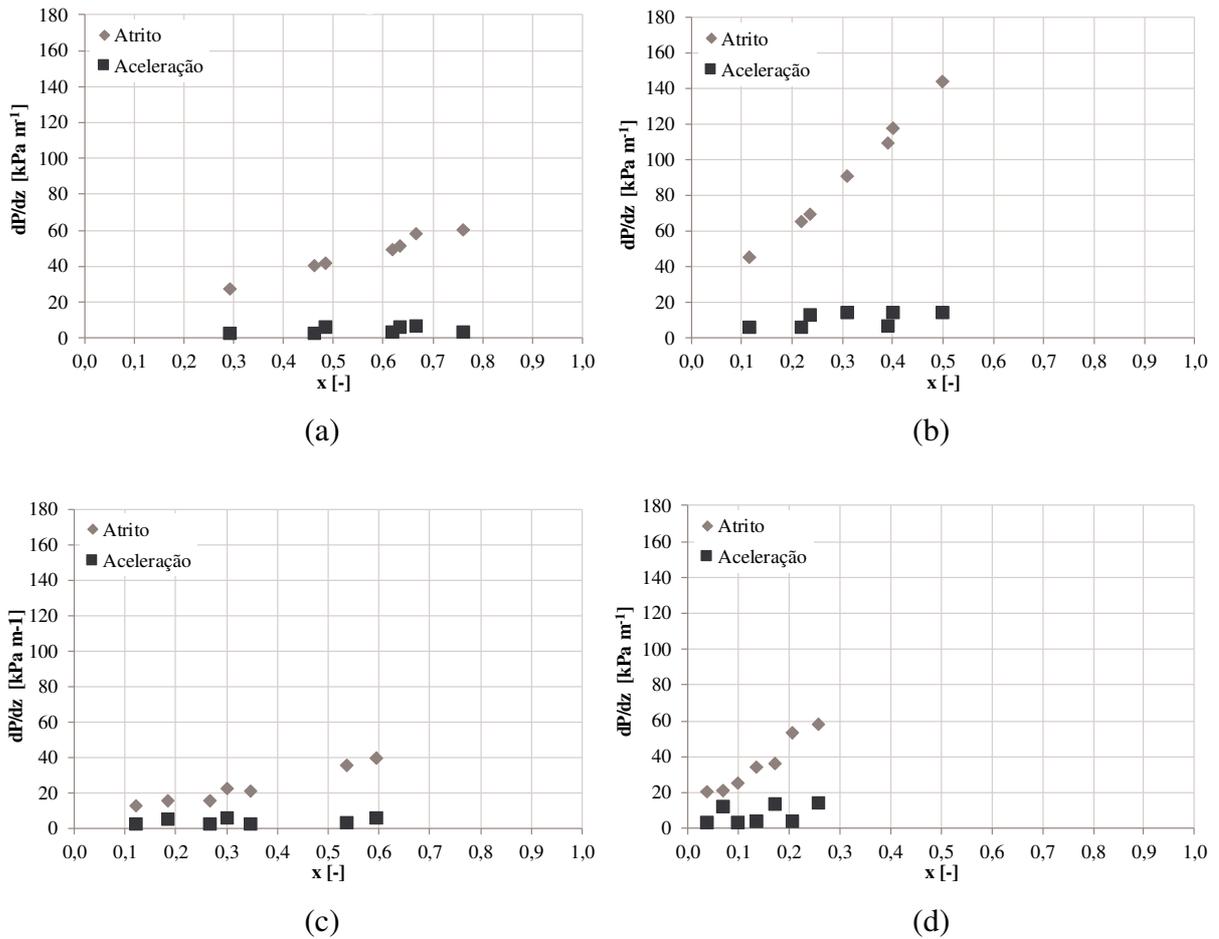


Figura 4.17 – Influência do diâmetro do canal no gradiente de perda de pressão para: (a) 1 mm,  $G = 188$   $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$ ; (b) 1 mm,  $G = 377$   $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$ ; (c) 2,6 mm,  $G = 188$   $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$ ; (d) 2,6 mm,  $G = 377$   $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$

Através da comparação destes gráficos da Fig. (4.17), se verifica que os maiores gradientes de perda de pressão ocorreram com o maior  $G$  e o menor  $D$ . Este resultado já era esperado, visto que maiores fluxos de massa aumentam o atrito existente na interface fluido-superfície, além disso, o aumento do  $G$  aumenta a turbulência. Com relação ao diâmetro, os maiores gradientes de perda de pressão estão relacionados com a maior relação área de contato / volume do canal presente no canal de 1,0 mm.

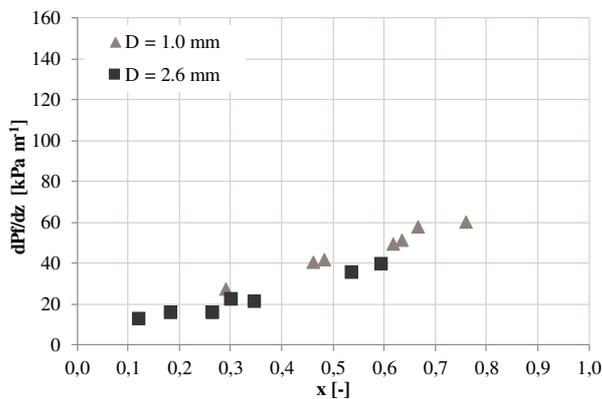
Complementando a análise das figuras, a Tab. (4.7) apresenta o impacto das componentes da aceleração e do atrito na queda de pressão total. É possível observar que a

queda de pressão por aceleração é mais significativa no maior canal, apresentando um peso relativo de aproximadamente 20% na queda de pressão total, este percentual cai para menos de 10% no canal de 1 mm. Além disso, é possível observar que o aumento do  $G$  provoca o aumento da contribuição relativa da queda de pressão por aceleração, conforme predito pelo modelo da Eq. (3.15).

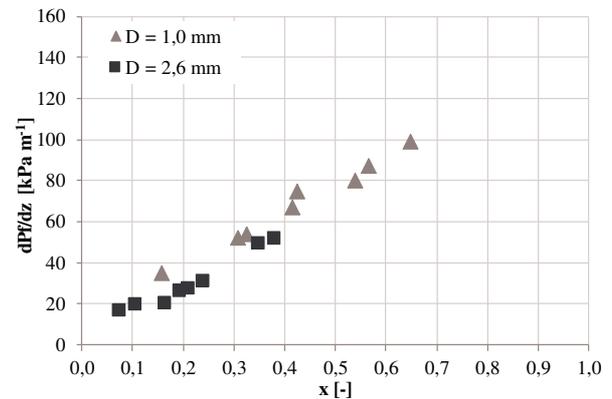
Tabela 4.7 – Contribuição relativa de cada componente de queda de pressão

G [kg m <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> ]	componente	D [mm]	
		1.0	2.6
188	aceleração [%]	9.1	17.2
	atrito [%]	90.9	82.8
282	aceleração [%]	9.1	19.4
	atrito [%]	90.9	80.6
377	aceleração [%]	9.9	20.4
	atrito [%]	90.1	79.6

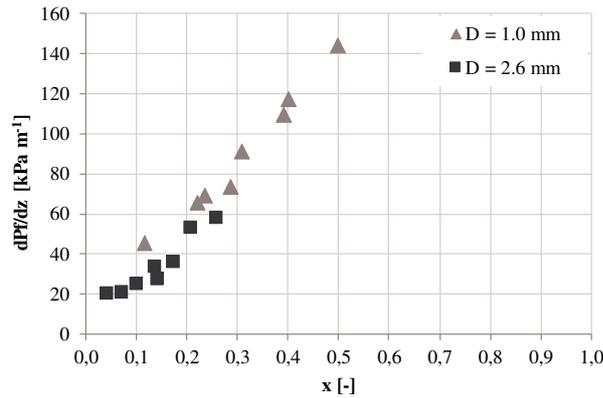
A Fig. (4.18) traz o efeito do diâmetro do canal no gradiente de perda de pressão por atrito, considerando três condições de  $G$ . As perdas de pressão por atrito para o canal menor foram superiores em percentuais que variam em função do  $G$ , 33% para  $G = 188 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , 31% para  $G = 282 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  e 42% para  $G = 377 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .



(a)



(b)



(c)

Figura 4.18 – Influência do diâmetro do canal no gradiente de perda de pressão por atrito para: (a)  $G = 188 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ; (b)  $G = 282 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ; (c)  $G = 377 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$

#### 4.4 Influência do fluxo de calor, do fluxo de massa e da temperatura de saturação na ebulição do R600a em canal de 1mm de diâmetro

Inicialmente, avaliou-se o comportamento da temperatura da superfície externa do canal da seção de teste, vale lembrar que as temperaturas de superfície externa são medidas em cinco posições ao longo do comprimento e em duas posições radiais, conforme Fig. (3.2).

Na Fig. (4.19) é apresentado o comportamento da temperatura da parede sob diferentes condições de temperatura de saturação,  $T_{sat}$ , fluxo de massa,  $G$ , e fluxo de calor,  $q''$ . É possível observar que a temperatura de parede tende a cair conforme a espessura da película de líquido diminui. No entanto, ao se atingir o ponto de secagem, a temperatura sobe abruptamente. A maior diferença entre as temperaturas inferior e superior, de  $3,97 \text{ }^\circ\text{C}$ , ocorreu na posição 5 do teste com  $G = 320 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ,  $T_{sat} = 20^\circ\text{C}$ ,  $q''_{st} = 60 \text{ kW m}^{-2}$  e  $x_{ent} = 0,56$ , Fig. (4.19b). A segunda maior variação, de  $2 \text{ }^\circ\text{C}$ , também na posição 5, ocorreu no teste com  $G = 240 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ,  $T_{sat} = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $q''_{st} = 60 \text{ kW m}^{-2}$  e  $x_{ent} = 0,29$ . Essas variações se devem à secagem esporádica da superfície do canal, onde a temperatura sobe abruptamente, por um curto espaço de tempo, enquanto encontra-se seca. Assim, como a secagem é mais crítica na última posição de coleta de dados, a média das temperaturas inferior e superior nesta posição pode apresentar variações mais significativas. Nos testes que apresentaram um comportamento mais suave na variação da temperatura da parede (sem atingir a secagem), esta diferença ficou entre  $0,1$  e  $0,6^\circ\text{C}$ , valores que ficaram próximos da incerteza do termopar de  $0,25 \text{ }^\circ\text{C}$ .

Como a tensão superficial do escoamento suplanta o efeito da gravidade em canais de diâmetro reduzido, isto explica a inobservância do padrão estratificado em microcanais.

Assim sendo, a secagem de parede não possui uma posição prioritária para ocorrer, podendo ocorrer igualmente nas posições inferior e superior do canal. Isto é, ora a secagem acontece na parte inferior, elevando abruptamente a temperatura desta região do canal, ora acontece na parte superior, elevando a temperatura desta. De modo que, ao se calcular a média das temperaturas superior e inferior numa posição axial onde esteja acontecendo a secagem de parede, a posição de maior temperatura pode tanto ser a superior quanto a inferior, sem a existência de uma prioridade. Esta singularidade no comportamento das temperaturas superior e inferior durante a secagem pode ser notada nas posições 4 e 5 da Fig. 4.18b. Neste figura, a temperatura maior na posição 4 encontra-se na parte superior do canal, comportamento que se inverte na posição 5, onde a temperatura maior está na parte inferior.

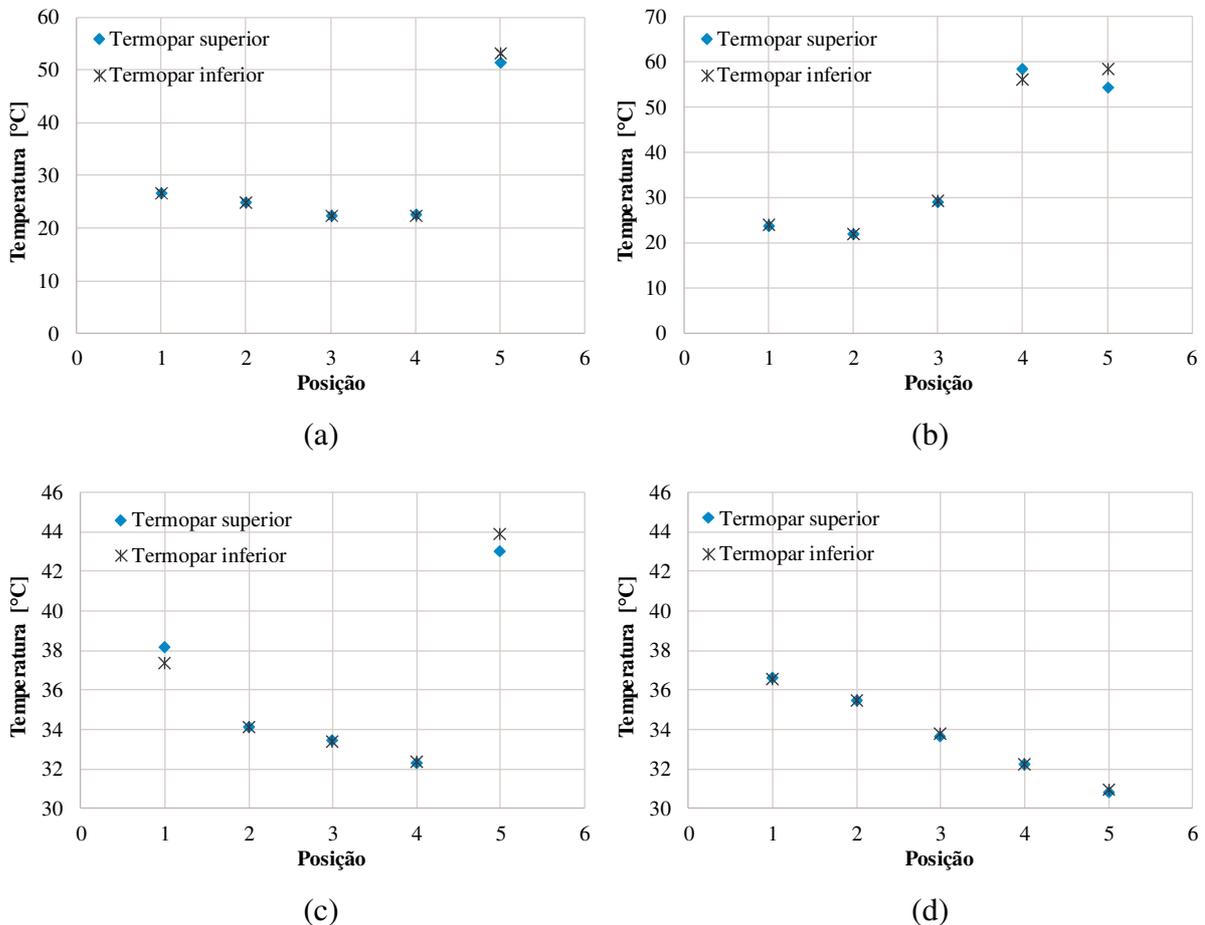


Figura 4.19 – Comportamento da temperatura de superfície externa ao longo da ST: (a)  $G = 240 \text{ kg m}^{-2}\text{s}^{-1}$ ,  $T_{sat} = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $q''_{st} = 60 \text{ kWm}^{-2}$  e  $x_{ent} = 0,29$  (b)  $G = 320 \text{ kg m}^{-2}\text{s}^{-1}$ ,  $T_{sat} = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $q''_{st} = 60 \text{ kWm}^{-2}$  e  $x_{ent} = 0,56$ ; (c)  $G = 240 \text{ kg m}^{-2}\text{s}^{-1}$ ,  $T_{sat} = 30 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $q''_{st} = 60 \text{ kWm}^{-2}$  e  $x_{ent} = 0,15$ ; (d)  $G = 480 \text{ kg m}^{-2}\text{s}^{-1}$ ,  $T_{sat} = 30 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $q''_{st} = 40 \text{ kWm}^{-2}$  e  $x_{ent} = 0,13$ .

#### 4.4.1 Transferência de calor

Os gráficos da Fig. (4.20) apresentam o efeito do fluxo de calor no coeficiente de transferência de calor para duas temperaturas de saturação.

Conforme pode ser observado nas Figs. (4.20a) e (4.20b), para um fluxo de massa fixo ( $G=240 \text{ kg m}^{-2}\text{s}^{-1}$ ), conforme aumenta-se  $q''$ , aumenta-se também o  $h$ , em ambas as condições de saturação ( $T_{sat}=20^\circ\text{C}$  e  $30^\circ\text{C}$ , respectivamente) e em todas as faixas de título. Para títulos próximos de 1, o coeficiente diminui, indicando a condição de secagem.

Com o aumento do fluxo de massa ( $G=320 \text{ kg m}^{-2}\text{s}^{-1}$ ) mostrado nas Figs. (4.21a) e (4.21b), as maiores diferenças se encontram na região de baixo título, onde o mecanismo de transferência de calor dominante é a ebulição nucleada. Este mesmo comportamento foi encontrado por Yang *et al.* (2017). Conforme o título aumenta ( $x > 0,3$ ), o efeito do fluxo de calor diminui, isto é, na região onde a ebulição convectiva tem o predomínio da transferência de calor as curvas tendem a convergir para uma única curva.

A Fig. (4.21b), para a maior  $T_{sat} = 30^\circ\text{C}$ , mostra que as curvas convergem para uma única curva, que apresenta um comportamento crescente de  $h$  em função do título. Este comportamento também foi encontrado por Oliveira *et al.* (2016) e Sempertégui-Tápia e Ribatski (2017). Com o aumento do título e, com ele, da velocidade do escoamento bifásico, a ebulição convectiva passa a ter um papel predominante na transferência de calor, resultando em uma aparente independência do  $h$  com relação ao  $q''_{st}$ .

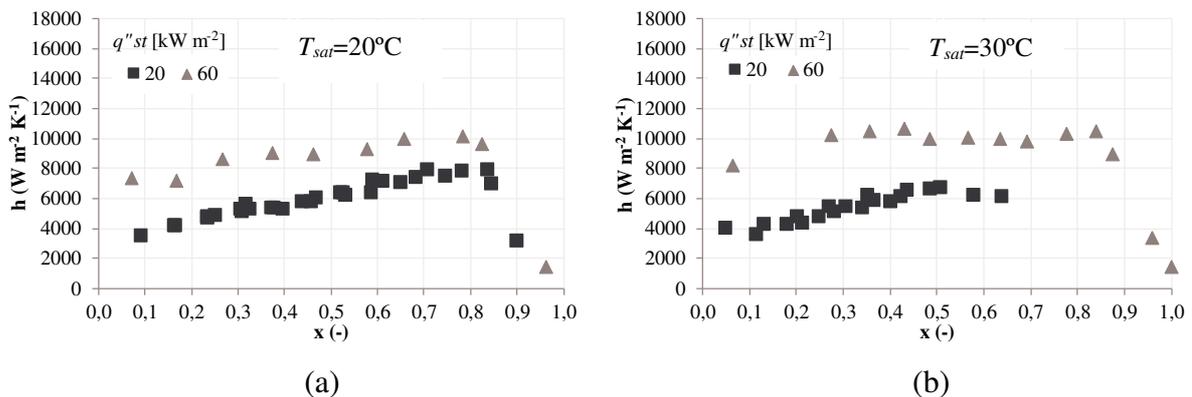


Figura 4.20 - Influência do fluxo de calor no coeficiente de transferência de calor para  $G = 240 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  e (a)  $T_{sat} = 20^\circ\text{C}$ ; (b)  $T_{sat} = 30^\circ\text{C}$ .

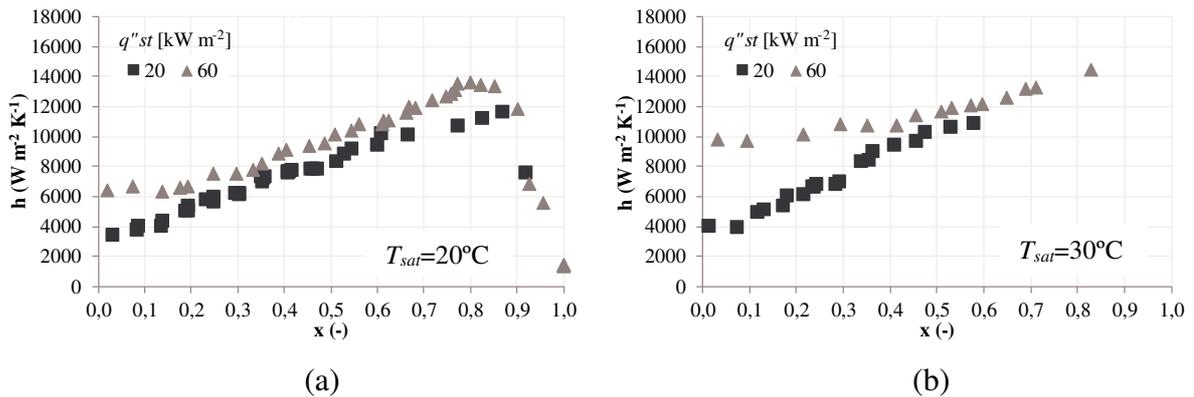


Figura 4.21 – Influência do fluxo de calor no coeficiente de transferência de calor para  $G = 320 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  e (a)  $T_{\text{sat}} = 20^\circ\text{C}$ ; (b)  $T_{\text{sat}} = 30^\circ\text{C}$ .

A influência do fluxo de massa,  $G$ , sobre o coeficiente de transferência de calor,  $h$ , para um fluxo de calor fixo de  $40 \text{ kW m}^{-2}$ , pode ser vista na Fig. (4.22). É possível observar que na menor temperatura de saturação ( $T_{\text{sat}} = 20^\circ\text{C}$ ), Fig. (4.22a), o aumento de  $G$  não apresenta influência significativa no  $h$  nas regiões de baixos e médios títulos ( $x < 0,7$ ). No entanto, ao se atingir altos títulos e o domínio da ebulição convectiva, se observa uma pequena antecipação no título de secagem na curva de  $240 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Conforme se aumenta a temperatura de saturação para  $30^\circ\text{C}$ , (Fig. 4.22b), fica evidente a forte influência do  $G$ , em toda a faixa de títulos. Aparentemente, ao se alterar a temperatura de saturação de  $20$  para  $30^\circ\text{C}$ , altera-se também o mecanismo de transferência de calor dominante, isto é, em  $T_{\text{sat}} = 20^\circ\text{C}$  nota-se que a influência do  $G$  é ínfima, o que pode ser um indício de que o mecanismo de transferência de calor dominante seja a ebulição nucleada, já para a condição de  $T_{\text{sat}} = 30^\circ\text{C}$ , a influência significativa de  $G$  pode indicar que a ebulição convectiva se torna o mecanismo de transferência de calor dominante.

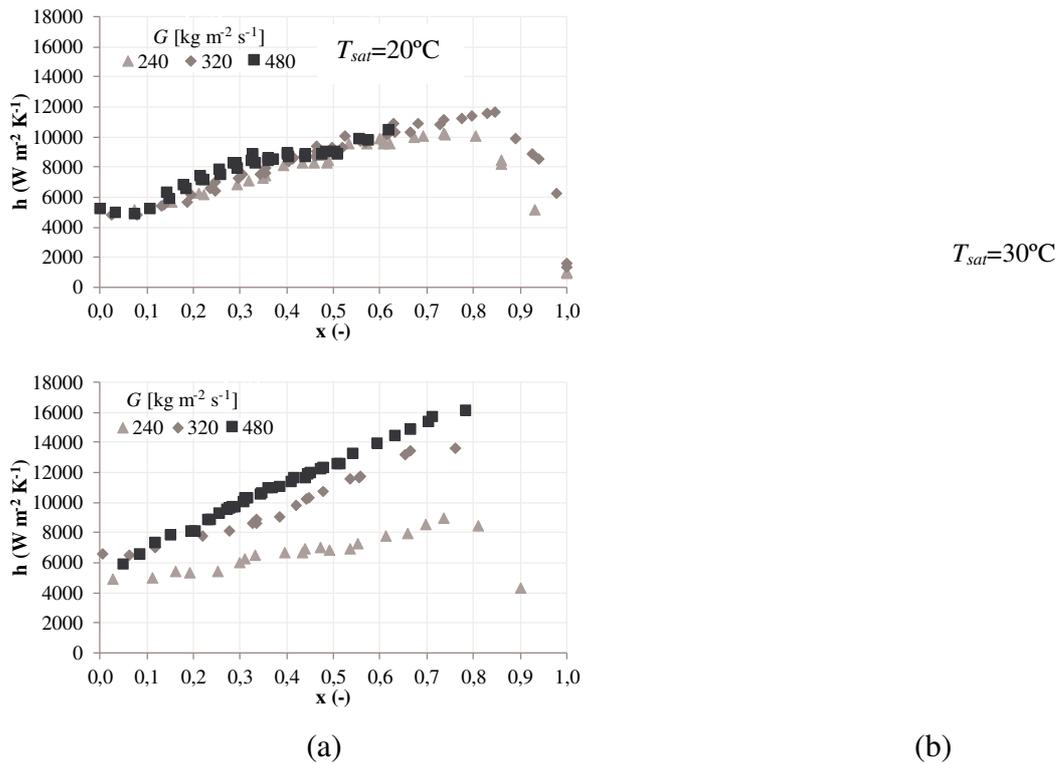


Figura 4.22 – Influência do fluxo de massa no coeficiente de transferência de calor para  $q''_{st} = 40 \text{ kW m}^{-2}$  e (a)  $T_{sat} = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ ; (b)  $T_{sat} = 30 \text{ }^\circ\text{C}$ .

Charnay *et al.* (2015a), em seus estudos sobre a ebulição do R245fa em altas temperaturas, encontraram diferenças na influência do  $G$  sobre o  $h$ . Os autores verificaram que, na temperatura de saturação de  $60^\circ\text{C}$ , os maiores coeficientes de transferência de calor foram obtidos para as maiores condições de  $G$ . Quando a temperatura de saturação aumenta para  $120^\circ\text{C}$ , essa influência do  $G$  sobre o  $h$  inverte, ou seja, o coeficiente de transferência de calor apresentou os seus menores valores nos altos fluxos de massa.

A Fig. (4.23) mostra a influência da temperatura de saturação sobre o coeficiente de transferência de calor. Como está nitidamente exposto nos quatro gráficos apresentados, a  $T_{sat}$  possui uma influência relevante no coeficiente  $h$ . No entanto, mesmo que em ambos os gráficos o  $h$  aumente com o incremento de  $T_{sat}$ , vê-se diferentes comportamentos em cada gráfico. Em (4.23a), a diferença entre os coeficientes parece manter um comportamento constante ao longo do intervalo de títulos. A Fig. (4.24) traz as imagens dos padrões de escoamento encontrados nos testes da Fig. (4.23a). Conforme pode ser visto, não há uma mudança muito significativa nos padrões de escoamento nestas condições, no entanto, percebe-se que o escoamento a  $20^\circ\text{C}$  desenvolve-se mais rapidamente para o anular liso, aparentando ter uma camada de líquido menos espessa. Já em (4.23b) vê-se uma maior

influência de  $T_{sat}$  na região de baixos títulos ( $x < 0,3$ ), onde a nucleação, o crescimento e o desprendimento de bolhas são significativos no processo de transferência de calor.

Com o aumento do  $G$ , aumenta-se a influência da convecção forçada na transferência de calor, o que significa que, em valores elevados de  $G$ , pressupõem-se que a nucleação de bolhas e o seu eventual desprendimento cedam importância à convecção forçada, onde o calor deixa de ser transferido majoritariamente pela dinâmica das bolhas e passa a ser gerido pela ebulição convectiva. Assim, é esperado que, em condições de altos valores de  $G$  e baixos fluxos de calor, a maior influência seja observada nas regiões de domínio da convecção forçada, isto é, nas regiões de médio e alto títulos ( $x > 0,3$ ). Todavia, ao se aumentar o fluxo de calor, a ebulição nucleada passa a representar um papel importante na transferência de calor, mesmo na região de  $x > 0,3$ , assim, a grande influência vista nesta região na Fig. (4.23c) se torna menos significativa na Fig. (4.23d).

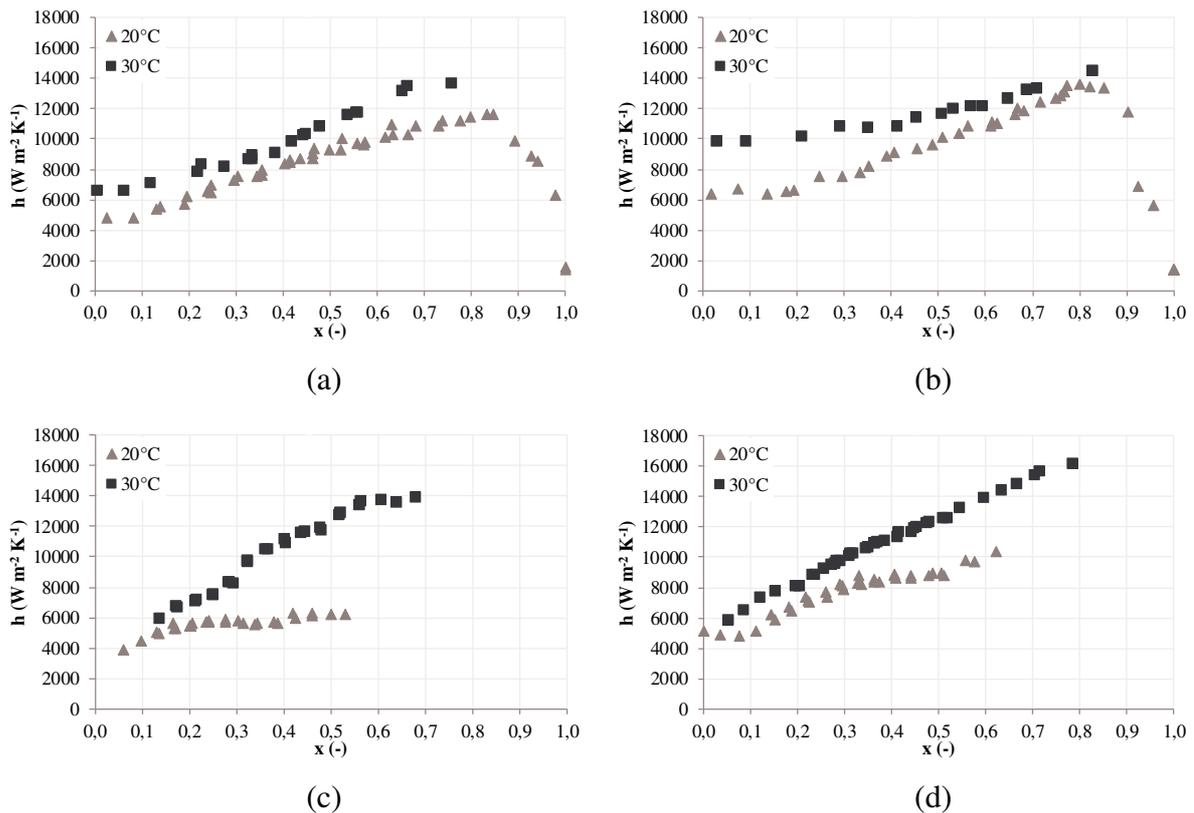


Figura 4.23 – Influência da temperatura de saturação no coeficiente de transferência de calor: (a)  $q''_{st} = 40 \text{ kW m}^{-2}$ ,  $G = 320 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ; (b)  $q''_{st} = 60 \text{ kW m}^{-2}$ ,  $G = 320 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ; (c)  $q''_{st} = 20 \text{ kW m}^{-2}$ ,  $G = 480 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ; (d)  $q''_{st} = 40 \text{ kW m}^{-2}$ ,  $G = 480 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$

T <sub>sat</sub> = 20°C					T <sub>sat</sub> = 30°C				
G [kg m <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> ]	q'' <sub>ST</sub> [kW m <sup>-2</sup> ]	x <sub>ent</sub> [-]	x <sub>sai</sub> [-]	Padrão	G [kg m <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> ]	q'' <sub>ST</sub> [kW m <sup>-2</sup> ]	x <sub>ent</sub> [-]	x <sub>sai</sub> [-]	Padrão
320	40	0,03	0,44	Anular ondulado	320	40	0,02	0,42	Anular ondulado
320	40	0,14	0,56	Anular ondulado	320	40	0,13	0,54	Anular ondulado
320	40	0,25	0,66	Anular ondulado	320	40	0,24	0,65	Anular ondulado
320	40	0,36	0,77	Anular liso	320	40	0,33	0,76	Anular liso

Figura 4.24 – Padrões de escoamento  $G = 320 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ,  $q''_{st} = 40 \text{ kW m}^{-2}$

A Fig. (4.25) mostra as imagens dos testes referentes à condição da Fig. (4.23c). Os padrões novamente não apresentaram grandes diferenças, no entanto, a espessura da camada de líquido parece ser menor na condição de  $T_{sat} = 20^\circ\text{C}$ . Ao analisar a Tab. (4.8) percebemos que as razões  $\rho_v/\rho_l$  e  $\mu_v/\mu_l$  são maiores para a condição de  $T_{sat} = 30^\circ\text{C}$  o que resulta em um maior título de transição CB/A, conforme nos mostra o modelo de Ong e Thome (2011), Eq. 2.26, o que pode explicar a maior tendência ao anular vista na figura.

T <sub>sat</sub> = 20°C					T <sub>sat</sub> = 30°C				
G [kg m <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> ]	q'' <sub>ST</sub> [kW m <sup>-2</sup> ]	x <sub>ent</sub> [-]	x <sub>sai</sub> [-]	Padrão	G [kg m <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> ]	q'' <sub>ST</sub> [kW m <sup>-2</sup> ]	x <sub>ent</sub> [-]	x <sub>sai</sub> [-]	Padrão
480	20	0,12	0,28	Anular ondulado	480	20	0,11	0,25	Churn
480	20	0,33	0,50	Anular ondulado	480	20	0,33	0,48	Anular ondulado
480	20	0,47	0,64	Anular ondulado	480	20	0,45	0,60	Anular ondulado

Figura 4.25 – Padrões de escoamento  $G = 480 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ,  $q''_{st} = 20 \text{ kW m}^{-2}$

A Tab. (4.8) mostra algumas propriedades relativos aos dados que deram origem aos gráficos da Fig. (4.25). É importante salientar que as temperaturas de 20 e 30°C são as médias globais de todos os testes propostos no trabalho. Assim a tabela apresenta as temperaturas de saturação média para cada condição experimental específica.

Conforme a temperatura de saturação aumenta, a tensão superficial,  $\sigma$ , diminui o que acarreta a redução do diâmetro de desprendimento de bolha, conforme Eq. (2.4), favorecendo assim a nucleação de bolhas e, por consequência, a transferência de calor por ebulição nucleada.

Outros autores que utilizaram o R600a e que encontraram um comportamento semelhante, isto é, o aumento no  $h$  com o incremento de  $T_{sat}$ , foram: Anwar *et al.* (2015), com temperaturas de saturação de 27 e 32°C; Sempértegui-Tapia e Ribastski (2017), que também avaliaram a ebulição dos fluidos R134a, R1234ze(E) e R1234yf, com temperaturas de 31 e 41°C; e Yang *et al.* (2017) com temperaturas de 9 e 31°C.

Brignoli *et al.* (2017) apontam que as propriedades termofísicas mais importantes na transferência de calor na convecção forçada são a massa específica de vapor e a condutividade térmica de líquido, onde ao aumentar-se tais propriedades, aumenta-se também a transferência de calor. As correlações apresentadas na seção 3.3.3 mostram que a condutividade térmica do líquido,  $k_l$ , influi diretamente no  $h$ , diferentemente de outras propriedades como Prandtl, massa específica de líquido,  $\rho_l$ , e viscosidade,  $\mu_l$ , por exemplo, que estão elevadas em expoentes menores do que 1. A massa específica do vapor,  $\rho_v$ , também influi na velocidade do escoamento bifásico, e no número de Reynolds do escoamento e conforme a tabela aumenta com o aumento de  $T_{sat}$  em todas as condições experimentais analisadas. No entanto, a condutividade térmica de líquido,  $k_l$ , apresentou um comportamento variável com relação ao aumento da  $T_{sat}$ , isto é, ela aumentou em alguns testes e reduziu em outros.

Ainda avaliando o efeito das propriedades termofísicas, Prapainop e Suen (2012) verificaram que o aumento da  $\mu_l$  tende a reduzir o  $h$ . Como pode ser observado na Tab. (4.8) e na Fig. (4.23), os resultados encontrados no presente trabalho condizem com a afirmação dos autores. Tomando a condição de  $q''_{st} = 20 \text{ kWm}^{-2}$ ,  $G = 480 \text{ kg m}^{-2}\text{s}^{-1}$ , condições da Fig. (4.23c) como exemplo, têm-se que a  $\mu_l$  em 20°C é de  $1,78 \cdot 10^{-4} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ , e em 30°C é de  $1,63 \cdot 10^{-4} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ , representando uma variação de -8,8%. Esta redução do  $h$  com o aumento da viscosidade está ligada com o aumento da espessura da camada de líquido e, por consequência, da resistência térmica.

Tabela 4.8 – Propriedades termofísicas

$G$ [kg m <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> ]	$g''$ [kW m <sup>-2</sup> ]	$T_{aprox}$ [°C]	$T_{sat}$ [°C]	$\rho_l$ [kg m <sup>-3</sup> ]	$\rho_v$ [kg m <sup>-3</sup> ]	$Pr_l$ [-]	$k_l$ [W m <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> ]	$\mu_l$ [kg m <sup>-1</sup> s <sup>-1</sup> ]	$\mu_v$ [kg m <sup>-1</sup> s <sup>-1</sup> ]	$i_{lv}$ [J kg <sup>-1</sup> ]	$\sigma$ [N m <sup>-1</sup> ]
240	20	20	18,7	559,6	7,3	4,28	0,0918	0,000163	7,49E-06	337506	0,0107
		30	29,3	544,2	10,3	4,06	0,0874	0,000143	7,89E-06	329100	0,0094
		<b>30/20 [%]</b>	<b>56,9</b>	<b>-2,8</b>	<b>40,9</b>	<b>-5,09</b>	<b>-4,8</b>	<b>-12,5</b>	<b>5,3</b>	<b>-2,5</b>	<b>-12,8</b>
	40	20	19,1	561,2	7,0	4,43	0,0922	0,000166	7,45E-06	338902	0,0109
		30	28,2	544,8	10,2	4,07	0,1189	0,000144	7,87E-06	324637	0,0094
		<b>30/20 [%]</b>	<b>47,9</b>	<b>-2,9</b>	<b>44,6</b>	<b>-8,14</b>	<b>29,0</b>	<b>-13,3</b>	<b>5,6</b>	<b>-4,2</b>	<b>-13,6</b>
	60	20	18,5	562,2	6,9	4,32	0,0926	0,000166	7,42E-06	339774	0,0113
		30	28,2	545,2	10,1	4,07	0,0876	0,000144	7,86E-06	325015	0,0096
		<b>30/20 [%]</b>	<b>52,5</b>	<b>-3,0</b>	<b>46,9</b>	<b>-5,69</b>	<b>-5,3</b>	<b>-13,3</b>	<b>5,9</b>	<b>-4,3</b>	<b>-15,3</b>
320	20	20	22,7	552,4	8,6	4,17	0,0897	0,000153	7,67E-06	377369	0,0101
		30	28,4	544,2	10,3	4,06	0,0874	0,000143	7,88E-06	324164	0,0094
		<b>30/20 [%]</b>	<b>25,2</b>	<b>-1,5</b>	<b>19,3</b>	<b>-2,66</b>	<b>-2,6</b>	<b>-6,8</b>	<b>2,8</b>	<b>-14,1</b>	<b>-7,1</b>
	40	20	22,9	552,5	8,6	4,17	0,0897	0,000153	7,67E-06	331397	0,0101
		30	28,3	543,4	10,5	4,05	0,0871	0,000142	1,08E-05	323376	0,0093
		<b>30/20 [%]</b>	<b>23,6</b>	<b>-1,7</b>	<b>21,8</b>	<b>-2,92</b>	<b>-2,9</b>	<b>-7,4</b>	<b>40,6</b>	<b>-2,4</b>	<b>-7,9</b>
	60	20	22,6	554,1	8,3	4,19	0,0902	0,000156	2,28E-05	332836	0,0102
		30	28,0	543,0	10,6	4,04	0,0870	0,000142	7,87E-06	323039	0,0093
		<b>30/20 [%]</b>	<b>23,8</b>	<b>-2,0</b>	<b>27,2</b>	<b>-3,62</b>	<b>-3,5</b>	<b>-9,1</b>	<b>-65,5</b>	<b>-2,9</b>	<b>-9,6</b>
480	20	20	18,0	555,9	8,0	4,22	0,1137	0,000178	7,59E-06	334279	0,0104
		30	27,1	543,7	10,4	4,05	0,0860	0,000163	7,90E-06	323452	0,0093
		<b>30/20 [%]</b>	<b>50,3</b>	<b>-2,2</b>	<b>30,3</b>	<b>-3,98</b>	<b>-24,4</b>	<b>-8,8</b>	<b>4,1</b>	<b>-3,2</b>	<b>-10,4</b>
	40	20	20,7	547,2	8,2	4,20	0,1132	0,000157	1,82E-05	333221	0,0103
		30	27,3	543,6	10,4	4,05	0,1017	0,000142	7,90E-06	323570	0,0093
		<b>30/20 [%]</b>	<b>31,8</b>	<b>-0,7</b>	<b>27,0</b>	<b>-3,60</b>	<b>-10,1</b>	<b>-9,1</b>	<b>-56,7</b>	<b>-2,9</b>	<b>-9,5</b>
	60	20	19,2	562,2	6,9	4,32	0,0926	0,000166	7,42E-06	339774	0,0104
		30	27,5	544,2	10,3	4,06	0,1017	0,000143	7,89E-06	324093	0,0094
		<b>30/20 [%]</b>	<b>43,3</b>	<b>-3,2</b>	<b>50,8</b>	<b>-5,98</b>	<b>9,8</b>	<b>-14,0</b>	<b>6,2</b>	<b>-4,6</b>	<b>-9,5</b>

#### 4.4.2 Queda de pressão

A Fig (4.26) mostra os resultados do gradiente de pressão por aceleração e atrito para duas condições de fluxo de massa,  $G = 240$  e  $480$  kg m<sup>-2</sup>s<sup>-1</sup>, para ambas as temperaturas de saturação. É fácil observar que tanto o aumento do título como o aumento de  $G$  provocam o aumento da queda de pressão por atrito, pois as condições alteram o padrão de escoamento e a turbulência da mistura bifásica durante o escoamento. Da comparação entre os gráficos (a) e (c) observa-se que o aumento da temperatura de saturação reduziu o gradiente de queda de pressão por atrito em praticamente metade.

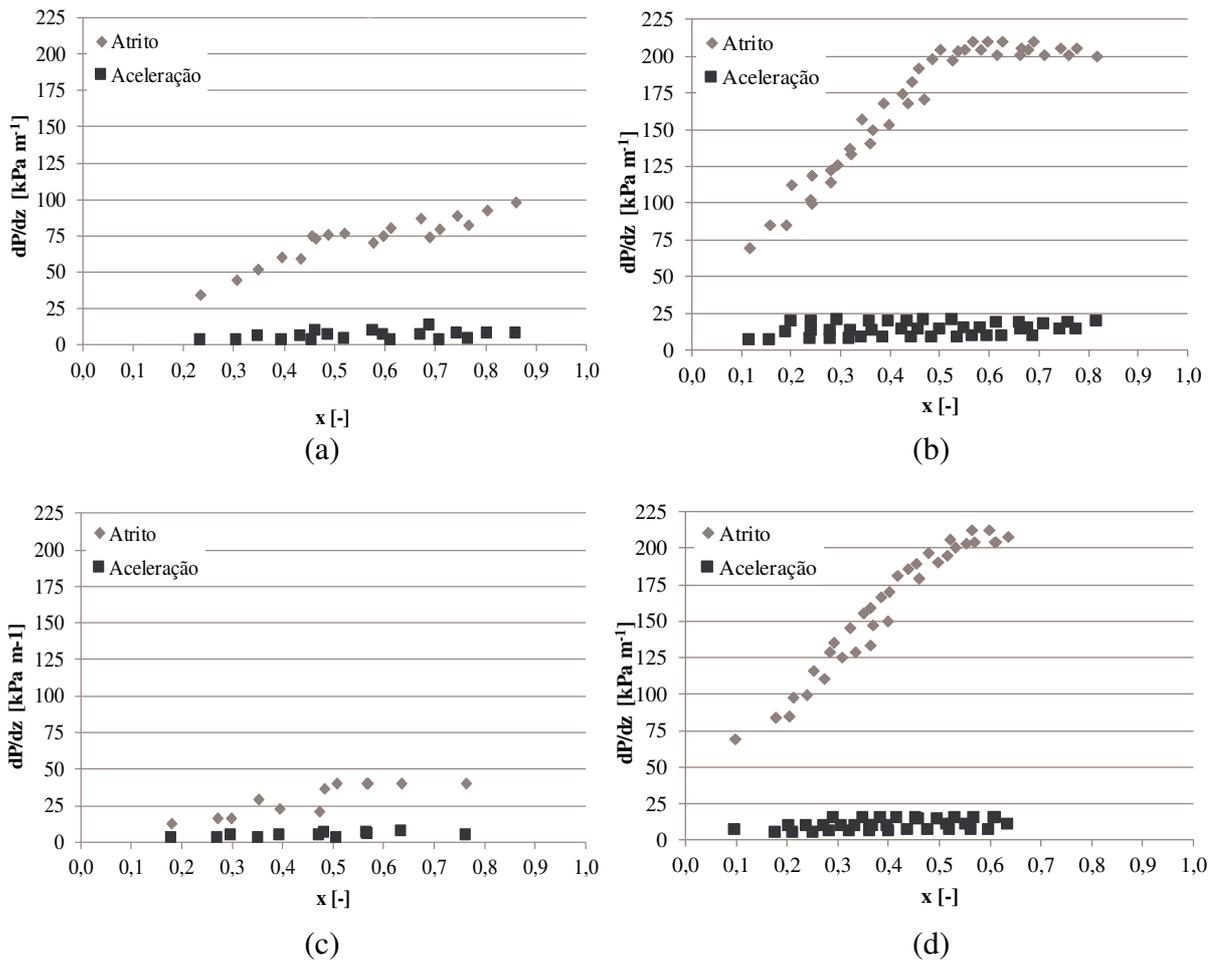


Figura 4.26 – Queda de pressão. (a)  $G = 240 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ,  $T_{sat} = 20^\circ\text{C}$ ; (b)  $G = 480 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ,  $T_{sat} = 20^\circ\text{C}$ ; (c)  $G = 240 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ,  $T_{sat} = 30^\circ\text{C}$ ; (d)  $G = 480 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  e  $T_{sat} = 30^\circ\text{C}$ , e  $q'' = 20, 40$  e  $60 \text{ kW m}^{-2}$ .

A Fig. (4.27) mostra o efeito da variação do título no padrão de escoamento. Nota-se que, para uma condição fixa de  $G$ , o aumento do título de saída leva ao padrão anular do escoamento e à uma redução da espessura da camada de líquido, até ao ponto de secagem de parede. A Fig. (4.28), por sua vez, ilustra o impacto da variação de  $G$  no padrão de escoamento, para uma condição semelhante de título de saída, o aumento do  $G$ , além de causar uma variação no padrão de escoamento, também provoca um aumento significativo na velocidade superficial das fases, Eqs. (2.6) e (2.7). O aumento das velocidades superficiais das fases nos testes da coluna de  $20^\circ\text{C}$  da Fig. (4.28), com  $G$  indo de  $240$  até  $480 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , chegou a  $112,7\%$  para a velocidade da fase líquida, de  $0,25 \text{ m s}^{-1}$  para  $0,54 \text{ m s}^{-1}$ , e  $111,6\%$  para a fase vapor, de  $11,90$  para  $25,17 \text{ m s}^{-1}$ , o que provocou o aumento significativo da perda de pressão por atrito.

T <sub>sat</sub> = 20°C					T <sub>sat</sub> = 30°C				
G [kg m <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> ]	q'' <sub>ST</sub> [kW m <sup>-2</sup> ]	x <sub>ent</sub> [-]	x <sub>sai</sub> [-]	Padrão	G [kg m <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> ]	q'' <sub>ST</sub> [kW m <sup>-2</sup> ]	x <sub>ent</sub> [-]	x <sub>sai</sub> [-]	Padrão
240	40	0,08	0,61	Anular ondulado	240	40	0,03	0,55	Anular ondulado
240	40	0,31	0,86	Anular liso	240	40	0,32	0,81	Anular liso
240	40	0,47	1,00	Secagem	240	40	0,49	1,00	Secagem

Figura 4.27 – Efeito da variação do título no padrão de escoamento

T <sub>sat</sub> = 20°C					T <sub>sat</sub> = 30°C				
G [kg m <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> ]	q'' <sub>ST</sub> [kW m <sup>-2</sup> ]	x <sub>ent</sub> [-]	x <sub>sai</sub> [-]	Padrão	G [kg m <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> ]	q'' <sub>ST</sub> [kW m <sup>-2</sup> ]	x <sub>ent</sub> [-]	x <sub>sai</sub> [-]	Padrão
240	20	0	0,37	Churn	240	20	0	0,31	Churn
320	20	0,20	0,41	Anular ondulado	320	20	0,13	0,34	Churn
480	20	0,21	0,38	Anular ondulado	480	20	0,22	0,36	Anular ondulado

Figura 4.28 – Efeito da variação do fluxo de massa no padrão de escoamento

O efeito do fluxo de calor na perda de pressão por atrito é ilustrado na Fig. (4.29). Em ambas as condições, salvo pequenas discrepâncias devido às incertezas de medição, as curvas se sobrepõem, indicando o efeito desprezível do q'' sobre a perda de pressão.

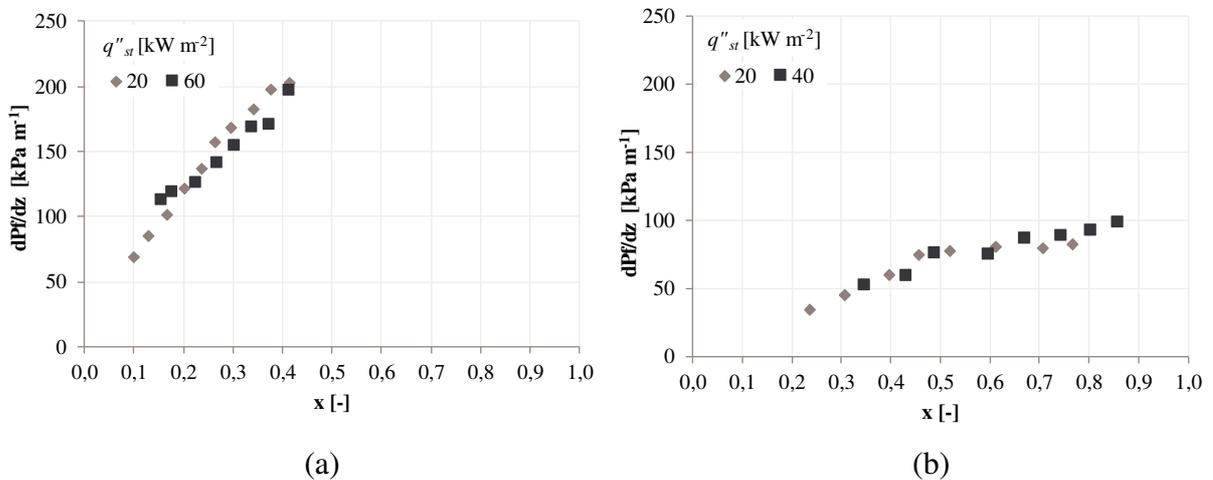


Figura 4.29 – Efeito do fluxo de calor na perda de pressão por atrito. T<sub>sat</sub> = 20°C;

(a) G=480 kg m<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>; (b) G = 240 kg m<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>

A Fig. (4.30) mostra a influência do fluxo de massa na perda de pressão por atrito e embora o  $q''_{st}$  não afete isoladamente de modo significativo na perda de pressão, conforme visto na Fig. (4.29), a redução do  $q''_{st}$  aumenta a influência de  $G$ , conforme resultados das Figs. (4.30a) e (4.30b). Além de apresentar perdas maiores, as curvas de  $G = 480 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  apresentam ângulos de crescimento maiores em relação ao eixo dos títulos de vapor, isto significa dizer que, considerando-se um  $\Delta x$  fixo, a curva de maior  $G$  apresentará uma maior variação na perda de pressão por atrito. O aumento do  $G$  aumenta consideravelmente a velocidade das fases, além de favorecer o escoamento anular.

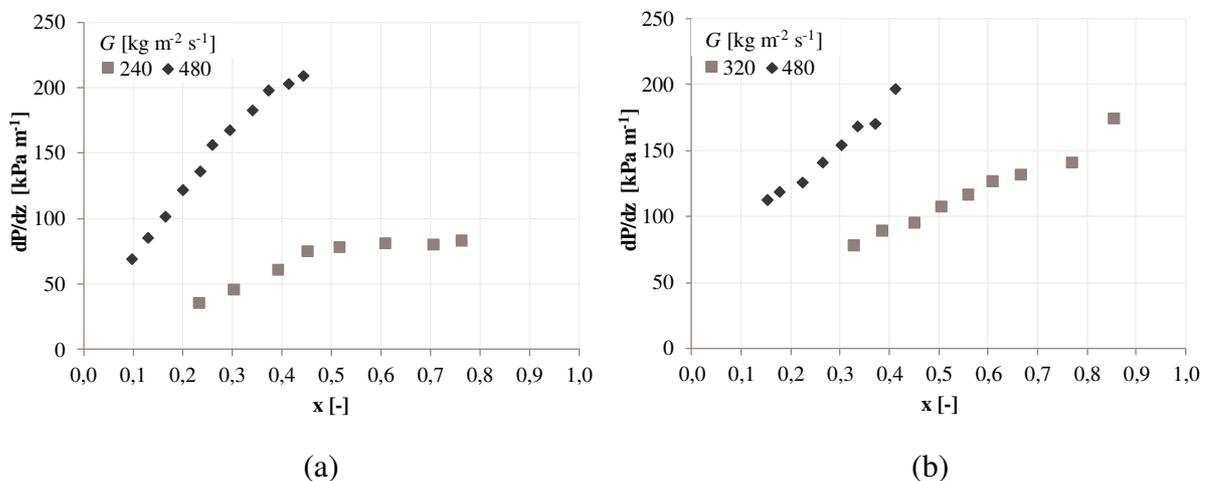


Figura 4.30 – Influência do fluxo de massa na perda de pressão por atrito.  $T_{sat} = 20^\circ\text{C}$ ;  
(a)  $q''_{st} = 20 \text{ kW m}^{-2}$ ; (b)  $q''_{st} = 60 \text{ kW m}^{-2}$

A Fig. (4.31) apresenta a variação do gradiente de perda de pressão por atrito para um  $G$  fixo e o efeito da temperatura de saturação. Como o efeito do  $q''$  não é significativo, para a confecção destes gráficos, foram considerados os três fluxos de calor para cada fluxo de massa. É possível observar que a queda de pressão por atrito é ligeiramente afetada pela temperatura de saturação, já que esta modifica a massa específica,  $\rho$ , e a viscosidade,  $\mu$ , que são as que mais influem no cálculo da perda de pressão.

A fase que mais impacta na perda de pressão por atrito é a de líquido, já que é esta que escoa em grande parcela junto à superfície do microcanal. Vê-se na Tab. (4.8) que os testes com a maior  $\rho_l$  são os de  $T_{sat} = 20^\circ\text{C}$ , com uma variação de 0,7 a 3,2% se comparados com os valores de  $T_{sat} = 30^\circ\text{C}$ . Já a  $\mu_l$  é maior para  $T_{sat} = 20^\circ\text{C}$  e se têm variações em relação a  $30^\circ\text{C}$  bem mais significativas, de 6,8 a 14,0%. Assim sendo, o efeito destas propriedades e,

principalmente da viscosidade, faz com que o gradiente de perda de pressão por atrito seja maior para a condição de  $T_{sat}=20^{\circ}\text{C}$ . A tensão superficial,  $\sigma$ , é outra propriedade que pode influenciar na perda de pressão em escoamento bifásico. Quanto maior a  $\sigma$ , maiores perdas de pressão por atrito, o que condiz com os resultados mostrados na Tab. (4.8) e na Fig. (4.31), pois para  $T_{sat} = 20^{\circ}\text{C}$  se tem  $\sigma$  de 7,1 a 10,4% maiores do que para  $T_{sat} = 30^{\circ}\text{C}$ .

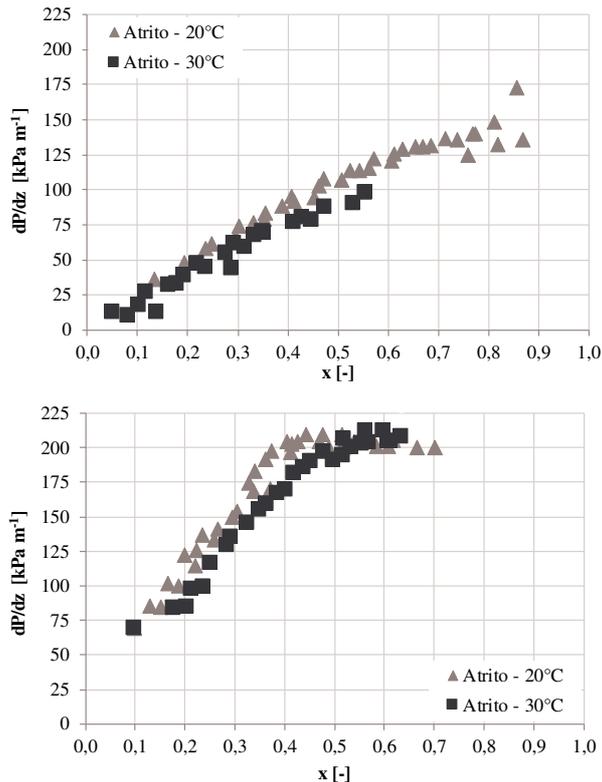


Figura 4.31 – Gradiente de perda de pressão por atrito:

(a)  $G = 320 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ; (b)  $G = 480 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$

#### 4.4.3 Análise de correlações para o cálculo do coeficiente de transferência de calor

Foram avaliados os ajustes das correlações de Kandlikar e Balasubramanian (2004), Li e Wu (2010) e Kim e Mudawar (2013b) em relação ao banco de dados do R600a, considerando todos os dados experimentais de 20 e 30 °C. Estas correlações foram escolhidas tendo em conta os diâmetros dos canais considerados e os números de Reynolds de aplicabilidade, ambos dentro da faixa deste trabalho.

A comparação foi feita através dos ajustes de curvas, para avaliar como as correlações podem representar o comportamento do coeficiente de transferência de calor com a evolução do título de vapor. Além disso, se realizou a verificação do ajuste destas correlações aos dados

utilizando dois parâmetros estatísticos, o erro médio relativo, *MBE* (*mean bias error*), que mede a variação entre os valores medidos e preditos, e a raiz do erro quadrático médio, *RMSE* (*root mean square error*), que mede a média da amplitude dos erros, conforme Eqs. (4.1) e (4.2).

$$MBE = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{h_{pred_i} - h_{exp_i}}{h_{exp_i}} \times 100 \quad (4.1)$$

$$RMSE = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left( \frac{h_{pred_i} - h_{exp_i}}{h_{exp_i}} \right)^2} \times 100 \quad (4.2)$$

A Fig. (4.32) compara o comportamento das curvas da variação do coeficiente de transferência de calor com o título experimental com as preditas pelas correlações.

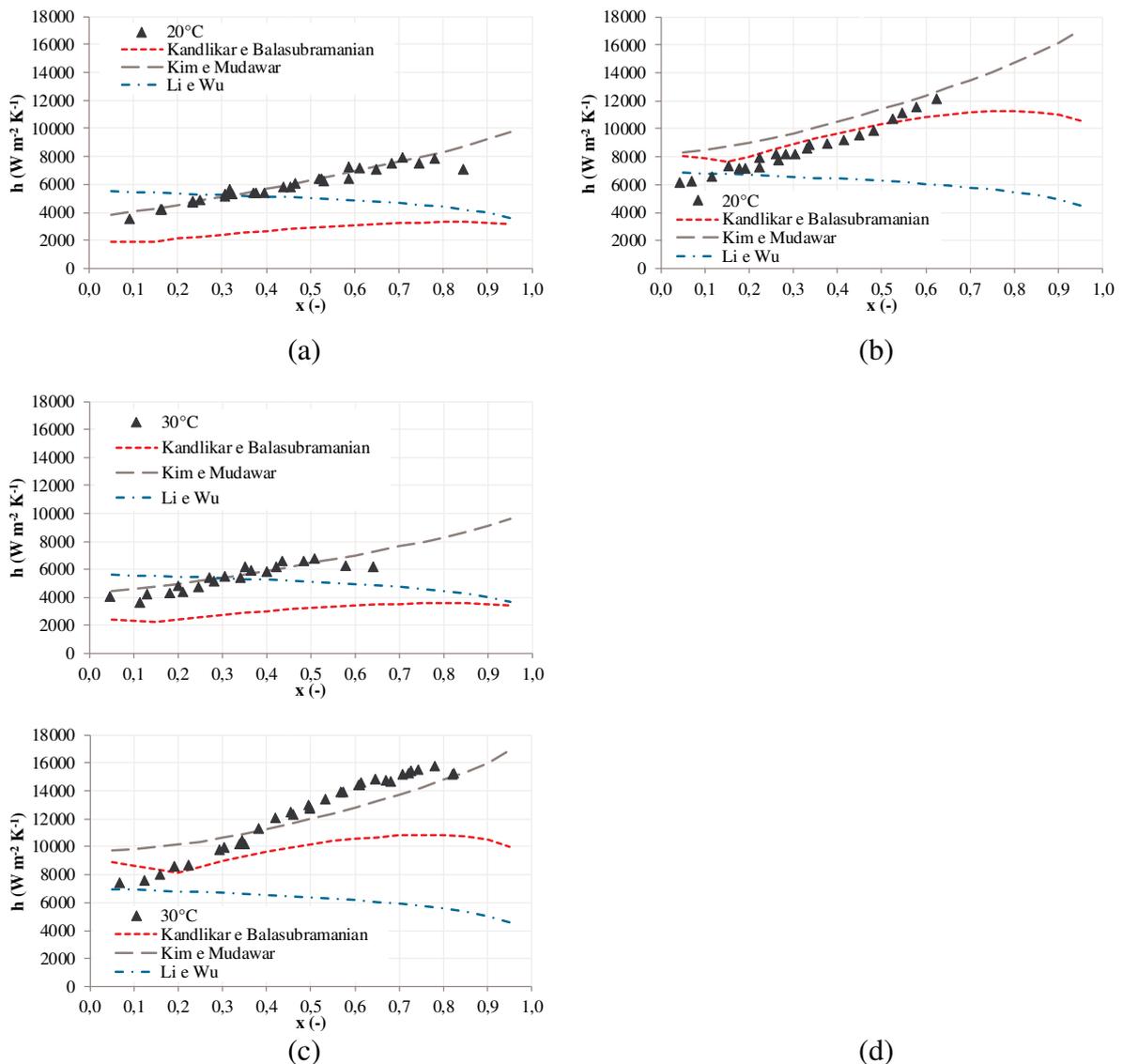


Figura 4.32 – Comparação do  $h$  experimental com correlações preditivas: (a)  $q''_{st} = 20$  kW m<sup>-2</sup>,  $G = 240$  kg m<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> e  $T_{sat} = 20^\circ\text{C}$ ; (b)  $q''_{st} = 60$  kW m<sup>-2</sup>,  $G = 480$  kg m<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> e  $T_{sat} = 20^\circ\text{C}$ ;

(c)  $q''_{st} = 20 \text{ kW m}^{-2}$ ,  $G = 480 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  e  $T_{sat} = 30^\circ\text{C}$ ; (d)  $q''_{st} = 60 \text{ kW m}^{-2}$ ,  $G = 480 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  e  $T_{sat} = 30^\circ\text{C}$ .

Da análise qualitativa das curvas a correlação que mais se aproxima dos resultados experimentais foi a proposta por Kim e Mudawar, exceto para a região  $x < 0,35$  da condição experimental da Fig (4.32d), isto é,  $q''_{st} = 60 \text{ kW m}^{-2}$ ,  $G = 480 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  e  $T_{sat} = 30^\circ\text{C}$ , onde a correlação que melhor previu os dados foi a de Kandlikar e Balabramanian.

É possível perceber que, em uma condição de  $q''_{st} = 20 \text{ kW m}^{-2}$ , a correlação de Li e Wu tende a subestimar o valor do coeficiente de transferência de calor nas regiões onde  $x > 0,35$  e a superestimar em títulos menores. Para esta mesma condição de fluxo de calor, a correlação de Kandlikar e Balasubramanian não apresentou uma boa performance em nenhuma região ao longo de toda a faixa de títulos. Já para a condição experimental da Fig. (4.32b),  $q''_{st} = 60 \text{ kW m}^{-2}$ ,  $G = 480 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  e  $T_{sat} = 20^\circ\text{C}$ , esta correlação passa a apresentar um melhor desempenho na região  $x < 0,6$ .

A Fig. (4.33) apresenta os gráficos comparativos entre todos os pontos experimentais de  $h$  e os calculados pelas correlações, considerando uma faixa de erro de  $\pm 30\%$ . A correlação que obteve mais pontos dentro da faixa de erro foi a de Kim e Mudawar, Fig. (4.33b), com 66,5%. No entanto, percebe-se que tende a subestimar os valores de  $h > 15000 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$  em títulos de vapor elevados.

A correlação de Kandlikar e Balasubramanian apresentou um bom comportamento para as condições onde  $h_{exp} < 12000 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ . Nestes casos, 88,4% dos pontos ficaram dentro da faixa de  $\pm 30\%$ . Para  $h_{exp} > 12000 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ , os valores obtidos com a correlação tendem a subestimar os valores experimentais. O *MBE* desta correlação foi de -7,7%, ou seja, dentro do intervalo de condições experimentais testadas, esta correlação subestima os valores.

A correlação de Li e Wu foi a que apresentou um maior número de pontos fora da faixa e abaixo da linha de erro de -30%, mesmo nas condições de médio coeficiente ( $7000 < h < 15000 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ ). Isso se deve ao fato desta correlação levar em consideração apenas as variações das massas específicas, entalpia de vaporização, condutividade térmica de líquido e tensão superficial, desconsiderando outras propriedades físicas que também apresentam variações consideráveis, como número de Prandtl e viscosidade.

A Tab. (4.9) complementa a análise com os resultados da comparação em termos dos parâmetros *MBE* e do *RMSE*. A correlação de Kim e Mudawar apresentou o menor erro médio, *MBE* = 0,6%, mas uma dispersão elevada *RMSE* = 40,5%.

Os valores do *MBE* das correlações de Kandlikar e Balasubramanian, *MBE* = - 7,7%, e Li e Wu, *MBE* = -36,5%, mostram que estas correlações tendem a subestimar os valores de  $h$ .

Já a correlação de Kim e Mudawar tende a superestimar os valores em 0,62%. Ressalta-se que, no *MBE*, os erros de sinais contrários se anulam, fato que torna possível a obtenção deste valor de 0,62% mesmo com a nuvem de dados dispersos mostrada no segundo gráfico da Fig. (4.33).

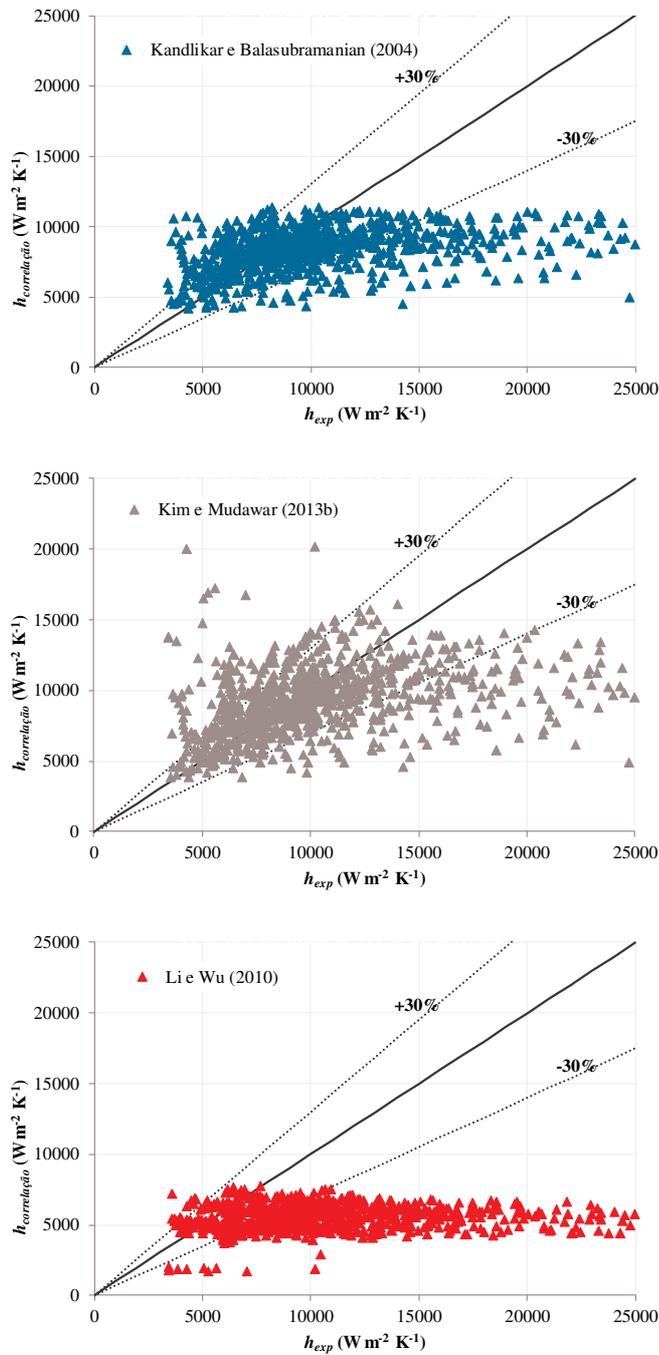


Figura 4.33 – Comparação entre os dados experimentais e os previstos pelas correlações de Kandlikar e Balasubramanian (2004), Kim e Mudawar (2013b) e Li e Wu (2010)

O *RMSE*, que calcula a média da amplitude dos erros (dispersão) considerando os valores em módulo, mostra que, para ambas as correlações, os erros apresentaram grandes amplitudes, 35% para a de Kandlikar e Balasubramanian, 40,5% para a de Kim e Mudawar e 44,7% para a de Li e Wu.

Tabela 4.9 – Resultados do MBE e do RMSE das correlações

Erro / Correlação	Kandlikar e Balasubramanian	Kim e Mudawar	Li e Wu
<i>MBE (%)</i>	-7,7	0,6	-36,5
<i>RMSE (%)</i>	35,1	40,5	44,7

## 5 CONSIDERAÇÕES FINAIS

Um estudo experimental sobre a ebulição em escoamento de hidrocarbonetos no interior canais de diâmetro reduzido foi realizado. Três análises principais foram feitas: influência do diâmetro do canal, influência do fluido de trabalho e influência da temperatura de saturação para diferentes condições experimentais.

Baseados nos experimentos realizados algumas considerações podem ser levantadas:

### 5.1 Efeito do fluido de trabalho ( $D = 1 \text{ mm}$ )

Os padrões de escoamento visualizados na seção de visualização apresentaram leves diferenças entre os fluidos.

No escoamento do R290, observaram-se seis padrões distintos: borbulhado, *plug*, *slug*, *churn*, anular ondulado e anular liso. Sendo que os padrões menos frequentes foram o borbulhado e o *plug*, representando apenas 1,3 e 2,6% das imagens observadas na seção de visualização, respectivamente. Ambos se limitaram apenas às condições de baixo fluxo de calor, 5 e 10 kW m<sup>-2</sup>, e altos fluxos de massa, 400 e 480 kg m<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>. Os padrões mais frequentes no R290 foram o *churn* e o anular ondulado, onde cada um representou 31,2% dos testes. Isto mostra que, nesta configuração experimental, este fluido apresenta uma tendência à anularização do escoamento.

Não foi possível observar o padrão de escoamento borbulhado com o R600a. Entretanto, isto não significa dizer que tal padrão não se manifestou durante a evolução topológica da interface líquido-vapor do escoamento bifásico, significa apenas que, ao chegar na seção de visualização, o escoamento já se encontrava com um padrão mais desenvolvido. Todos os demais padrões de escoamento foram encontrados, isto é: *plug*, *slug*, *churn*, anular ondulado e anular liso. O padrão de escoamento mais frequente no R600a foi o anular ondulado, representando 59% dos padrões de escoamento observados.

Os modelos teóricos que melhor predisseram os padrões experimentais encontrados foram os de Revellin e Thome (2007b) e de Ong e Thome (2011)

Os testes mostraram que o  $h$  do R290 foi mais dependente do fluxo de calor do que o do R600a, isto é, para uma dada variação do fluxo de calor o impacto no  $h$  do R290 é maior do que no do R600a. Para ambos os fluidos, de modo geral, os maiores coeficientes de transferência de calor foram obtidos com os maiores fluxos de calor. De modo geral, o  $h$  aumenta com o aumento do  $x$  até atingir o ponto de secagem, após o qual tende a cair

abruptamente. Nos testes com  $G = 240$  e  $400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , com títulos acima de 0,3 o R600a não apresentou variações consideráveis no  $h$  com o aumento do fluxo de calor. Aparentemente nestas condições a ebulição convectiva parece ser a dominante na transferência de calor. O fluxo de massa apresentou uma forte influência no  $h$  em ambos os fluidos. Onde o aumento do fluxo de massa causou o aumento do  $h$  e da perda de pressão e o R600a apresentou as maiores perdas de pressão.

## 5.2 Efeito do diâmetro do canal (R600a)

Os padrões de escoamento visualizados no canal de 1,0 mm foram: *churn*, anular ondulado e anular liso. Já o canal de 2,6 mm apresentou, além destes, também o escoamento *slug*. Ressalva-se novamente que estes padrões são os que foram visualizados na seção de visualização.

O coeficiente  $h$  do canal de 1,0 mm foi superior ao encontrado no canal de 2,6 mm em todas as condições experimentais, esta diferença aumenta conforme aumentam-se o  $G$  e o  $q''_{ST}$ . Conforme esperado, o canal que apresentou a maior perda de pressão por atrito foi o de 1,0 mm, isto porque este é o canal que possui a maior relação área de contato/volume, o que significa que uma maior parcela do refrigerante se encontra em contato com a superfície do canal. De modo geral, o aumento do  $q''_{ST}$  e do  $G$  causa o aumento do  $h$ . O aumento do  $x$  aumenta o  $h$  apenas na condição que antecede a secagem da parede, após a secagem o  $h$  diminui com o aumento do  $x$ .

A queda de pressão por aceleração apresentou uma maior contribuição na perda de pressão total para o canal de 2,6 mm, variando de 17,2 até 20,4%, crescendo em função do crescimento do  $G$ . Os resultados mostraram que o aumento do  $x$  causou um aumento significativo no valor absoluto da perda de pressão por atrito.

## 5.3 Efeito da temperatura de saturação (R600a, $D = 1 \text{ mm}$ )

Os padrões de escoamento identificados, em ambas as temperaturas de saturação, foram: *churn*, anular ondulado e anular liso. As diferenças entre os padrões de escoamento das duas temperaturas foram quase imperceptíveis, indicando que uma variação de  $10^\circ\text{C}$  não é o suficiente para causar uma grande mudança nos padrões de escoamento.

Através dos resultados, verificou-se que o aumento do fluxo de calor causa o aumento do  $h$  em ambas as temperaturas de saturação. Esta influência do fluxo de calor tende a

diminuir com o aumento do fluxo de massa. Além disso, é possível observar através dos gráficos que a mitigação desta influência é mais acentuada na região de médios e altos títulos ( $x > 0,3$ ), isto é, na região onde a ebulição convectiva é predominante na transferência de calor.

Os resultados mostraram que, nos testes com  $T_{sat} = 20^{\circ}\text{C}$ , o fluxo de massa apresentou pouca influência sobre o  $h$ . Já nos testes com  $T_{sat} = 30^{\circ}\text{C}$ , o aumento do fluxo de massa provocou o aumento do  $h$ , o que pode indicar uma maior influência da ebulição convectiva para esta temperatura. De modo geral, o  $h$  aumentou com o aumento da temperatura de saturação.

Com relação aos métodos preditivos, os resultados mostraram que a correlação que melhor previu o comportamento experimental do  $h$  foi a de Kim e Mudawar (2013b).

Não foi possível observar uma variação significativa na queda de pressão por atrito em função da temperatura de saturação. Isto, novamente, pode ter sido causado pelo pequeno  $\Delta T$  utilizado no trabalho.

#### **5.4 Sugestões de trabalhos futuros**

Este trabalho permitiu a aquisição de um banco de dados do escoamento com ebulição dos hidrocarbonetos propano e isobutano em canais de diâmetro reduzido, ambos fluidos naturais e com baixos valores de potencial de destruição da camada de ozônio (ODP) e de potencial de aquecimento global (GWP). Os dados, além de servir para a comparação do comportamento de ambos os fluidos, podem ser incorporados a outros bancos de dados ampliando o intervalo de condições experimentais aqui utilizados. Dentre as inúmeras sugestões que poderiam ser elencadas, algumas merecem destaque:

- Testes com maiores diferenças entre as temperaturas de saturação, e com temperaturas menores;
- Utilização de canais com diâmetros menores;
- Testes com outras temperaturas de saturação, diâmetros e fluxos de massa e calor, com ambos os hidrocarbonetos, para a criação de um modelo preditivo de  $h$  que apresente maior precisão;
- Análise do fluxo crítico de calor na ebulição do R600a e do R290;
- Análise da aplicabilidade das técnicas preditivas de queda de pressão para os fluidos R600a e R290.

## REFERÊNCIAS

- AGOSTINI, Bruno. **Etude Expérimentale de l'Ébullition de Fluide Réfrigérant en Convection Forcée dans des Mini-Canaux**. 2002. 174 f. Tese (Doctorat: Mécanique. Énergétique) Université Joseph Fourier, Grenoble, 2002.
- AKBAR, M. K.; PLUMMER, D. A.; GHIAASIAAN, S. M. On gas-liquid two-phase flow regimes in microchannels. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 29, n. 5, p. 855–865, 2003.
- ANWAR, Z.; PALM, B.; KHODABANDEH, R. Flow Boiling Heat Transfer and Dryout Characteristics of R600a in a Vertical Minichannel. **Heat Transfer Engineering**, v. 36, n. 14–15, p. 1230–1240, 2015.
- BARBIERI, P. E. L.; JABARDO, J. M. S.; BANDARRA FILHO, E. P. Flow patterns in convective boiling of refrigerant R-134a in smooth tubes of several diameters. In: EUROPEAN THERMAL-SCIENCES CONFERENCE, 5., 2008, Eindhoven. **Anais eletrônicos...** Eindhoven: Eurtherm, 2008. Disponível em: <[http://www.eurotherm2008.tue.nl/Proceedings\\_Eurotherm2008/papers/Two-phase\\_Flow/TPF\\_9.pdf](http://www.eurotherm2008.tue.nl/Proceedings_Eurotherm2008/papers/Two-phase_Flow/TPF_9.pdf)>
- BARNEA, D.; LUNINSKI, Y.; TAITEL, Y. Flow Pattern in Horizontal and Vertical Two Phase Flow in Small Diameter Pipes. **The Canadian Journal of Chemical Engineering**, v. 61, n. 5, p. 617–620, 1983.
- BERTSCH, S. S.; GROLL, E. A.; GARIMELLA, S. V. A composite heat transfer correlation for saturated flow boiling in small channels. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 52, n. 7–8, p. 2110–2118, 2009.
- BEVINGTON, P. R.; ROBINSON, D. K. **Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences**. 3. ed. New York: McGraw Hill, 2003.
- BRIGNOLI, R.; BROWN, J.S.; SKYE, H.M.; DOMANSKI, P.A. Refrigerant performance evaluation including effects of transport properties and optimized heat exchangers. **International Journal of Refrigeration**, v. 80, p. 52–65, 2017.
- CHARNAY, R.; BONJOUR, J.; REVELLIN, R. Experimental investigation of R-245fa flow boiling in minichannels at high saturation temperatures: Flow patterns and flow pattern maps. **International Journal of Heat and Fluid Flow**, v. 46, p. 1–16, 2014.
- CHARNAY, R.; REVELLIN, R.; BONJOUR, J. Flow boiling characteristics of R-245fa in a minichannel at medium saturation temperatures. **Experimental Thermal and Fluid Science**, v. 59, p. 184–194, 2014.
- CHARNAY, R.; REVELLIN, R.; BONJOUR, J. Flow boiling heat transfer in minichannels at high saturation temperatures: Part II - Assessment of predictive methods and impact of flow regimes. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 87, p. 653–672, 2015a.
- CHARNAY, R.; REVELLIN, R.; BONJOUR, J. Discussion on the validity of prediction tools

for two-phase flow pressure drops from experimental data obtained at high saturation temperatures. **International Journal of Refrigeration**, v. 54, p. 98–125, 2015b.

CHOI, K. IL et al. Boiling heat transfer of R-22, R-134a, and CO<sub>2</sub> in horizontal smooth minichannels. **International Journal of Refrigeration**, v. 30, n. 8, p. 1336–1346, 2007.

COLEMAN, J. W.; GARIMELLA, S. Characterization of two-phase flow patterns in small diameter round and rectangular tubes. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 42, n. 15, p. 2869–2881, 1999.

COLLIER, J. G.; THOME, J. R. **Convective Boiling and Condensation**. 3. ed. Oxford: Oxford University Press, 1994.

COPETTI, J. B. et al. Flow boiling heat transfer and pressure drop of R-134a in a mini tube: an experimental investigation. **Experimental Thermal and Fluid Science**, v. 35, n. 4, p. 636–644, 2011.

COPETTI, J. B.; MACAGNAN, M. H.; ZINANI, F. Experimental study on R-600a boiling in 2.6 mm tube. **International Journal of Refrigeration**, v. 36, n. 2, p. 325–334, 2013.

COSTA-PATRY, E.; THOME, J. R. Flow pattern-based flow boiling heat transfer model for microchannels. **International Journal of Refrigeration**, v. 36, n. 2, p. 414–420, 2013.

DAMIANIDES, C. A.; WESTWATER, J. W. Two-phase flow patterns in a compact heat exchanger and in small tubes. In: UK NATIONAL CONFERENCE ON HEAT TRANSFER, 2., 1988, London. **Anais...** London: Mechanical Engineering Publications, 1988. p. 1257-1268.

DÁRIO, E. R. **Ebulição convectiva do R134a em microcanais paralelos e análise da distribuição do escoamento bifásico ar-água em um distribuidor acoplado a microcanais**. 2013. 345 f. Tese (Doutorado em Engenharia Mecânica) - Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina (UFSC), Florianópolis, 2013.

DELL. **Notebook para jogos Alienware 17**. [s.l.], [2018?]. Disponível em: <<http://www.dell.com/pt-br/shop/notebooks-dell/notebook-para-jogos-alienware-17/spd/alienware-17-laptop>>.

FILONENKO, G. K. Hydraulic Resistance in Pipes (in Russia). **Teplonergetika**, v. 1/4, p. 40–44, 1954.

FOX, R. W.; PRITCHARD, P. J.; MCDONALD, A. T. **Introdução à Mecânica dos Fluidos**. 7. ed. Rio de Janeiro: LTC, 2011.

IBM. **IBM's ASCC introduction**. [s.l.], [2018?] Disponível em: <[http://www-03.ibm.com/ibm/history/exhibits/markI/markI\\_intro.html](http://www-03.ibm.com/ibm/history/exhibits/markI/markI_intro.html)>.

INCROPERA, F. P. et al. **Fundamentos de Transferência de Calor e de Massa**. 6. ed. Rio de Janeiro: LTC, 2014.

JENSEN, M. K.; MEMMEL, G. J. Evaluation of Bubble Departure Diameter Correlations. In: INTERNATIONAL HEAT TRANSFER CONFERENCE . **Anais...** San Francisco: Assembly for International Heat Transfer Conferences, 1986. p. 1907-1912.

JIGE, D.; SAGAWA, K.; INOUE, N. Effect of tube diameter on boiling heat transfer and flow characteristic of refrigerant R32 in horizontal small-diameter tubes. **International Journal of Refrigeration**, v. 76, p. 206–218, 2017.

KANDLIKAR, S. G. Fundamental issues related to flow boiling in minichannels and microchannels. **Experimental Thermal and Fluid Science**, v. 26, n. 2–4, p. 389–407, 2002a.

KANDLIKAR, S. G. Two-Phase Flow Patterns, Pressure Drop, and Heat Transfer during Boiling in Minichannel Flow Passages of Compact Evaporators. **Heat Transfer Engineering**, v. 23, p. 5–23, 2002b.

KANDLIKAR, S. G. et al. **Heat Transfer and Fluid Flow in Minichannels and Microchannels**. 1. ed. Oxford: Elsevier, 2014.

KANDLIKAR, S. G.; BALASUBRAMANIAN, P. An Extension of the Flow Boiling Correlation to Transition, Laminar, and Deep Laminar Flows in Minichannels and Microchannels. **Heat Transfer Engineering**, v. 25, n. 3, p. 86–93, 2004.

KANDLIKAR, S. G.; GRANDE, W. J. Evolution of microchannel flow passages - thermohydraulic performance and fabrication technology. **Heat transfer engineering**, v. 24, n. 1, p. 3–17, 2003.

KANIZAWA, F. T.; TIBIRIÇÁ, C. B.; RIBATSKI, G. Heat transfer during convective boiling inside microchannels. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 93, p. 566–583, 2016.

KATTAN, N.; THOME, J. R.; FAVRAT, D. Flow boiling in horizontal tubes: Part 1 - Development of a diabatic two-phase flow pattern map. **Journal of Heat Transfer**, v. 120, n. 1, p. 140–147, 1998.

KATTO, Y.; OHNO, H. An Improved Version of the Generalized Correlation of Critical Heat Flux for the Forced Convective Boiling in Uniformly Heated Vertical Channels. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 27, p. 1641–1648, 1984.

KAWAHARA, A.; CHUNG, P. Y.; KAWAJI, M. Investigation of two-phase flow pattern, void fraction and pressure drop in a microchannel. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 28, n. 9, p. 1411–1435, 2002.

KAWAJI, M.; CHUNG, P. M.-Y. Adiabatic Gas–Liquid Flow in Microchannels. **Microscale Thermophysical Engineering**, v. 8, n. 3, p. 239–257, 2004.

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

KIM, S. M.; MUDAWAR, I. Universal approach to predicting saturated flow boiling heat transfer in mini/micro-channels - Part I. Dryout incipience quality. **International Journal of**

**Heat and Mass Transfer**, v. 64, p. 1226–1238, 2013a.

KIM, S. M.; MUDAWAR, I. Universal approach to predicting saturated flow boiling heat transfer in mini/micro-channels - Part II. Two-phase heat transfer coefficient. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 64, p. 1239–1256, 2013b.

LAZAREK, G. M.; BLACK, S. H. Evaporative heat transfer, pressure drop and critical heat flux in a small vertical tube with R-113. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 25, n. 7, p. 945–960, 1982.

LI, W.; WU, Z. A general correlation for evaporative heat transfer in micro/mini-channels. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 53, n. 9–10, p. 1778–1787, 2010.

MEHENDALE, S. S.; JACOBI, A. M.; SHAH, R. K. Fluid flow and heat transfer at micro and meso scales with application to heat exchanger design. **Applied Mechanics Reviews**, v. 53, n. 7, p. 175–193, 2000.

MISHIMA, K.; HIBIKI, T. Some characteristics of air-water two-phase flow in small diameter vertical tubes. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 22, n. 4, p. 703–712, 1996.

NASCIMENTO, F. J. **Estudo teórico-experiencial da transferência de calor e da perda de pressão em um dissipador de calor baseado em microcanais**. 2012. 153 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) - Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, Universidade de São Paulo (USP), São Carlos, 2012.

OLIVEIRA, J. D. **Análise experimental da ebulição de hidrocarbonetos em um canal com diâmetro reduzido**. 2017. 167 f. Tese (Doutorado em Engenharia Mecânica) - Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina (UFSC), Florianópolis, 2017.

OLIVEIRA, J. D.; COPETTI, J. B.; PASSOS, J. C. An experimental investigation on flow boiling heat transfer of R-600a in a horizontal small tube. **International Journal of Refrigeration**, v. 72, p. 97–110, 2016.

ONG, C. L.; THOME, J. R. Flow boiling heat transfer of R134a, R236fa and R245fa in a horizontal 1.030mm circular channel. **Experimental Thermal and Fluid Science**, v. 33, n. 4, p. 651–663, 2009.

ONG, C. L.; THOME, J. R. Macro-to-microchannel transition in two-phase flow: Part 1 - Two-phase flow patterns and film thickness measurements. **Experimental Thermal and Fluid Science**, v. 35, n. 1, p. 37–47, 2011.

OZAWA, M. et al. Flow boiling in horizontal minichannels: flow pattern of CO<sub>2</sub> at high pressure. **Multiphase Science and Technology**, v. 22, n. 2, p. 115–132, 2010.

PALM, B. Mini- and Microchannel Research in Sweden. In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON MICROCHANNELS AND MINICHANNELS, 1., 2003, Rochester. **Anais...** Rochester: ASME, 2003. p. 25-31.

PRAPAINOP, R.; SUEN, K. O. Effects of refrigerant properties on refrigerant performance comparison: A review. **International Journal of Engineering Research and Applications**, v. 2, n. 4, p. 486–493, 2012.

QIU, J. et al. Experimental investigation of flow boiling heat transfer and pressure drops characteristic of R1234ze(E), R600a, and a mixture of R1234ze(E)/R32 in a horizontal smooth tube. **Advances in Mechanical Engineering**, v. 7, n. 9, p. 1–12, 2015.

QU, I.; MUDAWAR, W. Measurement and Correlation of Critical Heat Flux in Two-Phase Micro-Channel Heat Sinks. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 47, p. 2045–2059, 2004.

REVELLIN, R.; THOME, J. R. Optical Measurements To Characterize Two-Phase Fluid Flow in Microchannels. **Multiphase Science and Technology**, v. 19, n. 1, p. 75–97, 2007a.

REVELLIN, R.; THOME, J. R. A new type of diabatic flow pattern map for boiling heat transfer in microchannels. **Journal of Micromechanics and Microengineering**, v. 17, n. 4, p. 788–796, 2007b.

ROHSENOW, W. M.; HARTNETT, J. P.; CHO, Y. I. **Handbook of heat transfer**. 3. ed. [s.l.]: McGraw Hill, 1998.

SAITOH, S.; DAIGUJI, H.; HIHARA, E. Effect of tube diameter on boiling heat transfer of R-134a in horizontal small-diameter tubes. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 48, n. 23–24, p. 4973–4984, 2005.

SEMPÉRTEGUI-TAPIA, D. F.; RIBATSKI, G. Flow boiling heat transfer of R134a and low GWP refrigerants in a horizontal micro-scale channel. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 108, n. November, p. 2417–2432, 2017.

SUO, M.; GRIFFITH, P. Two-Phase Flow in Capillary Tubes. **Report No. 8581-24**, v. 86, n. 3, p. 576–582, 1964.

TAITEL, Y.; DUKLER, A. E. A model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas-liquid flow. **American Institute of Chemical Engineers Journal**, v. 22, n. 1, p. 47–55, jan. 1976.

THOME, J. R. **Engineering Data Book III**. Lausanne: Wolverine Tube, Inc, 2004.

THOME, J. R. State-of-the-Art Overview of Boiling and Two-Phase Flows in Microchannels. **Heat Transfer Engineering**, v. 27, n. 9, p. 4–19, 2006.

TIBIRIÇÁ, C. B. **Estudo teórico-experimental da transferência de calor e do fluxo crítico durante a ebulição convectiva no interior de microcanais**. 2011. 252 f. Tese (Doutorado em Engenharia Mecânica) - Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2011.

TRIPLETT, K. A. et al. Gas-liquid two-phase flow in microchannels Part I: two-phase flow patterns. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 25, n. 3, p. 377–394, 1999.

- ULLMANN, A.; BRAUNER, N. The prediction of flow pattern maps in minichannels. **Multiphase Science and Technology**, v. 19, n. 1, p. 49–73, 2007.
- WANG, S. et al. Two-phase heat transfer and pressure drop of propane during saturated flow boiling inside a horizontal tube. **International Journal of Refrigeration**, v. 41, p. 200–209, 2014.
- WOJTAN, L.; REVELLIN, R.; THOME, J. R. Investigation of Critical Heat Flux in Single, Uniformly Heated Microchannels. **Experimental Thermal and Fluid Science**, v. 30, p. 765–774, 2007.
- XU, Y. et al. An experimental study of flow boiling heat transfer of R134a and evaluation of existing correlations. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 92, p. 1143–1157, 2016.
- YANG, C. Y.; SHIEH, C. C. Flow pattern of air-water and two-phase R-134a in small circular tubes. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 27, n. 7, p. 1163–1177, 2001.
- YANG, Z. et al. Two-phase flow patterns, heat transfer and pressure drop characteristics of R600a during flow boiling inside a horizontal tube. **Applied Thermal Engineering**, v. 120, n. March, p. 654–671, 2017.
- ZHAO, T. S.; BI, Q. C. Co-current air–water two-phase flow patterns in vertical triangular microchannels. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 27, n. 5, p. 765–782, maio 2001.

## APÊNDICE A – CÁLCULO DAS INCERTEZAS

- Fluxo de Massa

A Eq. (3.17) nos permite calcular o fluxo de massa. Para o cálculo da incerteza associada a esse cálculo, é necessário, calcular as derivadas parciais de todas as suas variáveis multiplicando-as pelas suas incertezas.

A derivada parcial do fluxo de massa em relação à vazão mássica é dada pela Eq. (A.1).

$$\frac{\partial G}{\partial \dot{m}} = \frac{1}{A_{tr}} \quad (\text{A.1})$$

A derivada parcial do fluxo de massa em relação a área transversal de escoamento é dada pela Eq. (A.2).

$$\frac{\partial G}{\partial A_{tr}} = \frac{\dot{m}}{A_{tr}^2} \quad (\text{A.2})$$

Desse modo a incerteza do cálculo do fluxo de massa é:

$$dG = \sqrt{\left(\frac{1}{A_{tr}} d\dot{m}\right)^2 + \left(\frac{\dot{m}}{A_{tr}^2} dA_{tr}\right)^2} \quad (\text{A.3})$$

onde,  $dA_{tr}$  é a incerteza da área transversal, que é a propagação das incertezas da Eq. (3.18), e  $d\dot{m}$  é a incerteza do medidor de vazão mássica.

$$\frac{\partial A_{tr}}{\partial D_i} = \frac{\pi D_i}{2} \quad (\text{A.4})$$

$$dA_{tr} = \sqrt{\left(\frac{\pi D_i}{2} dD_i\right)^2} \quad (\text{A.5})$$

- Fator de Atrito

O fator de atrito é definido na Eq. (A.6), da qual tomando as derivadas parciais para cada termo temos:

$$\Delta p_{\text{exp}} = \Delta p_{\text{atrit}} = f \frac{G^2 L}{2D\rho_l} \quad (\text{A.6})$$

$$\frac{\partial f}{\partial D_i} = \frac{2\rho_l \Delta p_{\text{atrit}}}{G^2 L} \quad (\text{A.7})$$

$$\frac{\partial f}{\partial \Delta p_{\text{atrit}}} = \frac{2D_i \rho_l}{G^2 L} \quad (\text{A.8})$$

$$\frac{\partial f}{\partial \rho_l} = \frac{2D_i \Delta p_{atrit}}{G^2 L} \quad (\text{A.9})$$

$$\frac{\partial f}{\partial G} = -4 \frac{\Delta p_{atrit} D_i \rho_l}{G^3 L} \quad (\text{A.10})$$

$$\frac{\partial f}{\partial L} = -2 \frac{\Delta p_{atrit} D_i \rho_l L^2}{G^2} \quad (\text{A.11})$$

Assim a incerteza propagada no cálculo do fator de atrito é:

$$df = \sqrt{\left( \frac{2\rho_l \Delta p_{atrit}}{G^2 L} dD_i \right)^2 + \left( \frac{2D_i \rho_l}{G^2 L} d\Delta p_{atrit} \right)^2 + \left( \frac{2D_i \Delta p_{atrit}}{G^2 L} d\rho_l \right)^2 + \left( -4 \frac{\Delta p_{atrit} D_i \rho_l}{G^3 L} dG \right)^2 + \left( -2 \frac{\Delta p_{atrit} D_i \rho_l L^2}{G^2} \right)^2} \quad (\text{A.12})$$

Onde  $dD_i$  e  $dL$  são a incerteza do paquímetro,  $d\Delta p$  é a incerteza do medidor de pressão diferencial,  $d\rho$  é uma incerteza relacionada ao programa *REFPROP* que foi utilizado na obtenção das propriedades dos fluidos e  $dG$  é a incerteza do fluxo de massa.

- Título de Vapor.

Tomando as derivadas parciais da Eq. (3.12), obtêm-se:

$$\frac{\partial x_{e,ST}}{\partial i_{e,ST}} = \frac{1}{i_{lv}} \quad (\text{A.13})$$

$$\frac{\partial x_{e,ST}}{\partial i_l} = -\frac{1}{i_{lv}} \quad (\text{A.14})$$

$$\frac{\partial x_{e,ST}}{\partial i_{lv}} = -\frac{(i_{e,ST} - i_l)}{i_{lv}} \quad (\text{A.15})$$

Para determinar a incerteza do título de vapor na entrada da seção de teste deve-se usar a Eq. (A.16), para o cálculo das incertezas dos títulos em cada ponto, usa-se a mesma equação tomando-se as entalpias de cada ponto.

$$dx_{e,ST} = \sqrt{\left( \frac{1}{i_{lv}} di_{e,ST} \right)^2 + \left( -\frac{1}{i_{lv}} di_l \right)^2 + \left( -\frac{i_{e,ST} - i_l}{i_{lv}^2} di_{lv} \right)^2} \quad (\text{A.16})$$

- Número de Reynolds.

O adimensional de Reynolds pode ser calculado com a Eq. (A.17).

$$\text{Re} = \frac{\rho V D_i}{\mu} \quad (\text{A.17})$$

Onde  $V$  é a velocidade média do fluido e  $\mu$  é a viscosidade dinâmica do fluido.

As equações (A.18) até (A.21) nos apresentam as derivadas parciais da Eq. (A.19).

$$\frac{\partial \text{Re}}{\partial \rho} = \frac{VD_i}{\mu} \quad (\text{A.18})$$

$$\frac{\partial \text{Re}}{\partial V} = \frac{\rho D_i}{\mu} \quad (\text{A.29})$$

$$\frac{\partial \text{Re}}{\partial D_i} = \frac{\rho V}{\mu} \quad (\text{A.20})$$

$$\frac{\partial \text{Re}}{\partial \mu} = -\frac{\rho V D_i}{\mu^2} \quad (\text{A.21})$$

Assim, a incerteza do número de Reynolds é dada pela Eq. (A.22).

$$d \text{Re} = \sqrt{\left(\frac{VD_i}{\mu} d\rho\right)^2 + \left(\frac{\rho D_i}{\mu} dV\right)^2 + \left(\frac{\rho V}{\mu} dD_i\right)^2 + \left(-\frac{\rho V D_i}{\mu^2} d\mu\right)^2} \quad (\text{A.22})$$

A velocidade média do fluido é calculada pela Eq. (A.23) e  $dV$  é a sua incerteza.

$$V = \frac{\dot{m}}{\rho D_i} \quad (\text{A.23})$$

Suas derivadas parciais são:

$$\frac{\partial V}{\partial \dot{m}} = \frac{1}{\rho D_i} \quad (\text{A.24})$$

$$\frac{\partial V}{\partial \rho} = -\frac{\dot{m}}{\rho^2 D_i} \quad (\text{A.25})$$

$$\frac{\partial V}{\partial D_i} = -\frac{\dot{m}}{\rho D_i^2} \quad (\text{A.26})$$

De modo que a incerteza da velocidade média de escoamento do fluido pode ser calculada pela Eq. (A.27).

$$dV = \sqrt{\left(\frac{1}{\rho D_i} d\dot{m}\right)^2 + \left(-\frac{\dot{m}}{\rho^2 D_i} d\rho\right)^2 + \left(-\frac{\dot{m}}{\rho D_i^2} dD_i\right)^2} \quad (\text{A.27})$$

- Fluxo de Calor

O fluxo de calor é calculado por meio da Eq. (3.3), da qual tomando-se as derivadas parciais e utilizando o método de propagação de incertezas, chega-se na Eq. (A.31), que nos dá a incerteza propagada do cálculo do fluxo de calor.

$$\frac{\partial q''}{\partial \eta} = \frac{P}{A_{pi}} \quad (\text{A.28})$$

$$\frac{\partial q''}{\partial P} = \frac{\eta}{A_{pi}} \quad (\text{A.29})$$

$$\frac{\partial q''}{\partial A_{pi}} = -\frac{\eta P}{A_{pi}^2} \quad (\text{A.30})$$

$$dq'' = \sqrt{\left(\frac{P}{A_i} d\eta\right)^2 + \left(\frac{\eta}{A_{pi}} dP\right)^2 + \left(-\frac{\eta P}{A_{pi}^2} dA_{pi}\right)^2} \quad (\text{A.31})$$

A incerteza da área da superfície interna,  $dA_{pi}$ , é calculada tomando-se as derivadas parciais da Eq. (3.2).

$$\frac{\partial A_{pi}}{\partial D_i} = \pi L \quad (\text{A.32})$$

$$\frac{\partial A_{pi}}{\partial L} = \pi D_i \quad (\text{A.33})$$

Desse modo:

$$dA_{pi} = \sqrt{(\pi L dD_i)^2 + (\pi D_i dL)^2} \quad (\text{A.34})$$

- Potência

A potência que a fonte de corrente contínua aplica na seção de teste é dada pela Eq. (3.1). Da qual tomando-se as derivadas parciais chega-se na Eq. (A.37) que permite calcular a incerteza desta grandeza.

$$\frac{\partial P}{\partial U} = I \quad (\text{A.35})$$

$$\frac{\partial P}{\partial I} = U \quad (\text{A.36})$$

De modo que a incerteza da potência aplicada pela fonte pode ser calculada pela Eq. (A.38).

$$dP_{ST} = \sqrt{(IdU)^2 + (UdI)^2} \quad (\text{A.37})$$

A incerteza da potência pontual, dada pela Eq. (3.11), é calculada pela Eq. (A.38).

$$dP_z = \sqrt{\left(\frac{zdP_{ST}}{L}\right)^2 + \left(\frac{P_{ST}dz}{L}\right)^2 + \left(\frac{P_{ST}z dL}{L^2}\right)^2} \quad (\text{A.38})$$

- Coeficiente de Transferência de Calor por Convecção

O coeficiente de transferência de calor médio experimental foi apresentado na Eq. (3.7), da qual tomando-se as derivadas parciais, obtém-se:

$$\frac{\partial \bar{h}_{\text{exp},ST}}{\partial q''} = \frac{1}{(\bar{T}_{pi} - \bar{T}_{sat})} \quad (\text{A.39})$$

$$\frac{\partial \bar{h}_{\text{exp},ST}}{\partial T_{pi}} = -\frac{q''}{(\bar{T}_{pi} - \bar{T}_{sat})^2} \quad (\text{A.40})$$

$$\frac{\partial \bar{h}_{\text{exp},ST}}{\partial T_{sat}} = -\frac{q''}{(\bar{T}_{pi} - \bar{T}_{sat})^2} \quad (\text{A.41})$$

Onde a temperatura de saturação é uma função da pressão de saturação e a sua incerteza foi tomada da mesma forma que as demais propriedades termodinâmicas.

A incerteza do coeficiente de transferência de calor pode então ser calculada por meio da Eq. (A.42).

$$dh = \sqrt{\left( \frac{1}{(\bar{T}_{pi} - \bar{T}_{sat})} dq'' \right)^2 + \left( -\frac{q''}{(\bar{T}_{pi} - \bar{T}_{sat})^2} dT_{pi} \right)^2 + \left( -\frac{q''}{(\bar{T}_{pi} - \bar{T}_{sat})^2} dT_{sat} \right)^2} \quad (\text{A.42})$$

- Incertezas das Grandezas de Comprimento

Todas as incertezas das grandezas de distância que foram medidas com o paquímetro, apresentam como incerteza a própria incerteza do paquímetro, ou seja,  $2 \times 10^{-5}$  metros.

- Incertezas das Propriedades Termodinâmicas

As incertezas das propriedades termodinâmicas e de transporte foram obtidas considerando que elas apresentam uma relação linear com a pressão de saturação entre as temperaturas de 21°C e 23°C. As equações que representam a incerteza das diversas propriedades termodinâmicas que estão apresentadas abaixo foram tomadas a partir da interpolação linear dos valores obtidos com o REFPROP para 2000 pontos.

$$dp_{sat} = 0,1 p_{sat,e} [Pa] \quad (\text{A.43})$$

$$dT_{sat} = 0,1 dp_{sat} [^\circ C] \quad (\text{A.44})$$

$$d\rho_l = -0,13 dp_{sat} [kg / m^3] \quad (\text{A.45})$$

$$d\rho_v = -0,05 dp_{sat} [kg / m^3] \quad (\text{A.46})$$

$$di_l = 252,25 dp_{sat} [J / kg] \quad (\text{A.47})$$

$$di_v = 139,79 dp_{sat} [J / kg] \quad (\text{A.48})$$

$$dc_{p,l} = 0,66 dp_{sat} [J / (kgK)] \quad (\text{A.49})$$

$$dc_{p,v} = 0,79 dp_{sat} [J / (kgK)] \quad (\text{A.50})$$

$$d\mu_l = -1,73 \cdot 10^{-5} dp_{sat} [Pa \cdot s] \quad (\text{A.51})$$

$$d\mu_v = 2,7 \cdot 10^{-9} dp_{sat} [Pa \cdot s] \quad (\text{A.52})$$

## APÊNDICE B – PROCEDIMENTO DE CALIBRAÇÃO DOS TERMOPARES

Todos os termopares passaram por um processo de calibração, utilizando um banho térmico, um aparelho de aquisição de dados, um termômetro de referência e um termopar de referência. O termômetro de referência foi calibrado pela empresa METROSUL, e tem incerteza de 0,05 °C.

No processo de calibração o termopar de referência foi imerso em água deionizada a 0 °C. A temperatura de 0 °C foi garantida, inserindo-se cubos de gelo (também de água deionizada) dentro do recipiente. Esse termopar de referência serviu para se obter a variação de potencial,  $ddp$ , de referência, isto é, a  $ddp$  que representa a temperatura de 0°C, que foi usada na comparação com as  $ddp$ 's individuais de cada termopar calibrado.

Os termopares a serem calibrados foram mergulhados no banho térmico, com variação de temperatura de 5 a 50 °C, em intervalos de 5 °C. Para cada temperatura foram coletadas 100 medidas das  $ddp$ 's presentes em cada termopar. Para a geração do polinômio foi tomado o valor médio dessas 100 medidas.

Em posse das  $ddp$ 's foi gerada uma equação de temperatura em função de  $ddp$ , gerando um polinômio de terceira ordem para cada um dos 18 termopares utilizados, estas curvas de calibração foram, então, adicionadas ao sistema de aquisição de dados.

Como os termopares foram calibrados em função de um termopar de referência a 0°C, este termopar de referência foi mantido durante os testes experimentais realizados neste trabalho. A temperatura de 0°C foi garantida por meio de um recipiente com água destilada e gelo (também de água destilada), na qual o termopar estava submerso.