

**UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
ESCOLA DE ENGENHARIA DE SÃO CARLOS**

HUGO LEONARDO SOUZA LARA LEO

**CARACTERIZAÇÃO EXPERIMENTAL DO
EFEITO DA ORIENTAÇÃO DO
ESCOAMENTO NA SECAGEM DE PAREDE
DURANTE EBULIÇÃO CONVECTIVA EM
MICROCANAIS**

SÃO CARLOS-SP

2019

HUGO LEONARDO SOUZA LARA LEAO

**CARACTERIZAÇÃO EXPERIMENTAL DO EFEITO DA ORIENTAÇÃO DO
ESCOAMENTO NA SECAGEM DE PAREDE DURANTE EBULIÇÃO CONVECTIVA
EM MICROCANAIS**



Tese apresentada à Escola de Engenharia de São Carlos, Departamento de Engenharia Mecânica, da Universidade de São Paulo, como requisito para a obtenção do título de Doutor em Engenharia Mecânica.

Área de Concentração: Engenharia Mecânica,
Térmica e Fluidos

Orientador: Prof. Dr. Gherhardt Ribatski

ESTE EXEMPLAR TRATA-SE DA
VERSÃO CORRIGIDA.
A VERSÃO ORIGINAL
ENCONTRA-SE JUNTO AO
DEPARTAMENTO DE
ENGENHARIA MECÂNICA DA
EESC-USP

SÃO CARLOS-SP

2019

Class.	TESE
Cutt.	10.433
Tempo	1257/19
Sysno	2966078

31100214199

30 09 19

FICHA CATALOGRÁFICA

AUTORIZO A REPRODUÇÃO TOTAL OU PARCIAL DESTA TRABALHO, POR QUALQUER MEIO CONVENCIONAL OU ELETRÔNICO, PARA FINS DE ESTUDO E PESQUISA, DESDE QUE CITADA A FONTE.

Ficha catalográfica elaborada pela Biblioteca Prof. Dr. Sérgio Rodrigues Fontes da EESC/USP com os dados inseridos pelo(a) autor(a).

S895c Souza Lara Leão, Hugo Leonardo
 CARACTERIZAÇÃO EXPERIMENTAL DO EFEITO DA ORIENTAÇÃO DO ESCOAMENTO NA SECAGEM DE PAREDE DURANTE EBULIÇÃO CONVECTIVA EM MICROCANALS / Hugo Leonardo Souza Lara Leão; orientador Gherhardt Ribatski . São Carlos, 2018.

Tese (Doutorado) - Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica e Área de Concentração em Termociências e Mecânica dos Fluidos -- Escola de Engenharia de São Carlos da Universidade de São Paulo, 2018.

1. Transferência de Calor. 2. Ebulição Convectiva. 3. Secagem de parede. 4. Microcanais. I. Título.

FOLHA DE AVALIAÇÃO

FOLHA DE JULGAMENTO

Candidato: Engenheiro **HUGO LEONARDO SOUZA LARA LEÃO**.

Título da tese: "Caracterização experimental do efeito da orientação do escoamento na secagem de parede durante ebulição convectiva em microcanais".

Data da defesa: 13/05/2019.

Comissão Julgadora:

Prof. Titular **Gherhardt Ribatski**
(Orientador)
(Escola de Engenharia de São Carlos/EESC)

Prof. Associado **Luben Cabezas Gómez**
(Escola de Engenharia de São Carlos/EESC)

Prof. Dr. **Anderson Antônio Ubices de Moraes**
(Universidade Federal de São Carlos/UFSCar)

Prof. Dr. **Enio Pedone Bandarra Filho**
(Universidade Federal de Uberlândia/UFU)

Profa. Dra. **Elaine Maria Cardoso**
(Universidade Estadual Paulista "Júlio de Mesquita Filho"/UNESP)

Resultado:

APROVADO

Aprovado

APROVADO

APROVADO

APROVADO

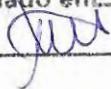
Coordenador do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica:
Prof. Associado **Carlos De Marqui Junior**

Presidente da Comissão de Pós-Graduação:
Prof. Titular **Murilo Araujo Romero**

EESC/USP

Serviço de Pós Graduação

Protocolado em 27.05.2019



DEDICATÓRIA

Dedico este trabalho à minha família em especial aos meus queridos pais, Jeane e Sebastião, a minha esposa e filha, Polyana e Antônia, pelo amor, dedicação e companheirismo.

AGRADECIMENTOS

Este trabalho foi desenvolvido no Laboratório de Pesquisa em Transferência de Calor sob supervisão do Departamento de Pós-Graduação de Engenharia Mecânica da Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo.

Agradeço ao orientador Prof. Dr. Gherhardt Ribatski por sua dedicação e apoio, pela amizade e pelo otimismo constante nos projetos.

Agradeço ao técnico José Roberto Bogni e Jorge Nicolau dos Santos pela dedicação no desenvolver dos projetos. Além da imprescindível conduta na preparação e manutenção da bancada experimental.

Agradeço aos amigos do Núcleo de Engenharia Térmica e Fluidos, que foram construídos durante esses anos no Laboratório de Refrigeração pelo apoio à minha formação e pela descontração.

Agradeço ao Instituto Federal Goiano campus Rio Verde pela preocupação em fornecer programas de capacitação aos seus docentes.

A minha família pelo apoio, confiança e compreensão em mim postados para desenrolar desse projeto. A Polyana e a minha filha Antônia pelo carinho, amor e compreensão.

A CAPES e CNPq que por certo período concederam a bolsa de estudo destinada ao desenvolvimento desta pesquisa e disponibilizou recursos necessários para montagem do aparato experimental.

Agradeço também aos demais amigos, funcionários e professores, pela colaboração na construção deste projeto de pesquisa e pela amizade.

“ O sucesso é ir de fracasso em fracasso sem perder entusiasmo. ”

Winston Churchill.

RESUMO

LEÃO, H. L. S. L. (2019). *Caracterização experimental do efeito da orientação do escoamento na secagem de parede durante ebulição convectiva em microcanais*. 217 páginas. Tese (Doutorado) – Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2019.

Este estudo trata da caracterização experimental do processo de secagem de parede durante a ebulição convectiva em um canal de dimensão reduzida para diferentes orientações do escoamento. Neste estudo, experimentos envolvendo ebulição convectiva foram realizados para um canal circular de 0,5 mm de diâmetro interno e comprimento de 300 mm, utilizando o R134a como fluido de trabalho. O aquecimento do microcanal se deu a partir de um fluido secundário (água) escoando em contra-corrente em uma região anular envolvendo o tubo de teste e proporcionando um fluxo de calor não uniforme. O efeito da aceleração gravitacional na secagem de parede foi avaliado para as seguintes inclinações 0°, (tubo horizontal) 45° e 90° com escoamento ascendente. Ensaios foram executados para velocidades mássicas de 350 a 600 kg/m²s, ampla faixa de fluxos de calor (temperatura da água variando de 32 a 39 °C), temperatura de saturação de 30 °C e títulos de vapor entre 0 e 1. Identificou-se um aumento do coeficiente de transferência de calor com o aumento do título em condições de título reduzido. Já para títulos elevados, o coeficiente de transferência de calor se manteve constante. Para a região de pré-secagem, o coeficiente de transferência de calor se eleva com o acréscimo do fluxo de calor médio, porém varia marginalmente com a velocidade mássica. A inclinação do microcanal não implicou em variações significativas do coeficiente de transferência de calor. Os resultados experimentais apresentaram preferencialmente o padrão de escoamento anular. O método de Liu e Winterton (1991) apresentou a melhor previsão dos resultados experimentais em condições de pré-secagem, capturando a tendência de aumento gradual do coeficiente de transferência de calor (CTC) com o incremento do título de vapor. Já Kanizawa et al. (2016) e Saitoh et al. (2007), embora capturem adequadamente o comportamento de incremento do CTC para títulos reduzidos, superestimam os resultados em condições próximas à secagem de parede. Adotou-se os seguintes critérios para a indicação de secagem de parede: aumento significativo da temperatura superficial, redução do coeficiente de transferência de calor e alteração da inclinação da curva de ebulição. Observou-se que a secagem de parede ocorreu para título de vapor entre 0,7 e 0,95, independente da inclinação do canal. O aumento da velocidade mássica reduziu o título de vapor da secagem. Verificou-se a presença de gotícula de líquido na parede do microcanal em condições de pós-secagem. Os resultados mostraram que em condições de escoamento anular, o filme de líquido se evaporou e gotículas de líquido se desprenderam, as quais escoaram junto à parede do tubo até o estabelecimento da secagem completa desta. O método de Kanizawa et al. (2016) proporcionou previsões satisfatórias do título de vapor de secagem, porém apresentou um pico máximo do coeficiente de transferência de calor não condizendo com os resultados experimentais. Os métodos de previsão para o fluxo crítico de calor de Revellin e Thome (2008), Katto e Ohno (1984), Zhang et al. (2006) e Kosar (2009) proporcionaram resultados satisfatórios na determinação do título de vapor de secagem. Ao final, propõe-se um novo método de previsão do título de vapor de secagem de parede em função dos adimensionais, Reynolds, Bond, Weber e relação de densidades (ρ_v/ρ_l).

Palavras Chaves: Transferência de calor, Ebulição convectiva, Secagem de parede, Microcanais.

ABSTRACT

LEÃO, H. L. S. L. (2019) *Experimental characterization of the orientation effect on the dryout during convective boiling in microchannels*. 217 pages. Thesis (PhD) – Escola de Engenharia de São Carlos, University of São Paulo, 2019.

The present thesis concerns an experimental investigation of the dryout process during flow boiling in a microchannel for different flow orientations. Experimental data were obtained for a single circular microchannel of 0.5 internal diameter and 300 mm of length using R134a as working fluid. The microchannel was heated by a secondary fluid (water) flowing countercurrent in an annular duct providing non-uniform heat flux. The gravitational effect in the dryout process was evaluated for 3 different orientations, 0 °, (horizontal channel) 45 ° and 90 ° both for upward flow. Tests were performed for mass velocities of 350 to 600 kg/m²s, wide range of heat flux (water temperature ranging from 32 to 39 °C), saturation temperature of 30 °C and vapor quality between 0 and 1. Firstly, this thesis presents a broad analysis of the literature concerning flow boiling and dryout inside small diameter channels is presented. From an analysis of the experimental results, it was found that the heat transfer coefficient increases with increasing vapor quality under reduced vapor quality conditions. For high vapor qualities, the heat transfer coefficient remained constant. For the pre-dryout region, the heat transfer coefficient increased with increasing the average heat flux and the effect of mass velocity was found as marginal. The microchannel orientation did not imply on significant variations in the heat transfer coefficient. Most of the experimental results were obtained for annular flow. The method of Liu and Winterton (1991) provided the best prediction of the experimental results under pre-dryout conditions capturing the trend of gradual increase of the heat transfer coefficient (HTC) with increasing the vapor quality. The methods of Kanizawa et al. (2016) and Saitoh et al. (2007) although have captured the incremental behavior of the HTC for reduced vapor qualities, overestimate the HTC under conditions close to dryout. The following criteria were adopted to characterize the dryout: (i) significant increase of the surface temperature; (ii) drastic decrease of the heat transfer coefficient; and (iii) change of the gradient of the boiling curve. It was observed that the dryout occurs for vapor qualities between 0.7 and 0.95, regardless of the microchannel orientation. Moreover, as the mass velocity increases, the dryout vapor quality decreases. Downstream the dryout, liquid droplets flowing on the tube wall were verified. According to the results, under annular flow conditions, the liquid film evaporates, and liquid droplets are detached from its surface. These droplets flow on the tube wall until their complete evaporation. The method of Kanizawa et al. (2016) provided satisfactory predictions of the dryout vapor quality, however this method predicts heat transfer coefficient peaks much higher than the ones observed for the experimental results. The prediction methods for the critical heat flux of Revellin and Thome (2008), Katto and Ohno (1984), Zhang et al. (2006) and Kosar (2009) provided satisfactory predictions of the dryout vapor quality results obtained in the present study. A new method to predict the dryout vapor quality as a function of the Reynolds, Bond and Weber numbers and of the density ratio (ρ_v/ρ_l) was proposed.

Key words: Heat transfer, Surface dryout, Flow boiling, Microchannel.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1–	Coeficiente de transferência de calor experimental de um dissipador de calor com multi-microcanais, R245fa, $G=400-1000$ [$\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$], $T_{\text{sat}}=30$ [$^{\circ}\text{C}$], $q''=13-76$ [kW/m^2].	34
Figura 1.2–	Sistema híbrido fotovoltaico.	35
Figura 1.3–	Diagrama esquemático ilustrando os mecanismos de estabelecimento da secagem de parede em um mapa de G por x .	36
Figura 1.4–	Ilustração do comportamento da razão de comprimento do trocador de calor com o título de vapor de secagem.	38
Figura 2.1–	Processo de ebulição convectiva e ilustrações esquemáticas dos perfis de temperaturas, coeficiente de transferência de calor e gradiente da perda de pressão ao longo do canal.	42
Figura 2.2–	Comparação de critérios de transição entre macro e micro-escala para a ebulição convectiva no interior de canais.	47
Figura 2.3 –	Padrões de escoamento em canais convencionais horizontais.	48
Figura 2.4 –	Padrões de escoamento em canais de diâmetro reduzido.	50
Figura 2.5 –	Diagramas esquemáticos dos padrões de escoamento, secagem da parede e variação do coeficiente de transferência de calor. (a) transferência de calor dominada pela ebulição nucleada e (b) transferência de calor dominada por forças convectivas.	61
Figura 2.6 –	Variação cíclica do coeficiente de transferência de calor com o tempo.	63
Figura 2.7 –	Figura ilustrativa dos distintos padrões de escoamento e mecanismo de transferência de calor ao longo de um tubo vertical.	67
Figura 2.8 –	Variação do coeficiente de transferência de calor em função do título de vapor a partir do incremento do fluxo de calor.	68
Figura 2.9 –	Diagrama ilustrando os modos de estabelecimento do FCC em função do fluxo de calor e do título de vapor.	69
Figura 2.10 –	Ilustração do processo de estabelecimento do fluxo crítico de calor para ebulição convectiva em microcanais.	70
Figura 2.11 –	Ilustração do processo de estabelecimento da secagem de parede por meio do coeficiente de transferência de calor para ebulição convectiva em microcanais.	80

Figura 3.1–	Diagrama esquemático do aparato experimental.....	86
Figura 3.2 –	A) Desenho esquemático do circuito principal; B) registro fotográfico do circuito principal.....	87
Figura 3.3 –	Interface do programa em LabView responsável pelo controle e registro de resultados.....	92
Figura 3.4 –	Diagrama P-i ilustrando os processos termodinâmicos ao longo do circuito principal.....	94
Figura 3.5 –	Perspectiva isométrica e imagens fotográficas da montagem da seção de teste, A) sistema de fixação da seção; B) posicionamento horizontal; C) posicionamento segundo ângulo de 45°.....	95
Figura 3.6 –	Desenhos esquemático da seção de teste, A) Conjuntos de componentes da seção B) Região anular na seção de teste principal.....	97
Figura 3.6 –	(Continuação) Desenhos esquemático da seção de teste, A) Conjuntos de componentes da seção B) Região anular na seção de teste principal.....	98
Figura 3.7 –	Flange de PVDF com tubos capilares para tomada de pressão da seção principal de canal único.....	99
Figura 3.8 –	Ilustração do dispositivo de posicionamento da junta quente dos termopares de entrada e saída da seção de teste principal para avaliação da temperatura do fluido refrigerante.....	99
Figura 3.9 –	Partes em PVC que formam a região anular em que escoo o fluido secundário responsável pelo aquecimento do fluido refrigerante.....	100
Figura 3.10 –	Ilustração da fixação dos termopares superficiais, A) Furos em que foram alocados os termopares de medida de temperatura da superfície do microcanal, B) Fixação dos termopares com adesivo térmico de alumina e C) Termopares fixados.....	101
Figura 3.11 –	Ilustração da vedação dos canais de passagem dos fios de termopares, A) Furos para alocação dos fios de todos os termopares e B) fixação das peças que irão vedar tais furos.....	102
Figura 3.12 –	A) Ilustração da seções de visualizações do escoamento e B) disposição do aparato para a aquisição de imagens do escoamento por meio uma de câmera de alta velocidade. ..	103

Figura 3.13 –A) Vedação dos componentes da seção de teste por meio de anéis de vedação e parafusos de rosca sem fim. B) Isolamento com espumas elastoméricas da seção de teste...	104
Figura 4.1 –Temperaturas da água medida ao longo do comprimento do microcanal para A) escoamento monofásico B) escoamento bifásico do R134a, $G=496$ [$\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$] e $T_{\text{sat}}=30$ [$^{\circ}\text{C}$].	110
Figura 4.2 –Perfil de temperatura da água medida ao longo do comprimento do tubo para A) escoamento monofásico B) escoamento bifásico do R134a, $G=496$ [$\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$] e $T_{\text{sat}}=30$ [$^{\circ}\text{C}$].	112
Figura 4.3 – Distribuição das temperaturas da parede e da água para seção de teste principal na orientação A) 0° e B) 45° , R134a, $G=413$ e 496 [$\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$] e $T_{\text{sat}}=30$ [$^{\circ}\text{C}$].	113
Figura 4.4 –Condições de contorno para simulação numérica térmica dos microcanal.	115
Figura 4.5 – Resultado da simulação da condução radial do tubo para condição de CTC interno constante e escoamento externo de água em contracorrente.	116
Figura 4.6 – Ilustração do perfil de temperatura na parede do tubo visando a avaliação de efeitos condução longitudinal.	117
Figura 4.7 – Comparação entre a estimativa da temperatura de saturação local do R134a baseada em um gradiente de pressão constante e na perda de pressão segundo método de da Silva e Ribatski (2013) para a ebulição convectiva em condições pré-secagem de parede para $G=403$ [$\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$], $T_{\text{sat}}=30$ [$^{\circ}\text{C}$], $q''=31$ [kW/m^2].	121
Figura 4.8 – Temperatura da parede do tubo em função do título de vapor para identificar o ponto de secagem.	123
Figura 4.9 –Distribuição de temperatura da água, da superfície e da saturação do R134a ao longo do comprimento da seção de teste principal para ensaios com ebulição convectiva. ..	124
Figura 4.10 – Ilustração do comportamento da incerteza relativa do fluxo de calor com a variação dos números de termopares para avaliação da temperatura da água.	128
Figura 4.11 – Ilustração do comportamento da incerteza relativa do coeficiente de transferência de calor com a variação dos números de termopares para avaliação da temperatura da parede.	129

Figura 4.12 – Ilustração do comportamento da incerteza relativa do fluxo de calor com a variação do A) comprimento axial do microcanal e B) título de vapor, para $G=500$ [kg/m ² s], $T_{sat}=30$ [°C], $T_{água}=36$ °C, $\dot{V}_{água}=0,28$ [L/min] e $q''_{tot}=39$ [kW/m ²].	130
Figura 4.13 – Ilustração do comportamento da incerteza relativa do CTC com a variação do A) comprimento axial do microcanal e B) título de vapor, para $G=500$ [kg/m ² s], $T_{sat}=30$ [°C], $T_{água}=36$ °C, $\dot{V}_{água}=0,28$ L/min e $q''_{tot}=39$ [kW/m ²].	131
Figura 4.14 – Ilustração do comportamento da incerteza relativa do título de vapor com a variação do comprimento axial do microcanal, para $G=500$ [kg/m ² s], $T_{sat}=30$ [°C], $T_{água}=36$ °C, $\dot{V}_{água}=0,28$ L/min e $q''_{tot}=39$ [kW/m ²].	133
Figura 4.15 – Avaliação das diferenças entre o calor transferido ao longo da seção de teste principal pela água e aquele absorvido pelo refrigerante para escoamento monofásico do R134a, $G=400-1000$ [kg/m ² s], $T_{R134a,ent}=17-21$ [°C], $T_{água}=26-29$ °C e $\dot{V}_{água}=0,11$ L/min.	134
Figura 4.16 – Avaliação das perdas relativas definidas segundo a Eq. 4.27 com o número de Reynolds na seção de teste principal do R134a, $G=400-1000$ [kg/m ² s], $T_{R134a,ent}=17-21$ [°C], $T_{água}=26-29$ °C e $\dot{V}_{água}=0,11$ L/min.	135
Figura 4.17 – Validação experimental para perda de pressão por atrito em escoamento monofásico do R134a, $G=400-1000$ [kg/m ² s], $T_{R134a,ent}=17-21$ [°C], $T_{água}=26-29$ [°C] e $\dot{V}_{água}=0,11-0,2$ [L/min].	136
Figura 4.18 – Análise comparativa do coeficiente de transferência de calor para escoamento monofásico do R134a, $G=400-800$ [kg/m ² s], $T_{R134a,ent}=17-21$ [°C], $T_{água}=26-29$ [°C] e $\dot{V}_{água}=0,11-0,2$ [L/min].	138
Figura 4.19 – Comparação dos resultados experimentais de CTC com métodos de previsão para escoamento monofásico do R134a, $G=400-800$ [kg/m ² s], $T_{R134a,ent}=17-21$ [°C], $T_{água}=26-29$ [°C] e $\dot{V}_{água}=0,11-0,2$ [L/min].	138
Figura 5.1 – Registros fotográficos da seção de teste para inclinação de A) 0°, B) 45° e C) 90°.	141
Figura 5.2 – Resultados experimentais de padrão de escoamento no mapa de padrões proposto por Ong et al (2011a).	143
Figura 5.3 – Imagens do padrão de escoamento bifásico para o microcanal orientado horizontalmente e R134a à $G=500$ [kg/m ² s], $T_{sat}=29$ [°C], $T_{água}=32$ [°C] e $\dot{V}_{água}=0,29$ [L/min].	143

Figura 5.4 –	Imagens do padrão de escoamento bifásico para o microcanal orientado verticalmente, R134a, $G=600$ [kg/m ² s], $T_{sat}=29$ [°C], $T_{água}=32$ [°C] e $\dot{V}_{água}=0,38$ [L/min]. ...	144
Figura 5.5 –	Curvas de ebulição para o fluido R134a, temperatura de saturação de 30 [°C] e $G= 500$ e 600 [kg/m ² s].....	145
Figura 5.6 –	Curvas de ebulição para o fluido R134a, temperatura de saturação de 30 [°C], $G= 400$ e [kg/m ² s] e aumentando o fluxo de calor.	146
Figura 5.7 –	Coefficiente de transferência de calor em função do título de vapor e do comprimento do microcanal para o R134a, $T_{sat}\approx 30$ [°C] e inclinação de 0°.	147
Figura 5.8 –	Coefficiente de transferência de calor em função do título de vapor e do comprimento do microcanal para o R134a, $T_{sat}\approx 30$ [°C] e inclinação de 90°.	148
Figura 5.9 –	Efeito da variação do fluxo de calor médio no coeficiente de transferência de calor em função do título de vapor, $T_{sat}\approx 30$ [°C] e A) inclinação de 0° B) inclinação de 90°.	150
Figura 5.10 –	Efeito da variação da velocidade mássica no coeficiente de transferência de calor em função do título de vapor para o R134a, $T_{sat}\approx 30$ [°C] e A) inclinação de 0° B) inclinação de 90°.	151
Figura 5.11 –	Efeito da inclinação do microcanal no coeficiente de transferência de calor em função do título de vapor para o R134a, $T_{sat}=30$ [°C] e $G=500$ [kg/m ² s].	152
Figura 5.12 –	Comparação dos resultados experimentais do coeficiente de transferência de calor experimental com métodos de previsões segundo A) Liu e Winterton (1991) B) Saitoh et al. (2007) C) Kim e Mudawar (2013) D) Kanizawa et al. (2016).	153
Figura 5.13 –	Comparação do comportamento do resultados de coeficiente de transferência de calor com os método de previsão da literatura para o fluido R134a.	157
Figura 5.14 –	Ilustração da elevação da temperatura da parede associada a secagem da parede para o R134a, $T_{sat}=30$ [°C] e inclinação de 0° e 90°.	159
Figura 5.15 –	Ilustração da alteração da inclinação da curva de ebulição com o início da secagem de parede para o R134a, $T_{sat}=30$ [°C] e inclinação de 0° e 90°.	160
Figura 5.16 –	Ilustração da redução drástica do coeficiente de transferência de calor com o estabelecimento da secagem de parede para o R134a, $T_{sat}=30$ [°C] e inclinação de 0° e 90°.	161

Figura 5.17 –	Imagens fotográficas do padrão de escoamento no processo de secagem para o R134a, $T_{sat} \approx 31$ [°C] e $G=500$ [kg/m ² s].	162
Figura 5.18 –	Ilustração do procedimento de determinação do título de secagem a partir da elevação da temperatura local da parede para o R134a, $T_{sat} \approx 31$ [°C].	163
Figura 5.19 –	Ilustração da redução drástica do coeficiente de transferência de calor e do aumento do título de vapor com a secagem de parede para o R134a, $T_{sat} \approx 31$ [°C].	164
Figura 5.20 –	Título de vapor de secagem de parede: A) variando velocidades mássica e obtidos por Wojtan et al. (2006) e Del Col e Bortolin (2012); B) variando fluxo de calor médio.	165
Figura 5.21 –	Efeito da velocidade mássica sobre o título de vapor da secagem de parede para o R134a, $T_{sat} \approx 31$ [°C] e inclinações de 0°.	167
Figura 5.22 –	Efeito do incremento da velocidade mássica no fluxo crítico de calor para o R134a, $T_{sat} \approx 30$ [°C].	168
Figura 5.23 –	Efeito do comprimento do microcanal no fluxo crítico de calor para o R134a, $T_{sat} \approx 30$ [°C].	169
Figura 5.24 –	Comparação entre o título de vapor para secagem de parede experimental e valores determinados através de métodos da literatura para o fluido R134a, $T_{sat} = 30$ [°C] e inclinação de: A) 0°; B) 45°; C) 90°.	171
Figura 5.25 –	Efeito do comprimento do microcanal no fluxo crítico de calor para o R134a, $T_{sat} = 30$ [°C].	174

LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1 –	Sumário ilustrando estudos experimentais da literatura sobre secagem de parede.	73
Tabela 3.1 –	Equipamentos do circuito principal.	89
Tabela 4.1 –	Incerteza dos parâmetros medidos.	126
Tabela 4.2 –	Incerteza dos parâmetros estimados.	126
Tabela 5.1 –	Condições experimentais avaliadas para escoamento monofásico.	139
Tabela 5.2 –	Condições experimentais avaliadas para ebulição convectiva.	140
Tabela 5.3 –	Parâmetros estatísticos resultantes das comparações entre métodos de previsão e resultados experimentais de pré-secagem de parede para o coeficiente de transferência de calor.	156
Tabela 5.4 –	Parâmetros estatísticos das comparações entre métodos de previsão e resultados experimentais para o título de secagem.	170
Tabela 5.5 –	Parâmetros estatísticos das comparações entre métodos de previsão e resultados experimentais para o título de secagem.	174
Tabela A.2.1 –	Métodos para a previsão da perda de pressão por atrito em escoamento líquido-vapor.	200
Tabela A.2.2 –	Métodos para estimativa do coeficiente de transferência de calor durante ebulição convectiva.	205
Tabela A.2.3 –	Métodos para estimativa do fluxo crítico de calor durante ebulição convectiva.	210

LISTA DE SÍMBOLOS

ABREVIACÕES

Símbolo	Nome
<i>CTC</i>	Coefficiente de transferência de calor
<i>FCC</i>	Fluxo crítico de calor
<i>DNB</i>	Razão de deslizamento
<i>PID</i>	Proporcional integral derivativo
<i>PVC</i>	Policloreto de vinila (Polímero)
<i>PVDF</i>	fluoreto de polivinilideno (Polímero)

LETRAS ROMANAS

Símbolo	Nome	Unidade
<i>A</i>	Área	[m ²]
<i>C₀</i>	Parâmetro de distribuição	[-]
<i>D</i>	Diâmetro	[m]
<i>dz</i>	Distância do elemento longitudinal	[m]
<i>dp/dz</i>	Gradiente de perda de pressão	[Pa/m]
<i>dT/dz</i>	Gradiente de temperatura	[°C/m]
<i>f</i>	Fator de atrito	[-]
<i>F</i>	Fator de intensificação dos efeitos convectivos	[-]
<i>F_{TS}</i>	Parâmetro para tensão superficial	[-]

g	Aceleração gravitacional	[m/s ²]
G	Velocidade mássica	[kg/m ² s]
h	Coefficiente de transferência de calor	[W/m ² °C]
i	Entalpia	[J/kg]
J	Velocidade superficial	[m/s]
k	Condutividade térmica	[W/m °C]
L	Comprimento	[m]
M	Peso molar	[kg/mol]
\dot{m}	Vazão mássica	[kg/s]
P	Perímetro	[m]
p	Pressão	[kPa]
p_R	Pressão reduzida	-
Q, q	Taxa de transferência de calor	[kW]
q''	Fluxo de calor	[kW/m ²]
S	Fator de supressão dos efeitos de ebulição nucleada	[-]
S_d	Razão de deslizamento	[-]
T	Temperatura	[°C]
U	Incerteza experimental	
V	Velocidade	[m/s]
V_{vj}	Parâmetro de deslizamento	[m/s]
X	Parâmetro de Lockhart e Martinelli	[-]

x	Título de vapor	[-]
z	Posição axial do microcanal	[m]

LETRAS GREGAS

Símbolo	Nome	Unidade
θ	Ângulo de inclinação do escoamento	[°]
η	Erro médio absoluto	[%]
ν	Volume específico	[m ³ /kg]
μ	Viscosidade dinâmica	[kg/m·s]
α	Fração de vazio	[-]
β	Fração volumétrica	[-]
δ	Espessura do filme líquido	[m]
Δp	Diferença de pressão	[kPa]
ΔT	Diferença de temperatura	[°C]
ε	Rugosidade	[m]
ν	Viscosidade cinemática	[m ² /s]
τ	Tensão Cisalhante	[Pa]
ρ	Densidade	[kg/m ³]
σ	Tensão superficial	[N/m]
ϕ	Multiplicador bifásico	[-]

SUBÍNDICES

Símbolo	Nome
<i>pre</i>	Pré-aquecedor
<i>1φ</i>	Escoamento monofásico
<i>2φ</i>	Escoamento bifásico
<i>3</i>	Saída do trocador
<i>A</i>	água
<i>an</i>	Canal anular
<i>amb</i>	Ambiente
<i>aqu</i>	Aquecido
<i>acel</i>	Aceleracional
<i>atrit</i>	Atrito
<i>grav</i>	Gravitacional
<i>C</i>	Convecção forçada
<i>cr</i>	crítico
<i>EC</i>	Ebulição convectiva
<i>efet</i>	Efetivo
<i>EN</i>	Ebulição nucleada
<i>ent</i>	Entrada do microcanal
<i>exp</i>	Experimental
<i>f</i>	Fluido
<i>h</i>	Hidráulico

H_2O	Água
<i>i ou int</i>	Interno
<i>l</i>	Líquido
<i>lam</i>	Laminar
<i>lv</i>	Líquido-vapor
<i>m</i>	médio
<i>micro</i>	Microcanal
<i>mono</i>	Monofásico
<i>e</i>	Externo
<i>p</i>	Parede do canal
<i>rad</i>	Radiação
<i>sai</i>	Saída do microcanal
<i>sat</i>	Saturado
<i>sec</i>	Secagem de parede
<i>term</i>	Térmico
<i>turb</i>	Turbulento
<i>v</i>	Vapor
<i>vJ</i>	Deslizamento

ADIMENSIONAIS

Símbolo

Nome

$$Bd = \frac{(\rho_l - \rho_g) \cdot g \cdot D_h^2}{\sigma}$$

Número de Bond

$$Bo = \frac{q''}{i_{lv} \cdot G}$$

Número de Ebulição

$$Co = \frac{1}{\sqrt{Eo}} = \frac{1}{D_h} \sqrt{\frac{\sigma}{g \cdot (\rho_l - \rho_g)}}$$

Número de Confinamento

$$Eo = \frac{(\rho_l - \rho_g) \cdot g \cdot D_h^2}{\sigma}$$

Número de Eötvös (similar ao Bond)

$$Fr = \frac{G^2}{\rho \cdot g \cdot D_h}$$

Número de Froude

$$p_r = \frac{p_{sat}}{p_{crit}}$$

Pressão reduzida

$$Nu = \frac{h \cdot L}{k}$$

Número de Nusselt

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha} = \frac{c_p \cdot \mu}{k}$$

Número de Prandtl

$$Re = \frac{G \cdot D_h}{\mu}$$

Número de Reynolds

$$We = \frac{G^2 \cdot D_h}{\sigma \cdot \rho}$$

Número de Webber

SUMÁRIO

1. INTRODUÇÃO.....	33
1.1. Condições de secagem de parede	36
1.2. Objetivos.....	38
1.3. Organização da tese	39
2. FUNDAMENTAÇÃO E REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	41
2.1. Fundamentos da ebulição convectiva	41
2.2. Transição entre comportamentos de Macro e Micro-escala	44
2.3. Padrões de escoamento	47
2.4. Perda de pressão e Coeficiente de transferência de calor sob ebulição convectiva	52
2.4.1. <i>Perda de pressão no interior de dutos</i>	52
2.4.1.1. <i>Estimativa da fração de vazio superficial</i>	54
2.4.1.2. <i>Estimativa da perda de pressão friccional</i>	57
2.4.2. <i>Coeficiente de Transferência de calor no interior de dutos</i>	60
2.4.2.1. <i>Estimativa do coeficiente de transferência de calor durante ebulição convectiva</i>	62
2.5. Estabelecimento da Secagem de parede em microcanais sob ebulição convectiva	66
2.5.1. <i>Fluxo Crítico de calor durante ebulição convectiva</i>	66
2.5.2. <i>Métodos de previsão de FCC</i>	75
2.5.3. <i>Processo de Secagem de parede</i>	80
3. APARATO EXPERIMENTAL.....	85
3.1. Descrição do Aparato experimental.....	85
3.1.1. <i>Circuito principal</i>	87
3.2. Seção de teste.....	94

3.3. Procedimento experimental.....	105
4. REGRESSÃO DOS DADOS E VALIDAÇÃO EXPERIMENTAL.....	109
4.1. Procedimento de Regressão de dados	109
4.2. Incertezas experimentais	125
4.3. Validação do procedimento e aparato experimental	133
5. RESULTADOS EXPERIMENTAIS	139
5.1. Condições experimentais avaliadas.....	139
5.2. Transferência de calor	142
5.2.1. Padrão de escoamento.....	142
5.2.2. Curva de ebulição.....	144
5.2.3. Coeficiente de Transferência de calor pré-secagem	146
5.2.4. Secagem de parede	158
5.2.4.1. Título de vapor de secagem de parede.....	158
5.2.4.2. Avaliação dos métodos de previsão da secagem de parede	169
5.3. Método de Previsão de título de secagem	172
6. CONCLUSÃO E RECOMENDAÇÕES FUTURAS	175
Recomendações para trabalhos futuros.....	178
BIBLIOGRAFIA.....	181
APÊNDICE 1 - MÉTODOS DE PREVISÕES DE PERDA DE PRESSÃO, COEFICIENTE DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR E FLUXO CRÍTICO DE CALOR ..	199
APÊNDICE 2 - CÁLCULO DE INCERTEZAS	213

1. INTRODUÇÃO

Atualmente, a necessidade de elevar a capacidade de dissipar e absorver calor em espaços restritos se apresenta como um grande desafio para o desenvolvimento de novas tecnologias em diversas áreas, entre as quais destacam-se o gerenciamento térmico de dispositivos eletrônicos e a utilização de energia solar. Para tal, o desenvolvimento de trocadores e dissipadores de calor mais compactos, mantendo-se a taxa de transferência de calor torna-se relevante. Corroboram para tal cenário as limitações de espaço nestas aplicações e a necessidade de redução do uso de materiais.

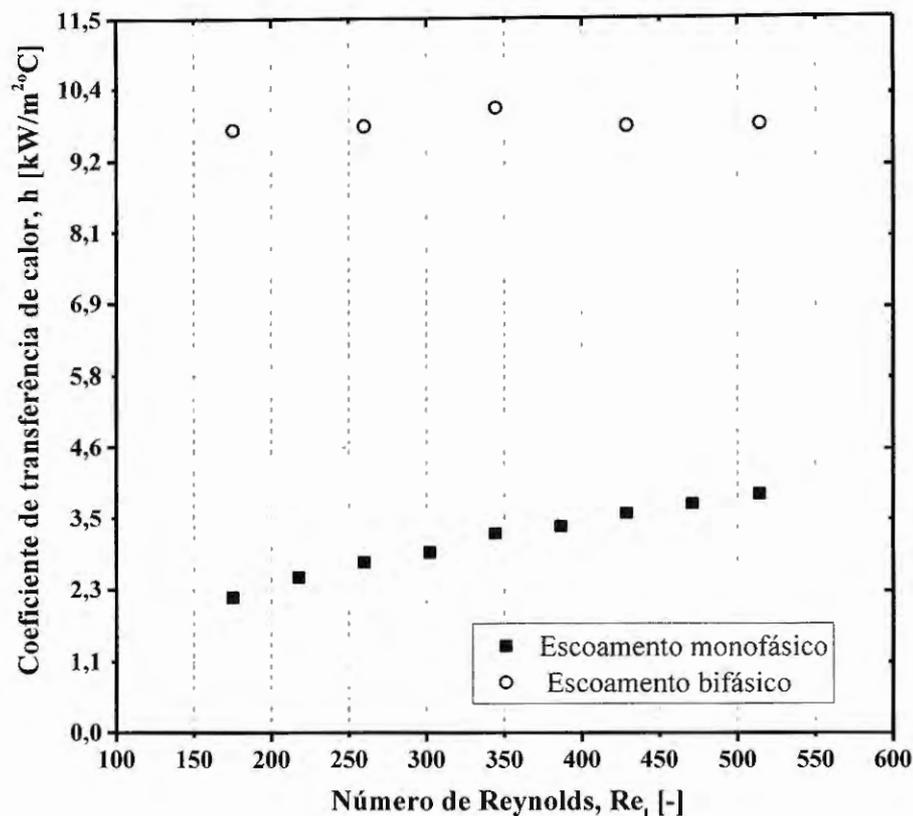
Ao longo dos últimos anos, a indústria de dispositivos eletrônicos tem-se preocupado com o aumento da densidade de calor a ser dissipada. As indústrias de microdispositivos eletrônicos e de eletrônica de alta potência enfrentam o desafio de remover fluxos de calor da ordem de 300 W/cm^2 , esperando, segundo Leão (2014), alcançar valores de até 800 W/cm^2 . A miniaturização dos dispositivos eletrônicos, motivada por novas áreas de aplicação e possibilitada por técnicas de fabricação desenvolvidas recentemente, levou ao aumento da potência dissipada por dispositivos eletrônicos como resultado do incremento da densidade de transistores. Neste contexto, embora, a indústria eletrônica implemente técnicas avançadas de intensificação da transferência de calor, por meio da modificação da superfície, a dissipação do calor em circuitos integrados e componentes eletrônicos, em geral, atingiu o limite de forma que a tecnologia de resfriamento a ar tornou-se insuficiente para manter condições operacionais seguras (AGOSTINI E THOME, 2005).

Neste cenário, o escoamento através de canais de dimensões reduzidas (canais com diâmetro hidráulico inferior a 3 mm) é proposto como possível solução visando a dissipação de elevadas taxas de calor. Os microcanais possuem vantagens explícitas em relação aos macrocanais, entre elas destacam-se uma elevada área de contato com o fluido por unidade de volume do dispositivo, elevado coeficiente de transferência de calor, além de peso e tamanho reduzidos. Estas características proporcionam economia de material e redução do inventário de fluido refrigerante.

Os dissipadores de calor baseados em microcanais podem ser divididos entre aqueles com escoamento monofásico, geralmente líquido, e aqueles em que há mudança de fase. No caso de dissipadores baseados no mecanismo de ebulição convectiva em microcanais, observam-se gradientes de temperatura inferiores e coeficientes de transferência de calor

superiores quando comparados aos dissipadores baseados no escoamento monofásico, conforme ilustrado na Figura 1.1.

Figura 1.1– Coeficiente de transferência de calor experimental de um dissipador de calor com multi-microcanais, R245fa, $G=400\text{--}1000$ [$\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$], $T_{\text{sat}}=30$ [$^{\circ}\text{C}$], $q''=13\text{--}76$ [kW/m^2].



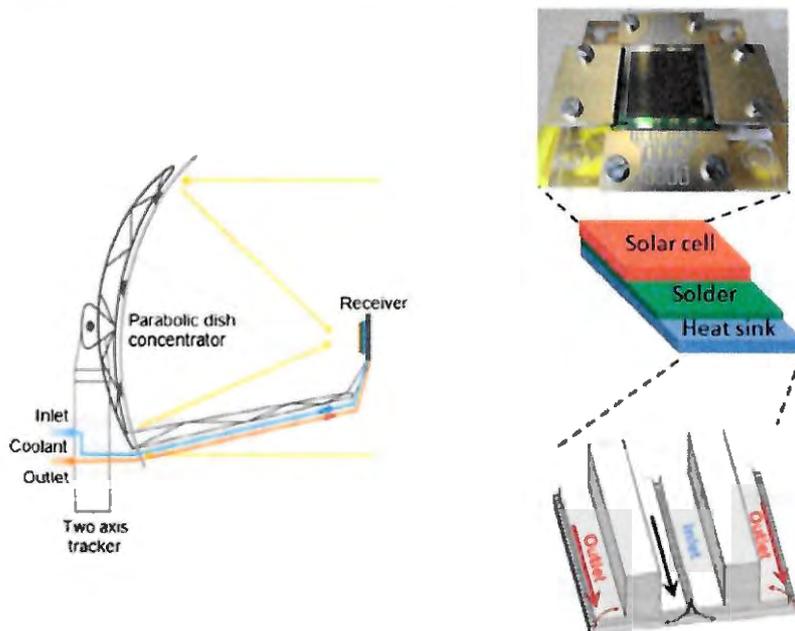
FONTE: Leão (2014)

Além da possibilidade de utilização de microcanais no gerenciamento térmico de microeletrônicos, tal tecnologia pode também ser aplicada ao resfriamento e aproveitamento do calor remanescente em sistemas de alta concentração de energia solar envolvendo células fotovoltaicas e absorvedores solares. Estes sistemas se baseiam em dispositivos de concentração da irradiação solar em áreas reduzidas, onde ela é absorvida com a finalidade de gerar energia elétrica ou simplesmente aquecer um fluido. Uma vantagem dos sistemas de alta concentração é a possibilidade de reduzir o material presente nas células fotovoltaicas e absorvedores solares, conseqüentemente, reduzindo o custo e impacto ambiental das células produzidas (ZIMMERMANN et al., 2015). Destaca-se ainda, os benefícios da combinação de sistemas fotovoltaicos para geração de energia elétrica, que apresenta reduzida eficiência (< 20%), com a utilização da energia remanescente para o aquecimento de um fluido, que poderá

ser usado em sistemas de condicionamento de ar e refrigeração baseados em ciclos de absorção ou adsorção.

No contexto citado acima Zimmermann et al. (2015) propuseram um sistema híbrido fotovoltaico cuja eficiência global foi ampliada de 15% para 60% ao desenvolvê-lo para fornecer simultaneamente eletricidade e calor. Segundo os autores, a utilização do calor remanescente da célula fotovoltaica eleva o rendimento do sistema incrementando o valor econômico da energia elétrica gerada. O sistema desenvolvido consiste em uma célula fotovoltaico-térmica híbrida, resfriada por um dissipador de calor com microcanais, conforme ilustrado na Figura 1.2. O calor absorvido pelo fluido de resfriamento da célula pode ser utilizado tanto no aquecimento como resfriamento de ambiente.

Figura 1.2— Sistema híbrido fotovoltaico.



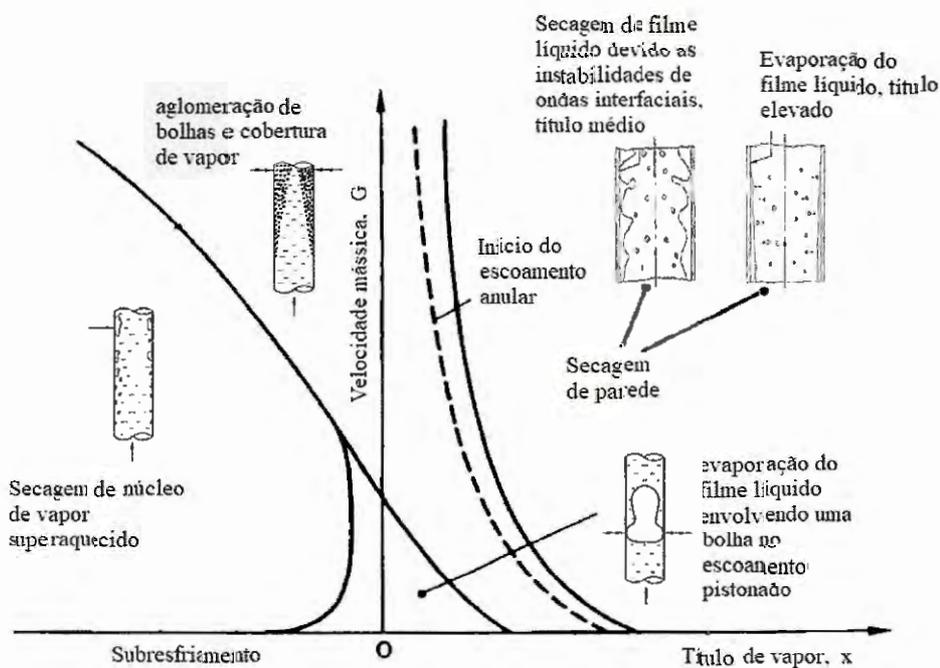
FONTE: Zimmermann et al. (2015)

Recentemente, os microcanais são encontrados em várias aplicações como sistemas de resfriamento de microprocessadores, células de combustíveis, microreatores em processos químicos. No entanto, o desenvolvimento de sistemas com microcanais baseados na ebulição convectiva ocorre sem a compreensão dos mecanismos de transferência de calor associados, métodos gerais de previsão destinados a quantificar a transferência de calor e a perda de pressão, e os procedimentos de projeto sistemáticos ainda não se encontram estabelecidos. Neste propósito, investigações estão em andamento com pesquisadores consolidando evidências para o desenvolvimento de ferramentas de projeto para microcanais.

1.1. CONDIÇÕES DE SECAGEM DE PAREDE

A secagem de parede durante a ebulição convectiva trata-se de um fenômeno associado ao fluxo crítico de calor, condição limite de operação segura para aplicações que envolvem a dissipação de calor. O fluxo crítico de calor em condições saturada se caracteriza pela ausência de contato contínuo da fase líquida com a superfície aquecida, e ele pode acarretar a falha do dispositivo a ser resfriado, como por exemplo dispositivos eletrônicos e elementos combustíveis em reatores nucleares. A Figura 1.3 ilustra os padrões de secagem de parede para diferentes condições.

Figura 1.3— Diagrama esquemático ilustrando os mecanismos de estabelecimento da secagem de parede em um mapa de G por x .



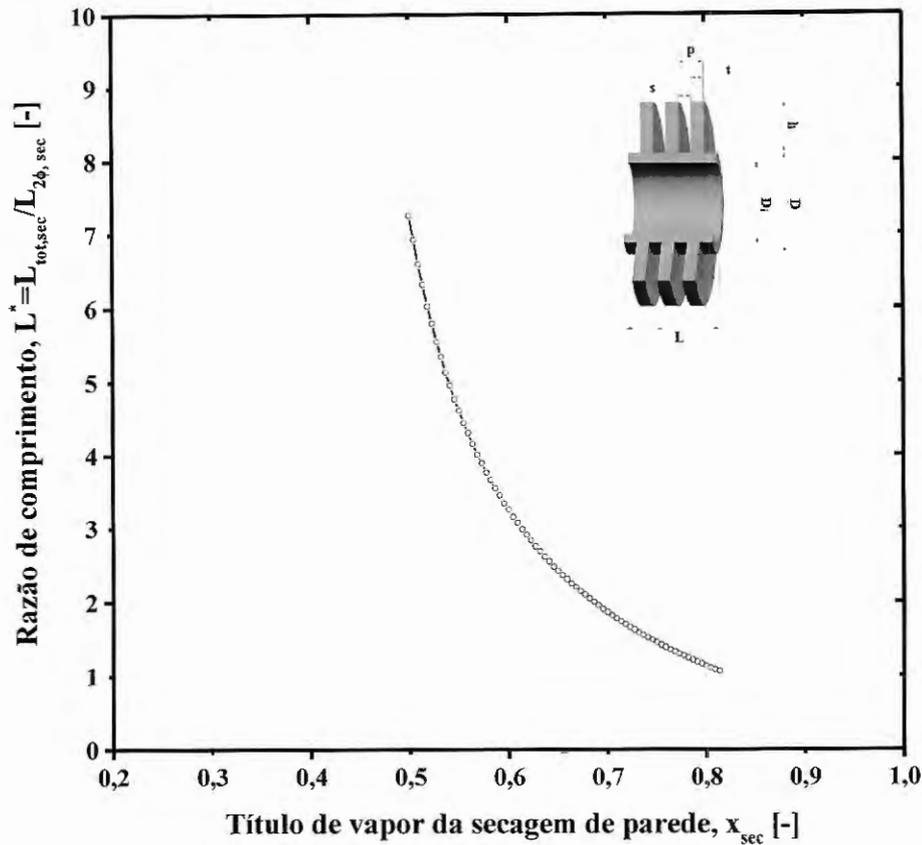
FONTE: Semeria e Hewitt (1972 apud COLLIER, THOME, 1994 e TONG; TANG 1997)

De forma geral, os estudos da literatura sobre ebulição convectiva em microcanais cobrem ampla faixa de condições experimentais. No entanto, reduzido número de autores se dedicaram ao estudo dos mecanismos do fluxo crítico de calor (FCC) em microcanais considerando condições de pré e pós-secagem de parede conforme indicado por Del Col e Bortolin (2012), apesar da caracterização de tal condição ser um importante parâmetro no processo de transferência de calor, pois está associado a uma redução acentuada do coeficiente de transferência de calor.

Além disso, conforme observado por Del Col e Bortolin (2012), a maioria dos estudos experimentais sobre o fluxo crítico de calor envolvem aquecimento uniforme, o que não é típico de aplicações. Geralmente, fluxo de calor não é o parâmetro imposto como em trocadores de calor compactos, onde o fluxo de calor local depende da diferença de temperatura local entre os fluidos. Além disso no resfriamento de dispositivos eletrônicos, verifica-se a presença de picos locais de aquecimento.

A Figura 1.4 ilustra a importância em prever o título de vapor crítico por meio da relação entre o comprimento necessário do duto para a evaporação do fluido refrigerante na ausência da secagem de parede e o comprimento correspondente considerando a variação do título de vapor entre 0 e 1 com a secagem da parede ocorrendo para o título indicado. Na elaboração desta figura adotou-se um duto com aletas circulares de perfil retangular em que o fluido R134a, a temperatura de saturação de 26 °C, escoava com título inicial zero e deixava o trocador com título igual 1, o ambiente externo encontrava-se a uma temperatura de 35 °C. O método de Liu e Winterton (1991) foi utilizado para a previsão do coeficiente de transferência de calor bifásico e o método de Dittus e Boelter (1930) para região correspondente a superfície do canal seca. Neste caso adotou-se o modelo homogêneo para o cálculo das propriedades da mistura bifásica com a viscosidade estimada segundo Cicchitti et al. (1960). Neste evaporador verifica-se duas regiões, a região correspondente a superfície em contato com o fluido refrigerante com comprimento, $L_{2\phi,sec}$, e a região em que o contato com o líquido se dá de maneira esporádica com a deposição de gotículas de líquido na parede com o título de vapor de secagem determinando o comprimento destas regiões. A Figura 1.4 ilustra que a razão de comprimento tende a 1 à medida que o título de vapor de secagem aproxima-se de 1, pois o comprimento total do duto será o mesmo do comprimento bifásico. Nesta figura observa-se que o incremento do título de secagem de parede, também denominado de crítico neste texto, proporciona uma redução drástica da razão de comprimentos. Tal comportamento indica um elevado incremento no comprimento do evaporador de forma que um título de vapor igual a unidade possa ser alcançada com a redução do título de vapor de secagem de parede. Portanto a determinação do título de vapor crítico se torna importante no projeto de um evaporador, pois o aumento deste permite reduzir o tamanho do evaporador e consequentemente, o inventário de refrigerante implicando na redução de custos iniciais e de operação.

Figura 1.4— Ilustração do comportamento da razão de comprimento do trocador de calor com o título de vapor de secagem.



FONTE: Autor

1.2. OBJETIVOS

Este trabalho tem por objetivo o estudo experimental do processo de secagem de parede em condições de ebulição convectiva do R134a em um único microcanal para diferentes orientações do escoamento. Inicialmente, uma revisão da literatura sobre microcanais durante ebulição convectiva é apresentada buscando caracterizar os resultados da literatura sobre transferência de calor e processo de secagem de parede.

Assim visando avaliar as condições de secagem de parede, neste estudo, efetuou-se uma análise do comportamento hidrodinâmico e térmico do microcanal sob efeito da ebulição convectiva para fluxo de calor não uniforme obtido por meio do escoamento em contracorrente de um fluido secundário. Neste contexto o presente estudo focará na secagem de parede para títulos intermediário e elevados, quando ocorre o estabelecimento do escoamento anular e a secagem acontece devido a evaporação gradual do filme líquido adjacente à parede ou as instabilidades de ondas interfaciais presente neste filme.

Realiza-se neste trabalho uma análise paramétrica dos resultados experimentais para o coeficiente de transferência de calor e título de vapor de secagem de parede em microcanais, associado ao fluxo crítico de calor, fornecidos para condições de ebulição convectiva do fluido R134a aquecido por água, avaliando a distribuição dos padrões de escoamento ao longo do microcanal, o efeito da orientação do escoamento e comparando os resultados experimentais com métodos de previsões do coeficiente de transferência de calor e do título de vapor de secagem de parede podendo ser desenvolvido um modelo para determinação deste parâmetro.

1.3. ORGANIZAÇÃO DA TESE

O presente texto estrutura-se, além deste capítulo, em cinco outros cujos temas tratados distribuem-se da seguinte forma: **Capítulo 2** – Apresenta a fundamentação e revisão bibliográfica acerca do tema descrevendo parâmetros e conceitos básicos em ebulição convectiva, estudos de padrões de escoamento, perda de pressão e transferência de calor em microcanais e, por fim, estudos da literatura sobre fluxo crítico de calor e o fenômeno de secagem de parede; **Capítulo 3** – Descreve a bancada experimental, na qual foram realizados os experimentos e a seção de teste desenvolvida para este estudo; **Capítulo 4** – Apresenta a metodologia experimental, o procedimento de regressão de dados e as incertezas dos parâmetros experimentais medidos e estimados. Neste capítulo também são descritos os procedimentos e os resultados utilizados na validação do aparato experimental e de regressão de dados; **Capítulo 5** – Descreve os resultados obtidos para o coeficiente de transferência de calor e o título de vapor de secagem de parede. Por fim, este capítulo ilustra comparações com modelos de previsão disponíveis na literatura e apresenta um novo modelo para avaliação do título de secagem de parede. **Capítulo 6** – Apresenta as principais conclusões obtidas a partir deste estudo e recomendações para futuros trabalhos.

2. FUNDAMENTAÇÃO E REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Este capítulo se inicia caracterizando o mecanismo de ebulição convectiva, diferenças entre a ebulição em micro e macro-escala e apresentando os padrões de escoamento comumente indicados na literatura, destacando aqueles típicos de canais de dimensões reduzidas. Também são descritos os principais métodos para previsão do coeficiente de transferência de calor, perda de pressão e fluxo crítico de calor. Nesta revisão, atenção especial é dada a estudos da literatura envolvendo o fenômeno de secagem de parede em canais de dimensões reduzidas sob condições de ebulição convectiva.

2.1. FUNDAMENTOS DA EBULIÇÃO CONVECTIVA

O mecanismo de ebulição convectiva se caracteriza pela transferência de calor com a mudança de fase do líquido para vapor na presença de escoamento forçado estando a temperatura da parede do canal superior à temperatura de saturação do fluido à pressão local. A ebulição pode ocorrer tanto em condições do fluido subresfriado como saturado. A ebulição subresfriada é caracterizada por uma temperatura média do fluido na seção transversal inferior a temperatura de saturação do fluido, correspondente a pressão local. Já, a ebulição saturada ocorre para uma temperatura média do fluido correspondente a temperatura de saturação.

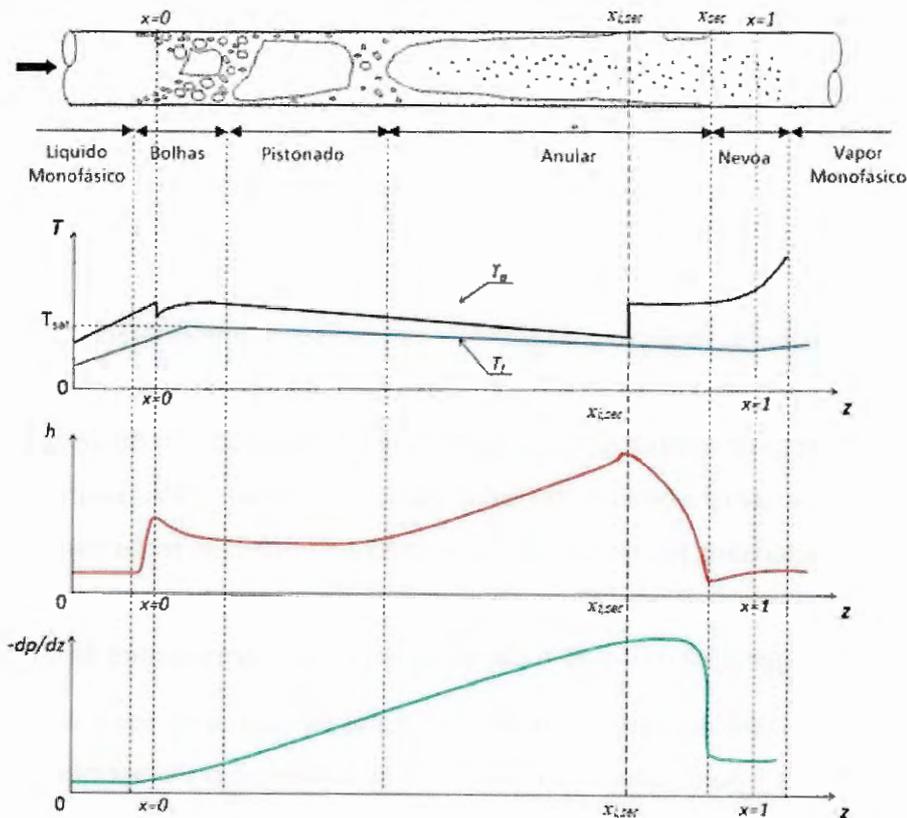
Na ebulição convectiva predominam os mecanismos de transferência de calor por meio de ebulição nucleada e por condução através do filme líquido com a evaporação na interface. O primeiro predomina em condições de título de vapor e velocidades mássicas reduzidas e fluxo de calor e temperaturas de saturação elevadas. Já o segundo, estritamente convectivo, é o principal mecanismo em condições caracterizadas por título de vapor e velocidades mássicas elevadas.

A Figura 2.1, apresentada por Sempertegui-Tapia (2016), ilustra de forma esquemática a evolução dos padrões de escoamento durante a ebulição convectiva para fluxo calor uniforme em um canal horizontal. Ela também ilustra os perfis de temperatura do fluido e da superfície do tubo, do coeficiente de transferência de calor e o gradiente de pressão ao longo do processo de evaporação.

Os padrões de escoamento observados para canais de diâmetro reduzido, conforme a Figura 2.1, são: padrão bolhas, bolhas alongadas e anular. Tais padrões ocorrem de forma sequencial com o aumento no título de vapor. Observa-se que o padrão anular apresenta

elevados coeficientes de transferência de calor e elevadas perdas de pressão. Verifica-se nesta figura a presença do título de vapor de secagem, após o qual o coeficiente de transferência de calor apresenta uma redução abrupta.

Figura 2.1– Processo de ebulição convectiva e ilustrações esquemáticas dos perfis de temperaturas, coeficiente de transferência de calor e gradiente da perda de pressão ao longo do canal.



FONTE: Sempertegui-tapia (2016)

De uma maneira geral, o escoamento bifásico e os processos de transferência de calor por meio do mecanismo de ebulição convectiva são caracterizados por meio dos seguintes parâmetros:

- *Fração de vazio* definida como a razão entre uma dimensão correspondente a presença da fase gás e a dimensão total associada a mistura bifásica, segundo os seguintes domínios espaciais avaliados considerando períodos representativos do escoamento pode ser definido como: *Fração de vazio linear*, α_l , razão entre o comprimento correspondente da fase vapor e o segmento de reta total em que ocorre o escoamento bifásico; *Fração de vazio superficial*, α_s , razão entre a área ocupada pela fase vapor e a área da seção transversal; *Fração volumétrica*, β , razão entre o volume ocupado pela fase vapor e o volume total ao longo do comprimento do canal também dada pela relação entre a

velocidade superficial de gás e da mistura. A fração de vazio superficial é definida pela seguinte equação:

$$\alpha = \frac{A_v}{A} \quad (2.1)$$

- *Título de vapor*, x , definido como a relação entre as vazões mássicas da fase vapor e da mistura bifásica. Define-se também o título de vapor de equilíbrio termodinâmico estimado a partir da entalpia local do escoamento e do líquido, e do calor latente de vaporização à pressão local, conforme a seguinte equação:

$$x = \frac{i(p,T) - i_l(p)}{i_{lv}(p)} \quad (2.2)$$

No caso de equilíbrio termodinâmico, o título de vapor definido a partir das vazões mássicas torna-se similar a do título de vapor de equilíbrio termodinâmico.

- Velocidade mássica (ou fluxo mássico) de cada fase: G_v e G_l , definidos como a razão entre a vazão mássica de cada fase e a área interna da seção transversal do canal. Velocidade mássica total, calculada a partir da razão entre a vazão mássica da mistura bifásica e a área da seção transversal do canal, conforme a seguinte equação:

$$G = \frac{\dot{m}}{A} \quad (2.3)$$

- Velocidades “in situ” ou real das fases: V_v e V_l , definidas como a razão da vazão volumétrica de cada fase e a área interna da seção transversal do canal ocupada pela fase, conforme a seguinte equação:

$$V_v = \frac{G \cdot x}{\rho_v \cdot \alpha} \quad \text{e} \quad V_l = \frac{G \cdot (1-x)}{\rho_v \cdot (1-\alpha)} \quad (2.4)$$

- Velocidade superficial ou fluxo volumétrico: j_v e j_l , definida como sendo a velocidade de cada fase da mistura caso escoasse isoladamente em um duto com mesma seção transversal, ou seja, a razão entre a vazão volumétrico de cada fase e a área interna da seção transversal do canal, conforme a seguinte equação:

$$j_v = \frac{G \cdot x}{\rho_v} \quad \text{e} \quad j_l = \frac{G \cdot (1-x)}{\rho_v} \quad (2.5)$$

- Velocidade de deslizamento das fases, V_{vj} e V_{lj} , definida como sendo a diferença entre a velocidade “in situ” da fase e a velocidade superficial da mistura;

- Razão de escorregamento entre as fases, definida pela razão entre as velocidades das fases, V_v/V_l ;
- Multiplicador bifásico, definido por Lockhart e Martinelli (1949) como sendo a razão entre a perda de pressão do escoamento bifásico e a perda de pressão estimada assumindo uma das fases escoando isoladamente no tubo:

$$\Phi_{l \text{ ou } v}^2 = \frac{\left(\frac{dp}{dz}\right)_{2\phi}}{\left(\frac{dp}{dz}\right)_{l \text{ ou } v}} \quad (2.6)$$

- Parâmetro de Martinelli, X , definido por Lockhart e Martinelli (1949) como a razão entre as perdas de pressão para as fases líquida e vapor escoando separadamente em um tubo de mesma dimensão e pode ser obtido considerando-se regimes laminar ou turbulento.

$$X^2 = \frac{\left(\frac{dp}{dz}\right)_l}{\left(\frac{dp}{dz}\right)_v} \quad (2.7)$$

2.2. TRANSIÇÃO ENTRE COMPORTAMENTOS DE MACRO E MICRO-ESCALA

Características hidrodinâmicas e de transferência de calor distintas são observadas quando resultados para ebulição convectiva em canais convencionais e de diâmetro reduzido são comparados. Isto fez com que pesquisadores se dedicassem à caracterização da transição entre macro e micro-escala para a ebulição convectiva. Inicialmente, critérios foram propostos baseados nos métodos de fabricação e na aplicação dos trocadores de calor. Recentemente, ênfase é dada a proposição de critérios mecanicistas, considerando efeitos inerciais, de arrasto sobre a bolha e o seu grau de confinamento em um duto, neste caso considerando o diâmetro de desprendimento de uma bolha em um meio quiescente e infinito.

Baseado nos processos de fabricação e na utilização dos trocadores calor, Mehendale et al. (2000) propuseram a seguinte classificação: microcanais entre 1 e 100 μm ; mesocanais entre 100 μm e 1 mm; macrocanais entre 1 e 6 mm; e canais convencionais para diâmetros superiores a 6 mm. Posteriormente, Kandlikar e Grande (2003), baseados em métodos de fabricação, aplicação dos dutos e em efeito de rarefação do gás, descritos por meio do número de Knudsen, Kn , propuseram a seguinte classificação: diâmetro superior a 3 mm foram denominados de convencionais; diâmetros entre 200 μm e 3 mm, que consistem em dimensões típicas de dissipadores de calor compactos, adotou-se a denominação de minicanais. Já para

dimensões inferiores, canais com diâmetros entre 10 μm e 200 μm foram denominados de microcanais, entre 1 e 10 μm de microcanais de transição, nanocanais de transição entre 0,1 e 1 μm e nanocanais para diâmetros inferiores a 0,1 μm . Apesar dos autores formularem tais critérios com base em afirmativas válidas para escoamento de gás, eles sugeriram a adoção do critério também para escoamento bifásico e de líquido. Deve-se ressaltar que os critérios baseados em processos de fabricação e aplicações não caracterizam alterações em comportamentos dos parâmetros considerados no projeto de dissipadores de calor, como perda de pressão, coeficiente de transferência de calor e fluxo crítico de calor.

De acordo com Kew e Cornwell (1997), a transição entre macro e micro-escala para um escoamento com ebulição está relacionada ao grau de confinamento das bolhas neste canal. Assim eles propuseram um critério de transição baseado na dimensão característica e no diâmetro de desprendimento de uma bolha em um meio quiescente e infinito. Neste critério, a razão de confinamento é dada pela relação entre a constante de Laplace e o diâmetro hidráulico, com a transição entre micro e macro-escala se dando quando o número de confinamento, Co , é igual a 0,5.

Por meio da análise dos mecanismos físicos responsáveis pela transição entre padrões de escoamento, Ullman e Brauner (2007) observaram que os critérios de transição desenvolvidos para canais convencionais não são adequados para condições caracterizadas pelo número Eötvös, Eo , inferiores a 1,6. O número Eötvös relaciona efeitos de tensão superficial e empuxo, e é dado pelo inverso do quadrado do número de Confinamento. Desta forma, escoamentos em micro-escala, segundo estes autores, correspondem à $Co \geq 1,26$, correspondendo a um valor 2,5 vezes superior ao fornecido pelo critério de Kew e Cornwell (1997).

Kandlikar (2010) indicou cinco forças preponderantes durante a ebulição convectiva, cujas magnitudes relativas se alteram com a variação do diâmetro do canal, são elas: inércia, tensão superficial, cisalhamento, gravitacional e interfacial, neste caso associada à expansão do líquido devido à mudança de fase. A partir da análise da magnitude destas forças, o autor apontou que em micro-escala forças de tensão superficial e interfaciais são predominantes.

A partir de experimentos em microgravidade realizados por Celata (2008), indicando que o tamanho de desprendimento de bolhas depende, além da gravidade, do título de vapor e da velocidade do líquido, Harirchian e Garimella (2010) incluíram em seu critério de transição a velocidade superficial da mistura, uma vez que o diâmetro de desprendimento da bolha e o estabelecimento das condições de confinamento são influenciados por este parâmetro. Assim,

a transição entre macro e micro-escala foi definida como o produto entre os números de Bond (similar ao número de Eötvös) e Reynolds assumindo a mistura escoando como líquido. Para o caso deste produto ser superior a 160, eles observaram que o coeficiente de transferência de calor não era afetado pela dimensão do canal, definindo condição de macro-escala. Já para o produto entre os números de Bond e Reynolds inferior a 160, o coeficiente de transferência de calor era afetado pela dimensão do canal, caracterizando condição de micro-escala.

Ong e Thome (2011a e 2011b) desenvolveram critérios de transição a partir do número de Confinamento baseados na análise experimental da simetria da espessura do filme líquido ao longo do perímetro do duto e do comportamento dos padrões de escoamento. Segundo os autores, a presença de um filme com espessura aproximadamente uniforme e forças gravitacionais desprezíveis, conforme observado para Co superiores a 1, indica uma condição de micro-escala. Por outro lado, para números de Confinamento inferiores à faixa de 0,3 a 0,4, o filme líquido apresenta uma espessura assimétrica durante o escoamento anular. Assim, para números de Confinamento entre 1 e uma faixa entre 0,4 a 0,3, os autores definiram uma região de transição denominada de meso-escala, na qual o escoamento se altera progressivamente com a redução do diâmetro do canal, de características de macro para micro-escala.

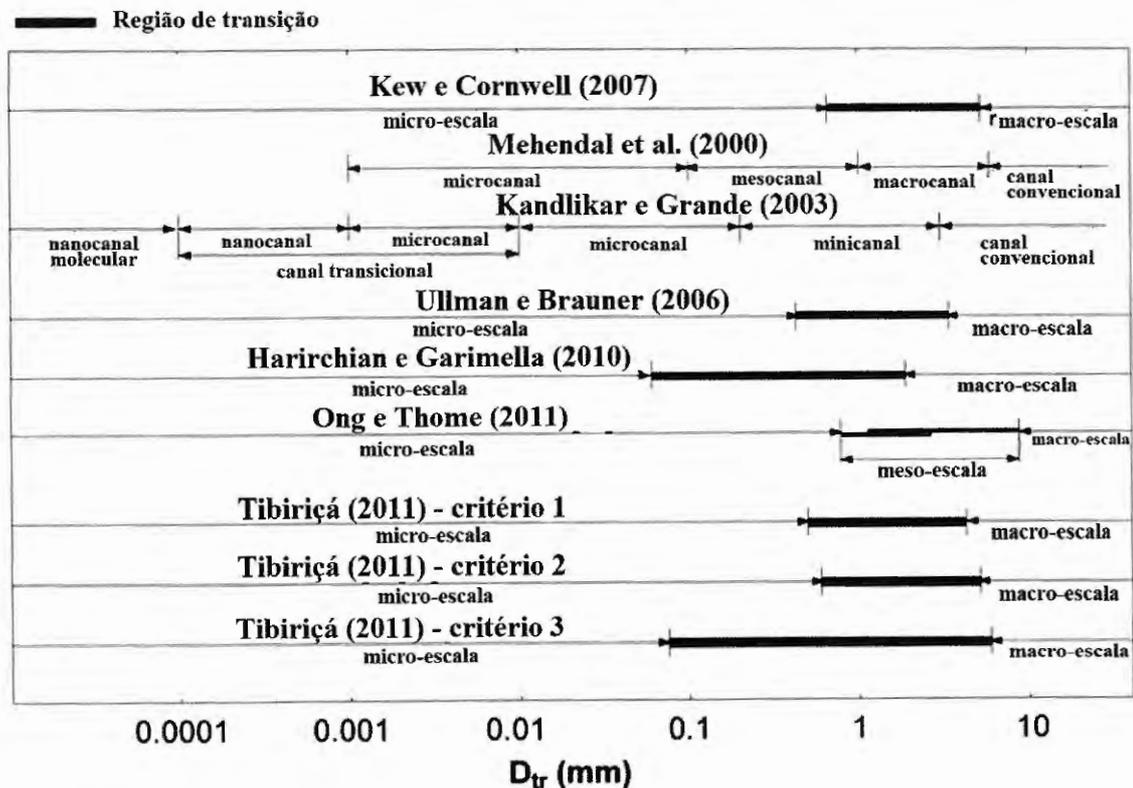
Tibiriçá e Ribatski (2015), a partir de resultados experimentais, propuseram critérios de transição entre macro e micro-escala distintos de acordo com o padrão de escoamento. O primeiro critério, baseado na ausência do escoamento estraficado, considera um pistão de líquido estático envolto por vapor no interior de um canal circular o qual, sob condições de micro-escala, é estável não ocorrendo à estratificação do escoamento. Neste critério, a transição é dada por um diâmetro máximo que caracteriza a condição de estabilidade do pistão de líquido. A igualdade entre a força estática devido à pressão de coluna de líquido e à componente horizontal da força de tensão superficial na linha de contato triplo (líquido-vapor-sólido) foi adotou como a condição mínima necessária para o equilíbrio deste pistão.

O segundo critério proposto por Tibiriçá e Ribatski (2015) se baseia no grau de uniformidade do filme líquido ao longo do perímetro do tubo para escoamento anular horizontal, o qual se intensifica com a redução do diâmetro do duto e o aumento da velocidade da fase vapor. Fundamentado nas afirmativas de Kandlikar (2010), segundo o qual as forças de tensão superficial e inerciais superam as gravitacionais com a redução do diâmetro do tubo e aumento da velocidade de vapor, respectivamente, Tibiriçá e Ribatski (2015) consideraram que o grau de uniformidade do filme líquido está relacionado com a influência relativa do campo gravitacional e da tensão superficial. Assim, baseados nos parâmetros propostos por Kandlikar

(2010), assumiram que condições de micro-escala estão presentes quando a razão entre forças de empuxo e tensão superficial se torna inferior a 0,05.

Ribatski (2013) apresentou uma comparação entre os critérios para a transição entre macro e micro-escala propostos na literatura para ebulição convectiva no interior de canais. De forma geral, ele verificou que para diâmetros superiores a 6 mm, a evaporação se caracteriza como um fenômeno em macro-escala, conforme ilustrado na Figura 2.2. Já, para diâmetros menores que 1 mm se observa que os critérios apontam para ebulição em micro-escala e a faixa de 1mm e 6 mm foi definida como sendo uma região de transição entre macro e micro-escala.

Figura 2.2– Comparação de critérios de transição entre macro e micro-escala para a ebulição convectiva no interior de canais.



FONTE: Ribatski (2013)

2.3. PADRÕES DE ESCOAMENTO

A ebulição convectiva no interior de dutos pode se dar segundo distintas distribuições de fases, cujas características são denominadas na literatura de padrões de escoamentos. O estabelecimento de um determinado padrão decorre do deslizamento entre as fases e depende de parâmetros como pressão, fluxo de calor, geometria e inclinação do canal e propriedades do fluido. Sua previsão é necessária ao desenvolvimento de métodos de previsão do coeficiente de

transferência de calor, pois o padrão de escoamento determina quais os efeitos são predominantes na transferência de calor. A identificação dos padrões se dá normalmente de forma subjetiva, a partir da visualização do escoamento.

Os padrões de escoamento em canais convencionais horizontais apresentam distribuições de fases assimétricas devido a ação do campo gravitacional. Alves (1954 apud Collier e Thome, 1994) propôs a classificação ilustrada na Figura 2.1 e descrita abaixo.

1. Escoamento segundo bolhas: A fase vapor se apresenta distribuída segundo bolhas discretas na fase contínua de líquido, concentrando-se na região superior do canal devido a efeitos de empuxo;
2. Escoamento estratificado: As duas fases escoam segregadas, com a fase líquida ocorrendo na região inferior. Tal escoamento é presente para velocidades reduzidas de ambas as fases;
3. Escoamento segundo bolhas alongadas: O aumento da velocidade do vapor a partir do padrão estratificado favorece o crescimento de ondas interfaciais podendo gerar o bloqueio da seção transversal e a formação de pistões de líquido que se propagam com velocidade elevada. Estes pistões de líquidos encontram-se separados por bolhas de vapor alongadas;
4. Escoamento pistonado: As bolhas de vapor possuem dimensões próximas ao diâmetro do canal e apresentam formato frontal esférico e terminal plano. Pistões de líquidos são observados entre bolhas de vapor sucessivas que se concentram na região superior do canal;
5. Escoamento anular: Incrementos na velocidade de vapor resultam na geração de um núcleo de vapor e a formação de um filme de líquido junto à parede.

Figura 2.3 – Padrões de escoamento em canais convencionais horizontais.



FONTE: Collier e Thome (1994)

Mapas com curvas que caracterizam a transição entre os vários padrões de escoamento são métodos frequentemente empregados para previsão dos padrões de escoamento. Distintos mapas de padrões de escoamento são propostos para escoamentos verticais e horizontais, e para macro e microcanais.

Baker (1954 apud Collier e Thome, 1994) foi precursor a propor um mapa de padrão de escoamento. Ele classificou as transições entre padrões para escoamento líquido/gás num canal convencional baseado em observações. Taitel e Dukler (1976) destacam-se por apresentarem um método de previsão de padrões a partir de análises fenomenológicas. O critério de transição, segundo Taitel e Dukler (1976), entre os padrões estratificado ondulado e anular, baseou-se na análise de instabilidade interfacial de Kelvin-Helmholtz, considerando o crescimento de uma onda interfacial até o bloqueio da seção do canal. Já na transição entre padrões intermitente e anular, Taitel e Dukler (1976) sugeriram uma relação entre a altura de líquido e o diâmetro do duto igual a 0,5. Para valores superiores, as ondas de líquido alcançam a região superior do tubo interrompendo a fase contínua de gás. A transição entre pistonado e bolhas foi definida quando efeitos de turbulência são suficientemente intensos, superando efeitos de empuxo, resultando no rompimento dos pistões de vapor em bolhas menores dispersas na fase líquida.

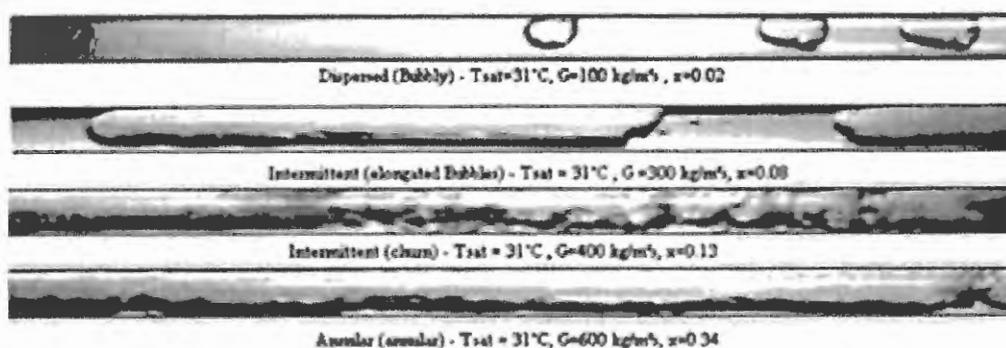
A partir de Taitel e Dukler (1976) diversos autores propuseram métodos de previsão de padrões de escoamento a partir de análises fenomenológicas para escoamento em tubos na vertical e horizontal, sendo a maioria destes métodos para diâmetros superiores a 10 mm (MISHIMA; ISHII, 1984; HEWITT; ROBERTS, 1969 apud COLLIER; THOME, 1994; KATTAN et al., 1998; MANDHANE et al., 1974; WOJTAN et al., 2005). Entre estes se destaca o método de Wojtan et al. (2005) por incluir efeitos de transferência de calor no estabelecimento dos padrões. Este método de previsão foi desenvolvido com base em Kattan et al. (1998). Um estudo amplo da literatura sobre padrões de escoamento foi publicado por Cheng et al. (2008a) citado aqui como referência.

Padrão de escoamento em microcanais únicos

Os padrões de escoamento observados em microcanais assumem configurações particulares devido a efeitos de confinamento e as diferenças fenomenológicas de mudança de fase entre macro e micro-escala. Desta forma, a aplicação ou extrapolação de mapas baseados em condições de macro-escala para micro-escala não é adequada. (SEMPÉRTEGUI-TAPIA et al., 2013)

A Figura 2.4 ilustra os padrões de escoamento identificados por Sempértegui-Tapia et al. (2013) para um canal de diâmetro igual a 1,1 mm. Nesta figura os autores não verificaram a presença do padrão estratificado e definiram 3 padrões, escoamento disperso, anular e intermitente.

Figura 2.4 – Padrões de escoamento em canais de diâmetro reduzido.



FONTE: Sempértegui-Tapia et al. (2013)

No escoamento em canais de diâmetro reduzido, o padrão bolhas ocorre para faixas reduzidas de título de vapor, pois as bolhas formadas se desprendem, colapsam e rapidamente atingem uma dimensão igual ao diâmetro do duto. Para os padrões anular ou pistonado em microcanais o filme líquido formado entre a parede e núcleo de vapor apresenta uma uniformidade superior a observada em canais convencionais. Isto decorre do fato de efeitos de tensão superficial predominarem sobre os gravitacionais com o decréscimo do diâmetro do tubo. Tal comportamento também resulta na ausência de escoamentos estratificados em microcanais.

Suo e Griffith (1964) foram pioneiros no estudo de padrões de escoamento e no desenvolvimento do mapa para canais de dimensões reduzidas. Eles identificaram os padrões bolhas, pistonado e anular para o escoamento água/ar em canais horizontais com diâmetros de 1 e 1,6 mm.

Triplett et al. (1999) investigaram padrões para escoamento água/ar em canais de seção transversal circular e triangular com diâmetros hidráulicos de 1,09 e 1,49 mm e definiram os seguintes padrões de escoamento em microcanais: bolhas dispersas, bolhas alongadas, pistonado, agitante e anular. De um modo geral, os padrões de escoamento em canais de reduzido diâmetro são definidos, atualmente, como escoamentos dispersos que incluem padrões como escoamentos em bolhas e em névoa, escoamentos anular e escoamento intermitente que inclui os padrões agitante, bolhas alongadas, pistonado e pseudo-pistonado.

Ullmann e Brauner (2007) desenvolveram um mapa com base nos dados experimentais de Triplett et al. (1999). Segundo os autores, a transição entre bolhas e pistonado e pistonado-anular e anular é dada como função de valores fixos de fração de vazão superficial. Neste método, a transição entre padrão estratificado e anular pode ser resultado tanto do entranhamento de gotas de líquido como da perda de estabilidade da estrutura do escoamento estratificado.

Revellin e Thome (2007) propuseram um método de previsão de padrão de escoamento para a evaporação em microcanais baseados em resultados para os fluidos R134a e R245fa com tubos de diâmetros de 0,5 e 0,8 mm. Eles classificaram, inicialmente, os seguintes padrões: bolhas, bolhas/pistonado, pistonado, pistonado/semi-anular, semi-anular e anular. Entretanto, o mapa proposto por eles inclui apenas três transições: bolhas isoladas-bolhas coalescentes, bolhas coalescentes-anular e anular-secagem de parede.

Resultados de Choi et al. (2011) indicam a necessidade de se incorporar efeitos de molhabilidade em métodos para previsão de padrões de escoamento em canais de diâmetro reduzido. Segundo estes autores, superfícies hidrofóbicas favorecem um número superior de bolhas e em escoamentos segundo bolhas alongadas, o filme líquido presente entre a bolha de vapor e a parede é instável, causando o frequente rompimento das bolhas alongadas devido a hidrofobicidade superficial.

Posteriormente, Ong e Thome (2011a) modificaram o método de previsão de padrões de escoamento proposto por Revellin e Thome (2007). Eles incluíram ao banco de dados original resultados para os refrigerantes R134a, R245fa e R236fa em canais horizontais de diâmetros iguais a 1, 2,2 e 3 mm. Baseados no banco de dados ampliado, estes autores incluíram o efeito da viscosidade e razão de densidades das fases líquido e gás nas transições entre os padrões bolhas isoladas/bolhas coalescentes e bolhas coalescentes/anular.

Sempértégui-Tapia et al. (2013) utilizaram o algoritmo de agrupamento *k-means* para propor um mapa de padrões de escoamento, baseando-se em um método objetivo de caracterização de escoamentos. Eles utilizaram para caracterizar os padrões o sinal de um laser a partir de um par emissor/receptor tendo entre eles uma seção em quartzo através da qual ocorria o escoamento e o sinal emitido por um transdutor piezoelétrico de pressão em contato com o fluido. Eles obtiveram resultados próximos para as transições baseadas no método de classificação objetivo e subjetivo (por meio de visualização). O método mecanicista de previsão de padrões de escoamento proposto por Felcar et al. (2007), que considera efeitos de



molhabilidade, prevê satisfatoriamente os padrões caracterizados por Sempértegui-Tapia et al. (2013).

Costa-Patry e Thome (2013) propuseram um novo método para previsão de padrão de escoamento baseados em resultados experimentais próprios para multi-microcanais. Eles propuseram um novo método de transição de bolhas coalescentes para anular que considera efeitos do fluxo de calor. Eles usaram dois números adimensionais na definição do título de transição dos padrões, o número de ebulição, Bo , e o número de Confinamento, Co .

Recentemente, Zhu et al. (2017) investigaram os padrões de escoamento durante a ebulição convectiva do fluido R32 em canais com 1 e 2 mm de diâmetro interno. Os autores observaram padrões pistonado, agitante, anular, névoa, secagem de parede e estratificado. Zhu et al. (2017) observaram que a faixa de títulos de vapor correspondente ao padrão pistonado decresce com o incremento velocidade mássica. Comportamento oposto foi encontrado com o incremento do diâmetro, temperatura de saturação e fluxo de calor, ou seja, a faixa de títulos para a presença do padrão pistonado era incrementada. Segundo os autores o padrão anular apresentou menor frequência com incremento do diâmetro, temperatura de saturação, velocidade mássica ou fluxo de calor. Os autores compararam métodos para previsão de padrão de escoamento desenvolvidos por Wojtan et al. (2005) e Cheng et al. (2008) com seus resultados experimentais concluindo que apenas 50% dos dados eram previstos corretamente. Zhu et al. (2017), a partir de seus resultados experimentais, propuseram um novo método de previsão dos padrões de escoamento com 5 zonas de transição, baseadas em métodos anteriores como Costa-Patry e Thome (2013), Ong e Thome (2011a) e Cheng et al. (2008), e incluíram o número de ebulição para refletir os efeitos do fluxo de calor em alguns critérios, como na transição dos padrões pistonado para estratificado e agitante para anular.

2.4. PERDA DE PRESSÃO E COEFICIENTE DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR SOB EBULIÇÃO CONVECTIVA

2.4.1. PERDA DE PRESSÃO NO INTERIOR DE DUTOS

Conforme indicado em Collier e Thome (1994), utilizando as equações de conservação de massa e quantidade de movimento aplicadas ao escoamento bifásico é possível obter o gradiente de perda de pressão total no interior de duto, dado pela soma das parcelas gravitacional, aceleracional e de atrito, de acordo com a seguinte relação:

$$\frac{dp}{dz} = \left(\frac{dp}{dz}\right)_{grav} + \left(\frac{dp}{dz}\right)_{acel} + \left(\frac{dp}{dz}\right)_{atrit} \quad (2.8)$$

A parcela gravitacional está relacionada à variação da cota do escoamento. Para escoamentos horizontais esta parcela é nula. O gradiente de pressão devido a efeitos gravitacionais é dado por:

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{grav} = g \cdot \text{sen}\theta \cdot [\alpha \cdot \rho_v + (1 - \alpha) \cdot \rho_l] \quad (2.9)$$

A parcela aceleracional do gradiente de pressão está relacionada a variação da energia cinética do escoamento, sendo desprezível para escoamentos adiabáticos. A partir do modelo de fases separadas considerando a equação da continuidade e a conservação da quantidade de movimento, a parcela aceleracional para dutos com área de seção transversal constante pode ser derivada e é dada pela seguinte equação:

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{acel} = G^2 \cdot \frac{d}{dz} \left[\frac{x^2}{\rho_v \cdot \alpha} + \frac{(1-x)^2}{\rho_l \cdot (1-\alpha)} \right] \quad (2.10)$$

Para escoamento vapor-líquido ainda que adiabático, com a redução do diâmetro do canal, essa parcela torna-se relevante, devido à redução da pressão do escoamento implicar em variações significativas do título de vapor e da fração de vazio, causando a aceleração do escoamento (efeito *flash*).

A parcela friccional devido à dissipação viscosa é geralmente obtida a partir de métodos empíricos. Esta parcela para escoamento bifásico pode ser determinada por meio da definição do coeficiente de atrito do tipo Fanning de um valor correspondente avaliado para o escoamento monofásico. A perda de pressão friccional é dada por:

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{atrit} = \bar{\tau} \cdot \frac{p}{A} = f_2 \phi \cdot \frac{2 \cdot G}{\rho \cdot D} \quad (2.11)$$

Destaca-se neste ponto, a importância de métodos para determinação da fração de vazio superficial, pois embora métodos analíticos existam para determinação das parcelas gravitacional e aceleracional, estes dependem da correta determinação da fração de vazio. Além disso, ressalta-se que a determinação empírica da parcela por atrito, visando a elaboração de um novo método se dá a partir da subtração das parcelas aceleracional e gravitacional da perda de pressão total. Portanto, a determinação dessas parcelas em escoamento para tubos de diâmetro reduzido torna-se relevante.

2.4.1.1. ESTIMATIVA DA FRAÇÃO DE VAZIO SUPERFICIAL

Métodos de previsão da fração de vazio superficial baseados em parâmetros operacionais como a velocidade mássica e o título de vapor são necessários para a estimativa da parcela gravitacional e inercial da perda de pressão total. Eles também são incorporados a métodos de previsão de padrões de escoamento e para o cálculo das propriedades médias da mistura em modelos para estimativa da parcela friccional. Estes métodos são geralmente baseados em multiplicadores bifásicos e modelos denominados de cinemáticos que envolvem a solução da velocidade relativa entre as fases.

O modelo homogêneo considera a mistura bifásica como um “pseudo-fluido” com propriedades de transporte médias entre o líquido e o vapor, ponderadas segundo o título de vapor e a fração de vazio superficial. Além disso, as velocidades das fases líquidas e vapor são similares com perfil uniforme ao longo da seção transversal. Desta forma, a hipótese de modelo homogêneo torna-se mais adequada a escoamentos dispersos, como é o caso dos padrões bolhas e névoa, em que as fases escoam com velocidades próximas e suas distribuições apresentam uniformidades razoáveis, dependendo do grau de turbulência do escoamento.

A partir da relação entre as vazões volumétricas das fases líquida e vapor é possível obter a fração de vazio em função do título de vapor, x , da razão de deslizamento entre as fases, S e razão entre densidades, conforme a seguinte relação:

$$\alpha = \frac{1}{1 + \frac{1-x}{x} \cdot S \cdot \frac{\rho_v}{\rho_l}} \quad (2.12)$$

$$S = \frac{V_v}{V_l} = 1 \quad (2.13)$$

Zivi (1964) desenvolveu um método analítico baseado no princípio de geração de entropia mínima para previsão de fração de vazio proposto para escoamento anular no interior de dutos, desprezando a presença de gotículas dispersas de líquido no núcleo do vapor. Zivi (1964) relaciona a produção de entropia mínima com o fluxo mínimo de energia cinética através da área seccional do duto. Neste modelo a fração de vazio superficial é dada pela seguinte equação:

$$\alpha = \frac{1}{1 + \left(\frac{1-x}{x}\right) \cdot \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{2/3}} \quad (2.14)$$

Recentemente, Kanizawa e Ribatski (2015) propuseram um novo método de previsão para a fração de vazio superficial baseados em modificação do método de Zivi (1964). Estes autores consideraram efeitos de não uniformidade da velocidade e da distribuição das fases ao longo da seção transversal na derivação da equação para a fração de vazio correspondente ao fluxo de energia cinética mínimo. Por meio desta análise, eles obtiveram a seguinte relação:

$$\alpha = \frac{1}{1 + \left(\frac{K_l}{K_v}\right)^{1/3} \cdot \left(\frac{1-x}{x}\right)^{2/3} \cdot \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{2/3}} \quad (2.15)$$

Nesta equação o termo, K_l/K_v , corresponde a efeitos de não uniformidades dos perfis de velocidade das fases líquido e vapor, respectivamente. Este termo foi relacionado como sendo função de propriedades das fases e, a partir de uma análise de regressão, os autores obtiveram correlações empíricas para este termo com base em um extenso banco de dados com mais de 2300 resultados da literatura, incluindo canais com diâmetros entre 0,5 e 89 mm. As seguintes relações K_l/K_v foram definidas:

$$\left(\frac{K_l}{K_v}\right)^{1/3} = 1,021 \cdot \left(\frac{\mu_l}{\mu_v}\right)^{-0,368} (Fr)^{-0,092} \quad \text{Escoamento Horizontal} \quad (2.16)$$

$$\left(\frac{K_l}{K_v}\right)^{1/3} = 14,549 \cdot \left(\frac{\mu_l}{\mu_v}\right)^{-1,334} (We)^{-0,222} \quad \text{Escoamento Vertical} \quad (2.17)$$

O modelo de deslizamento de fases (*drift flux model*, na literatura inglesa) foi inicialmente proposto por Zuber e Findlay (1965) e assume velocidades distintas e distribuição não uniforme das fases. Neste modelo, os autores definiram o parâmetro de distribuição, C_0 , que considera a não-uniformidade da fração das fases ao longo da seção transversal do tubo e o parâmetro de deslizamento, \bar{V}_{vj} , que está relacionando a velocidade relativa entre a fase vapor e a velocidade média da mistura. Neste modelo, a fração de vazio é definida pela seguinte relação:

$$\alpha = \frac{\beta}{C_0 + \left(\frac{\bar{V}_{vj}}{J}\right)} \quad (2.18)$$

Os parâmetros, C_0 e \bar{V}_{vj} , dependem do padrão do escoamento, do sentido do escoamento (concorrente ou contracorrente) e de características geométricas, assim faz-se necessário a seleção de uma relação apropriada desses parâmetros para cada condição.

Rouhani e Axelson (1970) introduziram no modelo de Zuber e Findlay (1965) a densidade da mistura, definida segundo o modelo homogêneo, e a relação entre a fração volumétrica e o título de vapor. Posteriormente, a partir de resultados experimentais para

escoamentos horizontais e tubos com diâmetros convencionais, Steiner (1993, apud VDI Atlas, 2010) ajustou uma correlação para introduzir na relação proposta por Rouhani e Axelson (1970) os parâmetros de distribuição e de velocidade de deslizamento, obtendo a seguinte equação para a estimativa da fração de vazio:

$$\alpha = \frac{x}{\rho_v} \cdot \left\{ [1 + 0,12 \cdot (1 - x)] \cdot \left(\frac{x}{\rho_v} + \frac{1-x}{\rho_l} \right) + \frac{1,18 \cdot (1-x) \cdot [g \cdot \sigma \cdot (\rho_l - \rho_v)]^{0,25}}{G \cdot \rho_l^{0,5}} \right\}^{-1} \quad (2.19)$$

tal relação é independente do padrão de escoamento e segundo Wojtan (2004), as modificações de Steiner (1993, apud VDI Atlas, 2010) no modelo de Rouhani e Axelsson (1970) proporciona melhores previsões da fração de vazio para refrigerantes halogenados se comparada com o modelo homogêneo.

Shedd (2010) conduziu um estudo experimental sobre fração de vazio para o escoamento bifásico em tubo de reduzido diâmetro por meio de técnicas capacitivas. Uma análise dos seus dados revelou que os resultados para fração de vazio foram satisfatoriamente previstos pelo modelo homogêneo sob condições de título de vapor reduzido. Já para o padrão de escoamento anular, o modelo homogêneo torna-se impreciso e uma melhor estimativa da fração de vazio é fornecida pelo método de Rouhani e Axelsson (1970). Assim, baseado em seus resultados, Shedd (2010) propôs um método de previsão de fração de vazio que é uma combinação do modelo homogêneo e do método de Rouhani e Axelsson (1970) dado pela seguinte relação:

$$\alpha = \xi \cdot \alpha_{HM} + (1 - \xi) \cdot \alpha_R$$

$$\xi = \begin{cases} 1, & \text{se } X_{tt} \cdot \frac{\lambda}{D} > 1 \\ 1 - X_{tt} \cdot \frac{\lambda}{D}, & \text{se } X_{tt} \cdot \frac{\lambda}{D} \leq 1 \end{cases} \quad (2.20)$$

$$\lambda = \sqrt{\frac{\sigma}{\rho_l g}}$$

onde α_{HM} e α_R são, respectivamente, a fração de vazio segundo o modelo Homogêneo com viscosidade dinâmica proposta por Cicchitti et al. (1960) e o método de Rouhani e Axelsson (1970) já definidas anteriormente, X_{tt} é conhecido como parâmetro de Martinelli e λ é o comprimento de capilaridade. O termo ξ é o parâmetro ponderador, que leva em conta a transição do escoamento pistonado para o anular.

Sempertegui-Tapia et al. (2013) também se basearam no modelo de deslizamento para ajustar uma correlação para o cálculo da fração de vazio superficial em escoamentos horizontais

em microcanais para o padrão bolhas alongadas. Os autores avaliaram a velocidade da fase gasosa mediante a correlação cruzada dos sinais de dois lasers.

2.4.1.2. ESTIMATIVA DA PERDA DE PRESSÃO FRICCIONAL

A contribuição do atrito à perda de pressão total é um dos tópicos em escoamentos bifásicos que tem atraído grande atenção de pesquisadores devido dificuldade em sua determinação de forma precisa por meio de análises puramente analíticas. Os métodos de previsão desta parcela podem ser classificados em *modelos mecanicistas*, que envolve uma abordagem que se baseia, inicialmente, na caracterização dos padrões de escoamento, *estritamente empíricos*, que baseia-se na interpolação entre as perdas de pressão para escoamento monofásico de vapor e líquido, e aqueles baseados em *multiplicadores bifásicos* com a perda de pressão para o escoamento bifásico sendo estimada a partir da multiplicação da perda de pressão correspondendo uma das fases escoando isoladamente no canal por um fator denominado de multiplicador bifásico.

Ribatski et al. (2006) compararam 13 métodos para estimativa da perda de pressão em escoamentos bifásicos com 913 resultados experimentais para microcanais levantados na literatura. Estes autores concluíram que o método de Müller-Steinhagen e Heck (1986), embora uma correlação para macrocanais, e o modelo homogêneo com a viscosidade dada por Cicchitti et al. (1960), apresentam as melhores previsões dos dados experimentais. Posteriormente da Silva et al. (2011) compararam seus resultados à 13 métodos, verificando que o método de Lockhart e Martinelli (1949) utilizando a constante proposta por Chisholm (1967) proporcionou erros médios absoluto em relação aos dados experimentais inferiores aos demais.

Neste item, os principais métodos da literatura para estimativa da perda de pressão friccional em escoamento bifásico são descritos, incluindo o modelo homogêneo, o método para escoamento em macro-escala de Lockhart e Martinelli (1949) usando as constantes propostas por Chisholm e o método de Friedel (1979), os métodos empíricos desenvolvidos por Müller-Steinhagen e Heck (1986), da Silva e Ribatski (2013) e Sempertegui-Tapia e Ribatski (2017b), os métodos para escoamento em micro-escala propostos por Mishima e colaboradores (MISHIMA, HIBIKI, 1996; ZHANG et al., 2006, SUN, MISHIMA, 2009) e Cioncolini et al. (2009). No apêndice 1 encontra-se as formulações desses métodos.

No modelo homogêneo a perda de pressão por atrito pode ser calculada a partir da correlação de Blasius (1913 apud Rohsenow, Hartnett e Cho, 1998) para o fator de atrito

bifásico tipo Fanning, considerando a densidade da mistura, $\rho_{2\phi}$, e a viscosidade dinâmica média da mistura, $\mu_{2\phi}$, que deve satisfazer as seguintes condições limites: (i) para título de vapor nulo, a viscosidade da mistura deve ser igual a do líquido; (ii) para o título de vapor igual a unidade, a viscosidade da mistura se iguala a do vapor.

Diferentes procedimentos de cálculo foram propostos para a viscosidade dinâmica média da mistura, destacando as definições apresentadas por Cicchitti et al. (1960) e Awad e Muzychka (2008). Cicchitti et al. (1960) definiram sua correlação com base no ajuste de dados experimentais. Awad e Muzychka (2008) propuseram quatro expressões para a viscosidade da mistura com base em analogia entre a condutividade térmica efetiva em materiais porosos e a viscosidade da mistura para o modelo homogêneo. Awad e Muzychka (2008) argumentaram que a viscosidade da mistura baseada no modelo de Maxwell Eucken 2 (LEVY, 1981) é mais apropriado para escoamento bifásico em minicanais e microcanais. Neste método, os autores sugerem a equação de Churchill (1977) para o cálculo do fator de atrito bifásico tipo Fanning.

Lockhart e Martinelli (1949) foram pioneiros a introduzir os multiplicadores bifásicos com o objetivo de correlacionar a perda de pressão por atrito do escoamento bifásico a partir do escoamento monofásico. O modelo de Lockhart e Martinelli (1949) consiste em obter a perda de pressão por atrito do escoamento bifásico a partir dos multiplicadores bifásicos da fase líquida e gasosa, definidos anteriormente, correlacionados em função do parâmetro de Martinelli, X , e do coeficiente C , estimado a partir de correlações propostas por Chisholm (1967) levantadas em diagramas elaborados originalmente por Lockhart e Martinelli (1949) baseados em bancos de dados extensos. Na implementação deste método faz-se necessário a determinação dos fatores de atrito f_l e f_v correspondentes, respectivamente, as fases vapor e líquido escoando isoladamente. Estes são calculados por meio das relações de Hagen-Poiseuille e Blasius (1913 apud Rohsenow, Hartnett e Cho, 1998).

Friedel (1979) propôs um método baseado também em multiplicadores bifásicos. O autor desenvolveu seu método a partir de um amplo banco de dados composto por 25000 resultados experimentais, incluindo dados para escoamentos horizontais e verticais. Os multiplicadores definidos pelo método de Friedel (1979) consideram a mistura gás-líquido escoando como líquido ou vapor em um canal com as mesmas dimensões. Friedel (1979) incluiu em seu método o número de Froude, Fr , definido pela razão entre os efeitos inerciais e efeitos gravitacionais, inserido pelo autor com a finalidade de capturar efeitos de estratificação do escoamento, e o número de Weber, We , definido pela razão entre efeitos inerciais e os efeitos de tensão superficial, inserido com o objetivo de relacionar as perturbações da interface, os

mecanismos de transição de padrões e a variação da quantidade de movimento interfacial. Esses adimensionais são referidos por Friedel (1979) utilizando a densidade da mistura definida segundo o modelo homogêneo.

Sun e Mishima (2009) compararam os resultados experimentais levantados a partir de 18 estudos independentes com 11 modelos preditivos da perda de pressão por atrito disponíveis na literatura. De acordo com os autores, os métodos de Friedel (1979) e Zhang e Webb (2001) são inadequados para estimar a perda de pressão para escoamentos água-ar, porém proporcionam previsões razoáveis para fluidos refrigerantes. Assim eles propuseram modificações no coeficiente C do método de multiplicadores bifásico de Lockhart e Martinelli (1949) para melhor atender os dados em micro-escala, já que em microcanais observa-se influência significativa do efeito de tensões superficiais.

Müller-Steinhagen e Heck (1986) propuseram um método empírico baseado na interpolação entre os gradientes de pressão monofásico da fase vapor e líquido em função do título de vapor da mistura, para toda a faixa de título de vapor ($0 \leq x \leq 1$). Um extenso banco de dados com mais de 9300 dados de perda de pressão por atrito envolvendo diversos diâmetros de tubos, 5 a 203 mm, e fluidos foi utilizado no ajuste deste método.

Posteriormente, da Silva e Ribatski (2013), comparando seus resultados experimentais para escoamento bifásico do fluido R245fa em um tubo de diâmetro igual a 1,1 mm com diferentes correlações para a parcela friccional da perda de pressão, observou que os modelos de Lockhart e Martinelli (1949) e Müller-Steinhagen e Heck (1986) capturaram as tendências dos seus resultados. Assim, da Silva e Ribatski (2013) modificou o método proposto por Müller-Steinhagen e Heck (1986), selecionado devido a sua simplicidade e precisão relativa, ajustando novos parâmetros empíricos com base em seus resultados experimentais.

Cioncolini et al. (2009) propuseram um modelo mecanicista para previsão da perda de pressão com base em 2902 dados de perda de pressão levantados na literatura válido para condições de macro e micro-escala durante escoamento anular. Este modelo é baseado no Número de Weber assumindo perdas de pressão no núcleo de vapor e no filme líquido similares. Seu modelo considera efeitos da velocidade do gás, da fração de líquido entranhada no vapor e da espessura média do filme líquido.

Kim e Mudawar (2012) coletaram dados da literatura e propuseram um modelo baseado nos multiplicadores bifásicos proposto por Lockhart e Martinelli (1949) para microcanais únicos sob ebulição convectiva. Para capturar a influência dos microcanais Kim e

Mudawar (2012) modificaram a constante C no parâmetro de Martinelli por uma função de grupos adimensionais. Eles também consideraram a relação de densidades das fases para avaliar o efeito dos diferentes fluidos que compõe o banco de dados e as variações de pressão reduzida.

Sempértegui-Tapia e Ribatski (2017b) estudaram a perda de pressão em microcanais com diferentes geometrias, triangular, retangular e circular sob ebulição convectiva dos fluidos R134a, R1234ze, R1234yf e R600a. Os autores avaliaram diversos modelos para previsão da perda de pressão e nenhum dos métodos forneceram previsões satisfatória de seu banco de dados. Então, estes autores também modificaram as constantes empíricas do método proposto por Müller-Steinhagen e Heck (1986) baseado no seu banco de dados para diferentes geometrias dos canais, e uma das constantes empíricas foi relacionada com número de Reynolds e utilizado o diâmetro equivalente para geometrias não circulares.

2.4.2. COEFICIENTE DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR NO INTERIOR DE DUTOS

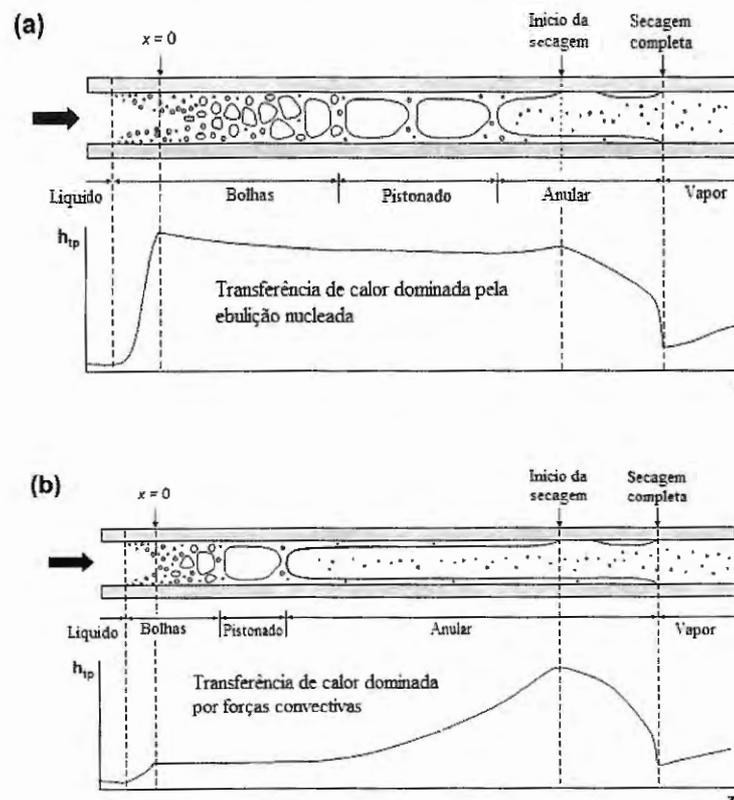
A transferência de calor sob ebulição convectiva se trata de um mecanismo de transferência calor em que a evaporação ocorre sob condições de escoamento forçado. De forma geral, aplicações envolvendo trocadores de calor baseadas neste mecanismo se beneficiam de um elevado coeficiente de transferência de calor, reduzida diferença de temperatura entre a superfície e o fluido refrigerante e gradientes de temperatura ao longo do evaporador inferiores a escoamentos monofásicos.

Os mecanismos de transferência de calor na ebulição convectiva segundo Ribatski et al. (2006) estão relacionados ao padrão de escoamento estabelecido. Assim, em escoamento com bolhas, mecanismos relacionados à nucleação de bolhas predominam, ocorrendo também transferência de calor por convecção forçada. No escoamento pistonado, Thome et al. (2004) consideram que os mecanismos predominantes são a condução através do filme líquido, presente entre a parede do duto e o pistão de vapor, e a convecção forçada do núcleo de vapor e do pistão de líquido durante sua passagem. Já no escoamento anular, o mecanismo predominante é a condução através do filme líquido, com a evaporação se dando na interface.

No escoamento anular pode ocorrer a formação de um filme de vapor entre a parede e a fase líquida, conhecido como “*Departure from Nucleate Boiling*” DNB, causando uma elevação rápida da temperatura da parede, o que pode levar eventualmente à ruptura do duto. Este DNB e a secagem de parede são os mecanismos que limitam o valor máximo de transferência de calor para um determinado escoamento em um duto.

Kim e Mudawar (2013a) citam dois regimes distintos para a ebulição convectiva com base nos mecanismos que dominam a maior fração do comprimento do canal a montante do local de secagem da parede. A Figura 2.2 (a) ilustra a evolução dos padrões de escoamento de do coeficiente de transferência de calor para o regime que predominam efeitos de ebulição nucleada. Nela constata-se padrões bolhas e pistonado, e um decréscimo marginal do coeficiente de transferência de calor com o incremento do título de vapor associado a supressão gradual da ebulição nucleada. A Figura 2.2(b) ilustra a predominância do padrão anular em condições em que efeitos convectivos são preponderantes e o incremento do coeficiente de transferência de calor devido a redução da espessura do filme de líquido.

Figura 2.5 – Diagramas esquemáticos dos padrões de escoamento, secagem da parede e variação do coeficiente de transferência de calor. (a) transferência de calor dominada pela ebulição nucleada e (b) transferência de calor dominada por forças convectivas.



FONTE: Kim e Mudawar (2013)

A associação entre as características topológicas do escoamento e a transferência de calor indicada no parágrafo anterior ressalta a necessidade da compreensão dos mecanismos de transferência de calor de forma a proporcionar o desenvolvimento de métodos de previsão do coeficiente de transferência de calor e fluxo crítico de calor que incorporem comportamentos observados experimentalmente.

2.4.2.1. ESTIMATIVA DO COEFICIENTE DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR DURANTE EBULIÇÃO CONVECTIVA

Métodos para previsão do coeficiente de transferência de calor durante a ebulição convectiva podem ser classificados em três grupos: modelos fenomenológicos, métodos semi-empíricos e métodos empíricos. O primeiro grupo baseia-se na modelagem física do fenômeno, considerando as equações de conservação de massa, quantidade de movimento e energia solucionadas segundo condições de contorno adequadas. O segundo grupo utiliza geralmente uma fundamentação teórica embasada em fenômenos físicos para construção do modelo, ajustando, ao final, coeficientes com base em bancos de dados experimentais. O terceiro é baseado na observação experimental de quais parâmetros estão relacionados ao processo em questão e, a partir daí uma correlação envolvendo grupos adimensionais é ajustada aos dados experimentais. Devido à complexidade associada ao tema, os métodos de previsão com melhores desempenhos têm sido os empíricos e semi-empíricos.

Neste tópico os seguintes métodos para estimativa do coeficiente de transferência de calor em ebulição convectiva são descritos: os métodos desenvolvidas por Liu e Winterton (1991), Zhang et al. (2004), Bertsch et al. (2009), Saitoh et al. (2007) e Kanizawa et al. (2016) baseados em Chen (1966), o modelo de 3 zonas proposto por Thome et al. (2004), o método de Sun e Mishima (2009) baseada na correlação de Lazarek e Black (1982), a correlação de Li e Wu (2010). No apêndice 1 encontram-se as formulações que compõe tais métodos.

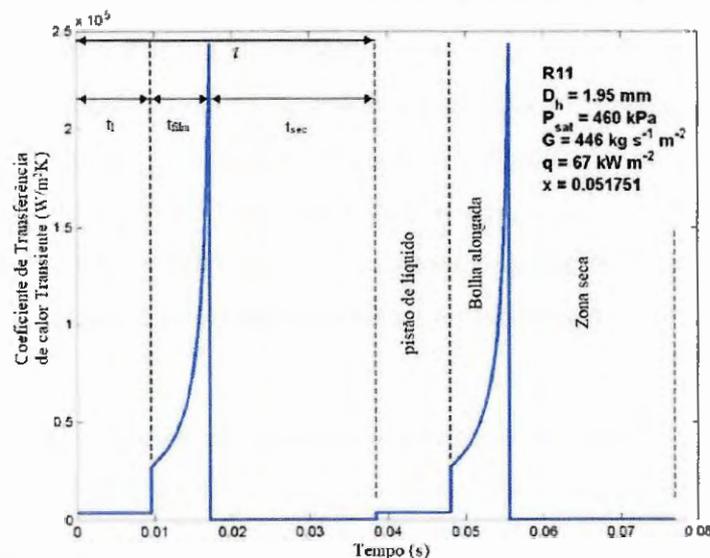
Liu e Winterton (1991), baseados no trabalho de Chen (1966), desenvolveram um método para prever o coeficiente de transferência de calor para a ebulição convectiva subresfriada e saturada. Ao analisar alguns resultados experimentais, os autores observaram que a proposição de uma correlação, considerando a simples adição de efeitos de ebulição nucleada e convectivos, tal como adotadas por Chen (1966), superestima o coeficiente de transferência de calor para título de vapor elevado e subestima para título de vapor reduzido. Assim, para intensificar o efeito de ebulição nucleada em título de vapor reduzido e aumentar os efeitos da convecção forçada para títulos elevados, os autores adotaram a abordagem de Kutateladze (1961) introduzindo um expoente assintótico igual a 2 ao método de Chen (1966). A correlação para macro-escala proposta por Liu e Winterton (1991) é comumente encontrada na literatura sendo comparada com resultados experimentais em macro e micro-escala.

Segundo Jacobi e Thome (2002) e Dupont et al. (2004) os métodos de previsão para macro-escala não fornecem previsões razoáveis do coeficiente de transferência de calor para a

ebulição convectiva em microcanais. Eles basearam tal afirmativa na especulação do principal mecanismo de transferência de calor em canais de diâmetro reduzido estar associado, segundo eles a passagem cíclica e evaporação de um filme de líquido e não a superposição de efeitos de ebulição nucleada e convectivos.

Com base neste estudo inicial, Thome et al. (2004) propuseram o modelo de 3-Zonas que descreve a evaporação de bolhas alongadas em microcanais. O modelo de 3-Zonas prevê a variação do coeficiente de transferência de calor local durante a passagem cíclica de um pistão de líquido, uma bolha alongada e um pistão de vapor, caso a condição de secagem do filme de líquido for alcançada, como ilustrado na Figura 2.5.

Figura 2.6 – Variação cíclica do coeficiente de transferência de calor com o tempo.



FONTE: Thome et al. (2004)

Zhang et al. (2004) coletaram na literatura 1203 dados experimentais para diferentes fluidos, orientações, diâmetros, velocidades mássicas, pressões de saturação e fluxos de calor para a ebulição convectiva. Com base destes dados verificaram que para parcela significativa dos resultados envolvendo escoamento em microcanais o líquido se apresentava no regime laminar e o vapor, no regime turbulento. Zhang et al. (2004), então, baseados no trabalho de Chen (1966), desenvolveram um método para previsão do coeficiente de transferência de calor para a ebulição convectiva saturada. Estes autores consideraram em seu método as condições do regime de escoamento (laminar ou turbulento) em um fator, F , presente no número de Reynolds, e no coeficiente de transferência de calor monofásico em que foi modificada para ser utilizado para as quatro condições de escoamento tais como líquido-laminar e vapor-turbulento.

Bertsch et al. (2009) também propuseram um método de previsão do coeficiente de transferência de calor sob ebulição convectiva baseados na abordagem de Chen (1966). Seu método foi desenvolvido a partir de 3.899 dados experimentais da literatura coletados a partir de 14 estudos independentes para microcanais únicos e multi-microcanais paralelos. De acordo com Bertsch et al. (2009), o efeito do fluxo de calor, da vazão mássica, título de vapor e do confinamento de bolhas foram considerados, e a correlação se mostrou consistente para título de vapor entre 0 e 1 considerando o banco de dado coletado.

Sun e Mishima (2009) compararam 13 métodos de previsão do coeficiente de transferência de calor com um banco de dados contendo 2505 resultados experimentais para 11 fluidos e diâmetros variando entre 210 μm e 6,05 mm. Com base nesta análise, os autores indicaram que o método de Chen (1966), e aqueles derivados a partir dele, não são adequados para canais de diâmetro reduzido e que as correlações de Lazarek e Black (1982) e de Kew e Cornwell (1997) fornecem as melhores previsões do banco de dados levantado por eles na literatura. Com base neste resultado, os autores indicaram a predominância de efeitos de ebulição nucleada sobre os convectivos para a ebulição convectiva em microcanais. Desta forma, Sun e Mishima (2009) propuseram um novo método baseado em Lazarek e Black (1982) incluindo o número de Weber, de forma a capturar efeitos de tensão superficial em diâmetro reduzidos.

Saitoh et al. (2007) desenvolveram um método para previsão do coeficiente de transferência de calor durante a ebulição convectiva do fluido R134a em dutos horizontais únicos baseado na abordagem de Chen (1966). Este método considera condições de pré e pós-secagem de parede, cuja transição entre elas é dada por uma correlação que fornece o título de vapor de secagem de parede. O banco de dados utilizado pelos autores para o ajuste da correlação compõe-se de dados para R134a e canais circulares com diâmetros entre 0,51 e 10,92 mm. O método incorpora o efeito da redução do diâmetro do tubo por meio do número de Webber da fase vapor que é a razão entre efeitos de inércia e de tensão superficial.

Li e Wu (2010) propuseram uma nova correlação para o coeficiente de transferência de calor em canais de reduzido diâmetro com base em três adimensionais, números de Ebulição, Reynolds e Bond. Os coeficiente e expoentes da nova correlação foram ajustados a partir de um banco de dados obtido na literatura contendo 3700 resultados experimentais para diferentes fluidos refrigerante, velocidades mássicas e temperaturas de saturação, e para configurações envolvendo canais únicos e multi-microcanais com dimensões diferentes.

Kim e Mudawar (2013a) com base em dados da literatura propuseram um método assintótico com expoente igual a 2 que considera a superposição de efeitos de ebulição nucleada e convectivos para microcanais únicos. Este método se baseia em 10805 dados experimentais levantados em condições de pré-secagem de parede por 31 laboratórios diferentes utilizados no ajuste de seus coeficientes e expoentes. O banco de dados cobre 18 fluidos diferentes, diâmetro hidráulicos de 0,19 a 6,5 mm, velocidades mássicas de 19 a 1608 kg/m²s e pressões reduzida de 0,005 a 0,69. No desenvolvimento do método, os autores primeiramente determinaram o início da secagem de parede, pois o método foi elaborado apenas para região de pré-secagem. Kim e Mudawar (2013a), em seu método, avaliaram a dominância dos efeitos de ebulição nucleada e convectiva.

Kanizawa et al. (2016) com base em sua extensa base de dados com 2050 resultados experimentais para fluidos halogenados e hidrocarbonetos cobrindo microcanais de diâmetros entre 0,36 e 6 mm propuseram um método de previsão para o coeficiente de transferência de calor baseado em Saitoh et al. (2007) que considera o coeficiente como uma adição de efeitos de ebulição nucleada e convectivos. O método desenvolvido pelos autores estima o coeficiente de transferência de calor pré e pós-secagem de parede. Kanizawa et al. (2016) incluíram em seu método o parâmetro de Martinelli, visando capturar efeitos da aceleração do escoamento, o número de Weber, buscando incluir efeitos das ondulações interfaciais e o desprendimento de gotículas de líquido, e o número de Bond com o intuito de capturar efeitos do crescimento da bolha em condições confinadas.

Na região de pós-secagem de parede Kanizawa et al. (2016) determinaram o título de vapor para o início da secagem de parede a partir do fluxo crítico de calor imposto, utilizando o método de Zhang et al. (2006) para determinação deste fluxo. Nesta região o coeficiente de transferência de calor foi calculado a partir de uma interpolação linear entre o coeficiente de transferência de calor sob ebulição convectiva para o título de secagem e o coeficiente de transferência de calor para a fase vapor correspondendo a um título de vapor igual a unidade. Eles utilizaram como parâmetro de ponderação o título de vapor para secagem de parede.

Observa-se, portanto, que a maioria dos métodos de previsão do coeficiente de transferência de calor investigado se dedicam a previsão do CTC na região de pré-secagem de parede e, portanto, a previsão do CTC na condição de secagem se torna insatisfatório. Apenas dois métodos fazem a previsão do CTC pós-secagem de parede com a identificação do título de vapor por meio do fluxo crítico de calor. Assim, faz-se necessário a avaliação do título de vapor da secagem de parede para melhor avaliar a transferência de calor sob ebulição convectiva.

2.5. ESTABELECIMENTO DA SECAGEM DE PAREDE EM MICROCANAIS SOB EBULIÇÃO CONVECTIVA

Este item trata da análise da literatura pertinentes ao estabelecimento de condições de secagem de parede durante a ebulição convectiva no interior de microcanais. Ele inicia-se com uma descrição dos parâmetros e mecanismos físicos responsáveis pelo estabelecimento do fluxo crítico de calor e finaliza com uma discussão crítica dos estudos da literatura sobre o processo de secagem de parede.

2.5.1. FLUXO CRÍTICO DE CALOR DURANTE EBULIÇÃO CONVECTIVA

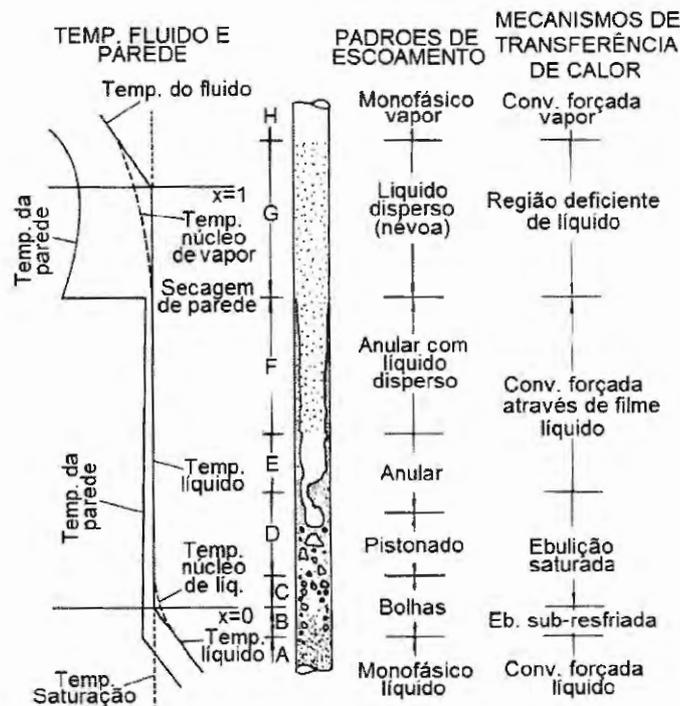
Collier e Thome (1994) ilustraram (ver Figura 2.7) na forma de um diagrama esquemático os diversos padrões de escoamento, juntamente com os mecanismos de transferência de calor ao longo de tubo em condições na quais um fluido subresfriado é submetido a um fluxo de calor constante até sua completa evaporação.

Conforme ilustrado na Figura 2.7, na seção de entrada o fluido encontra-se como líquido subresfriado, sem a ocorrência de mudança de fase. O coeficiente de transferência de calor nesta condição varia apenas marginalmente, com as temperaturas da parede e do líquido se elevando de forma aproximadamente linear. A partir de um determinado superaquecimento da parede, inicia-se a formação de vapor junto à superfície, porém sem a necessidade que o líquido se encontre saturado. Nesta região o gradiente de temperatura da superfície decresce acentuadamente enquanto a temperatura média do fluido na seção continua a se elevar, implicando em um ligeiro aumento do CTC.

A região **C** é caracterizada pela ebulição saturada com o estabelecimento do escoamento segundo bolhas e a transferência de calor estando principalmente associada a ebulição nucleada. Nas regiões **D** e **E** efeitos convectivos se intensificam e o padrão transicional de pistonado para anular com a aceleração do escoamento devido ao processo de evaporação. Na região **F** tem-se a presença do padrão anular, porém com a possibilidade de existência de gotículas de líquido entranhadas no núcleo de vapor. Nesta região, a espessura do filme de líquido é sensivelmente reduzida, acarretando um aumento do CTC com a consequente redução na temperatura da parede. O fim dessa região coincide com a total supressão do filme de líquido e consequentemente na elevação drástica da temperatura superficial. Neste contexto as seguintes situações podem estar associadas a secagem de parede propriamente dita e

denominada na literatura inglesa de “*dryout*”, quando acontece uma secagem gradual do filme de líquido junto a parede para escoamento anular, resultando na elevação drástica da temperatura da superfície e a crise de ebulição ou “*departure from Nucleate Boiling*” (DNB), que ocorre em títulos de vapor reduzidos e é caracterizada pelo escoamento inverso, isto é, vapor junto a superfície e líquido escoando na região central estando associado a um aumento drástico e da temperatura superficial. É importante ressaltar que o aumento drástico da temperatura superficial com a secagem da parede de maneira geral verifica-se em condições de imposição de fluxo de calor.

Figura 2.7 – Figura ilustrativa dos distintos padrões de escoamento e mecanismo de transferência de calor ao longo de um tubo vertical.

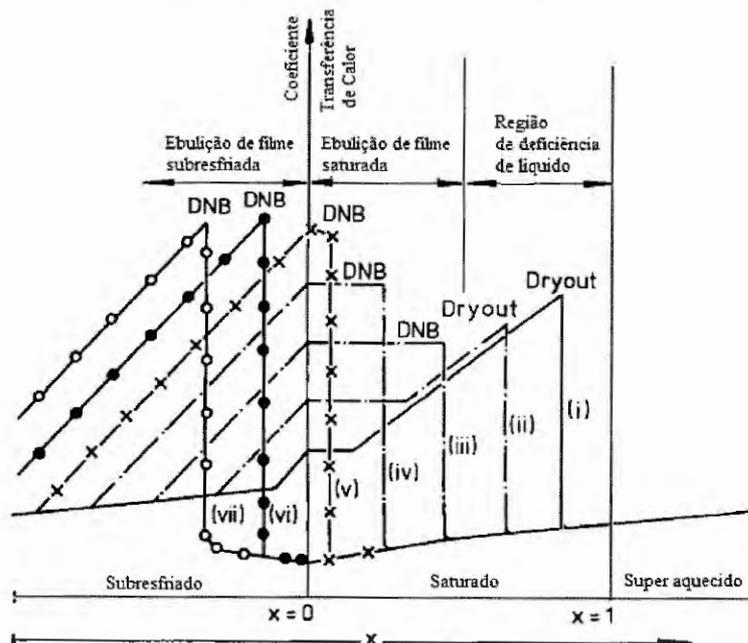


FONTE: Collier e Thome (1994)

A região G apresenta um escoamento em névoa, sem presença de líquido junto à parede. A temperatura média do fluido é moderadamente superior à de saturação, e como a temperatura superficial se elevada, o CTC apresenta valores significativamente inferiores. Na região H tem-se a finalização do processo de mudança de fase do líquido para o estado de vapor. Novamente as temperaturas superficial e média do fluido crescem segundo gradientes próximos, mas com diferenças superiores às verificadas para a fase líquida devido ao CTC inferior.

A Figura 2.8, também apresentada por Collier e Thome (1994), ilustra o comportamento do CTC em função do fluxo de calor e do título de vapor caracterizando o comportamento em condições pré e pós-secagem de parede. A curva (i) corresponde ao processo de ebulição convectiva ilustrada na Figura 2.7 em que as distintas regiões (A a F) caracterizam o comportamento do CTC em fluxos de calor reduzidos. A curva (ii) corresponde a um fluxo de calor superior a este e ilustra a antecipação do início da ebulição (“*Onset of Nucleate Boiling, ONB*”) o que resulta em uma elevação precoce do CTC e a redução do título de vapor correspondente a secagem de parede, “*dryout*”. Um aumento adicional do fluxo de calor implica no comportamento ilustrado na curva (iii), com o estabelecimento da ebulição em condições caracterizadas por um maior grau de subresfriamento e a ocorrência da secagem de parede. Nela nota-se também a ampliação do *plateau* associado a um CTC independente do título de vapor devido ao predomínio de efeitos de ebulição com o aumento do fluxo de calor. Nesta condição ocorre a crise de ebulição (DNB) relacionado com o estabelecimento de um filme de vapor junto a parede e o líquido escoando na região central. Um incremento superior do fluxo de calor antecipa o DNB podendo ocorrer a crise de ebulição em condições subresfriadas.

Figura 2.8 – Variação do coeficiente de transferência de calor em função do título de vapor a partir do incremento do fluxo de calor.



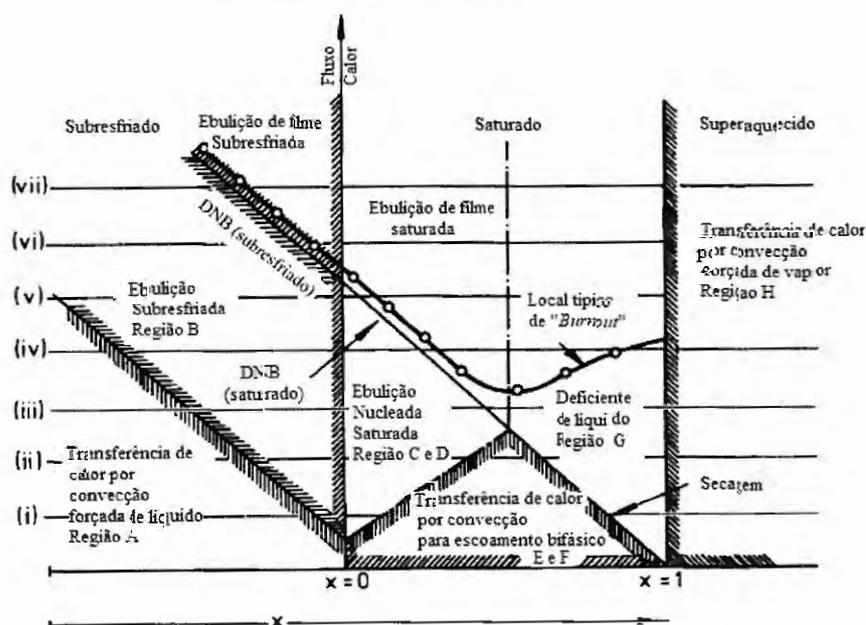
FONTE: Collier e Thome (1994)

Verifica-se que a crise de ebulição (DNB) e a secagem de parede (*dryout*) decorrem de processos distintos que estão relacionados ao fluxo de calor aplicado ao longo do canal.

Neste contexto Collier e Thome (1994) definem o fluxo crítico de calor (FCC), relacionado a redução drástica do CTC e uma elevação da temperatura superficial e o fluxo de calor de "burnout" associado a ruptura da superfície aquecida. Em aplicações caracterizadas pela imposição do fluxo de calor, o decréscimo do CTC pode resultar em danos permanentes à superfície aquecida, implicando em sua ruptura, degradação, deformação e oxidação, esta condição caracteriza o "burnout".

Collier e Thome (1994), propuseram o diagrama ilustrado na Figura 2.9, que indica as condições associadas ao estabelecimento do FCC para escoamento no interior de um tubo relacionando o fluxo de calor com o título de vapor. Os autores caracterizam três condições associada ao estabelecimento do FCC: i) DNB ("Departure from Nucleate Boiling") subresfriado caracterizado pelo escoamento inverso com o filme de vapor escoando junto a superfície aquecida e a fase líquida na região central do duto; ii) DNB saturado, em que ocorre a ruptura do filme de líquido e ocorre a formação de um filme de vapor escoando na superfície do duto, com títulos de vapor locais intermediários e iii) secagem de parede, em que verifica-se a secagem progressiva do filme líquido junto a superfície aquecida em escoamento bifásico para títulos de vapor elevados.

Figura 2.9 – Diagrama ilustrando os modos de estabelecimento do FCC em função do fluxo de calor e do título de vapor.



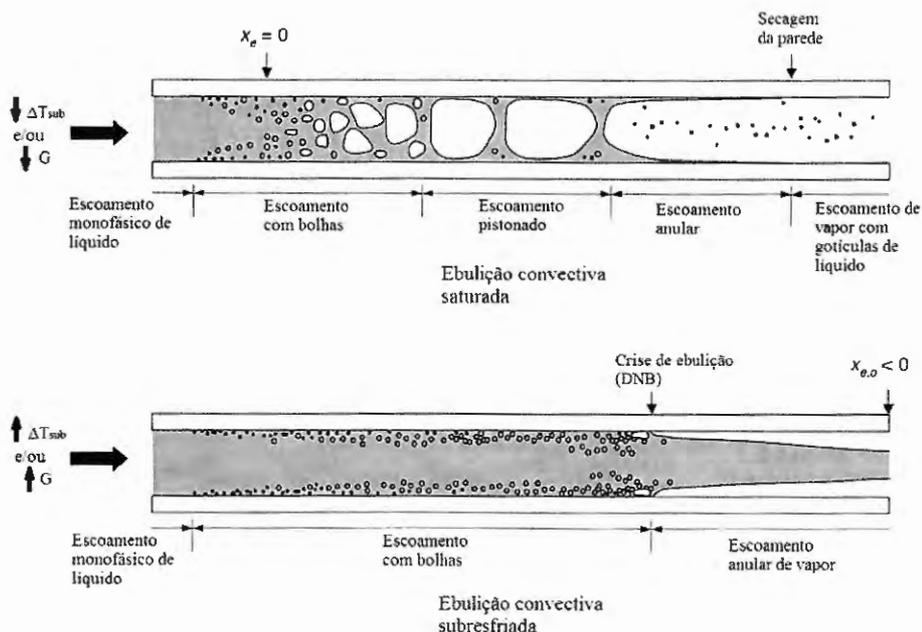
FONTE: Collier e Thome (1994)

Os mecanismos associados ao estabelecimento do fluxo crítico de calor são distintos para condições de escoamento subresfriado e saturado. O primeiro caso se caracteriza por uma

temperatura média do fluido ao final da seção aquecida inferior a temperatura de saturação local. Ele se verifica para condições de títulos de vapor de equilíbrio termodinâmico inferiores a zero, elevadas velocidades mássicas e grau de subresfriamento do fluido e reduzida relação entre o comprimento aquecido e o diâmetro hidráulico do canal. Já o fluxo crítico de calor em condições saturadas, ocorre para títulos de vapor de equilíbrio termodinâmico superiores a zero, velocidades mássicas reduzidas e elevada relação entre comprimento e diâmetro.

A Figura 2.10 ilustra esquematicamente as características do fluxo crítico de calor, para condições de escoamento saturado e subresfriado segundo Lee e Mudawar (2009). De acordo com estes autores, para ebulição subresfriada um drástico aumento na fração de vazio junto a superfície gera uma inversão no padrão de escoamento. O fluxo crítico de calor em condições saturada ocorre para o padrão anular e está associado a redução progressiva da espessura do filme com uma consequente secagem, estabelecendo o contato da superfície com a fase vapor. No caso do FCC em ebulição subresfriada, o padrão de escoamento segundo bolhas persiste ao longo do comprimento do canal, e o fluxo crítico de calor está associado a coalescência de bolhas junto a parede que dificulta seu remolhamento e gera um filme de vapor ao longo da superfície aquecida.

Figura 2.10 – Ilustração do processo de estabelecimento do fluxo crítico de calor para ebulição convectiva em microcanais.



FONTE: Lee e Mudawar (2009)

Tong e Hewitt (1972) caracterizaram os seguintes mecanismos associados a secagem de parede em condições subresfriadas: i) a secagem a partir da formação de bolsões de vapor junto a parede, observada para velocidades mássicas reduzidas e elevado grau de subresfriamento; ii) a aglomeração e o colapso de bolhas de diâmetros reduzidos promovendo uma região com elevada fração de vazio verificado em velocidades mássicas elevadas; iii) pela evaporação do filme líquido presente na região terminal de uma bolha alongada.

Kim e Mudawar (2013b) observaram que o FCC apresentava uma dependência significativa das condições de subresfriamento na entrada no escoamento. Assim, os autores caracterizaram para escoamento subresfriado os seguintes mecanismos associados ao estabelecimento do FCC, sendo alguns deles caracterizados anteriormente por Tong e Hewitt (1972): i) Separação da Camada Limite (“*Boundary Layer Separation*”) baseia-se na suposição de que a FCC ocorre quando a taxa de difusão de vapor a partir da parede atinge um limite que faz com que o gradiente de velocidade do líquido próximo à parede se torne reduzido, resultando na separação do líquido da parede; ii) Aglomeração de bolhas (“*Bubble Crowding*”) baseia-se no pressuposto de que o FCC ocorre quando as flutuações turbulentas no núcleo de líquido se tornam reduzidas não permitindo que o líquido penetre na camada de bolhas presente na superfície e molhe a mesma; iii) Secagem da subcamada limite (“*Sublayer Dryout*”) baseia-se na premissa de que o FCC começa quando o calor fornecido excede a entalpia do líquido promovendo uma fina subcamada limite e gerando bolhas coalescentes de vapor na parede; iv) Destruição da interface (“*Interfacial Lift-off*”) é construído com base na observação de que bolhas de vapor coalescem em uma camada contínua de vapor antes do FCC intensificando a amplitude das ondas interfaciais formadas e estas são capazes de entrar em contato com a parede, e quando a difusão de vapor é intensa ocorre a destruição interfacial e do filme de líquido. Segundo os autores o processo de secagem está associado principalmente às condições saturada e ao desenvolvimento de um padrão de escoamento anular.

Revellin e Thome (2007) propuseram que o fluxo crítico de calor para condição de ebulição saturada está associado a presença de ondulações na interface do filme de líquido de forma que quando a espessura média do filme se aproxima da amplitude destas ondulações, ocorre o rompimento da película de líquido nas regiões correspondentes aos vales.

Análises detalhadas sobre os mecanismos físicos responsáveis pelo estabelecimento do fluxo crítico de calor são encontradas nos estudos de Maulbetsch e Griffith (1965), Kutateladze e Leontev (1966), Weisman e Pei (1983), Lee e Mudawar (1988), Tong e Tang

(1998), Kandlikar (2001) e Tibiriçá e Ribatski (2013), sugeridos aqui como referências adicionais.

A Tabela 2.1 apresenta um resumo dos estudos da literatura sobre secagem de parede durante a ebulição convectiva considerando condições de macro e micro-escala. Nesta tabela verifica-se que estudos foram realizados para escoamentos verticais ou horizontais em um único canal ou multi-canais para condições subresfriada ou saturada. A água é o fluido mais presente nos estudos sobre fluxo crítico de calor. Observa-se na tabela que o diâmetro avaliado pelos autores variou de 0,3 a 15 mm e o comprimento do canal entre 20 a 900 mm com apenas um estudo envolvendo fluxo de calor não uniforme. A maioria dos resultados experimentais disponíveis na literatura sobre a ebulição convectiva em microcanais foram levantados em condições de imposição do fluxo de calor uniforme por meio do efeito Joule. Parcela significativa destes trabalhos apresentaram modelos de fluxo de calor (FCC). A tabela também apresenta um resumo dos comportamentos verificados pelos autores associados aos parâmetros experimentais, como velocidade mássica, condição de saturação, diâmetro do canal, grau de subresfriamento na secagem de parede (fluxo crítico de calor). As principais observações são: a secagem de parede é identificada por meio do incremento abrupto da temperatura superficial e redução do coeficiente de transferência de calor; o título de secagem incrementa com a redução da velocidade mássica e incremento do diâmetro; os métodos fluxo crítico de calor são funções do grau de subresfriamento, da velocidade mássica, do comprimento e diâmetro do canal e das condições de entrada.

Tabela 2.1 – Sumário ilustrando estudos experimentais da literatura sobre secagem de parede.

Autores	Geometria ⁱ	Condições de operação	Fluidos	Escoamento ⁱⁱⁱ	Fluxo de calor	Observações ⁱⁱ
Lazarek e Black (1982)	o, ↑, $D_h = 3,1 \text{ mm}$, $L=123 - 246 \text{ mm}$	$p = 117-410 \text{ kPa}$, $G = 125-750 \text{ kg/m}^2\text{s}$	R-113	Subresfriado/Saturado	Fluxo uniforme, $q'' = 14 - 380 \text{ kW/m}^2$	- Método FCC; - $FCC \approx (G, D/L, \Delta T_{sub})$
Katto e Ohno (1984)	o, →, $D_h = 10 \text{ mm}$, $L = 1000 \text{ mm}$	$p = 1,96 - 3,44 \text{ MPa}$, $G = 120 - 2100 \text{ kg/m}^2\text{s}$	R-12	Subresfriado/Saturado	Fluxo uniforme, $q'' = 25 - 200 \text{ kW/m}^2$	- Método FCC, - $FCC \approx (G, D/L, \Delta T_{sub})$, - $FCC = f(\rho_v/\rho_l, We, L/D)$
Shah (1987)	Banco de dados da literatura $D_h = 0,315-37,5 \text{ mm}$, $L/D_h = 1,3 - 940$	$p_r = 0,0014 - 0,96$, $G = 4-29051 \text{ kg/m}^2\text{s}$	23 fluidos	Subresfriado/Saturado	$q'' = 0,013 - 4500 \text{ kW/m}^2$	- Método FCC, - $FCC = f(Pe, Fe, x_e, L/D)$
Bowers e Mudawar (1994)	o, →, $D_h = 0,51 - 2,54 \text{ mm}$, $L/D_h = 2,4-34$	$p = 139 \text{ kPa}$, $G = 50-151 \text{ kg/m}^2\text{s}$	R-113	Subresfriado/Saturado	Fluxo uniforme	- $x_{sec} \rightarrow \uparrow T_p$, - $\uparrow FCC \rightarrow \uparrow G$ e p
Roach et al. (1999)	o, $D_h = 1,17 - 1.45 \text{ mm}$	$p = 344 - 1043 \text{ kPa}$, $G = 248-1037 \text{ kg/m}^2\text{s}$	Água	Subresfriado/Saturado	Fluxo uniforme, $q'' = 800 - 3500 \text{ kW/m}^2$	- $x_{sec} \rightarrow \uparrow T_p$, - $\uparrow FCC \rightarrow \uparrow G$ e p , - $FCC \approx D$ e geometria
Hall e Mudawar (2000)	Banco de dados da literatura o, → e ↑, $D_h = 0,25 - 1,5 \text{ mm}$, $L/D_h = 2 - 684$	$p = 100-200 \text{ kPa}$, $G = 300-30000 \text{ kg/m}^2\text{s}$	Água	Subresfriado/Saturado	Fluxo uniforme, $q'' = 500 - 27000 \text{ kW/m}^2$	- Método FCC, - $\uparrow FCC \rightarrow$ vertical
Yu et al. (2002)	o, →, $D_h = 2,98 \text{ mm}$, $L=0,91 \text{ m}$	$p=200 \text{ kPa}$, $G = 50 - 200 \text{ kg/m}^2\text{s}$	Água	Subresfriado/Saturado	Fluxo uniforme, $q'' = 50 - 300 \text{ kW/m}^2$	- $x_{sec} \rightarrow \uparrow T_p$, - $\downarrow G \rightarrow \downarrow x_{sec}$, $\downarrow FCC \rightarrow \downarrow G$
Qu e Mudawar (2004)	□, →, 21 canais paralelos, $215 \times 821 \mu\text{m}$	$p=113 \text{ kPa}$, $G = 86 - 368 \text{ kg/m}^2\text{s}$	Água	Subresfriado/Saturado	Fluxo uniforme, $q'' = 50 - 2000 \text{ kW/m}^2$	- Método FCC, - $FCC = f(\rho_v/\rho_l, We, L/D)$, - $FCC \rightarrow$ Instabilidades, - $\uparrow FCC \rightarrow \uparrow G$
Wojtan et al. (2006)	o, $D_h = 0,5 - 0,8 \text{ mm}$	$p= 888 \text{ kPa}$, $G = 400 - 1600 \text{ kg/m}^2\text{s}$	R-134a, 245fa	Subresfriado/Saturado	Fluxo uniforme, $q'' = 50 - 600 \text{ kW/m}^2$	- Método FCC, $FCC = f(G, L, \rho_v/\rho_l)$, - $\uparrow G \rightarrow \uparrow FCC$, - $\downarrow L \rightarrow \uparrow FCC$
Zhang et al. (2006)	Banco de dados da literatura o, $D_h = 0,33 - 6,22 \text{ mm}$, $L/D_h = 1 - 975$	$G = 5 - 13000 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $p = 0,2 - 19 \text{ MPa}$	Água	Subresfriado/Saturado	Fluxo uniforme, $q'' = 9 - 276000 \text{ kW/m}^2$	- Método FCC, - $FCC = f(\rho_v/\rho_l, We, L/D, x_e)$
Jeong e Park (2007)	o, o aletado, →, 6 e 8 canais, $D_h = 0,8 \text{ mm}$, $L=1,1 \text{ m}$	$G = 400 - 800 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $p = 4500 \text{ kPa}$	CO ₂	Subresfriado/Saturado	Fluxo uniforme, $q'' = 12 - 18 \text{ kW/m}^2$	- Método x_{sec} , - $\downarrow G \rightarrow \uparrow x_{sec}$
Martin-Callizo et al. (2008)	o, ↑, $D_h = 0,64 - 1,7 \text{ mm}$, $L=0,3 - 0,4 \text{ m}$	$p = 180 - 1100 \text{ kPa}$, $G = 185-541 \text{ kg/m}^2\text{s}$	R134a, R22, R245fa	Subresfriado/Saturado	Fluxo uniforme, $q'' = 1 - 70 \text{ kW/m}^2$	- Método FCC, - $x_{sec} \rightarrow \uparrow T_p$, $\downarrow h$, - $\uparrow G \rightarrow \uparrow FCC$
Revellin e Thome (2008)	Banco de dados da literatura □ e o, multi-microcanais, canais únicos, $D_h = 0,2 - 3,15 \text{ mm}$	$G = 129-1600 \text{ kg/m}^2\text{s}$	Água, R134a, R113, R245fa	Subresfriado/Saturado	Fluxo uniforme, $q'' = 3 - 1000 \text{ kW/m}^2$	- Método FCC, $FCC = f(\text{onda interfaciais})$, - $\uparrow D_h \rightarrow \uparrow FCC$
Kosar e Peles (2007)	□, 5 canais paralelos, →, $D_h = 0,223 \text{ mm}$,	$p = 227-520 \text{ kPa}$, $G = 291-1118 \text{ kg/m}^2\text{s}$	R123	Subresfriado/Saturado	Fluxo uniforme, $q'' = 53 - 196 \text{ kW/m}^2$	- $x_{sec} \rightarrow FCC$, - $\uparrow G$ e $\downarrow x_{sec} \rightarrow \uparrow FCC$, - $\uparrow p \rightarrow \uparrow FCC$, - Método FCC

Tabela 2.1 (Continuação) – Sumário ilustrando estudos experimentais da literatura sobre secagem de parede.

Autores	Geometria	Condições de operação	Fluidos	Escoamento	Fluxo de calor	Observações ⁱⁱ
Roday e Jensen (2009)	○, $D_h=0,286 - 0,70$ mm	$p=25,3-179$ kPa, $G=320-560$ kg/m ² s	Água	Subresfriado/ Saturado	Fluxo uniforme, $q''=1200 - 40$ kW/m ²	- DNB, -↑G →↑FCC - FCC→Ondas Interfaciais, ↓ x_{sec} →↑FCC, - Método FCC
Wu et al. (2011a)	○, →, $D_h=1,42$ mm, $L=0,3$ m	$p_r = 0,136 - 0,472$, $G=300-600$ kg/m ² s	CO ₂	Subresfriado/ Saturado	Fluxo uniforme, $q''=7,5 - 30$ kW/m ²	- $x_{sec} \rightarrow \downarrow h$, $x_{sec} \rightarrow$ elevados
Ong e Thome (2011a,b)	○, $D_h=1,03, 2,2$ e $3,04$ mm	$G=200$ kg/m ² s	R134a, R236 e R245fa,	Subresfriado/ Saturado	Fluxo uniforme, $q''=13 - 250$ kW/m ²	-Método FCC, - FCC=f(Co), - ↑G e ↓ T_{sat} →↑FCC
Ali e Palm (2011)	○, ↑, $D_h=1,22$ e $1,7$ mm, $L=220$ mm	$p = 700-800$ kPa, $G=50-600$ kg/m ² s	R134a	Subresfriado/ Saturado	Fluxo uniforme, $q''=15 - 160$ kW/m ²	-↑G e ↓D→↑FCC, x_{sec} , $x_{i,sec}$, -↑G →↓ x_{sec} , - ↑D→↑ x_{sec}
Basu et al. (2011)	○, $D_h=0,5 - 1,6$ mm, $L/D=240, 80$ e 130	$p = 490-1160$ kPa, $G = 300-1500$ kg/m ² s	R134a	Subresfriado/ Saturado	Fluxo uniforme, $q''=20 - 220$ kW/m ²	-Método FCC, -↑G e D→↑FCC, - ↑FCC=↓ x_{sec}
Del Col e Bortolin (2012)	○, →, $D_h = 0,96$ mm	$G=185-541$ kg/m ² s	R134a, R22, R245fa.	Subresfriado/ Saturado	Fluxo não uniforme, $q''=40 - 260$ kW/m ²	- $x_{sec} \rightarrow \uparrow T_p$, ↓h, - ↑FCC→↑G
Tibiricá et al. (2012a,b)	○, elíptico, →, $D = 1-2,2$ mm, $L=90-360$ mm	$p=180 - 1000$ kPa, $G=100-1500$ kg/m ² s	R1234ze, R134a e R245fa	Subresfriado/ Saturado	Fluxo uniforme, $q''=5 - 250$ kW/m ²	-Método FCC, - $x_{sec} \rightarrow \uparrow T_p$, ↓h
Mikielewicz et al. (2013)	○, ↑, $D = 1,15$ e $2,3$ mm	$p = 40-700$ kPa, $G=40 - 900$ kg/m ² s	SES 36, R134a, R123 e Etanol	Subresfriado/ Saturado	Fluxo uniforme, $q''=20 - 220$ kW/m ²	-Método FCC, -↑G e ↓D→↑FCC, - ↑FCC=↓ x_{sec} , - x_{sec} →↑ T_p , ↓h
Kim e Mudawar (2013a,b)	Banco de dados da literatura ○ e □, ↑ e →, multicanais e canais únicos, $D_h=0,5 - 6$ mm	$p_r=0,005 - 0,78$, $G=29 - 2738$ kg/m ² s	Água, CO ₂ , R134a, R22, R410A, R407C, R245fa, R113, R1234ze, R1234yf, R32, R290 e FC72.	Subresfriado/ Saturado	Fluxo uniforme e não uniforme	-Método x_{sec} , - $x_{sec} \rightarrow \uparrow T_p$, ↓h
Younes e Hassan (2015)	□ e ○, $D=0,286-3$ mm, $L=21,66-540$ mm	$G=86 - 3000$ kg/m ² s	Água, R134a, R2345fa, R236fa e LN2.	Subresfriado/ Saturado	Fluxo uniforme, $q''=22 - 380$ kW/m ²	- Método FCC; - $x_{sec} \rightarrow \downarrow h$
Anwar et al. (2015)	○, $D=0,64-170$ mm, $L=213-245$ mm.	$p=180 - 1300$ kPa, $G=100-500$ kg/m ² s	R134a, R1234yf, R152a, R22, R245fa, R290 e R600a.	Subresfriado/ Saturado	Fluxo uniforme, $q''=25 - 280$ kW/m ²	- Método FCC e x_{sec} ; -↑G e ↑D→↑ x_{sec}
Hong et al. (2018)	□, 2 canais, $D_h=0,5 - 0,667$ mm	$p=100$ kPa, $G=30-70$ kg/m ² s	Etanol e Acetona	Subresfriado/ Saturado	Fluxo uniforme, $q''=5 - 80$ kW/m ²	-Método FCC, - FCC→Instabilidades, - ↑FCC→↑G, - ↑FCC→↓ D_h
Presente trabalho	○, $D=0,5$ mm, $L=300$ mm,	$P=700$ kPa, $G=300-500$ kg/m ² s	R134a	Subresfriado/ Saturado	Fluxo não uniforme, $q''=40 - 260$ kW/m ²	-Método x_{sec} , - - $x_{sec} \rightarrow \uparrow T_p$, ↓h, ↓ x_{sec} →↑G

FONTE: Autor

ⁱ →: escoamento horizontal; ↑: escoamento vertical; ○ canal circular; □ canal retangularⁱⁱ FCC: fluxo crítico de calor; x_{sec} : título de secagem completa; ↑: incrementa; ↓: reduz, $x_{i,sec}$: título para o início da secagemⁱⁱⁱ subresfriado/saturado: Fluido adentra subresfriado ou saturado na seção e sai saturado

2.5.2. MÉTODOS DE PREVISÃO DE FCC

Devido à complexidade dos mecanismos responsáveis pela condição de fluxo crítico de calor durante a ebulição convectiva, os métodos para sua previsão são geralmente empíricos e baseados em grupos adimensionais que incluem parâmetros como a velocidade mássica, o grau de resfriamento, propriedades do fluido, comprimento aquecido e o diâmetro do canal. No apêndice 1 encontra-se as formulações de alguns métodos discutidos neste trabalho. Neste contexto, Hall e Mudawar (2000) levantaram mais de 100 métodos de previsão do fluxo crítico de calor que, geralmente, assumem segundo estes autores uma das seguintes formas: i) correlação dimensional baseada em uma análise estatística dos dados; ii) correlação adimensional baseada em grupos adimensionais característicos da ebulição convectiva; iii) correlação baseada na superposição de um modelo de FCC para ebulição nucleada e outra para convecção forçada de líquido.

Lazarek e Black (1982) analisaram o coeficiente de transferência de calor, a perda de pressão e o fluxo crítico de calor para ebulição convectiva saturada. Seus dados experimentais para fluxo crítico de calor são baseados no início da condição de secagem de parede. Os autores verificaram a ocorrência de uma redução acentuada no CTC após a secagem da parede. Eles desenvolveram um método de previsão do FCC baseado no modelo empírico de Stevens e Kirby (1964), que prevê o título de vapor de início da secagem de parede em termos de velocidade mássica, grau de subresfriamento e comprimento aquecido.

Katto e Ohno (1984) investigaram o fluxo crítico de calor e verificaram em seus resultados experimentais uma relação linear entre o FCC e o grau de subresfriamento para uma velocidade mássica fixa. Os autores propuseram correlações generalizadas para o FCC durante a ebulição convectiva em um único canal. Trata-se de um dos métodos mais populares para previsão do FCC. Esta correlação foi desenvolvida para escoamento saturado e subresfriado. Katto e Ohno (1984) mostraram que a condição hidrodinâmica era responsável pela FCC e com o auxílio da análise dimensional vetorial, definiram o FCC como função do número de Weber, da relação de densidade e da relação entre o comprimento aquecido e o diâmetro do duto. O método definido por Katto e Ohno (1984) é dividido em diversas condições de escoamento, $\rho_v/\rho_l < 0,15$ e $\rho_v/\rho_l > 0,15$.

Hall e Mudawar (2000) com base em um banco de dados amplo levantado na literatura propuseram um novo método para a predição de FCC durante a ebulição convectiva subresfriada de água com aquecimento uniforme. Hall e Mudawar (2000) indicam o FCC como

inversamente proporcional ao diâmetro, diretamente proporcional a velocidade mássica e apresenta decréscimo linear com o aumento do título de vapor de entrada. A partir destas observações eles definiram um método para determinação do FCC que é função do número de Weber, das relações entre as densidades das fases, e do comprimento aquecido e diâmetro do duto e das condições de entrada, definido pelo título de vapor da entrada.

Qu e Mudawar (2004) avaliaram experimentalmente o fluxo crítico de calor em um dissipador de calor contendo 21 microcanais. Com base nestes dados desenvolveram um método de previsão de FCC. A partir da análise de seus resultados, estes autores verificaram instabilidades térmicas associadas a escoamento reverso em condições próximas ao FCC apesar de utilizarem uma válvula para controlar as instabilidades na seção de entrada do canal. Qu e Mudawar (2004) ressaltam que devido as características intrínsecas ao processo de ebulição em configurações de multi-microcanais, os métodos desenvolvidos para canais únicos não são adequados para a previsão do fluxo crítico de calor nestas geometrias. Estes autores verificaram que o FCC se eleva com o incremento da velocidade mássica e com o efeito da temperatura do fluido na entrada da seção apresentou efeito apenas marginal, comportamento decorrente do escoamento reverso por eles visualizados responsável pela mistura do fluido subresfriado no plenum de entrada com o fluido aquecido ao longo dos canais em fluxo contrário ao principal. Com base nos resultados experimentais para FCC em multi-microcanais levantados, eles desenvolveram um método baseado em Katto e Ohno (1984).

Zhang et al. (2006) levantaram um extenso banco de dados da literatura para o FCC em condições saturadas e subresfriadas e compararam seus resultados experimentais com métodos de previsão disponíveis na literatura. Estes autores verificaram que os métodos de Hall e Mudawar (2000) e Shah (1987), ambos baseados em dados para condições de micro- e macro-escala, proporcionam, respectivamente, as melhores previsões em condições de ebulição convectiva subresfriada e saturada. Zhang et al. (2006) também propuseram seu método de previsão baseado na aplicação de redes neurais artificiais para a identificação dos adimensionais relevantes para a previsão do FCC em condições saturadas para escoamento de água em microcanais. Zhang et al. (2006), com a aplicação da rede neural artificial, apresentaram 4 parâmetros adimensionais para previsão do FCC, as relações entre as densidades das fases, e do comprimento aquecido e diâmetro do duto, o número de Weber e o título de vapor de entrada. Os autores não recomendaram a utilização deste método para condições de fluxo de calor não-uniforme.

Wojtan et al. (2006), com base em seus dados experimentais para ebulição convectiva determinaram o fluxo crítico de calor e concluíram ser este afetado pela velocidade mássica, comprimento aquecido, diâmetro do canal, relação de densidades do fluido e a temperatura de saturação, confirmando os principais efeitos indicados por Katto e Ohno (1984). Assim, baseado no método de Katto e Ohno (1984), eles propuseram um método para o FCC em condições saturada para microcanais únicos e escoamento horizontal (condição avaliada experimentalmente pelo autor). Os autores recomendam a utilização deste método para escoamento anular com $\rho_v/\rho_l < 0,15$.

Martin-Callizo (2010) investigou experimentalmente o início da secagem de parede e o fluxo crítico de calor em um canal circular vertical. Seus resultados indicaram efeitos insignificantes da pressão de saturação no FCC. Os autores especularam que o título de vapor para secagem de parede era influenciado pelo equilíbrio de forças cisalhantes do vapor e a força da tensão superficial do líquido. Os resultados experimentais para FCC foram comparados com métodos para sua previsão disponíveis na literatura apresentando discrepância nos resultados que pode ser explicada pelas diferenças entre as condições experimentais avaliadas e aquelas usadas no desenvolvimento dos métodos. O método de Katto e Ohno (1984) apresentou os melhores resultados. O autor propôs uma correlação baseado nos métodos de Wojtan et al. (2006) e Katto e Ohno (1984), alterando as principais constantes empíricas. Martin-Callizo (2010) desenvolveu seu método para escoamento vertical sob condições subresfriadas e saturadas e microcanais únicos.

Ong e Thome (2011b) avaliaram o fluxo crítico de calor para ebulição convectiva dos fluidos, R134a, R236fa e R245fa. Os resultados para FCC indicaram a dependência da temperatura de saturação, velocidade de mássica, confinamento do canal e propriedades do fluido. Os autores verificaram que o FCC aumenta com o incremento da velocidade mássica e redução do diâmetro do canal e da temperatura de saturação. Segundo os resultados destes autores, o efeito do grau de subresfriamento do fluido refrigerante no FCC não foi significativo. A melhor previsão de seus dados foi dada pelo método de Katto e Ohno (1984). Ong e Thome (2011b) propuseram uma nova correlação para FCC baseado na correlação de Wojtan et al. (2006). Os autores propuseram a utilização dos termos que reflitam o efeito de confinamento e o efeito da tensão de cisalhamento interfacial no FCC.

Basu et al. (2011) conduziram os experimentos de forma a investigar os efeitos do grau de subresfriamento, do diâmetro do tubo, da velocidade mássica e da temperatura de saturação no FCC. Eles verificaram que o fluxo crítico de calor se eleva aumenta com o incremento da

velocidade mássica e do diâmetro. Basu et al. (2011) indicaram que em velocidades mássicas elevadas o título de vapor da secagem de parede era reduzido, já que o incremento da velocidade resulta no incremento do entranhamento de gotículas de líquido no núcleo de vapor e isto reduz o filme de líquido na parede do canal resultando na secagem de parede. Estes autores observaram também a redução do FCC com o incremento da temperatura de saturação e a redução do diâmetro e do grau de subresfriamento. Basu et al. (2011) identificaram segundo seus experimentos que o FCC se estabelece prioritariamente para o padrão anular. Por meio da comparação de seus resultados com métodos para previsão do FCC, indicaram o método de Zhang et al. (2006) como o mais previsível apresentando um erro médio absoluto de 19%. Eles propuseram um método baseado em Zhang et al. (2006) a partir dos seus dados experimentais para condição saturada em microcanais únicos.

Tibiriçá et al. (2012a) verificaram a independência do FCC em relação a razão de aspecto quando comprimentos equivalentes são considerados. Eles definiram o comprimento equivalente como o comprimento que o canal deve ter para ter a mesma troca de calor de um tubo circular aquecido uniformemente. Além disso constataram que métodos da literatura desenvolvidos para canais circulares preveem satisfatoriamente seus resultados para tubos fletidos quando utilizando como parâmetros de entrada o diâmetro e o comprimento equivalentes. Os autores indicaram não haver diferenças significativas entre FCC para macro e microcanais, já que métodos desenvolvidos para macro-escala previram satisfatoriamente seus resultados. Tibiriçá et al. (2012a) propuseram um novo método para a previsão de FCC baseado na correlação de Katto e Ohno (1984) a partir dos seus resultados para tubos circulares e fletidos.

Revellin e Thome (2008) desenvolveram um modelo teórico para a previsão do FCC em microcanais circulares em condições de ebulição convectiva saturada, válido, segundo eles, tanto para aquecimento com fluxo de calor uniforme como não uniforme. O modelo unidimensional é baseado na previsão da secagem de parede a partir da solução das equações de continuidade, quantidade de movimento e energia para um escoamento anular. Neste modelo o critério para o estabelecimento da secagem consiste na igualdade entre a espessura do filme de líquido média e a amplitude da onda interfacial. O método se baseia na equação de Laplace-Young e no comprimento de onda crítico de Kelvin-Helmoltz para determinar a amplitude das ondas interfaciais. Os autores avaliaram seu método por meio de comparações com resultados apresentados por Wojtan et al. (2006) e Lazarek e Black (1982) para microcanais únicos e Bowers e Mudawar (1994) e Qu e Mudawar (2004) para multi-microcanais, e o método

desenvolvido pelos autores apresentou previsões satisfatórias com erro médio absoluto menor do que 10%.

Kosar (2009) também propôs um modelo analítico para prever o fluxo crítico de calor durante ebulição convectiva em mini e microcanais. Seu critério considera o estabelecimento do FCC quando se verifica a presença do escoamento anular e o filme de líquido se reduz até sua completa evaporação dado um valor de fluxo de calor gerando um incremento abrupto da temperatura superficial. No desenvolvimento do modelo o balanço de massa através da seção foi definido com a soma de 4 componentes presente no escoamento anular, as vazões mássicas das gotículas de líquido entranhadas no núcleo de vapor, do filme de líquido e do núcleo de vapor. Neste modelo a secagem se verifica quando a taxa de decréscimo da fração mássica do filme líquido caracterizada pela sua derivada em função da posição, que também é a diferença entre as taxas de transferência de massa de deposição e evaporação, torna-se nula. A taxa de transferência de massa de evaporação é definida por meio do balanço de energia ao longo comprimento do canal. Os autores compararam este método com um banco de dados extenso levantado na literatura para diferentes fluidos, microcanais (retangulares e circulares) e condições experimentais apresentando previsões satisfatórias com erro médio absoluto inferior a 30%.

Anwar et al. (2015) observaram que o fluxo de crítico de calor aumenta com o incremento da velocidade mássica e do diâmetro do canal, porém não apresentou influência da temperatura de saturação. Os autores compararam os resultados do FCC com modelos de previsão da literatura para FCC mostrando que o modelo de Wu et al. (2011b) para microcanais apresentou previsões satisfatórias. Os autores elaboraram uma nova correlação para FCC a partir do balanço de energia baseada na demanda de calor necessária para atingir a condição de título de vapor crítico, definido segundo seus resultados como sendo um título superior a 0,95.

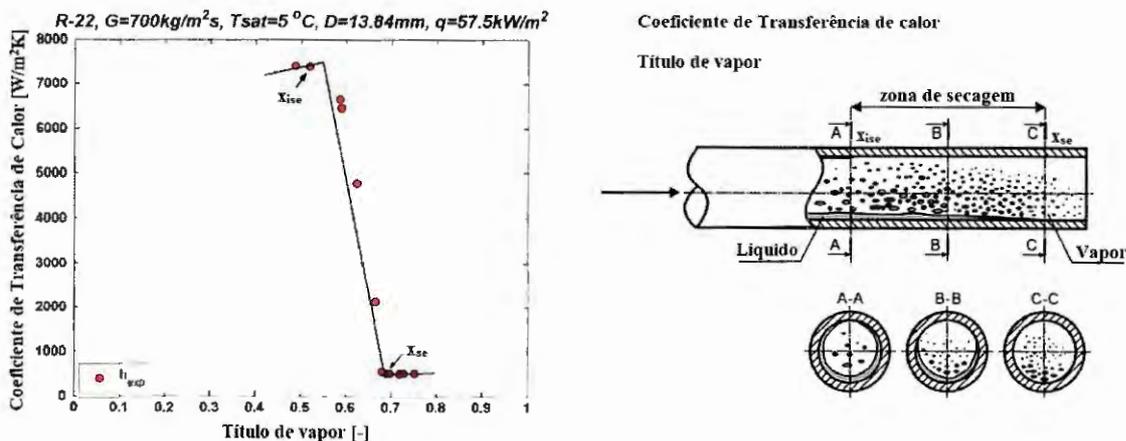
Conclui-se que o fluxo crítico de calor é um parâmetro importante para a operação segura de dissipadores de calor em elevados fluxos e o desenvolvimento de métodos de previsão para o FCC demanda banco de dados experimentais restritos. Muitas dos métodos para FCC consideradas no presente estudo são complexos desenvolvidas de forma empíricas e tendo parâmetros independentes ou declarações condicionais para a escolha de uma equação que permitem descontinuidades na previsão do FCC. Além disso, métodos desenvolvidos para FCC de canais convencionais podem não ser adequados para canais de diâmetros reduzidos e mecanismos distintos foram identificados em condições saturadas e subresfriadas. Assim, um método para o FCC baseado fenômeno físico ou em uma análise estatística e avaliando o

comportamento dos parâmetros utilizados pode produzir um método geral com resultados satisfatórios.

2.5.3. PROCESSO DE SECAGEM DE PAREDE

Wojtan et al. (2005) investigando a ebulição convectiva em canais convencionais horizontais desenvolveram uma nova curva de transição do padrão anular para a secagem de parede. Os autores definiram a secagem de parede por meio da redução abrupta do coeficiente de transferência de calor, ilustrado na Figura 2.11. Como ilustrado nesta figura, Wojtan et al. (2005) definiram o título para o início e completa secagem de parede, respectivamente, como sendo o título de vapor anterior a redução abrupta do CTC e aquele em que a completa secagem ao longo do perímetro do canal proporciona um CTC constante e igual ao da fase vapor. Os autores indicaram que o título de vapor do início da secagem reduz com o incremento da velocidade mássica. Wojtan et al. (2005) indicaram, conforme ilustrado na Figura 2.11, que a secagem de parede se inicia na região superior do canal onde o filme de líquido é reduzido, definindo o título para o início da secagem (x_{isec}), e prossegue ao longo do perímetro até atingir o título de secagem completa (x_{sec}) quando o padrão névoa é atingido. Wojtan et al. (2005) baseado no trabalho de Mori et al. (2000) propuseram um novo método para a determinação dos títulos de início e completa secagem de parede correlacionado por meio dos adimensionais, Weber, Froude e razão de densidade das fases.

Figura 2.11 – Ilustração do processo de estabelecimento da secagem de parede por meio do coeficiente de transferência de calor para ebulição convectiva em microcanais.



FONTE: Wojtan et al. (2005)

Kim e Mudawar (2013a; 2013b) indicaram a redução significativa no coeficiente de transferência de calor no início do processo de secagem do filme líquido que ocorre para o padrão anular, e tal decréscimo, segundo eles, ocorre a montante da região em que se verifica a secagem completa do filme líquido associada ao FCC. Estes autores também concluem que métodos de previsão do coeficiente de transferência de calor que ponderam a ebulição nucleada e convectiva são válidos apenas até a início da secagem de parede, ressaltando a necessidade de caracterização desta transição.

Em seu estudo, com base em dados da literatura, Kim e Mudawar (2013a) identificaram o título de vapor crítico associado ao FCC como aquele em que se verifica o incremento repentino e drástico da temperatura da parede. Eles indicaram que diversos estudos da literatura caracterizavam o título de início da secagem de parede por meio da redução do coeficiente de transferência de calor ou/e a mudança de inclinação na curva de ebulição ou/e o desvio padrão da temperatura da parede.

Kim e Mudawar (2013a) verificaram por meio de comparações com o banco de dados que de forma geral os métodos da literatura não fornecem previsões satisfatórias do título de vapor do início da secagem de parede, com os métodos de Del Col et al. (2007), Cheng et al. (2008b) e Mastrullo et al. (2012) proporcionando os melhores resultados ainda que insatisfatório. Com base neste resultado, Kim e Mudawar (2013a) propuseram uma nova correlação para o título de vapor do início da secagem de parede em que ele é dado como função dos números de Weber, Capilaridade e Ebulição, pressão reduzida e razão de densidades.

Yun e Kim (2003) em seu estudo sobre secagem de parede para ebulição convectiva do CO₂ constaram uma transição de comportamento para uma determinada velocidade mássica de transição, G_{trans} , que varia em função da pressão de saturação, isto é, $x_{se} \propto G^{-j}$ para $G < G_{trans}$ e $x_{se} \propto G^j$ para $G > G_{trans}$ com $j > 0$. Eles atribuíram o aumento do título de secagem com o incremento da velocidade mássica à deposição de gotículas de líquido na camada de filme líquido e em trechos intermitentes de secagem de parede, ou seja, para $G > G_{trans}$ ocorre mais entranhamento de gotículas de líquido e esse excesso de gotículas também aumenta a sua deposição no filme de líquido e em regiões intermitentes de secagem evitando a secagem completa do filme de líquido.

Jeong e Park (2007) para a ebulição convectiva do CO₂ em um dissipador de calor com canais circulares verificaram o efeito das ranhuras na superfície dos canais frente ao microtubo liso na transferência de calor. Eles observaram que a parede interna do microcanal ranhurado era exposta a fase vapor em título de vapor reduzido quando em padrão anular o

filme de líquido era reduzido. Os autores indicaram uma redução abrupta do coeficiente de transferência de calor com título de vapor no dissipador com microcanais liso, porém verificaram para os microcanais ranhurados uma redução marginal do CTC. Assim, Jeong e Park (2007) avaliaram apenas o título de vapor para secagem de parede em canais lisos, devido a possibilidade de identificar a redução de CTC, em temperaturas de saturação de 5 e 10 °C e velocidades mássicas entre 400 a 800 kg/m² s. Eles encontraram um efeito do fluxo de calor e da velocidade mássica em que o incremento destes parâmetros reduzia o título de secagem. Os autores desenvolveram um novo método para previsão do título de secagem baseado no trabalho de Yoon et al. (2004), com seu valor correlacionado por meio dos adimensionais, Reynolds (Re), Bond (Bd) e Ebulição (Bo).

O modelo teórico de Revellin et. al. (2008) prevê três tendências distintas para o título de vapor de secagem com o aumento da velocidade mássica, com duas delas tendo sido observadas anteriormente por Yun e Kim (2003), associadas ao fato do aumento da velocidade mássica implicava em alterações do regime de escoamento do filme de líquido de laminar e para de transição. Para o filme segundo escoamento laminar, o título de vapor para secagem do filme de líquido reduziu com incremento da velocidade mássica, já para o escoamento de transição o título de vapor se eleva como o incremento da velocidade mássica. Essa tendência de regime do filme de líquido também pode ser observada, segundo os autores, pela razão de deslizamento que reduz no regime laminar e se eleva na transição. A razão de deslizamento está presente na determinação da altura das ondas interfaciais que possui uma relação direta com fluxo crítico de calor, assim durante a secagem do filme de líquido no regime laminar, a variação da altura da onda interfacial aumenta, já na transição ela reduz.

Martín-Callizo (2010) e Ali e Palm (2011), também indicaram para a caracterização do início da secagem de parede a alteração da inclinação da curva de ebulição com o incremento do fluxo de calor, de forma que a temperatura da parede se eleva acentuadamente com um reduzido incremento do fluxo de calor. Esta mudança de inclinação antecede na curva de ebulição a ocorrência de um elevado pico de temperatura, atribuído à secagem completa da parede e comumente referido como sendo o fluxo crítico de calor, resultado da secagem intermitente para o padrão anular. Estes autores também sugerem como indicativo do processo de secagem a flutuação da temperatura da parede e o desvio padrão associado.

Ali e Palm (2011) utilizando o efeito joule como método de aquecimento verificaram para R134a que as condições de secagem se estabelecem inicialmente na região terminal do canal e, à medida que o fluxo de calor se eleva, a frente de secagem move-se a montante. Para

um diâmetro de 1,22 mm, o início e a completa secagem dependiam da velocidade mássica, já para o diâmetro 1,7 mm o efeito da velocidade mássica no início da secagem era marginal. Eles indicaram o decréscimo do título de vapor de secagem de parede com o incremento da velocidade mássica, enquanto o FCC se eleva com o incremento da velocidade mássica e do diâmetro do tubo. O efeito da pressão de saturação sobre o FCC foi apenas marginal. Eles compararam seus resultados com métodos de predição da literatura para FCC e constaram desvios absolutos médios de 18% para Zhang et al. (2006) e 19% para Katto e Ohno (1984).

Del Col et al. (2008) e Del Col e Bertolin (2012) avaliaram o processo de secagem a partir do aquecimento por um fluido secundário resultando em fluxo de calor não uniforme ao longo do canal. Del col e Bertolin (2012) observaram que para a ebulição convectiva em microcanais, o fluxo de calor pode ser uma variável independente, quando verifica-se aquecimento por efeito Joule ou dependente quando utiliza-se um fluido secundário no processo de secagem de parede. Del Col et al. (2008) e Del Col e Bertolin (2012) adotaram para a caracterização do início do processo de secagem de parede o desvio padrão das leituras de temperatura da parede. Segundo os autores, a temperatura da parede apresenta flutuações superiores próximo a região de secagem, associada por eles à secagem intermitente do filme líquido. Tais variações não foram observadas em títulos de vapor reduzidos e na região pós-secagem. O título de vapor crítico entre 0,65 e 0,85 foram observados com a secagem de parede ocorrendo no padrão de escoamento anular. Eles verificaram o incremento do fluxo crítico de calor elevou com a elevação da velocidade da mássica e seu decréscimo com o incremento do comprimento aquecido. De forma geral, o refrigerante R32 apresentou valores do FCC superiores ao R134a. Del Col e Bertolin (2012) compararam seus resultados experimentais com modelos disponíveis na literatura para o FCC e verificaram que o modelo de Revellin e Thome (2008), indicado pelos seus autores para microcanais com aquecimento não uniforme, prevê satisfatoriamente os dados.

De forma análoga a outros autores Younes e Hassan (2015) indicaram que o fenômeno de secagem de parede ocorre para padrões de escoamento anulares e segundo bolhas alongadas juntamente com instabilidades térmicas. Estes autores desenvolveram um modelo analítico para prever o fluxo crítico de calor em ebulição convectiva saturada com base na predição da variação do filme líquido para escoamento horizontal no padrão anular sob fluxo de calor uniforme. O modelo foi desenvolvido aplicando o modelo de 2 fases separadas unidimensional para um volume de controle considerando o padrão anular e regime permanente. As principais variáveis dependentes do modelo são a espessura do filme líquido, a velocidade do núcleo de

vapor, a velocidade do filme líquido e a variação da pressão ao longo do escoamento. Neste modelo a influência das forças interfaciais e inerciais no filme líquido são considerados.

Anwar et al. (2015) avaliaram a secagem de parede para diversos fluidos naturais e halogenados, R134a, R1234yf, R152a, R22, R245fa, R290 e R600a. Seus experimentos foram conduzidos para a ebulição convectiva vertical aquecido uniformemente variando-se os seguintes parâmetros experimentais, vazão mássica, temperatura de saturação e dimensão do canal. Os autores definiram os títulos de vapor para o início e para completa secagem de parede, conhecido como título de vapor crítico. Segundo os autores, o início da secagem é definido pelo incremento abrupto da temperatura superficial local e ocorre próximo a saída da seção de teste e se move em direção à entrada da seção com um ligeiro aumento do fluxo de calor. O título de vapor crítico foi definido pela completa evaporação do filme de líquido e ocorreu para uma faixa reduzida de 0,8 a 1. Verifica-se que os fluidos naturais apresentaram fluxo crítico de calor superiores destacando o R290, associado ao calor latente de vaporização superior desses fluidos.

Conclui-se um número elevado de estudos da literatura sobre o processo de secagem de parede em microcanais aquecidos uniformemente a partir do efeito Joule cobrindo faixas de condições experimentais razoavelmente amplas avaliadas. Entretanto, verificou-se apenas o estudo de Del Col et al. (2008) avaliando a secagem de parede para fluxo de calor não uniforme, além disso, verifica-se a ausência de estudos envolvendo a investigação do efeito da inclinação do canal e conseqüentemente da aceleração gravitacional no processo de secagem de parede durante a ebulição convectiva. Portanto, o presente trabalho busca preencher esta lacuna por meio de estudo experimental do processo de secagem de parede sob condição de fluxo não uniforme em microcanal com diâmetro de 0,5 mm para o fluido R134a, focando na análise do efeito da gravidade na secagem do filme de líquido, por meio da variação da orientação do escoamento.

3. APARATO EXPERIMENTAL

O presente capítulo apresenta uma descrição do aparato experimental utilizado neste estudo, iniciando pela descrição dos processos termodinâmicos do fluido de trabalho ao longo de seu circuito. São também detalhadas as características da seção de teste e dos equipamentos que a compõe. O aparato experimental encontra-se localizado no Grupo de Pesquisa em Transferência de Calor do Departamento de Engenharia Mecânica da Escola de Engenharia de São Carlos (EESC-USP). Seus circuitos principal e auxiliares foram construídos anteriormente ao desenvolvimento desta tese, nos seguintes estudos: do Nascimento (2012), Leão (2014) e Chavéz (2016).

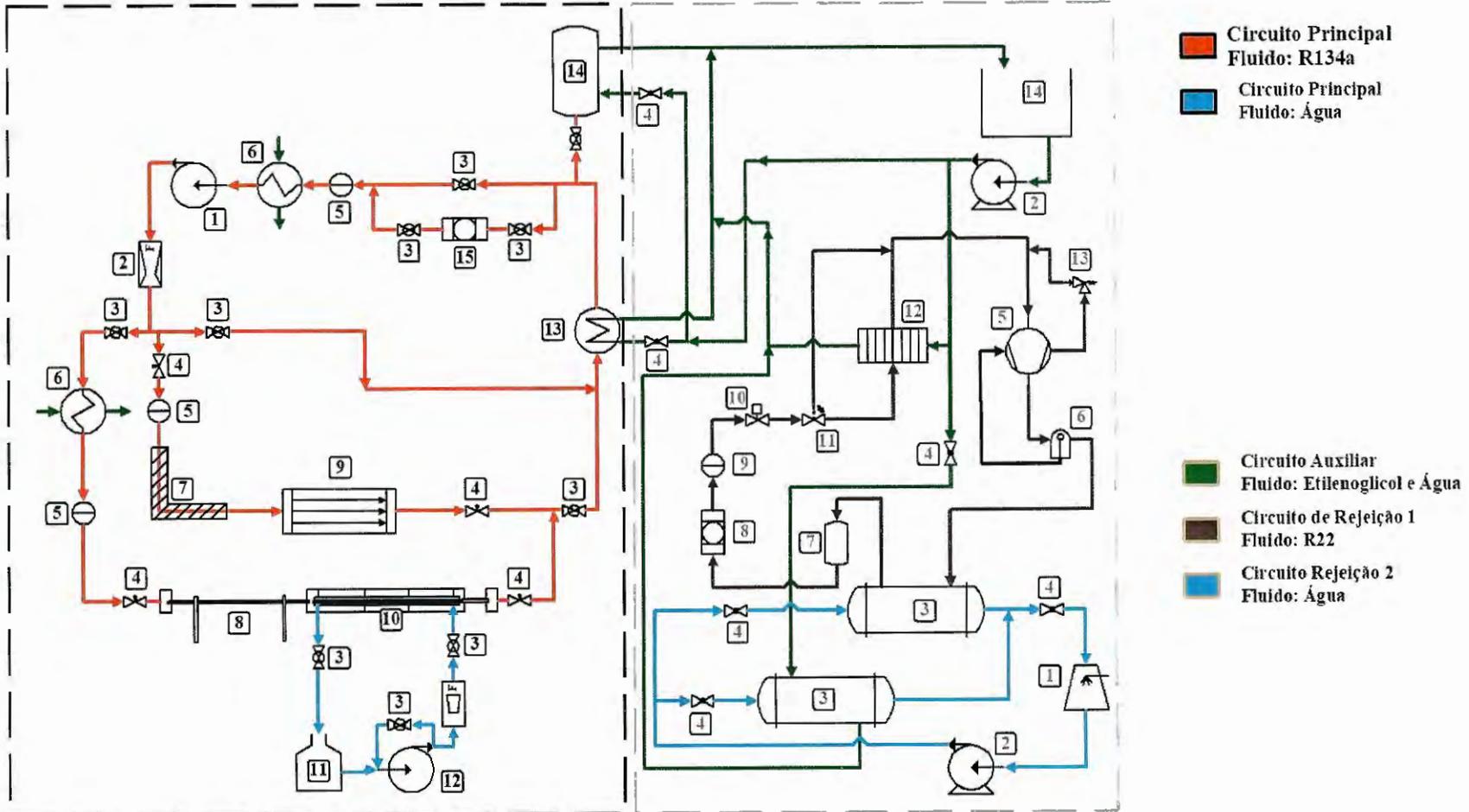
3.1. DESCRIÇÃO DO APARATO EXPERIMENTAL

O aparato experimental permite investigar, por meio apenas da alteração da seção de teste, a perda de pressão e a transferência de calor durante a ebulição convectiva em dissipadores baseados em multi-microcanais, em microcanais únicos utilizando aquecimento por efeito Joule e a condensação e ebulição convectiva por meio da circulação de fluido secundário em uma região anular da seção de teste.

O aparato compõe-se dos seguintes circuitos: **Principal**, no qual circula o fluido de teste e encontra-se as seções de testes; **Auxiliar**, responsável pela condensação e resfriamento do fluido refrigerante no circuito principal em um trocador de calor tipo placas, a partir da circulação de uma solução resfriada de etileno glicol e água; **Rejeição de calor 1 e 2**, que são constituídos por um sistema de refrigeração de compressão a vapor operando com R22 e por uma torre de resfriamento. A Figura 3.1 ilustra o aparato experimental incluindo os 4 circuitos e seus principais componentes.

O circuito auxiliar transfere o calor gerado no circuito principal ao circuito de rejeição 1 por meio de um trocador de calor tipo placas, no qual circula uma solução de etileno glicol e água em contracorrente ao fluido refrigerante do circuito de compressão de vapor. Este circuito frigorífico é constituído de evaporador do tipo placas, compressor hermético com capacidade de 1,7 kW a $-23\text{ }^{\circ}\text{C}$, válvula solenóide, válvula reguladora de pressão para evitar o superaquecimento do compressor na partida e condensador do tipo casco-tubos, que transfere o calor gerado nos circuitos principal e rejeição 1 para o circuito de rejeição 2, dissipando-o ao final para o ambiente por meio de uma torre de resfriamento.

Figura 3.1- Diagrama esquemático do aparato experimental.



- 1 Micro-bomba de engrenagem do R134a
- 2 Medidor de vazão do tipo Coriolis
- 3 Válvula esfera
- 4 Válvula agulha
- 5 Visor de líquido
- 6 Subresfriador
- 7 Pré-aquecedor DC
- 8 Pré-aquecedor MC

- 9 Dissipador de calor
- 10 Seção de teste com Microcanal
- 11 Banho termostático
- 12 Bomba de engrenagem da água
- 13 Condensador do tipo placas
- 14 Reservatório de líquido
- 15 Filtro secador

- 1 Torre de Resfriamento
- 2 Bomba centrífuga
- 3 Trocador de calor casco-tubo
- 4 Válvula globo
- 5 Compressor hermético
- 6 Separador de óleo
- 7 Separador de líquido

- 8 Filtro
- 9 Visor de líquido
- 10 Válvula solenóide
- 11 Válvula de expansão
- 12 Evaporador do tipo placas
- 13 Válvula reguladora de pressão
- 14 Reservatório de etilenoglicol

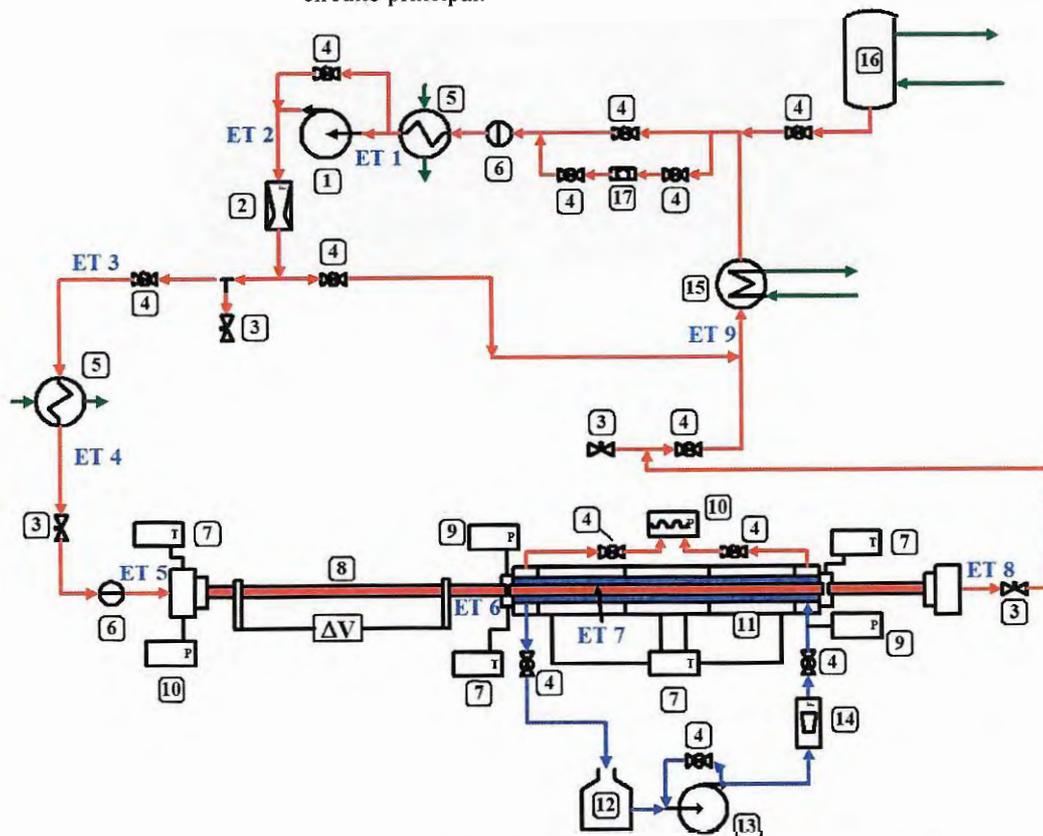
FONTE: Autor

No circuito auxiliar circula uma solução anticongelante (temperatura de congelamento de $-15\text{ }^{\circ}\text{C}$) de 30% de etileno glicol em água. Este circuito tem como função a condensação do vapor gerado na seção de teste. O circuito auxiliar é composto por uma bomba centrífuga, responsável pelo escoamento da solução de etileno glicol e água, de um reservatório de líquido com capacidade de 1005 litros, no qual encontra-se uma resistência elétrica com 1500 W atuada por meio de um controlador PID e uma termo resistência de platina, responsáveis pelo controle e manutenção da temperatura da solução de etileno glicol e água no reservatório.

3.1.1. CIRCUITO PRINCIPAL

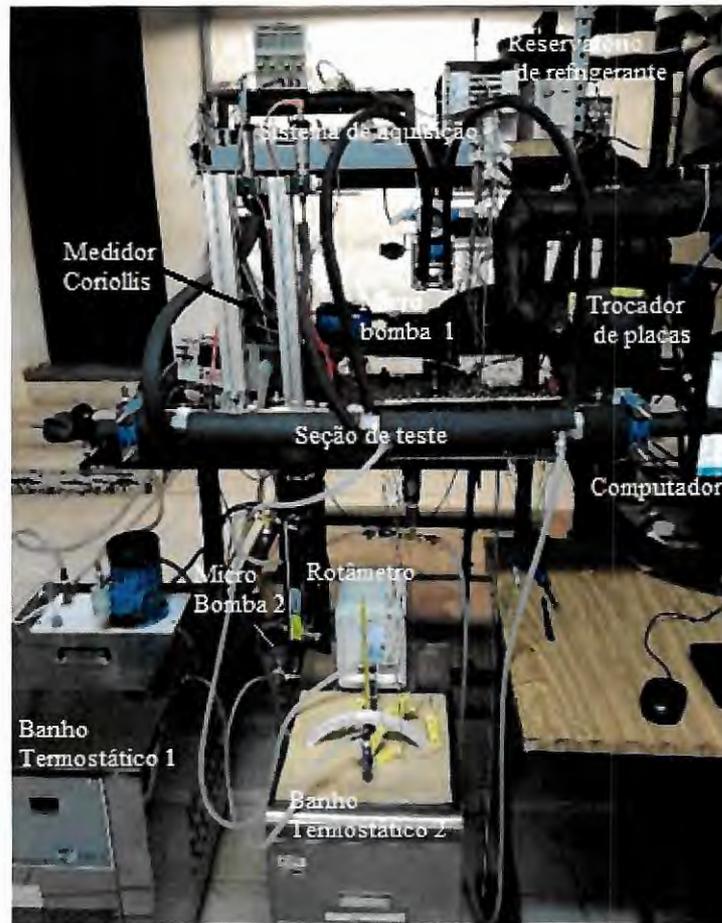
A Figura 3.2 apresenta um diagrama esquemático detalhado do circuito principal e um registro fotográfico dos equipamentos e da seção de teste nestes circuitos.

Figura 3.2-- A) Desenho esquemático do circuito principal; B) registro fotográfico do circuito principal.



- | | |
|--|---------------------------------------|
| 1 Microbomba de engrenagem do R134a | 10 Transdutor de pressão diferencial |
| 2 Medido de vazão Coriolis | 11 Seção de teste com microcanal |
| 3 Válvula agulha | 12 Banho termostático |
| 4 Válvula esfera | 13 Bomba de engrenagem da água |
| 5 Subresfriador | 14 Medidor de vazão do tipo Rotâmetro |
| 6 Visor de líquido | 15 Condensador do tipo placas |
| 7 Termopar tipo K | 16 Reservatório de R134a |
| 8 Seção de pré-aquecimento do microcanal | 17 Filtro secador |
| 9 Transdutor de pressão absoluta | |

A



B

FONTE: Autor

A Tabela 3.1 apresenta descrições detalhadas com as características e especificações técnicas dos componentes do circuito principal.

No circuito principal, o deslocamento do fluido se dá por meio de uma microbomba de engrenagens (identificado como **1**, segundo Figura 3.2), acionada por um motor trifásico alimentado por um variador de frequência. A jusante da microbomba, encontra-se um medidor de vazão mássica do tipo Coriolis (**2**). Após o medidor de vazão mássica, tem-se a bifurcação da tubulação constituída de uma linha alternativa (*by-pass*) e outra responsável pela circulação do fluido refrigerante através das seções de teste. A linha alternativa, é operada apenas após manutenções do circuito principal e eventualmente visando à eliminação de umidade do circuito e a retirada de partículas que poderiam se depositar na seção de teste de canal único restringindo o escoamento. A definição da linha operante se dá por meio da manobra de válvulas de esferas (**4**).

Tabela 3.1 – Equipamentos do circuito principal.

Componente	Fabricante/Modelo	Características
Microbomba (R134a)	Micropump/ GA-V21J8KS4	Deslocamento volumétrico nominal de 0,042 [ml/rev]
Microbomba (água)	Micropump/ GJ-N23PF1SA	Deslocamento volumétrico nominal de 0,64 [ml/rev]
Motor trifásico	WEB	0,25 [CV], 3380 rpm/60 Hz
Motor trifásico	WEB	0,5 [CV], 3370 rpm/60 Hz
Variador de frequência (2 unidades)	ABB/ ACS150-01E-02A4-2	Potência de 0,5 [CV], Trifásico
Transdutor de pressão absoluto (2 unidades)	Endress Hauser/PMP131-A4201A2S	0–10 [bar], Erro em relação ao fundo de escala de 0,5%
Transdutor de pressão absoluto	Danfoss/MBS-33-1AB08	0–16 [bar], Erro em relação ao fundo de escala de 0,8%
Transdutor diferencial de pressão	Endress Hauser/ PMD75-AAA7H21DCAU	Faixa de medida entre ± 3 [bar], Erro em relação ao fundo de escala de 0,075%
Medidor de vazão tipo Coriolis	Micromotion/ CMF010M313NQBZPZZ	0 a 84 [kg/h], Erro associado de 0,10% do valor medido para vazões superiores a 3% do valor nominal máximo
Válvulas de esfera	Swagelok/ B-42S4	-
Válvulas agulha	Swagelok/ B-1RS4	¼ de polegada
Termopares	Omega/ Tipo K	Diâmetro de 0,13 e 0,08 [mm]
Filtro secador	Danfoss/DML 084	Secador para refrigerantes HFC
Trocador de calor tipo placas	GEA/AE5-30	-
Fonte de corrente contínua	Instruterm/ FA-3003	0-3 [A] e 0-32 [V]
Fonte de corrente contínua	TDK-Lambda/GEN20-76	0-76 [A] e 0-20 [V]
Rotâmetro	Coler-Parmer/03295-34	57 a 1288 [ml/min], Erro em relação ao fundo de escala de 2%
Banho Termostático	Haake/A 25B	-25 a 200 [°C], 12 [L]
Banho Termostático	ColdLab/CL 16-40	-40 a 100 [°C], 15 [L]
Sistema de aquisição	National Instruments	Chassi SCXI-1000; placa NI PCI 6221; modulo SCXI 1102 (2 unidades), terminal SCXI 1302; terminal SCXI 1303 (2 unidades).
Computador pessoal	Dell	Inspiron

FONTE: Autor

A linha contendo a seção de teste possui uma válvula de esfera (4) cujo objetivo é isolá-la do circuito principal. A jusante desta válvula, encontra-se um subresfriador de líquido (5) cujo efeito de resfriamento se dá por meio da circulação de uma solução de etileno glicol e água provinda de um banho termostático e circulando contracorrente ao fluido de teste. Este subresfriador tem como função estabelecer o estado termodinâmico do fluido de teste na entrada do pré-aquecedor. Uma válvula de agulha (3) entre o subresfriador e o pré-aquecedor tem como função impor uma perda de pressão localizada ao escoamento, visando reduzir a propagação de instabilidades térmicas a partir da seção de teste. Um visor de líquido (6), localizado a jusante da válvula de agulha, permite verificar a existência de bolhas de vapor no escoamento permitindo assegurar assim, o escoamento apenas de líquido e reduzindo erros na estimativa da entalpia do fluido refrigerante na entrada do pré-aquecedor, realizada a partir da temperatura (7, termopar imerso no líquido) e pressão (9, transdutor de pressão absoluto) avaliadas localmente.

A jusante do visor, tem-se o pré-aquecedor, cuja função é aquecer o fluido até a condição desejada na entrada da seção de teste. O pré-aquecedor constitui-se de um tubo de aço inoxidável com mesmo diâmetro interno da seção de teste, 0,5 mm e 332 mm de comprimento. Nele o efeito de aquecimento se dá por efeito Joule com a aplicação direta de corrente contínua à parede do tubo, a partir de uma fonte controlada de corrente contínua. A montante do pré-aquecedor (8), em uma região de mesmo diâmetro, são determinadas a temperatura e a pressão do fluido na entrada da seção teste de canal único, permitindo, por meio de seus valores, estimar a entalpia do fluido. As temperaturas e pressões do fluido refrigerante a jusante e a montante do pré-aquecedor são determinadas por termopares tipo K em contato com o fluido, com diâmetro de junção quente igual a 0,13 mm (0,005 in), e transdutores de pressão absoluta tipo piezo resistivo.

Uma vez determinado sua pressão e temperatura de trabalho, o fluido refrigerante escoar na seção de teste principal (11) na qual seu aquecimento se dá a partir da rejeição de calor por um fluido secundário. A seção de teste principal é composta de um tubo de aço inoxidável interno concêntrico a um tubo de PVC, ocorrendo na região anular o escoamento do fluido secundário. A temperatura do fluido secundário de aquecimento e da superfície do microcanal é avaliada ao longo do comprimento do tubo. Um transdutor de pressão diferencial (10) piezo resistivo é utilizado na avaliação da perda de pressão do fluido de teste ao longo do microcanal. A montante da seção de teste principal, um termopar encontra-se instalado para determinar a temperatura de saída do fluido refrigerante.

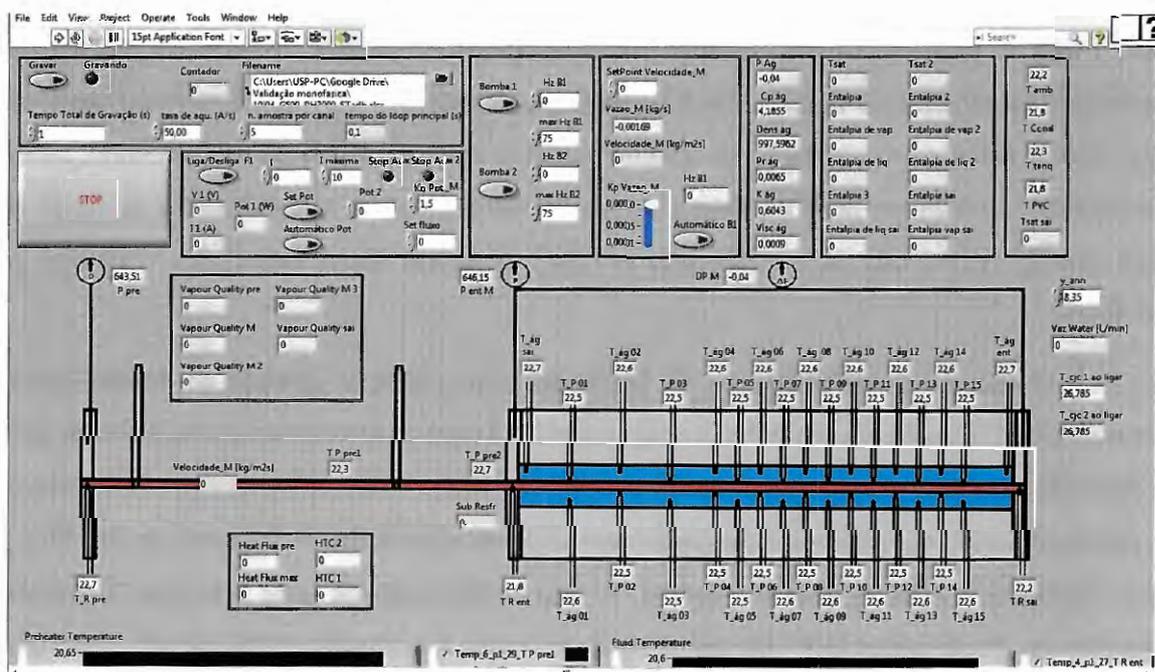
Uma segunda válvula de agulha (3) encontra-se instalada a jusante da seção de teste com o objetivo de reduzir flutuações na pressão devido a efeitos de instabilidade térmica. A jusante desta válvula, encontra-se uma válvula de esfera (4) cuja finalidade é isolar a seção de teste em caso de manutenção. A jusante destas válvulas encontra-se um trocador de calor do tipo placas (15), responsável pela rejeição do calor gerado no circuito principal. A jusante do condensador, encontra-se uma linha que conecta o circuito principal ao reservatório de refrigerante. Esta linha inclui uma válvula de esfera cuja função é isolar o reservatório de refrigerante do circuito principal (16). Ela é utilizada nos casos de adição e remoção de fluido refrigerante ao circuito. O reservatório é envolto por uma serpentina, na qual escoam a solução de etileno glicol e água provinda do circuito auxiliar, cuja função é resfriar o reservatório, facilitando a manobra de refrigerante.

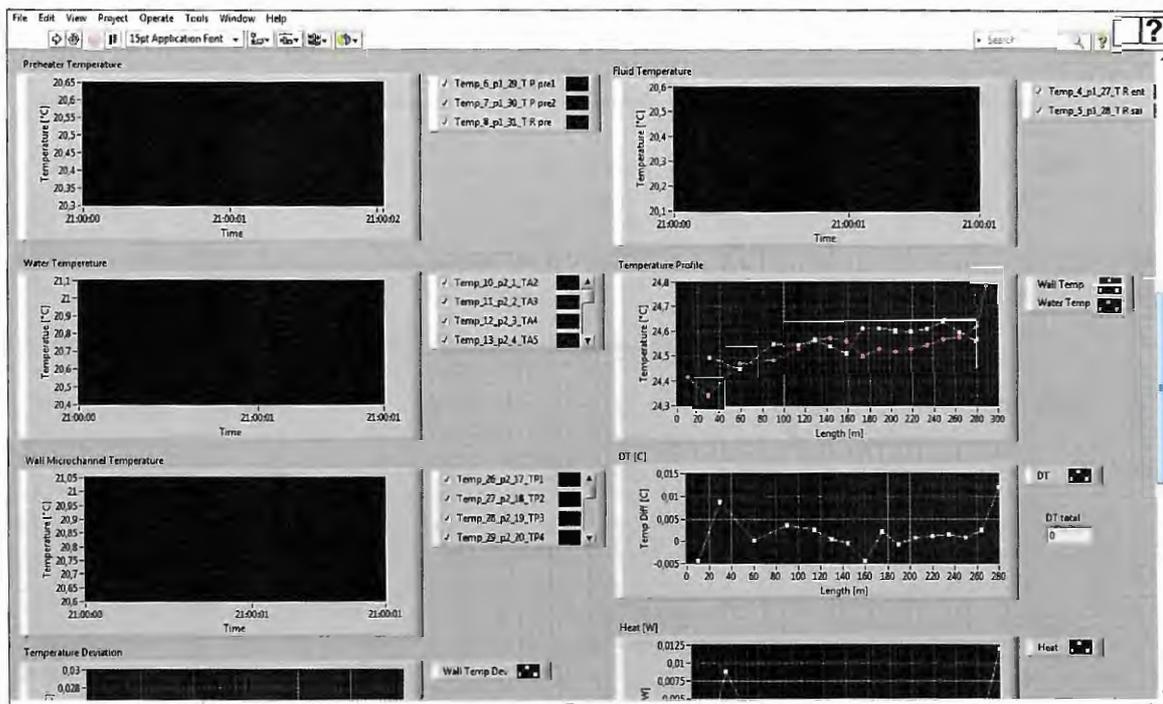
A jusante da conexão com a linha do reservatório, encontra-se paralela a tubulação principal, uma linha alternativa a qual possui um filtro secador (17) entre duas válvulas de esfera. A abertura destas válvulas e o fechamento de outra similar localizada na linha principal permitem que o escoamento ocorra através do filtro e partículas e umidade sejam eliminados do circuito. A jusante do filtro, um segundo visor de líquido permite verificar a existência de bolhas no escoamento de líquido. Por fim, encontra-se instalado um segundo subresfriador (5) que rejeita calor para a solução de etileno glicol e água provinda de um segundo banho termostático. Assim por meio do visor e do subresfriador assegura-se a existência de fluido na fase líquida na entrada da microbomba evitando possíveis danos associados a efeitos de cavitação.

O sistema de aquecimento da seção de teste principal compõe-se de um banho termostático (12), uma microbomba de engrenagem (13) que proporciona o escoamento da água e um rotâmetro (14) com intuito de medir e registrar a vazão volumétrica da água deslocada. O controle da vazão volumétrica é realizado remotamente a partir de um inversor de frequência que determina a rotação da microbomba. A jusante da seção de teste principal, a pressão absoluta do fluido secundário que escoam no duto anular é avaliada a partir de um transdutor piezométrico (9). Na região anular da seção de teste principal, encontram-se instalados termopares (7) com o objetivo de determinar o perfil de temperatura da água ao longo do seu comprimento. O banho termostático tem como função o resfriamento e controle da temperatura da água na entrada da seção de teste. Este sistema possui ainda válvulas de esfera para manobras do escoamento da água.

A aquisição e registro dos dados experimentais e parcela do controle do aparato se baseia em um sistema de aquisição da *National Instruments*. O sistema inclui os seguintes componentes: um computador pessoal com a placa de multifunções da National (NI PCI 6221) que realiza a comunicação do computador com os módulos; um chassi (SCXI-1000) no qual encontram-se alocados os seguintes módulos e placas de terminais do sistema de aquisição; um módulo amplificador de sinais analógicos (SCXI-1001); um terminal para aquisição e envio de sinais analógicos (SCXI-1302); dois módulos e terminais de amplificação com 32 canais que possibilita a leitura do sinal de termopares com compensação de junta fria (SCXI-1102). Um programa em *LabView* é responsável pela interface com o usuário, ilustrada na Figura 3.3. Curvas de calibração dos sensores e transdutores foram inseridas neste programa. O controle da fonte de corrente contínua, dos inversores de frequência das bombas de engrenagem se dá a partir do computador pessoal pelo terminal SCXI-1302, já a aquisição de dados de pressão e temperatura era efetuado pelo terminal SCXI-1303.

Figura 3.3 – Interface do programa em LabView responsável pelo controle e registro de resultados.

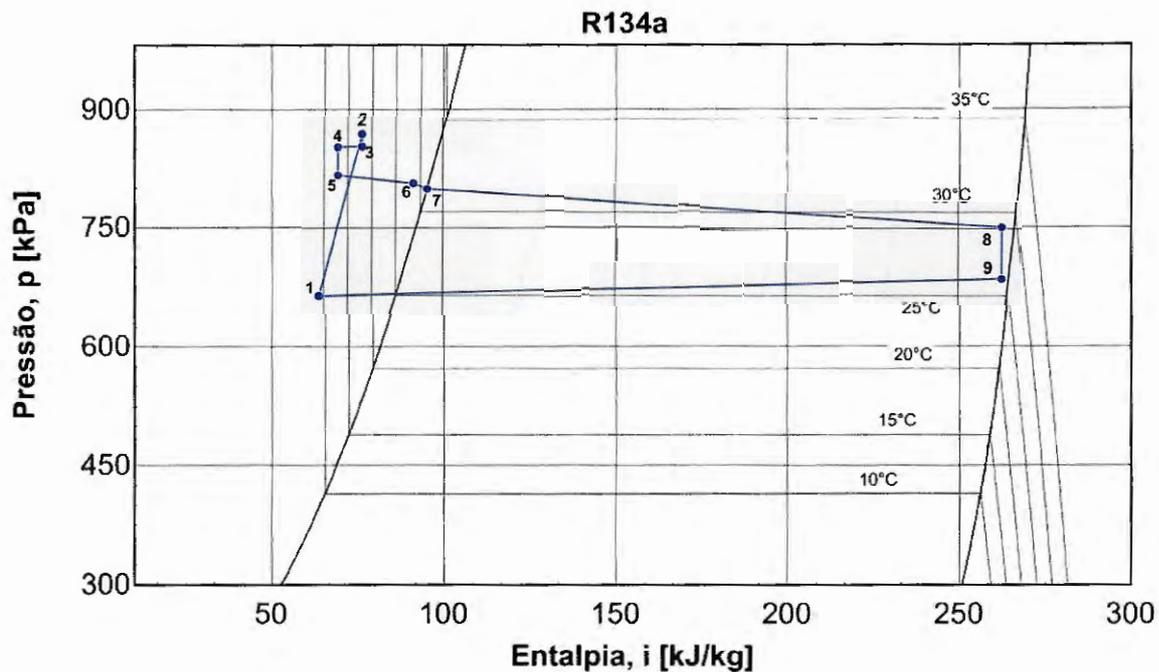




FONTE: Autor

Um diagrama P vs i (pressão vs entalpia) apresentado na Figura 3.4 ilustra os processos termodinâmicos do fluido de teste ao longo do circuito principal enumerados de 1 a 9 e identificados na Figura 3.2. O ponto 1 no diagrama corresponde a condição do fluido a montante da microbomba a qual eleva a pressão do fluido a condição 2. O processo 2-3 está relacionado à perda de pressão localizada no medidor de vazão. O processo 3-4 e 4-5 corresponde, respectivamente, o subresfriamento do fluido refrigerante no primeiro subresfriador e a perda de pressão ocasionada pela válvula de agulha cuja função é impor uma perda de pressão localizada. O processo 5-6 corresponde ao pré-aquecimento do fluido de teste até a condição de entrada da seção de teste principal. O processo 6-7 e 7-8 corresponde a seção de aquecimento por fluido secundário na qual ocorre primeiro a evaporação do fluido, correspondendo ao estado 8, até o estabelecimento da secagem de parede. Uma queda de pressão localizada na válvula de agulha localizada a jusante da seção corresponde ao processo 8-9. Finalmente, o processo 9-1 está associado à condensação e subresfriamento do vapor gerado na seção de teste principal por meio do trocador de placas e do segundo subresfriador.

Figura 3.4 – Diagrama P-i ilustrando os processos termodinâmicos ao longo do circuito principal.

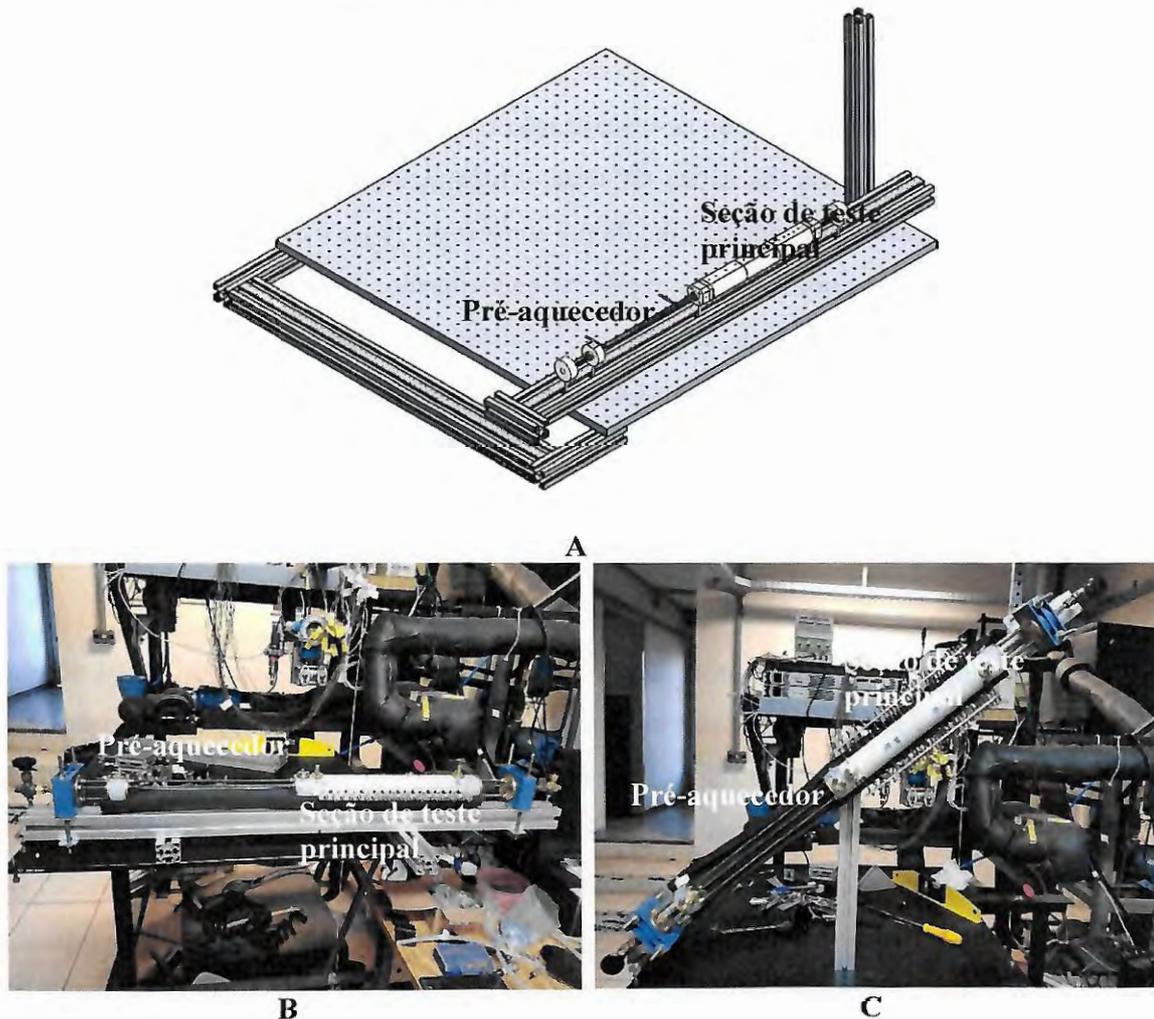


FONTE: Autor

3.2.SEÇÃO DE TESTE

A Figura 3.5 apresenta a perspectiva isométrica com detalhes da montagem da seção de teste. Esta seção é conectada ao circuito principal por meio de tubos flexíveis para alta pressão de forma a permitir seu posicionamento segundo ângulos de inclinação distintos, com o objetivo de avaliar o efeito da gravidade nos processos de transferência de calor e secagem de parede. A seção de teste encontra-se fixada a um perfil retangular de alumínio, o qual pode ser rotacionado por meio de dobradiças. A rotação da seção é ascendente e permite atingir um ângulo máximo de 90°.

Figura 3.5 – Perspectiva isométrica e imagens fotográficas da montagem da seção de teste, A) sistema de fixação da seção; B) posicionamento horizontal; C) posicionamento segundo ângulo de 45°.



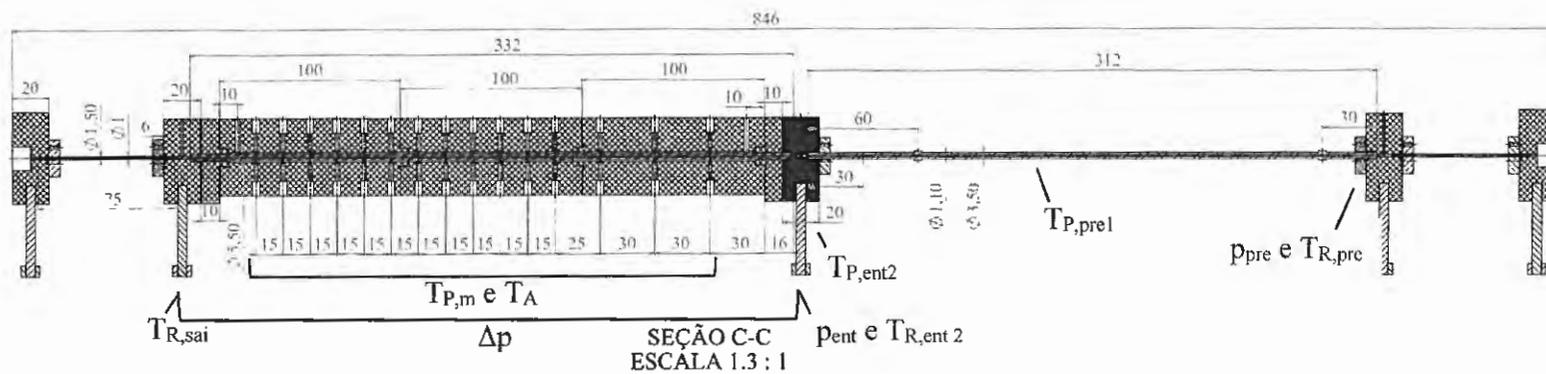
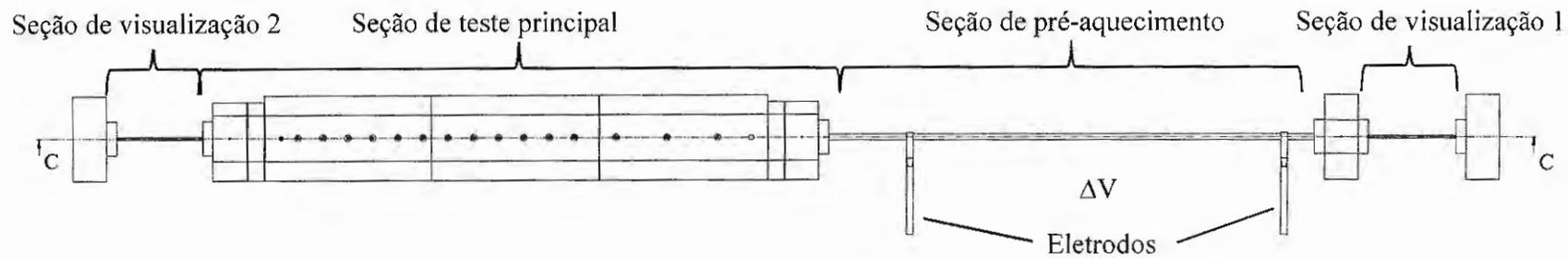
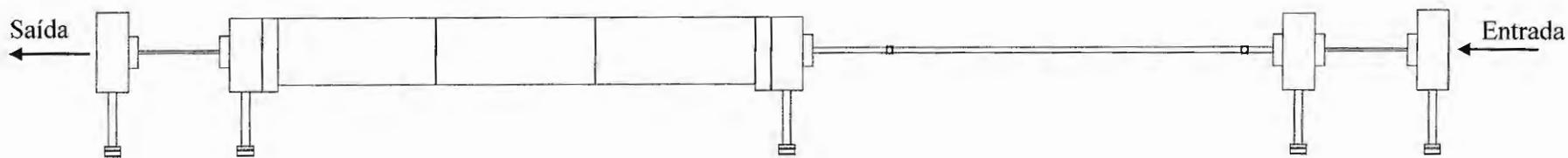
FONTE: Autor

A Figura 3.6 apresenta um desenho em perspectiva frontal da seção de teste ilustrando suas dimensões e componentes. A seção de teste é formada pelos seguintes componentes: duas seções de visualizações, um pré-aquecedor e a seção de teste propriamente dita. A primeira seção de visualização se encontra entre duas flanges de PVDF e sua função é possibilitar a avaliação da presença de apenas líquido na entrada do pré-aquecedor. Ela compõe-se de um tubo de vidro de 1,1 mm de diâmetro interno e 0,1 de espessura e 75 mm de comprimento. A flange, a jusante da primeira seção de visualização, encontra-se conectada a um transdutor de pressão absoluta do tipo piezo resistivo e foi construída de forma a possibilitar a fixação de um termopar tipo K passante cuja junta quente com diâmetro de 0,13 mm é posicionada de forma a estar em contato com o fluido refrigerante.

O pré-aquecedor em aço inoxidável AISI 304 apresenta diâmetros externo e internos, respectivamente, iguais a 2,5 e 0,5 mm e comprimento total de 312 mm. No pré-aquecedor, o fluido é aquecido por efeito Joule ao longo de um comprimento de 220 mm com aplicação direta de corrente contínua à parede do tubo. O primeiro eletrodo do pré-aquecedor se encontra a 30 mm a jusante de primeira seção de visualização e o segundo eletrodo está localizado a 60 mm a montante da entrada da seção de teste principal. No pré-aquecedor encontram-se instalados 2 termopares na parede do tubo do pré aquecedor, $T_{P,ent1}$ e $T_{P,pre2}$, conforme ilustrado na Figura 3.6, o primeiro foi fixado na região de aquecimento e o segundo próximo a entrada da seção de teste principal. Estes termopares localizados no pré-aquecedor foram isolados eletricamente da superfície aquecida por uma fita de Kapton envolvendo o tubo. A medida de temperatura, $T_{P,pre2}$, tem por objetivo avaliar a temperatura da parede no pré-aquecedor e detectar condições próximas ao fluxo crítico de calor. Já a temperatura, $T_{P,ent1}$, avaliada em uma região assumida adiabática e próximo à entrada da seção principal é utilizada para determinação da temperatura do fluido refrigerante.

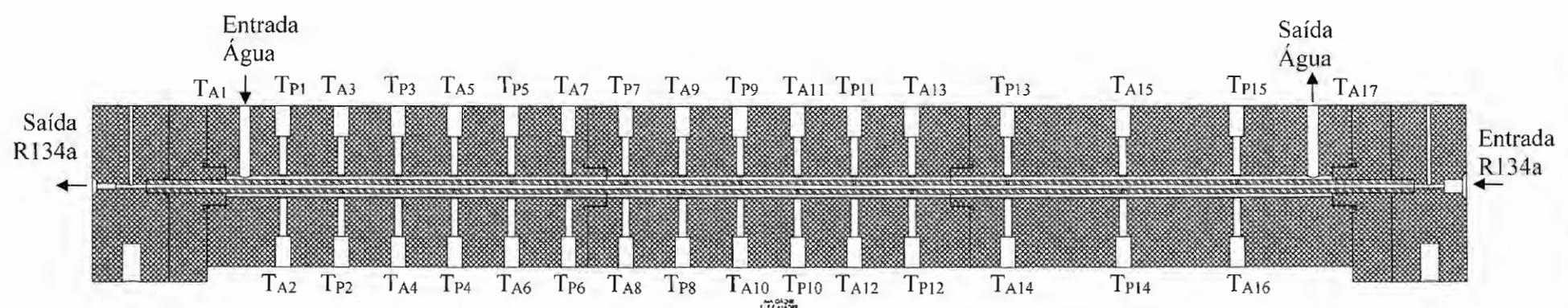
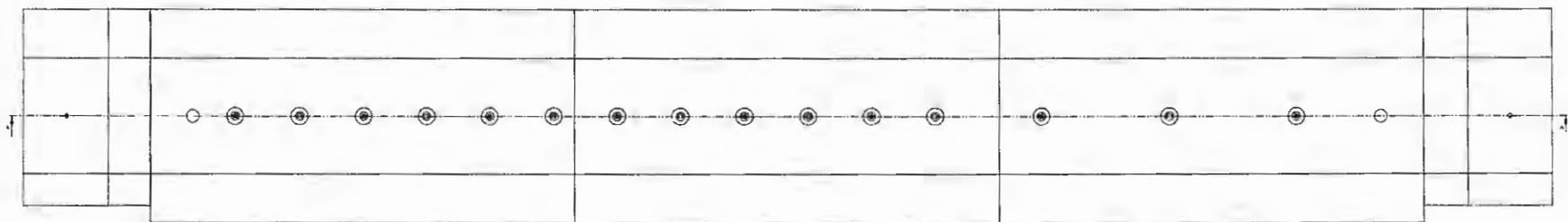
A Figura 3.7 apresenta um registro fotográfico da seção de teste principal na qual condições de secagem de parede são avaliadas. A jusante e a montante da seção de teste principal encontram-se conectadas duas flanges em PVDF. Estas possuem furos de 0,4 mm de diâmetros os quais, conforme ilustrado na Figura 3.7, são conectados por meio de tubos capilares de 0,4 mm de diâmetro interno a transdutores de pressão absoluta e diferencial. As dimensões reduzidas dos tubos capilares têm por finalidade reduzir o volume compressível e consequentemente minimizar flutuações na pressão associadas ao processo de ebulição em condições confinadas. Termopares para medição de temperatura do fluido refrigerante na entrada e saída da seção principal foram alocados entre a flange e a seção de teste principal de forma a serem imersos pelo fluido refrigerante, conforme construção ilustrada na Figura 3.8.

Figura 3.6 – Desenhos esquemático da seção de teste, A) Conjuntos de componentes da seção B) Região anular na seção de teste principal.



A

Figura 3.6 – (Continuação) Desenhos esquemático da seção de teste, **A)** Conjuntos de componentes da seção **B)** Região anular na seção de teste principal.



FONTE: Autor

B

Figura 3.7 – Flange de PVDF com tubos capilares para tomada de pressão da seção principal de canal único.

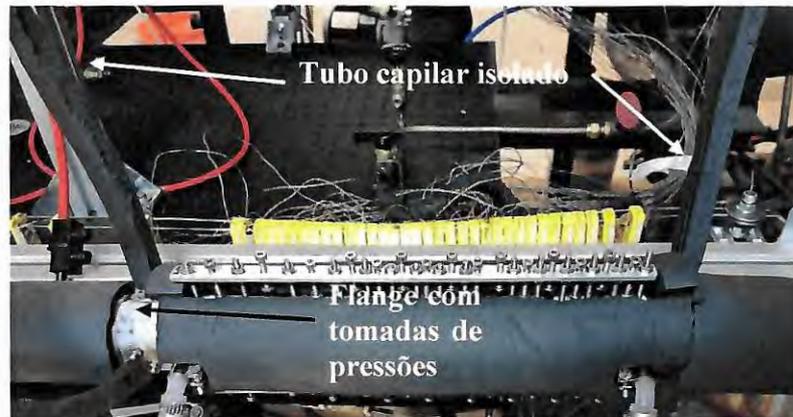
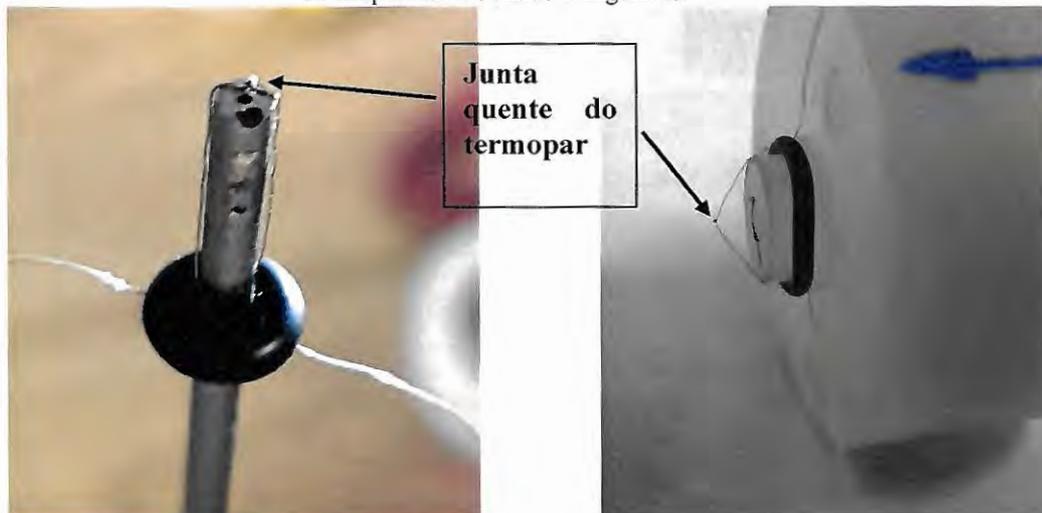


Figura 3.8 – Ilustração do dispositivo de posicionamento da junta quente dos termopares de entrada e saída da seção de teste principal para avaliação da temperatura do fluido refrigerante.

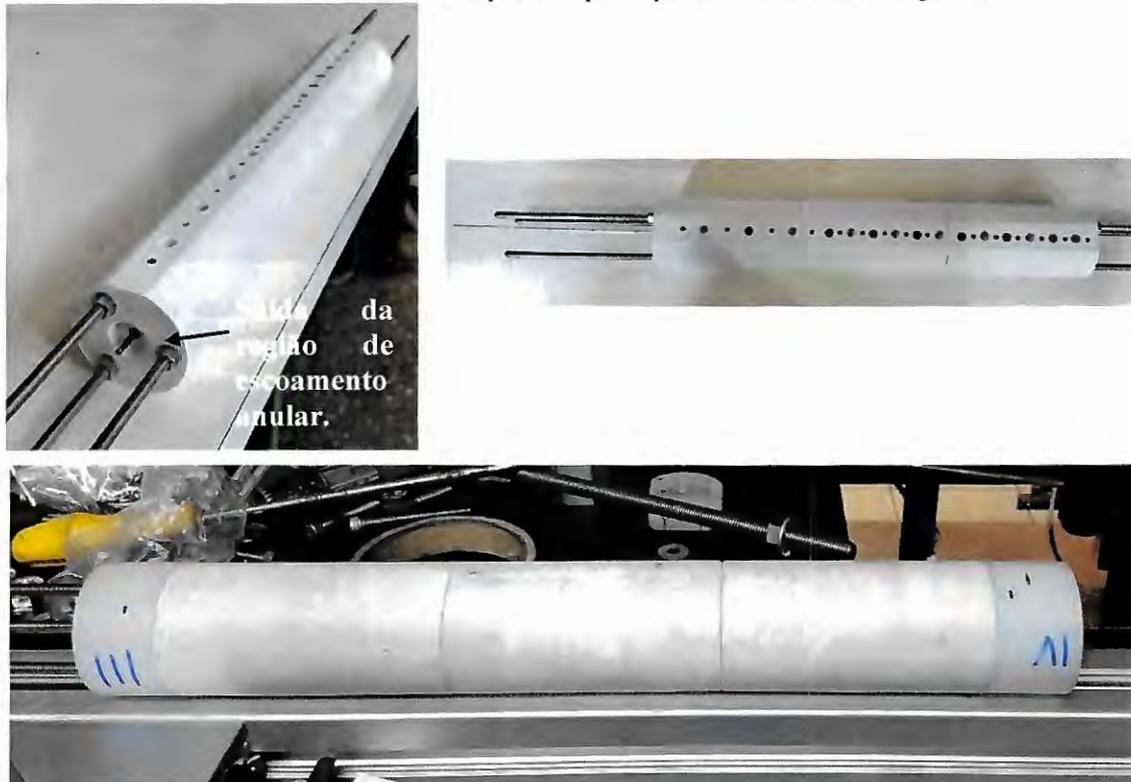


FONTE: Autor

Na seção de teste principal, tem-se um tubo de aço inoxidável AISI 304 de diâmetros internos e externos iguais a 2,5 e 0,5 mm, respectivamente. O tubo na seção de teste principal apresenta espessura elevada de forma a permitir a inserção da junta quente do termopar para avaliação da temperatura superficial do microcanal. A seção de teste principal apresenta comprimentos total e aquecido respectivamente iguais a 332 e 300 mm, neste caso associado a superfície aquecida pelo fluido secundário (água). Tal comprimento corresponde a uma razão L/D (comprimento aquecido pelo diâmetro interno do microcanal) igual a 600. A região anular em que escoar a água é constituída de um tubo de PVC usinado em 3 partes com 4,5 e 50 mm de diâmetro interno e externo, respectivamente, proporcionando uma espessura anular de 1 mm. Faz-se necessário salientar que a utilização da água escoando em contracorrente na região anular para avaliar o processo evaporativo do fluido refrigerante foi motivada por ela permitir

a determinação do título de vapor de secagem de parede e o fluxo crítico de vapor sem danificar a seção de teste principal, e assim permitir o estudo do coeficiente de transferência de calor em condições de pós-secagem, o que o aquecimento elétrico não permitiria.

Figura 3.9 – Partes em PVC que formam a região anular em que escoo o fluido secundário responsável pelo aquecimento do fluido refrigerante.



FONTE: Autor

As medidas de temperatura da superfície do microcanal na seção teste principal foram realizadas por 15 termopares do tipo K de 0,08 mm (0,003 in) de diâmetro fixados em cavidades usinadas na parede do tubo com profundidade de 0,71 mm e diâmetro de 1 mm. Tais cavidades encontram-se ilustradas na Figura 3.10. A fixação da junta quente do termopar na parede, conforme também ilustrado na Figura 3.10, foi efetuada utilizando um adesivo térmico de alumina, da Arctic Silver, visando minimizar a resistência térmica entre ela e a parede do canal e evitar o contato da água com a junta quente.

Avaliou-se a temperatura da água ao longo da região anular por meio de 17 termopares inseridos a partir de furos usinados no tubo de PVC, ilustrados na Figura 3.11. Nesta figura, os furos maiores correspondem a saída dos fios dos termopares para avaliação das temperaturas da parede e água. As identificações das medidas de temperatura correspondente a superfície ou a a água, encontram-se ilustradas na Figura 3.6.B. Dois termopares a jusante e a montante da

seção de teste principal foram inseridos na entrada e saída da água próximo a seção anular. O tampão de cor preta ilustrado nesta figura tem a função de impedir o vazamento de água pelos furos. Já, a peça em alumínio e os parafusos alocados nos furos menores tem a função de pressionar o tampão contra o furo chanfrado, e assim, assegurar a estanqueidade por meio de anéis de vedação sob pressão.

Figura 3.10 – Ilustração da fixação dos termopares superficiais, A) Furos em que foram alocados os termopares de medida de temperatura da superfície do microcanal, B) Fixação dos termopares com adesivo térmico de alumina e C) Termopares fixados.



A



B

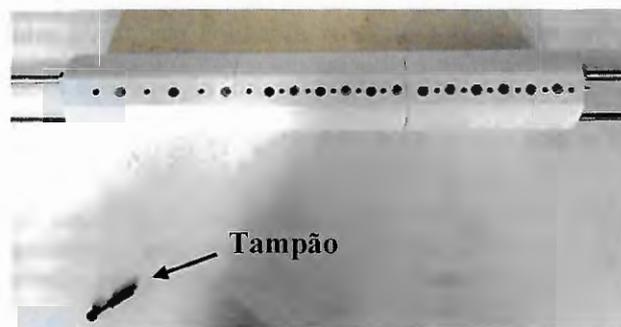


C

FONTE: Autor



Figura 3.11 – Ilustração da vedação dos canais de passagem dos fios de termopares, A) Furos para alocação dos fios de todos os termopares e B) fixação das peças que irão vedar tais furos.



A



B

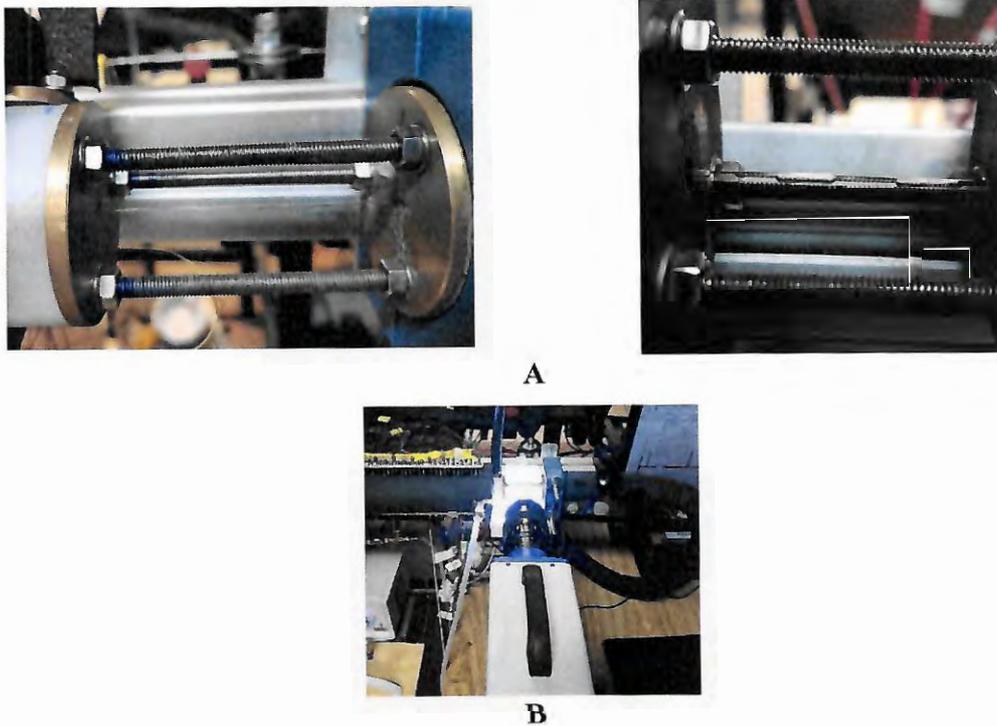
FONTE: Autor

A disposição dos termopares da parede e da água foi elaborada de forma a estimar o fluxo de calor a partir da temperatura da água e o coeficiente de transferência a partir da temperatura da parede em um mesmo ponto ao longo do comprimento do tubo, como ilustrado na Figura 3.6. Nela observa-se que as determinações das temperaturas da parede e da água estão alternadas, isto é, enquanto os primeiros termopares para avaliação das temperaturas da parede e da água estão posicionados na parte superior e inferior do tubo, respectivamente, como designado na Figura 3.6 como T_{P1} e T_{A2} , os termopares da próxima posição apresentam localizações invertidos. Esta inversão tem por objetivo verificar efeitos de estratificação do escoamento associados a variações das medidas de temperatura por meio da mudança da orientação da seção de teste.

A jusante da seção de teste principal, encontra-se uma segunda seção de visualização correspondendo a um tubo transparente em sílica com diâmetro interno de 0,5 mm e comprimento de 75 mm. Esta seção, ilustrada na Figura 3.12, tem como finalidade permitir a visualização do padrão de escoamento ao final da seção de teste principal e verificar possíveis relações entre a distribuição das fases líquido-vapor e o estabelecimento das condições de

secagem de parede para as diferentes inclinações. A seção de visualização se conecta à seção de teste principal e ao circuito por meio de flanges em PVDF. Emprega-se uma câmera de alta velocidade da Optronics, modelo Cam Record 600, juntamente com lente AF Micro- NIKKOR 60 mm f/2,8D na identificação dos padrões e visualização do escoamento. Busca-se assim caracterizar, ao menos qualitativamente, fenômenos do escoamento bifásico como ondulações interfaciais e o entranhamento de gotículas de líquido no processo de secagem de parede.

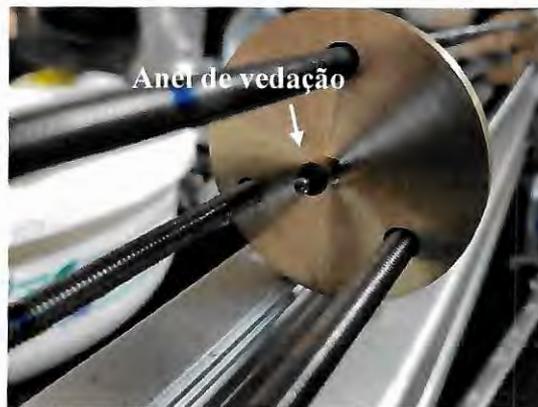
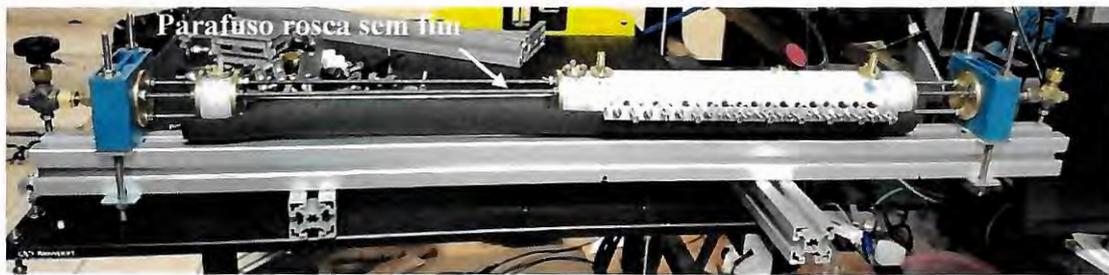
Figura 3.12 – A) Ilustração da seções de visualizações do escoamento e B) disposição do aparato para a aquisição de imagens do escoamento por meio uma de câmera de alta velocidade.



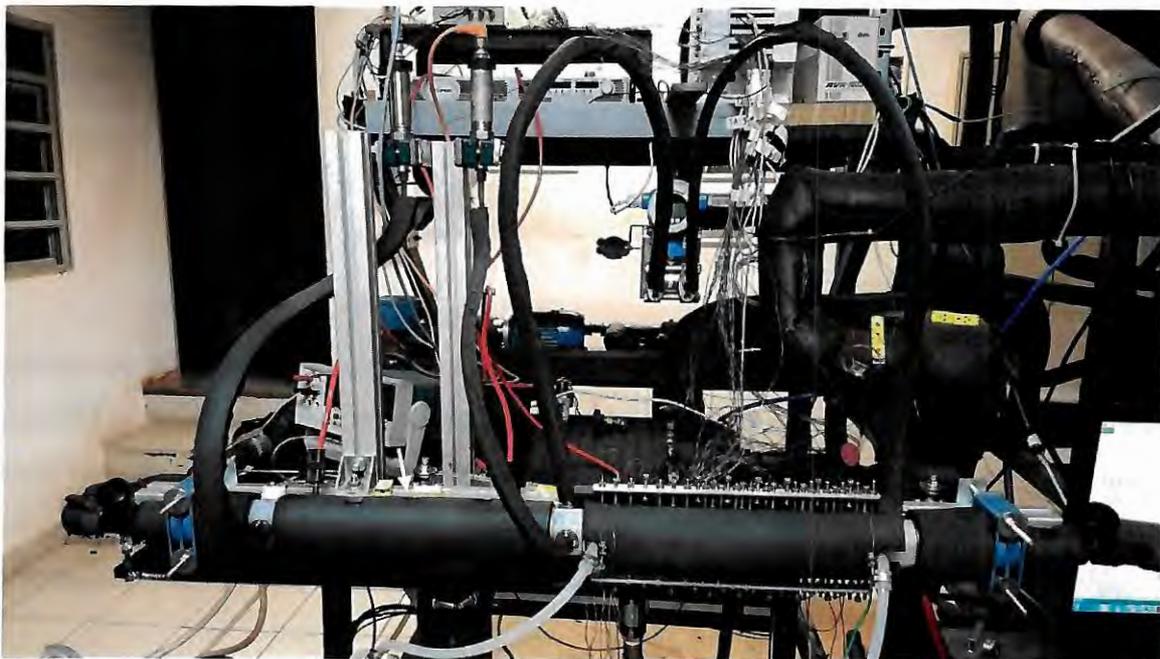
FONTE: Autor

A vedação dos componentes da seção de teste se dá por meio de anéis de vedação pressionados contra a parede dos tubos e flanges. A vedação decorre da compressão das flanges contra os anéis de vedação por meio de parafusos de rosca sem fim, como ilustrado na Figura 3.13. O recobrimento da seção de teste por meio de espumas elastoméricas estabelece seu isolamento térmico de forma a reduzir as perdas de calor para o ambiente conforme ilustrado na Figura 3.13.

Figura 3.13 – A) Vedação dos componentes da seção de teste por meio de anéis de vedação e parafusos de rosca sem fim. B) Isolamento com espumas elastoméricas da seção de teste.



A



B

FONTE: Autor

3.3. PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

O procedimento para o levantamento dos resultados experimentais segue o seguinte protocolo:

- I. Realiza-se vácuo no circuito principal do fluido refrigerante até atingir pressão absoluta inferior a 1kPa. Este vácuo é mantido durante 12 horas. Em seguida se insere nitrogênio no circuito até uma pressão 1,8 Mpa, a qual é mantida por um período de 24 horas. Estas etapas têm por finalidade verificar a presença de vazamento no circuito principal por meio da inspeção de variações significativas de pressão ao longo das conexões e tubulações do circuito. Na ausência de vazamentos, evacua-se novamente o circuito principal até uma pressão absoluta de 1 kPa, e então, carrega-se o fluido de teste. Este procedimento objetiva a eliminação de umidade e gases não condensáveis do circuito principal;
- II. Durante o processo de carga do fluido refrigerante, inicialmente, resfria-se o reservatório do circuito principal por meio da circulação da solução de etileno glicol e água através da serpentina contida em seu interior;
- III. Posiciona-se o cilindro contendo o fluido refrigerante em uma altura superior ao reservatório do circuito principal. Em seguida, conecta-se o reservatório do circuito com o cilindro por meio do *manifold*. Uma vez o cilindro e reservatório conectados, manipula-se as válvulas do *manifold* de forma a proporcionar o escoamento do fluido para o reservatório. O procedimento é cessado e o *manifold* desconectado assim que se obtém a massa de refrigerante desejada no circuito principal, avaliada a partir de uma balança digital;
- IV. Uma vez preenchido o circuito principal com o fluido refrigerante, fecha-se as válvulas a jusante e a montante da seção de teste para realizar o posicionamento da seção de teste na inclinação desejada. Obtém-se esta inclinação por meio da rotação da dobradiça instalada próxima a entrada da seção de teste, com sua medida sendo efetuada por meio de um inclinômetro digital;
- V. Após o procedimento de carga de refrigerante e posicionamento da seção de teste, aciona-se sequencialmente, o computador pessoal, a fonte de alimentação dos medidores de pressão e vazão, o sistema de aquisição de

- dados, a fonte DC responsável pelo pré-aquecimento do fluido, e a interface do programa em *LabView*;
- VI. Aciona-se, então, a torre de resfriamento, as bombas centrífugas da água e da solução de etileno glicol e água, a resistência elétrica do reservatório de etileno glicol, o circuito de rejeição 1 (acionando-se o compressor e abrindo a válvula solenóide do ciclo frigorífico);
 - VII. Estabelece-se a temperatura desejada no reservatório de etileno glicol por meio do controlador PI atuando na resistência elétrica do reservatório de etileno glicol;
 - VIII. Liga-se o banho termostático 1, que contém a solução de etileno glicol e água utilizado nos subresfriadores e estabelece-se a temperatura desejada do banho;
 - IX. Acionam-se os variadores de frequência que controlam as microbombas de engrenagens responsáveis pelo escoamento do fluido principal (R134a) e secundário (água);
 - X. Liga-se o banho termostático 2 e é estabelecida a temperatura de entrada do fluido secundário (água) com a recirculação deste fluido pelo banho;
 - XI. Abrem-se as válvulas de esfera instaladas na linha que conecta o banho termostático 1 aos subresfriadores e aciona-se a bomba de circulação da solução deste banho;
 - XII. Abrem-se, sequencialmente, a válvula de esfera da linha que conecta com o reservatório de fluido refrigerante, as válvulas de esferas a jusante e a montante do filtro, de forma a circular o fluido de teste pelo filtro e a válvula na linha “*by-pass*”. Durante este procedimento mantem-se as válvulas das seções de testes fechadas;
 - XIII. Põe-se a operar o variador de frequência 1 que aciona a microbomba do circuito principal a partir do sistema de aquisição de dados circulando o fluido refrigerante por 15 minutos pelo filtro-secador, eliminando eventuais particulados;
 - XIV. Abre-se as válvulas de esfera e de agulha que isolam a seção de teste e a válvula de esfera a jusante do condensador de placas. Isola-se do circuito principal o filtro-secador por meio do fechamento das válvulas para passagem no filtro e na linha “*by-pass*”. Fixa-se a velocidade mássica por meio de um programa em *Labview*, com base em um controle PI que mantém a vazão mássica desejada a partir do valor fornecido pelo medidor Coriolis;

- XV. Faz-se um ajuste da pressão a jusante e a montante da seção de teste por meio da manipulação das válvulas de agulha de forma a regular a temperatura de saturação desejada na entrada da seção. Tal ajuste tem também o objetivo de minimizar a propagação de instabilidades a partir da seção de teste;
- XVI. A temperatura de sub-resfriamento na entrada do pré-aquecedor é estabelecida a partir do ajuste da temperatura da solução de etileno-glicol e água do banho termostático 1 e do reservatório do circuito auxiliar, estabelecendo o grau de sub-resfriamento desejado;
- XVII. Então, estabelece-se a potência de aquecimento no pré-aquecedor a partir da fonte de corrente contínua controlada por meio do programa de aquisição de dados em *LabView*. Tal controle visa o estabelecimento do estado termodinâmico do fluido de testes na entrada da seção de teste;
- XVIII. Abrem-se as válvulas de esfera a jusante e montante da microbomba de água. Aciona-se o variador de frequência 2 a partir do sistema de aquisição de dados, dando início a operação da microbomba responsável pela circulação da água;
- XIX. Estabelece-se a vazão volumétrica de água no rotâmetro e por meio de um controle PI, a vazão é mantida no valor desejado. É verificado se a temperatura da água determinada no passo X é a desejada na entrada da seção de teste, caso contrário, há um ajuste manual da temperatura no banho termostático 2;
- XX. Aguarda-se então o estabelecimento do regime permanente para se iniciar a aquisição de dados, o qual é caracterizado por variações nas medidas de temperatura da água, do fluido refrigerante e da parede inferiores as suas incertezas experimentais, por período superior a 5 minutos.
- XXI. Uma vez adquiridos os resultados para uma condição de velocidade mássica determinada no passo XIV e condições de temperatura e vazão volumétrica da água definidas no passo X e XIX, caracterizando diferentes fluxos de calor médio, uma nova velocidade mássica do fluido refrigerante é imposta mediante o controlador PI por meio da interface do *LabView*. Este atua na frequência de rotação da microbomba responsável pelo escoamento do fluido de teste.
- XXII. Finalizada a aquisição de dados para uma determinada inclinação, o aparato experimental é desligado e inicia-se o processo de ajuste da seção de teste segundo uma nova inclinação.

4. REGRESSÃO DOS DADOS E VALIDAÇÃO EXPERIMENTAL

Neste capítulo são descritos os procedimentos e as hipóteses adotadas para a determinação do coeficiente de transferência de calor, título de vapor de secagem de parede, fluxo crítico de calor e demais parâmetros que caracterizam as condições experimentais. Além disso, descreve-se o processo de validação do aparato experimental e dos procedimentos de regressão de dados a partir dos parâmetros medidos.

4.1. PROCEDIMENTO DE REGRESSÃO DE DADOS

A partir do aparato experimental obtém-se dados de pressão, temperatura, vazão, corrente e tensão elétricas, os quais são tratados por meio de procedimentos de regressão de dados de forma que resultados experimentais para o coeficiente de transferência de calor, fluxo de calor e título de vapor sejam levantados e fornecidos em termos dos parâmetros do escoamento bifásico, com suas incertezas experimentais determinadas. Além disso, neste processo devem ser eliminados efeitos característicos da configuração do aparato experimental e da seção de testes de forma que os resultados possam ser generalizados.

Para o tratamento dos dados experimentais foram utilizados os programas comerciais EES, *Engineering Equation Solver* (EES, 2009), o Microsoft Excel 365 (OFFICE, 2018) e o OriginPro 2018 (ORIGINLAB, 2018).

Os dados obtidos a partir do sistema de aquisição eram inicialmente gravados em planilhas. Neste estudo eram armazenados dados de 47 sensores distintos. O processo de aquisição foi realizado a uma taxa de 50 amostras por segundo para cada canal. Para cada condição experimental realizava-se a aquisição de 750 dados para cada canal adotando um período de aquisição de 15 segundos. Em seguida, a média aritmética dos 750 valores adquiridos para cada canal era calculada, valor que corresponde ao dado experimental de canal parâmetro para uma determinada condição.

Velocidade Mássica

A velocidade mássica é definida como a razão entre a vazão mássica, \dot{m} , fornecida pelo medidor tipo Coriolis em kg/s e a área interna da secção transversal do canal.

$$G = \frac{\dot{m}}{A_{int}}, \text{ onde } A_{int} = \frac{\pi \cdot D_{int}^2}{4} \quad (4.1)$$

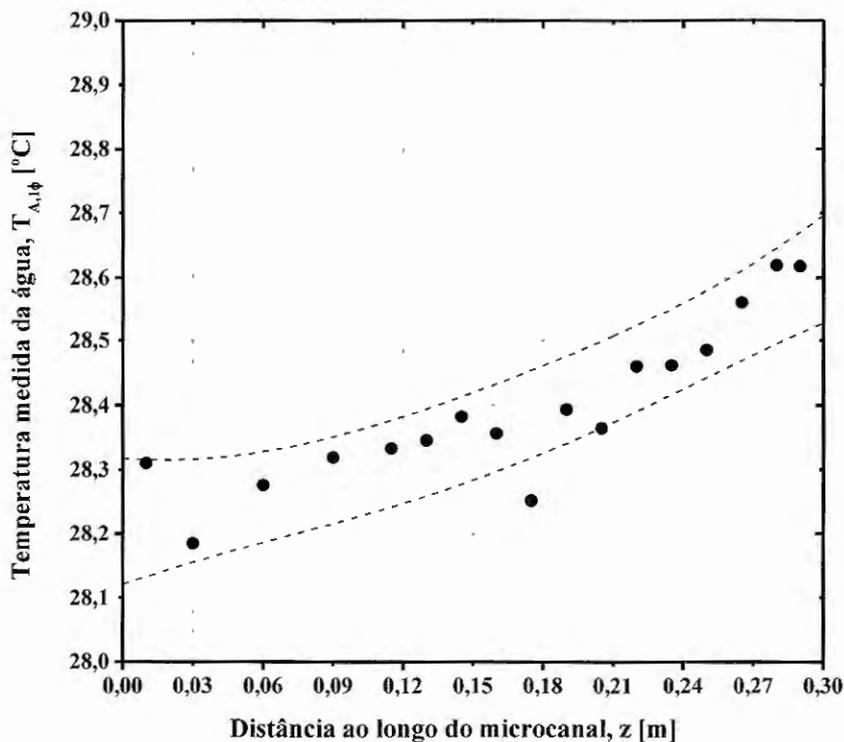
Perfil de temperatura da água

O perfil de temperatura da água ao longo da seção de teste principal é avaliado com base em 17 termopares distribuídos conforme descrito na seção 3.2. A partir dele estima-se o fluxo de calor local aplicado ao microcanal. A Figura 4.1 ilustra o perfil de temperatura da água para condições no duto interno de convecção forçada e ebulição convectiva. Nela constata-se o aumento da temperatura da água ao longo do microcanal devido a troca de calor com o fluido refrigerante.

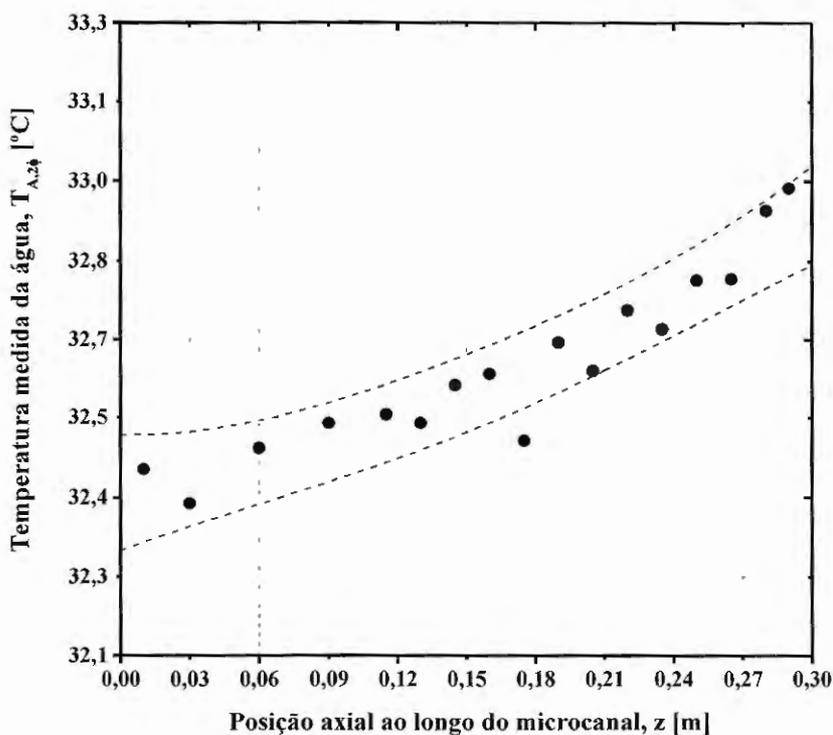
Neste estudo ajustou-se um polinômio de segundo grau ao perfil de temperatura, conforme sugerido por Matkovic et al. (2009, 2011). Adotou-se a aproximação do perfil de temperatura por meio da equação polinomial a fim de se determinar o fluxo de calor local, o qual é função do gradiente de temperatura ao longo do comprimento do tubo, dT/dz . O perfil de temperatura ajustado para a água é dado pela seguinte equação:

$$T_{A,2\phi} = A_1 \cdot z^2 + A_2 \cdot z + A_3 \quad (4.2)$$

Figura 4.1 – Temperaturas da água medida ao longo do comprimento do microcanal para A) escoamento monofásico B) escoamento bifásico do R134a, $G=496$ [kg/m²s] e $T_{\text{sat}}=30$ [°C].



A



B

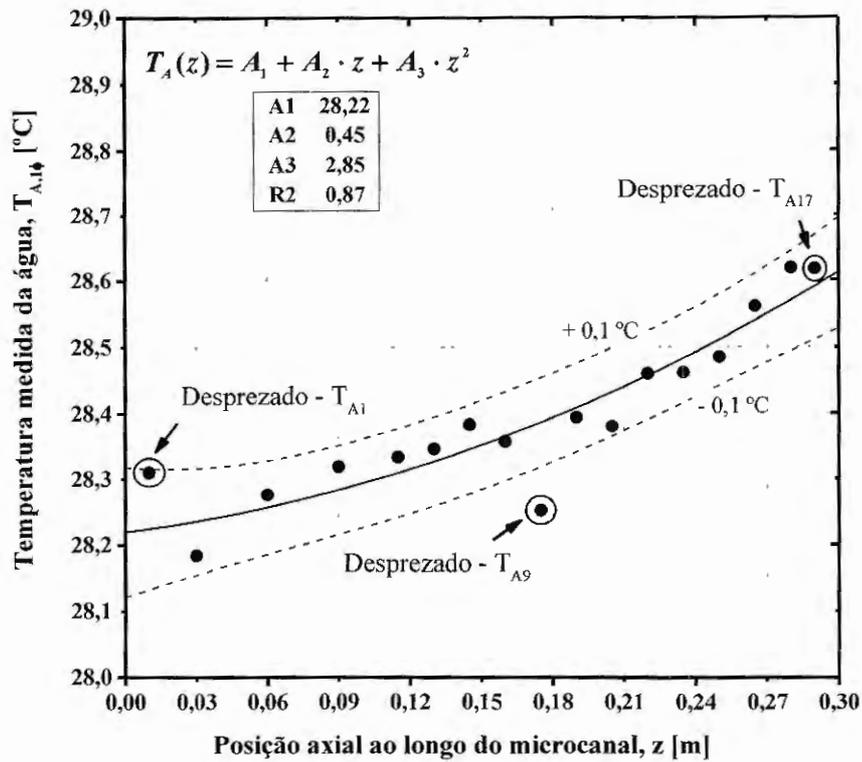
FONTE: Autor

A partir da equação 4.2 é possível determinar o gradiente de temperatura da água na seção de teste principal, o qual varia linearmente ao longo do microcanal conforme a seguinte relação:

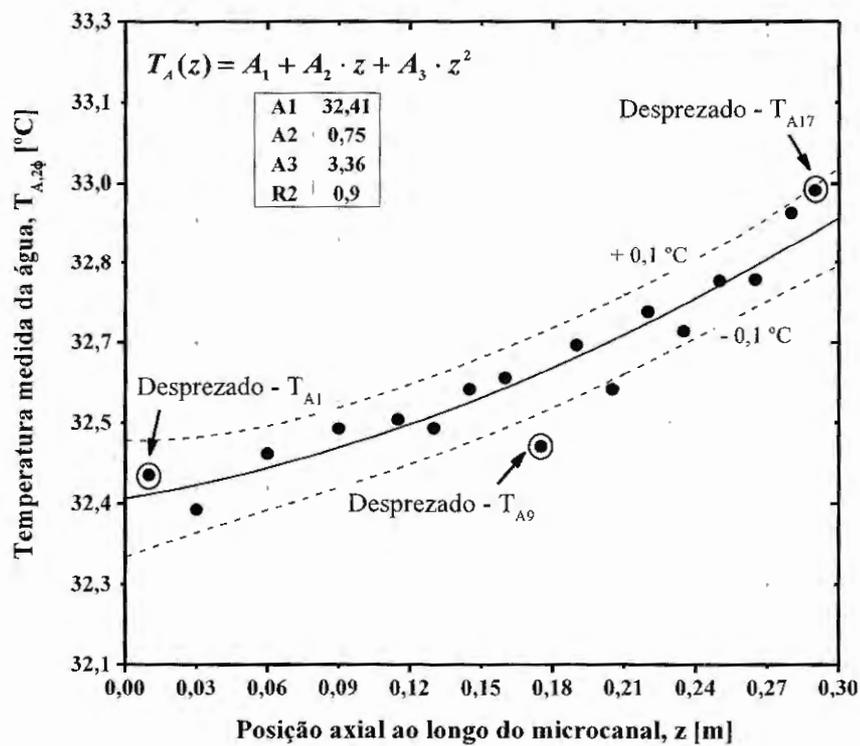
$$\frac{dT_A}{dz} = 2 \cdot A_1 \cdot z + A_2 \quad (4.3)$$

Polinômios foram ajustados para cada condição experimental, para isso, desprezavam-se medidas de termopares cujas temperaturas indicadas apresentassem elevada dispersão em relação as demais, identificada pelo índice de confiabilidade de 85%, responsáveis por curvas de ajustes com erro médio quadrático inferior a 0,9. Como critério para caracterizar termopares que fornecem medidas com dispersões elevadas adotou-se a apresentação de desvios em relação as curvas ajustadas superiores a $\pm 0,1$ °C. Apresentaram tal comportamento de forma sistemática os termopares T_{A1} (saída), T_{A9} e T_{A17} (entrada), conforme nomenclatura indicada na Figura 3.6. Especula-se que esse desvio se deve ao posicionamento inadequado dos termopares. A Figura 4.2 ilustra o ajuste do perfil de temperatura da água, incluindo as temperaturas indicadas pelos termopares desprezados no ajuste do polinômio. Observa-se na Figura 4.2A que os termopares T_{A1} e T_{A17} apresentam desvio inferiores a 0,1 °C, porém tal comportamento trata-se de exceção, pois na maioria das condições experimentais seus valores apresentaram desvios superiores a 0,1.

Figura 4.2 – Perfil de temperatura da água medida ao longo do comprimento do tubo para A) escoamento monofásico B) escoamento bifásico do R134a, $G=496$ [kg/m²s] e $T_{\text{sat}}=30$ [°C].



A



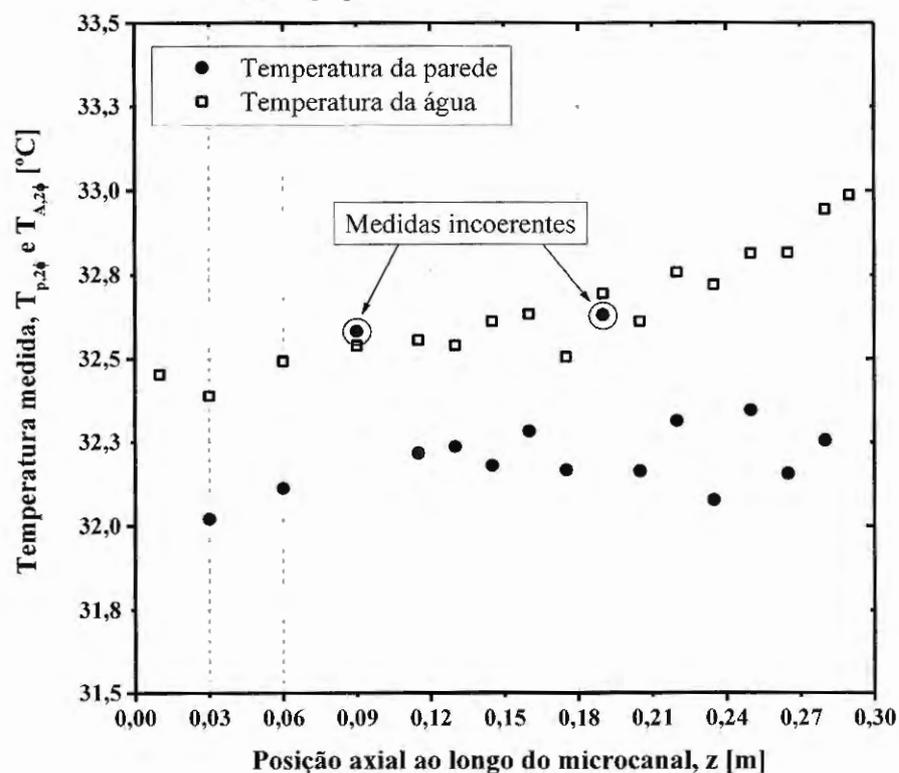
B

FONTE: Autor

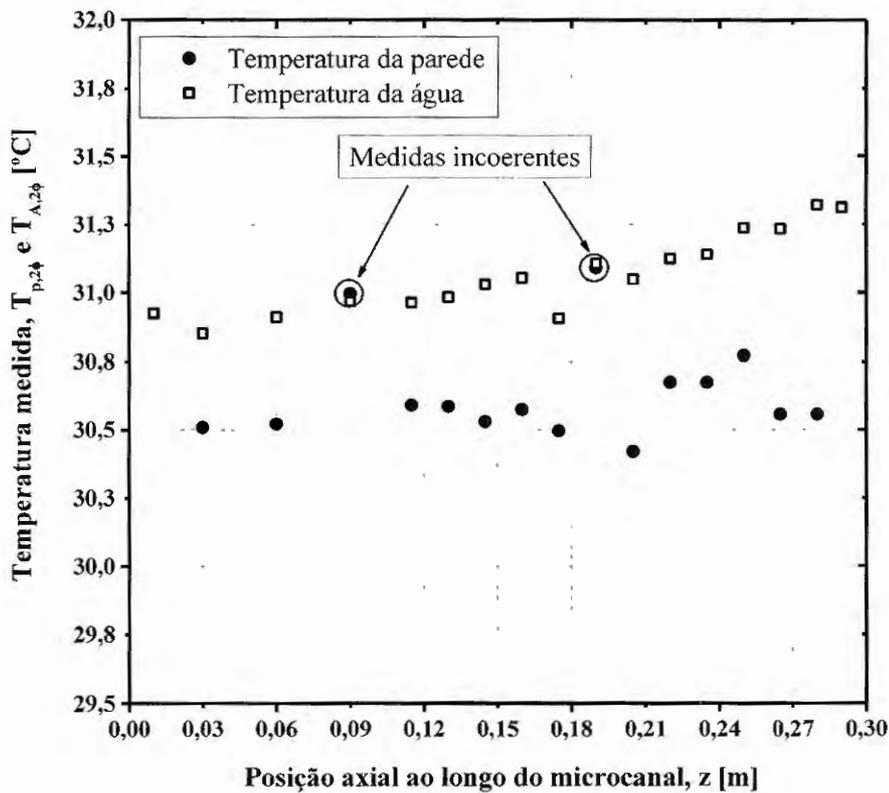
Temperatura da parede

Determinou-se a temperatura superficial ao longo do tubo de aço inoxidável a partir de termopares fixados em sua parede, segundo a ordem definida na Figura 3.6. Neste caso termopares apresentando medidas de temperatura sistematicamente incoerentes também foram desprezadas no processo de regressão dos dados experimentais. A Figura 4.3 ilustra valores medidos de temperatura da água e da parede para condição de ebulição convectiva segundo diferentes inclinações do canal, ângulos de 0° e 45° .

Figura 4.3 – Distribuição das temperaturas da parede e da água para seção de teste principal na orientação A) 0° e B) 45° , R134a, $G=413$ e 496 [$\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$] e $T_{\text{sat}}=30$ [$^\circ\text{C}$].



A



B

FONTE: Autor

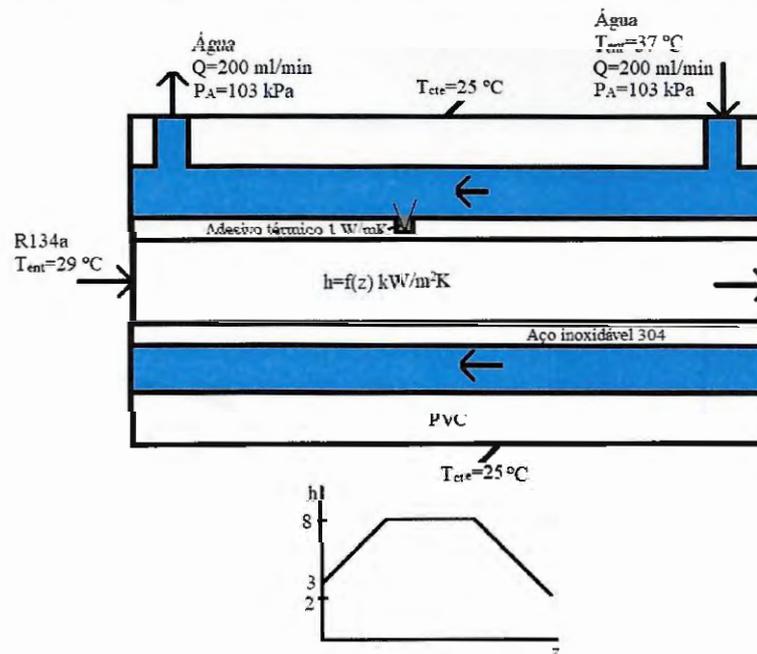
Nelas constata-se que as temperaturas indicadas pelos termopares T_{p3} e T_{p9} são similares a da água circulando na região anular e assim incoerentes, pois deveriam apresentar valores intermediários entre a temperatura do fluido refrigerante e a água, conforme ilustrado na Figura 4.3. Especula-se a associação de tal comportamento ao fato do adesivo térmico não ter aderido perfeitamente à superfície do tubo, estabelecendo o contato da água com a junta quente destes termopares.

Efeitos de resistência térmica associados à condução na parede entre a junta quente do termopar e a superfície interna do tubo foram corrigidos a partir da Lei de Fourier assumindo regime permanente e condução unidimensional. Tal procedimento despreza efeitos de condução longitudinal e resistência térmica do adesivo térmico utilizado para fixação dos termopares e preenchimento da cavidade. Neste estudo, tais efeitos foram avaliados qualitativamente por meio de simulações numéricas do escoamento ao longo do microcanal utilizando um programa comercial de CFD (*Computational Fluid Dynamics*).

Nesta análise, considerou-se as seguintes condições de contorno: escoamento de água em contracorrente ao fluido de testes sob uma pressão de 103 kPa entrando na região anular a uma vazão volumétrica de 200 ml/min e temperatura de 37 °C; temperatura da parede externa

do tubo anular de PVC constante e igual a 25 °C; adesivo térmico com condutividade térmica de aproximadamente 1 W/mK; escoamento do fluido R134a no microcanal com temperatura de entrada de 29 °C; coeficiente de transferência de calor no microcanal variando em função do comprimento do tubo com objetivo de ilustrar o processo de ebulição convectiva; escoamento turbulento (utilização do modelo de k-Epsilon). A Figura 4.4 ilustra as condições de contorno adotadas. Nesta figura observa-se um gráfico ilustrando o perfil do coeficiente de transferência de calor interno.

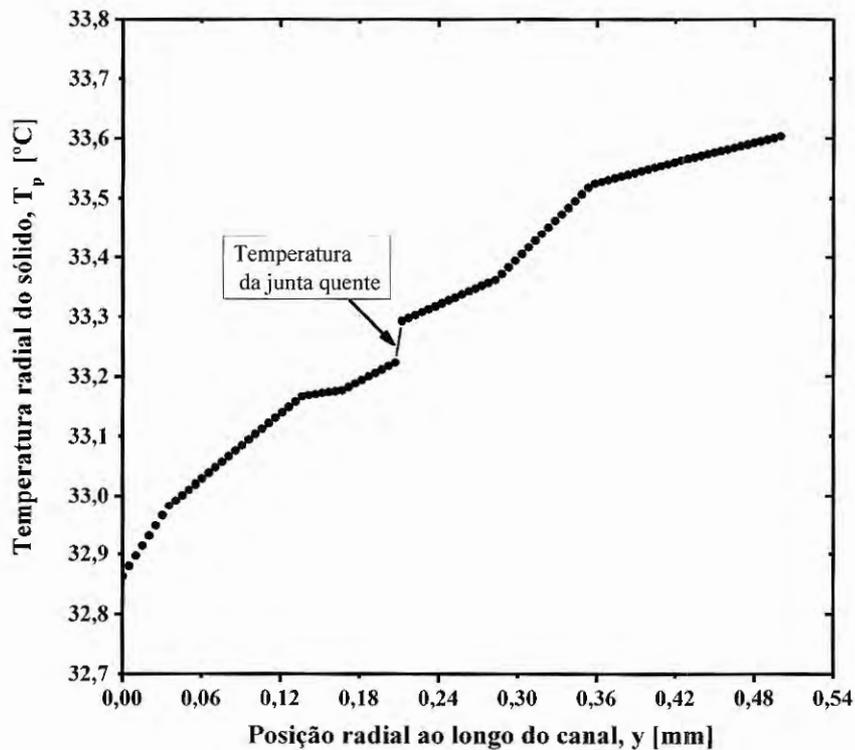
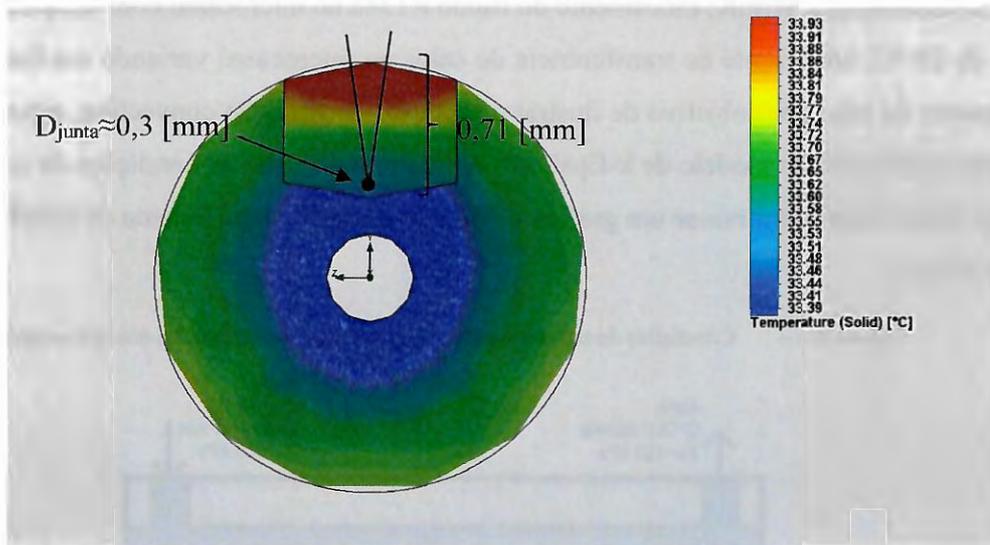
Figura 4.4 – Condições de contorno para simulação numérica térmica dos microcanal.



FONTE: Autor

A Figura 4.5 ilustra a variação de temperatura na direção radial do tubo em uma simulação de condução térmica para verificar se a cavidade de inserção da junta quente do termopar altera o perfil de temperatura, conforme pode ser observado nesta figura não houve alteração significativa do perfil devido a cavidade. Observa-se nesta figura que a junta do quente foi fixada no ponto mais próximo da superfície interna do canal e segundo a simulação apresentou uma temperatura de aproximadamente 33,2 °C para as condições de contorno avaliadas. A Figura 4.5 mostrou que a diferença de temperatura entre o ponto em que a junta do termopar está medindo a temperatura superficial e a parede interna apresentou valores de aproximadamente 0,3 °C, valor acima da incerteza experimental, o que torna importante a correção da temperatura da parede a partir da Lei de Fourier.

Figura 4.5 – Resultado da simulação da condução radial do tubo para condição de CTC interno constante e escoamento externo de água em contracorrente.

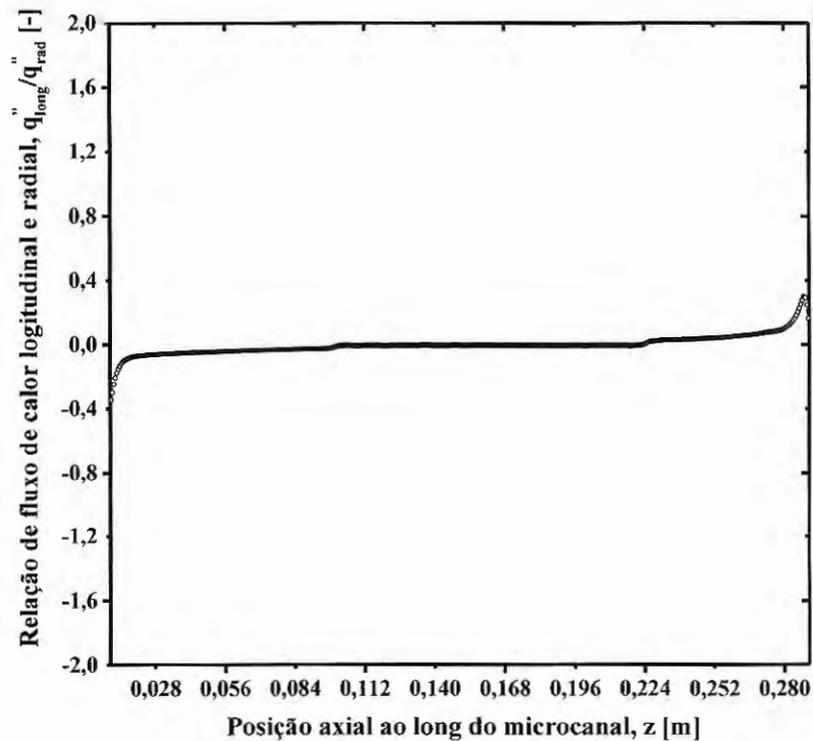
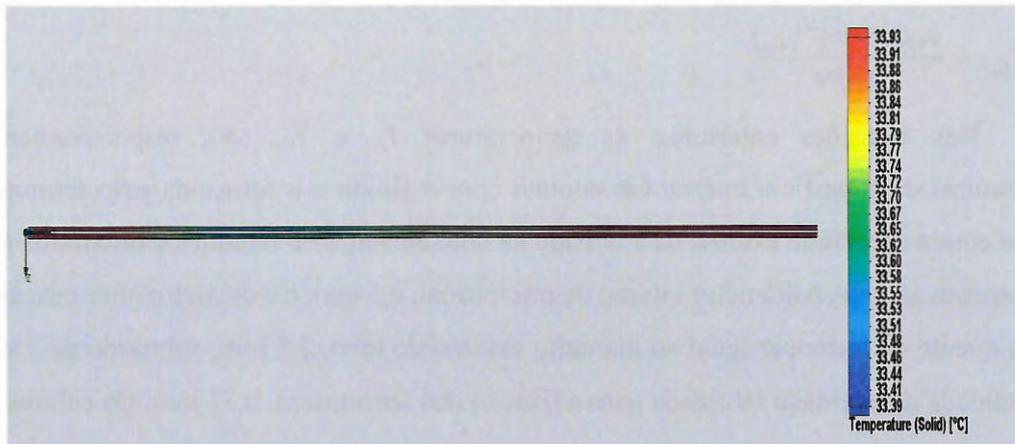


FONTE: Autor

A Figura 4.6 ilustra a variação de temperatura na direção longitudinal do tubo em uma simulação de condução térmica para verificar a hipótese de considerar fluxo de calor radial e desprezar o efeito longitudinal. Segundo a simulação numérica para as condições de contornos avaliadas, o fluxo de calor radial apresentou valor máximo de $12,1 \text{ kW/m}^2$ e uma variação de fluxo de calor entre 4 e 12 kW/m^2 , enquanto o fluxo longitudinal apresentou valor máximo de

0,7 kW/m². Portanto, o fluxo de calor longitudinal representa aproximadamente 4% do fluxo radial. Assim, pode ser observado nesta figura que não houve alteração significativa do perfil de temperatura na direção longitudinal.

Figura 4.6 – Ilustração do perfil de temperatura na parede do tubo visando a avaliação de efeitos condução longitudinal.



FONTE: Autor

Na seção de pré-aquecimento considerou-se geração uniforme de calor por efeito Joule assumindo a superfície externa adiabática. Desta forma a temperatura na parede interna do microcanal do pré-aquecedor é dada por:

$$T_{p,i} = T_{p,e} + \frac{Q_{efet,pre}}{4 \cdot \pi \cdot k \cdot z} \cdot \left[\frac{\left(\frac{D_i}{D_e} \right)^2 \cdot \left(1 - \ln \left(\left(\frac{D_i}{D_e} \right)^2 \right) \right) - 1}{\left(\left(\frac{D_i}{D_e} \right)^2 - 1 \right)} \right] \quad (4.4)$$

Já na seção de teste principal, não havendo geração de calor na parede, a temperatura superficial é dada por:

$$T_{p,i} = T_{p,e} - \frac{Q_{efet}(z) \cdot \ln \left(\frac{D_i}{D_e} \right)}{2 \cdot \pi \cdot k \cdot z} \quad (4.5)$$

Nas equações anteriores, as temperaturas $T_{p,i}$ e $T_{p,e}$ são, respectivamente, as temperaturas da superfície interna em contato com o fluido e a fornecida pelo termopar em contato com a superfície externa da cavidade na qual encontra-se fixado. Os diâmetros D_i e D_e são, respectivamente, o diâmetro interno do microcanal, 0,5 mm, e o diâmetro onde está alocado a junta quente do termopar igual ao diâmetro externo do tubo, 2,5 mm, subtraído de 2 vezes a profundidade da cavidade fabricada para a fixação dos termopares, 0,71 mm. Os calores locais efetivos fornecido no pré-aquecedor e na seção de teste principal, $Q_{efet,pre}$ e Q_{efet} , são, respectivamente, as energias fornecidas pela fonte elétrica e pela água aquecida subtraída as perdas. Os parâmetros k e z são, respectivamente, a condutividade térmica do aço inoxidável AISI 304, igual a 15 W/m·K, e a distância ao longo do comprimento do tubo.

Fluxo de calor

O calor efetivo dissipado pelo fluido refrigerante no pré-aquecedor, $Q_{efet,pre}$, é estimado a partir da potência elétrica aplicada pela fonte de corrente contínua, dada pelo produto entre a tensão e a corrente por ela fornecida, subtraídas as perdas de calor para o meio. Já, o calor absorvido localmente pelo R134a no microcanal da seção de teste principal, Q_{efet} , é dado pelo calor dissipado pela água aquecida ao longo da seção de teste, Q_{H_2O} , subtraídas as perdas para o meio, Q_{amb} . Assim, os calores transferidos são definidos pelas seguintes equações:

$$Q_{efet,pre} = Q_{pre} - Q_{amb,pre}, \text{ onde } Q_{pre} = V_{pre} \cdot I_{pre} \quad (4.6)$$

$$q_{efet}(z) = q_{H_2O}(z) - q_{amb}(z) \quad (4.7)$$

O calor dissipado pelo fluido secundário (água) é calculado localmente a partir de um balanço de energia, conforme a seguinte relação:

$$q_{H_2O}(z) = \dot{m}_{H_2O} \cdot c_{p_{H_2O}} \cdot \frac{dT_{H_2O}}{dz} dz \quad (4.8)$$

onde \dot{m}_{H_2O} é vazão mássica da água, dT_{H_2O}/dz é a variação de temperatura da água localmente, c_{pH_2O} é o calor específico local da água e dz é o elemento diferencial do comprimento axial do microcanal obtido pela distância axial entre os termopares, conforme Figura 3.6.

As perdas de calor para o ambiente são estimadas a partir de análises de balanços de energia para escoamento monofásico na seção de teste e do conceito de resistência térmica. O fato de o coeficiente de transferência de calor ser superior em processos envolvendo mudança de fase, implica em perdas de calor para a ebulição convectiva inferiores às verificadas para o escoamento monofásico. Além disso uma menor resistência térmica interna proporciona uma maior parcela do calor utilizada no aquecimento do fluido de testes, isto permite concluir que o procedimento adotado é conservador por subestimar o coeficiente de transferência de calor.

A perda de calor para o ambiente na seção de pré-aquecimento foi estimada a partir da correlação de Churchill e Chu (1975) para convecção natural.

Na seção de teste principal, a perda de calor para o ambiente foi avaliada localmente para cada posição de medida de temperatura da água por meio do conceito de resistência térmica considerando condição unidimensional e regime permanente, conforme a seguinte relação:

$$q_{amb}(z) = \frac{(T_{H_2O}(z) - T_{amb})}{\sum R_{term}} \quad (4.9)$$

onde:

$$\sum R_{term} = \left\{ \frac{1}{\pi \cdot D_{i,an} \cdot dz \cdot h_{an}(z)} + \frac{\ln(D_{i,an}/D_{o,an})}{2 \cdot \pi \cdot k_{PVC} \cdot dz} + \frac{1}{\pi \cdot D_{i,an} \cdot dz \cdot [h_{CN}(z) + (h_{rad}(z))]} \right\} \quad (4.10)$$

Na equação acima $D_{i,an}$, $D_{o,an}$ e k_{PVC} são, respectivamente, os diâmetros interno e externo do canal anular e a condutividade térmica do PVC. O coeficiente de transferência por radiação, h_{rad} , foi definido por meio da diferença de temperatura da superfície e do meio elevada a quarta potência e a emissividade do PVC, adotada igual a 0,9 (ÇENGEL; GHAJAR, 2012). Estimou-se o coeficiente de transferência de calor do escoamento anular da água, h_{an} , segundo a correlação proposta por Gnielinski (1989 apud VDI Atlas, 2010). O valor do coeficiente de transferência de calor por convecção natural, h_{CN} , de forma análoga ao pré-aquecedor foi calculado segundo Churchill e Chu (1975). Desta forma o fluxo de calor efetivo local transferido ao refrigerante no microcanal é dado pela razão entre o calor efetivo dissipado pela água, Q_{efet} , e a área de troca de calor do elemento discretizado segundo a seguinte relação:

$$q_{efet}''(z) = \frac{q_{efet}(z)}{A_s(z)} = \frac{q_{H_2O}(z) - q_{amb}(z)}{\pi \cdot D_i \cdot dz} \quad (4.11)$$

Comprimento do escoamento monofásico

O comprimento do escoamento monofásico na seção de teste é estimado a partir da solução simultânea de uma equação de estado relacionando a temperatura e a pressão de saturação e equações de balanço de energia e perda de pressão monofásica dada por:

$$q''_{efet} \cdot \pi \cdot D_i \cdot L_{1\phi} = \dot{m} \cdot [i_l(T = T_{sat}) - i_{l,ent}], \text{ onde } q''_{efet} = \frac{Q_{efet}(z_1=0,3)}{\pi \cdot D_i \cdot z_1} \quad (4.12)$$

$$p_{sat} = p_{ent} - \frac{f \cdot L_{1\phi} \cdot G^2}{2 \cdot D_i \cdot \rho_{l,ent}} \quad (4.13)$$

$$T_{sat} = \text{Temperatura}(p = p_{sat}) \quad (4.14)$$

Nas Eqs. (4.12) e (4.13), q''_{efet} é fluxo de calor efetivo até a primeira medida de temperatura da parede, pois verificou-se que o valor desta medida apresentava uma diferença significativa da temperatura da água, mostrando que neste ponto o fluido já havia evaporado. O fator de atrito tipo Fanning é calculado segundo correlação proposta por Churchill (1977). Para a solução do sistema de três equações acima utilizou-se o programa EES (EES, 2009) e incluiu-se a equação de estado relacionando a pressão e a temperatura de saturação.

Temperatura de saturação local do fluido na seção de teste

A temperatura de saturação local do fluido refrigerante é obtida a partir da pressão local conforme a seguinte relação:

$$T_{sat}(z) = \text{Temperatura}_{sat}(p = p(z)) \quad (4.15)$$

onde

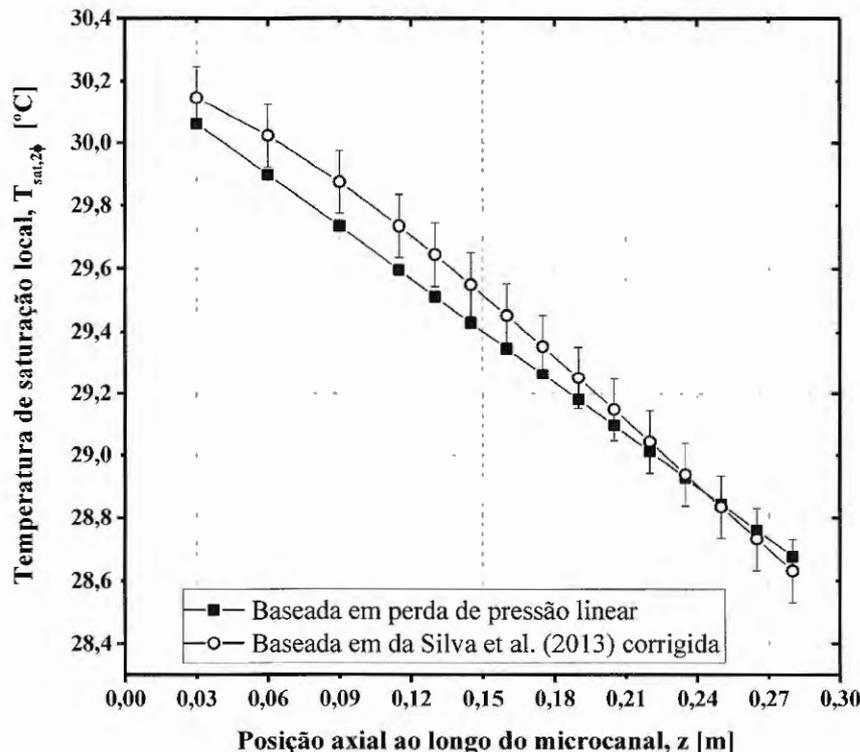
$$p_i(z) = p_{i-1}(z) - \frac{dp}{dz}(z)_{2\phi, (da\ Silva\ e\ Ribatski, 2013)} \cdot dz, \text{ em que } i \text{ varia de } 0 \text{ a } 15 \text{ correspondendo ao comprimento da seção de teste} \quad (4.16)$$

Segundo Ribatski (2013), em condições de pré-secagem de parede, é razoável assumir um perfil linear da pressão de saturação na seção de testes para a estimativa da temperatura de saturação local do fluido desde que em títulos de vapor inferiores ao de secagem de parede. Bortolin et al. (2011) afirmaram que uma interpolação linear da temperatura de saturação pode levar a erros significativos na determinação do coeficiente de transferência de calor, principalmente na região de secagem de parede. Assim, optou-se em ajustar, segundo os dados levantados no presente estudo, um método de previsão da literatura que captura um pico no gradiente de pressão em títulos próximos ao de secagem de parede. Adotou-se o método

proposto por da Silva e Ribatski (2013) para determinação do gradiente de pressão bifásica. A perda de pressão estimada pelo método é corrigida por meio de uma interpolação linear com a finalidade de coincidir com a perda de pressão total medida pelo transdutor diferencial.

A Figura 4.7 ilustra o perfil de temperatura de saturação ao longo da seção de teste principal baseado num perfil linear de perda de pressão e na perda de pressão corrigida segundo o método de da Silva e Ribatski (2013). Nesta figura verificam-se desvios máximos na temperatura de saturação segundo os métodos empregados em torno da incerteza na avaliação de T_{sat} . Como o objetivo deste estudo é a avaliação da secagem de parede, adotou-se para a determinação da temperatura de saturação a partir da pressão estimada pelo método de da Silva e Ribatski (2013) modificado. Vale ressaltar que a adoção de ambos os métodos é razoável e não incorre em alterações significativas dos resultados experimentais na região de pré-secagem de parede.

Figura 4.7 – Comparação entre a estimativa da temperatura de saturação local do R134a baseada em um gradiente de pressão constante e na perda de pressão segundo método de da Silva e Ribatski (2013) para a ebulição convectiva em condições pré-secagem de parede para $G=403$ [kg/m²s], $T_{sat}=30$ [°C], $q''=31$ [kW/m²].



FONTE: Autor

Título de vapor

O título de vapor de equilíbrio termodinâmico ao longo da seção de teste principal é estimado por meio de um balanço de energia entre a entrada da seção de teste e a posição z ao longo da seção conforme as seguintes equações:

$$x(z) = \frac{i(z) - i_l(z)}{i_{lv}(z)} \quad (4.17)$$

$$i(z) = \frac{Q_{efet}(z)}{\dot{m}} + i_{ent}(p_{ent}, T_{ent}) \quad (4.18)$$

$$\text{onde } Q_{efet}(z) = \sum_{i=1}^{i=elemento\ z} (q_{H_2O}(z) - q_{amb}(z))$$

onde o título de vapor na entrada e saída da seção de teste é dado, respectivamente, por:

$$x_{ent} = \frac{i_{ent}(p_{ent}, T_{ent}) - i_l(p_{ent})}{i_{lv}(p_{ent})} \quad (4.19)$$

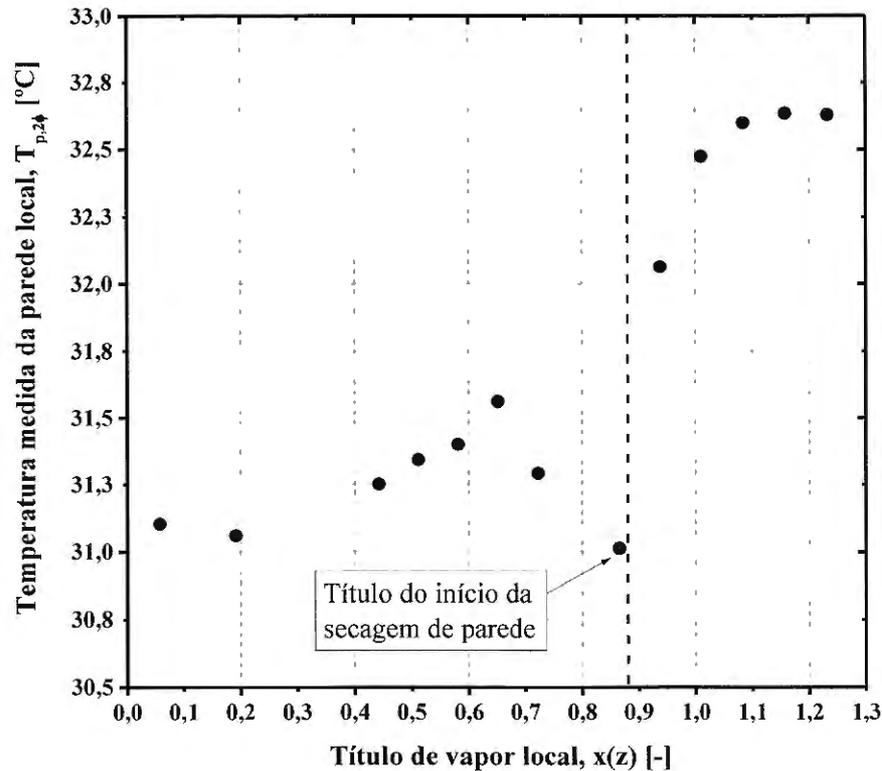
$$x_{sai} = \frac{\left[\frac{Q_{efet,sai}}{\dot{m}} + i_{ent}(p_{ent}, T_{ent}) \right] - i_l(p_{sai})}{i_{lv}(p_{sai})} \quad (4.20)$$

onde $Q_{efet,sai} = \sum_{i=1}^{i=sai} (q_{H_2O}(z) - q_{amb}(z))$, $i_{ent}(p_{ent}, T_{ent})$ é a entalpia do fluido na entrada da seção, $i_l(p_{ent})$ e $i_l(p_{sai})$ é a entalpia de líquido no estado saturado a pressões de entrada e saída, respectivamente, $i_{lv}(p_{ent})$ e $i_{lv}(p_{sai})$ é o calor latente de vaporização segundo as pressões de entrada e saída da seção de teste, respectivamente. As temperaturas de entrada e saída são determinadas a partir das temperaturas locais avaliadas por meio de termopares que se encontram em contato com o fluido de testes nas respectivas seções. A pressão de entrada é fornecida por um transdutor de pressão absoluto e a de saída pela subtração da pressão da entrada e a diferença de pressão entre as pressões de entrada e saída levantadas por meio do transdutor diferencial.

Título de vapor de secagem de parede

O título de vapor de secagem de parede, também denominado de título de vapor crítico, é caracterizado por meio da verificação dos seguintes comportamentos concomitantes: i) elevação abrupta da temperatura da parede do tubo alcançando valores próximos a temperatura da água; ii) redução do coeficiente de transferência de calor; iii) alteração na inclinação da curva de ebulição. O cálculo deste título se dá segundo a Equação 4.17. A Figura 4.8 ilustra o comportamento da temperatura superficial com o estabelecimento de condições de secagem de parede, correspondendo a um incremento drástico no seu valor.

Figura 4.8 – Temperatura da parede do tubo em função do título de vapor para identificar o ponto de secagem.



FONTE: Autor

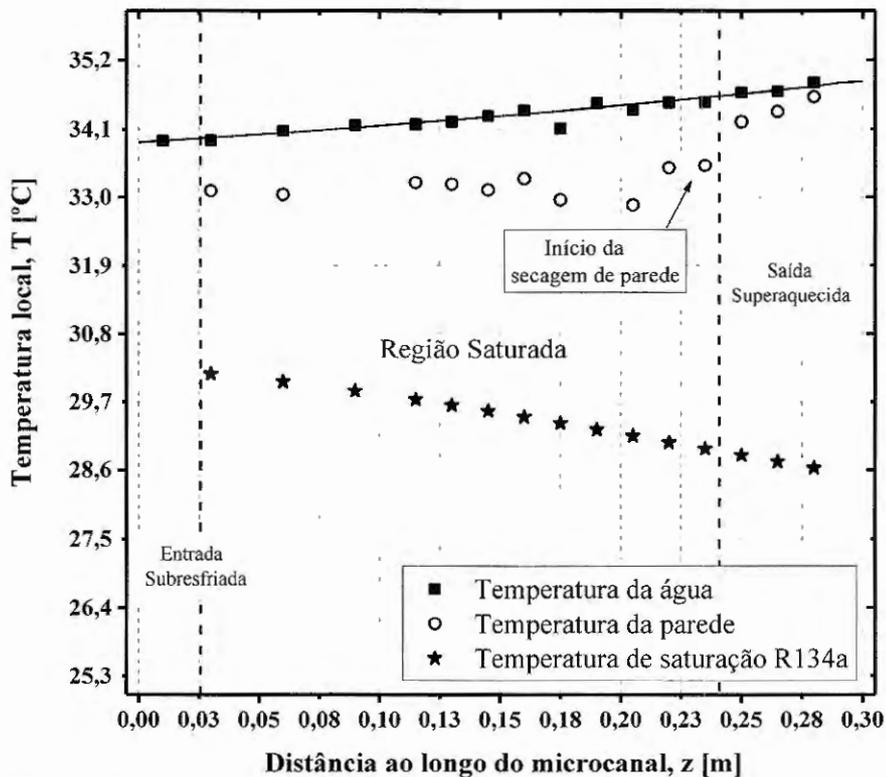
Para determinação do título de vapor crítico também se utilizou a primeira derivada da temperatura da parede em relação ao título de vapor dada pela seguinte relação:

$$f'(x_i) = \frac{1}{2} \left(\frac{(y_{i+1} - y_i)}{(x_{i+1} - x_i)} + \frac{(y_i - y_{i-1})}{(x_i - x_{i-1})} \right) \quad (4.21)$$

Para cada ensaio, a partir do incremento abrupto da medição de temperatura superficial e da elevação da primeira derivada da temperatura, é possível determinar a posição onde a secagem da parede já se encontra estabelecida. No presente estudo adotou-se como o título de secagem aquele correspondente a posição do termopar anterior àquele em que os comportamentos acima mencionados se verificam. Tal opção, embora conservadora, permite estabelecer a condição a partir da qual o contato do filme de líquido com a superfície não se estabelece continuamente.

A Figura 4.9 ilustra a distribuição das temperaturas da água e da parede do microcanal, e o perfil de temperatura do refrigerante no estado saturado. Nela verifica-se a indicação de secagem de parede para a tomada de temperatura da parede anterior àquela em que ocorre seu aumento drástico, de forma análoga a ilustrada na Figura 4.8.

Figura 4.9 – Distribuição de temperatura da água, da superfície e da saturação do R134a ao longo do comprimento da seção de teste principal para ensaios com ebulição convectiva.



FONTE: Autor

Perda de pressão

A perda de pressão avaliada a partir do transdutor diferencial envolve a seção de teste principal. Desta forma, para a estimativa da perda de pressão ao longo da região de ebulição convectiva, subtrai-se do valor fornecido pelo transdutor diferencial as perdas de pressão da região monofásica, já que o fluido entra na seção de teste subresfriado, e a parcela aceleracional ao longo da região bifásica, de acordo com a seguinte relação:

$$\Delta p_{2\phi} = \Delta p_{med} - \Delta p_{1\phi} - \Delta p_{acel} \quad (4.22)$$

A perda de pressão monofásica é calculada a partir da correlação para o fator de atrito tipo Fanning proposta por Churchill (1977). A parcela aceleracional da perda de pressão em escoamento bifásico foi calculada como descrito por Collier e Thome (1994) com a fração de vazio estimada segundo método proposto por Kanizawa e Ribatski (2015).

Coeficiente de transferência de calor

O coeficiente de transferência de calor local é definido segundo a lei de Resfriamento de Newton. Para as análises envolvendo apenas a região bifásica do microcanal definiu-se o coeficiente de transferência de calor referente apenas a região sob efeito de ebulição convectiva dado por:

$$h_{exp,2\phi}(z) = \frac{\dot{q}_{efet}(z)}{(T_{p,2\phi}(z) - T_{f,2\phi}(z))} \quad (4.23)$$

sendo $\dot{q}_{efet}(z)$ o fluxo de calor local, e $T_{f,2\phi}(z)$ e $T_{p,2\phi}(z)$, as temperaturas locais, do fluido refrigerante e da parede, respectivamente.

4.2. INCERTEZAS EXPERIMENTAIS

Nesta seção são descritos os procedimentos adotados para a determinação das incertezas experimentais dos principais parâmetros analisados. Neste estudo uma abordagem especial foi adotada para a avaliação das incertezas do fluxo de calor e do título de vapor, pois sua minimização está associada as características construtivas da seção de testes no que se refere ao número de sensores de temperatura da água e da parede do tubo.

O Apêndice 2 apresenta uma descrição dos procedimentos adotados para obtenção das incertezas experimentais dos parâmetros estimados. A análise das suas incertezas se deu por meio do método de perturbações sequenciais na lei de propagação da incerteza (MOFFAT, 1988).

As incertezas do diâmetro do tubo, dos comprimentos aquecidos, pressões absolutas, diferencial de pressão, vazão mássica do fluido refrigerante, vazão volumétrica da água e a corrente/tensão da fonte DC, foram obtidas a partir dos erros dos instrumentos de medição segundo especificações técnicas e manuais fornecidos pelo fabricante. As incertezas associadas a esses parâmetros medidos encontram-se listadas na Tabela 4.1.

Um paquímetro digital da Starrett de 300 mm de comprimento total, resolução de 10 μm e erro de $\pm 30 \mu\text{m}$ foi utilizado na determinação dos comprimentos aquecidos do pré-aquecedor e da seção de teste, e da distância dos locais de fixação dos termopares.

As incertezas associadas às medidas de temperatura dos termopares tipo K foram determinadas por um procedimento de calibração apresentado no Apêndice 2. Foram calibrados 37 canais de medição de temperaturas. A curva de calibração e a incerteza associada para o

conjunto conector-canal do sistema de aquisição foram avaliadas segundo procedimento proposto por Abernethy e Thompson (1973) e orientações da BIPM, ISO e NIST.

A incerteza média das medidas de temperatura da água, da parede do tubo e do fluido refrigerante estão listadas na Tabela 4.1. Para a propagação de incertezas dos parâmetros calculados assumiu-se um valor médio de 0,12 °C para a incerteza da temperatura.

Tabela 4.1 – Incerteza dos parâmetros medidos.

Parâmetros	Condições
Diâmetro, U_D [μm]	20
Distância entre Termopares, U_{dz} [μm]	30
Comprimento pré-aquecedor, U_{Lpre} [μm]	30
Comprimento da seção de teste, U_{LST} [μm]	30
Vazão mássica de refrigerante, U_m [g/s]	0,024
Vazão volumétrica de água, \bar{V} [mL/min]	26
Pressão absoluta, p [kPa]	4,5
Diferencial de pressão, Δp [Pa]	150
Corrente, I [A]	0,01
Tensão, V [V]	0,01
Temperatura da água, U_{Ta} [°C]	0,11
Temperatura da parede, U_{Tp} [°C]	0,13
Temperatura do R134a, U_{Tf} [°C]	0,14

FONTE: Autor

Já que a incerteza combinada de um parâmetro calculado depende das condições experimentais reais, não podendo ser caracterizada por um valor único, a Tabela 4.2 apresenta valores representativos para a incerteza dos parâmetros estimados.

Tabela 4.2 – Incerteza dos parâmetros estimados.

Parâmetros	Condições
Velocidade mássica, U_G [$\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$]	16 a 33
Temperatura de saturação do fluido, $U_{Tsat,r}$ [°C]	0,16 a 0,24
Fluxo de calor, $U_{q''}$ [kW/m^2]	1,1 a 3,2
Título de vapor, U_x [-]	0,04 a 0,07
Coefficiente de Transferência de calor, U_h [$\text{kW}/\text{m}^2\text{°C}$]	1,4 a 4,7

FONTE: Autor

A incerteza da velocidade mássica do refrigerante é função das incertezas da vazão mássica, \dot{m} , e do diâmetro do microcanal e foi determinada seguindo o método de Moffat (1988) apresentado no Apêndice 2. Seguindo a mesma abordagem da velocidade mássica, determinou-

se a incerteza da temperatura de saturação do fluido refrigerante que é função dos parâmetros medidos de pressão absoluta e diferencial.

Neste estudo para se obter resultados experimentais de transferência de calor com erros reduzidos, atenção especial foi dada a especificação do número de termopares na seção de teste principal do lado da água e na parede do tubo, pois as incertezas experimentais do título de vapor, fluxo de calor e coeficiente de transferência de calor estão diretamente relacionadas a ela. Para isso, seguiu-se o procedimento desenvolvido por Del Col et al. (2011) e Marzoa et al. (2016).

Del Col et al. (2011) determinou a incerteza do gradiente de temperatura a partir do método de regressão dos mínimos quadrado ponderados. Em seu estudo, os autores ajustaram uma curva polinomial de segundo grau para as temperaturas medidas da água. Assim, eles obtiveram a incerteza relacionada ao gradiente de temperatura a partir da incerteza dos parâmetros ajustados e das covariâncias entre os parâmetros ajustados aplicando a lei de propagação da incerteza conforme descrito no Apêndice 2.

Seguindo o método de Moffat (1988) e os procedimentos de Del Col et al. (2011), as incertezas estimadas do gradiente de temperatura e, por conseguinte, do fluxo de calor, já que este é função do gradiente de temperatura, e do coeficiente de transferência de calor são dadas pelas seguintes equações:

$$u_{dT} = \sqrt{\left(\frac{\partial \frac{dT}{dz}}{\partial a_1}\right)^2 \cdot [u(a_1)]^2 + \left(\frac{\partial \frac{dT}{dz}}{\partial a_2}\right)^2 \cdot [u(a_2)]^2 + 2 \cdot cov(a_1, a_2) \cdot \left(\frac{\partial \frac{dT}{dz}}{\partial a_1}\right) \cdot \left(\frac{\partial \frac{dT}{dz}}{\partial a_2}\right)} \quad (4.24)$$

$$u_{q''} = \sqrt{\left(\frac{\partial q''}{\partial \dot{m}}\right)^2 \cdot [u(\dot{m})]^2 + \left(\frac{\partial q''}{\partial \frac{dT}{dz}}\right)^2 \cdot [u\left(\frac{dT}{dz}\right)]^2 + \left(\frac{\partial q''}{\partial c_p}\right)^2 \cdot [u(c_p)]^2 + \left(\frac{\partial q''}{\partial D}\right)^2 \cdot [u(D)]^2} \quad (4.25)$$

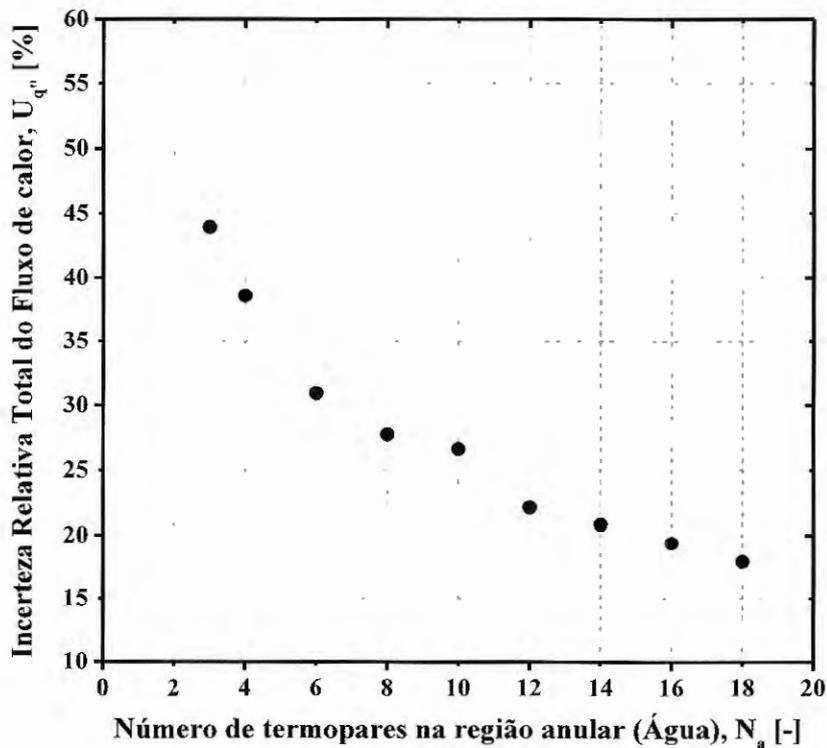
$$u_h = \sqrt{\left(\frac{\partial h}{\partial q''}\right)^2 \cdot [u(q'')]^2 + \left(\frac{\partial h}{\partial T_{sat}}\right)^2 \cdot [u(T_{sat})]^2 + \left(\frac{\partial h}{\partial T_p}\right)^2 \cdot [u(T_p)]^2} \quad (4.26)$$

As variáveis a_1 e a_2 da Equação 4.24 referem-se ao ajuste da equação polinomial de segundo grau para a temperatura da água a partir do método de regressão dos mínimos quadrados ponderados. As incertezas dos parâmetros listados nas equações acima são determinadas conforme procedimento descrito no Apêndice 2 e encontram-se na Tabela 4.2.

As Figuras 4.10 e 4.11 ilustram as incertezas estimadas do fluxo de calor e do coeficiente de transferência de calor em função dos números de termopares da água e da parede,

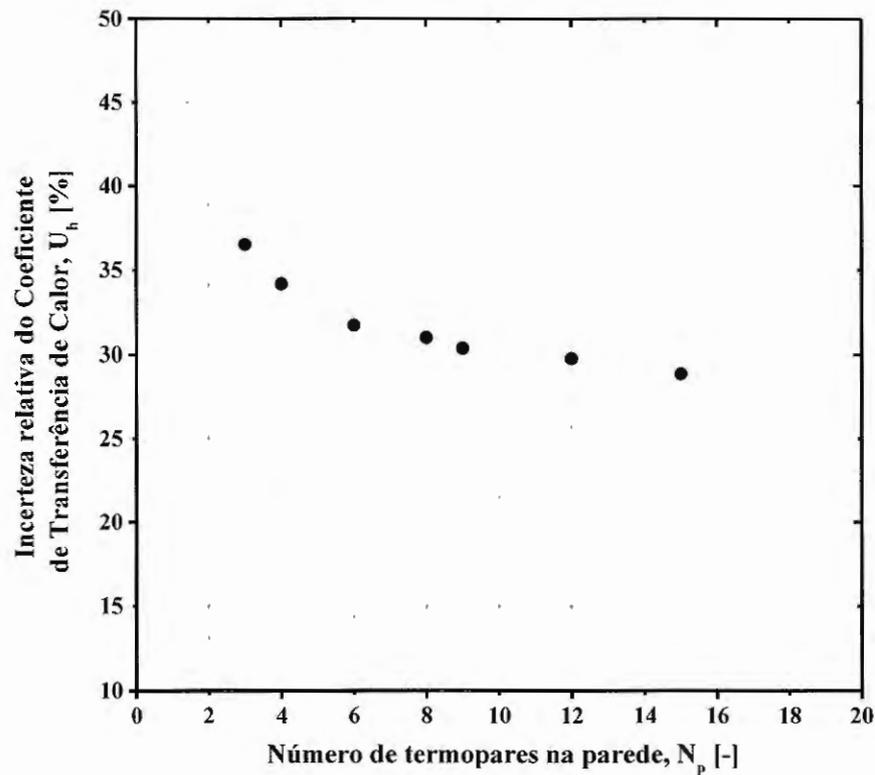
respectivamente. Nestas figuras, nota-se que a incerteza relativa do fluxo de calor decresce de maneira assintótica com o aumento do número de termopares do lado da água, com sua variação para número superior a 14 tornando-se menos significativa. Comportamento similar verifica-se para a incerteza do CTC com o aumento das medidas de tomadas de temperatura da parede, com sua variação tornando-se pouco significativa para um número superior a 9 termopares. A partir desses limites e da disponibilidade de 32 canais para medição de temperatura na placa de aquisição da *National Instruments*, definiu-se 17 tomadas de temperatura para a água e 15 medições de temperatura da parede ao longo da seção de teste principal, conforme descrito no Capítulo 3.

Figura 4.10 – Ilustração do comportamento da incerteza relativa do fluxo de calor com a variação dos números de termopares para avaliação da temperatura da água.



FONTE: Autor

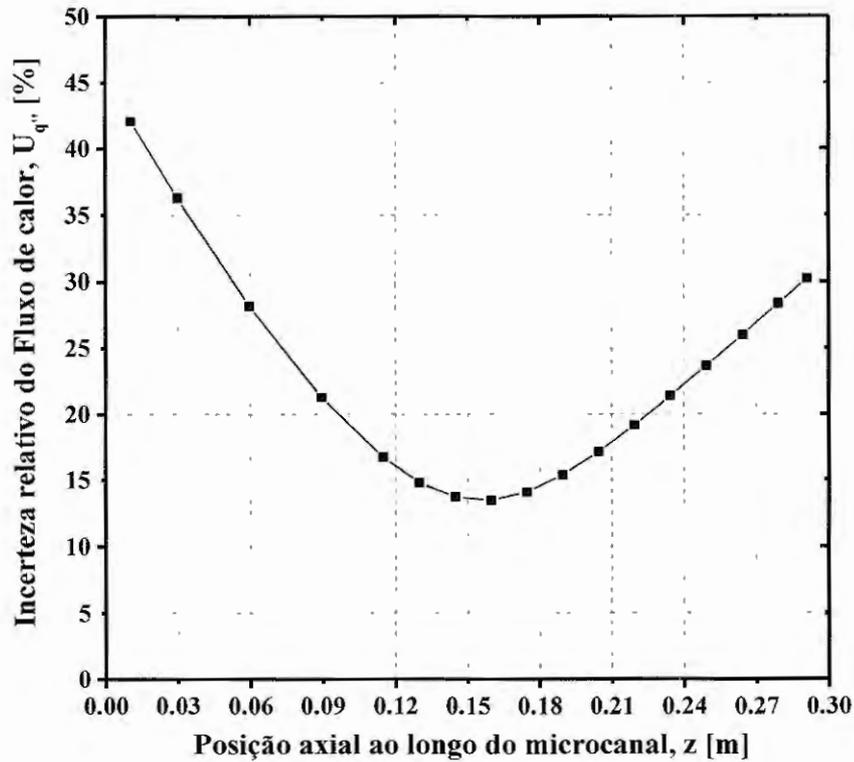
Figura 4.11 – Ilustração do comportamento da incerteza relativa do coeficiente de transferência de calor com a variação dos números de termopares para avaliação da temperatura da parede.



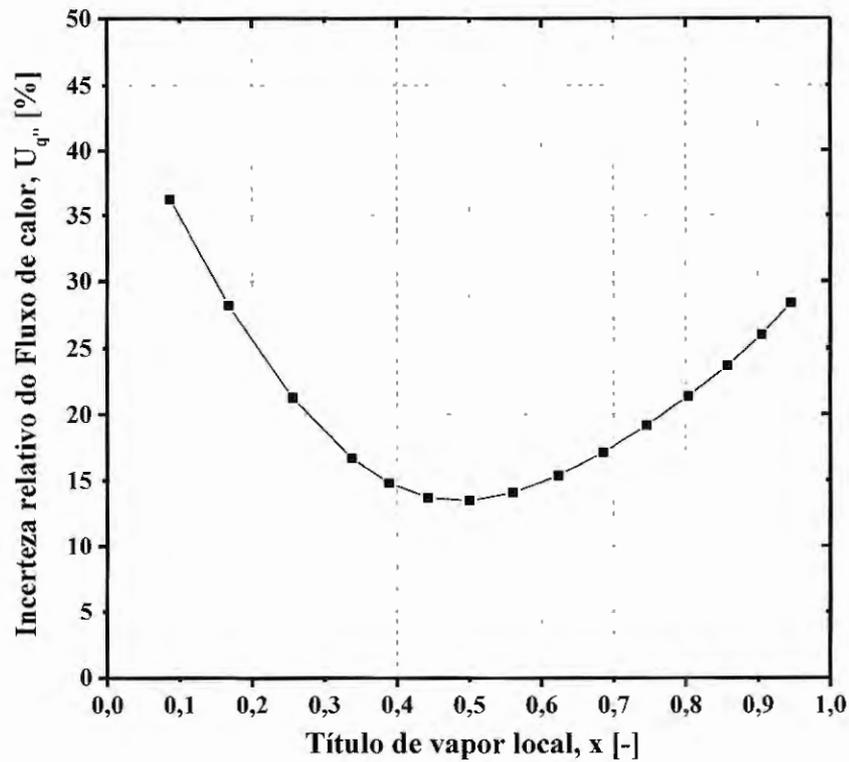
FONTE: Autor

As Figuras 4.12 e 4.13 ilustram o comportamento da incerteza relativa do fluxo de calor e do coeficiente de transferência de calor em função do comprimento axial do tubo e do título de vapor. Já a Figura 4.14 ilustra a incerteza do título de vapor apenas em função do comprimento axial. Nestas figuras, nota-se, conforme ressaltado por Del Col et al. (2011), significativa influência da posição axial e do título de vapor nas incertezas do fluxo de calor e coeficiente de transferência de calor. Nota-se ainda incertezas mínimas na região central do tubo conforme observado também por Del Col et al. (2011).

Figura 4.12 – Ilustração do comportamento da incerteza relativa do fluxo de calor com a variação do **A)** comprimento axial do microcanal e **B)** título de vapor, para $G=500$ [kg/m²s], $T_{\text{sat}}=30$ [°C], $T_{\text{água}}=36$ °C, $\dot{V}_{\text{água}}=0,28$ [L/min] e $q''_{\text{tot}}=39$ [kW/m²].



A

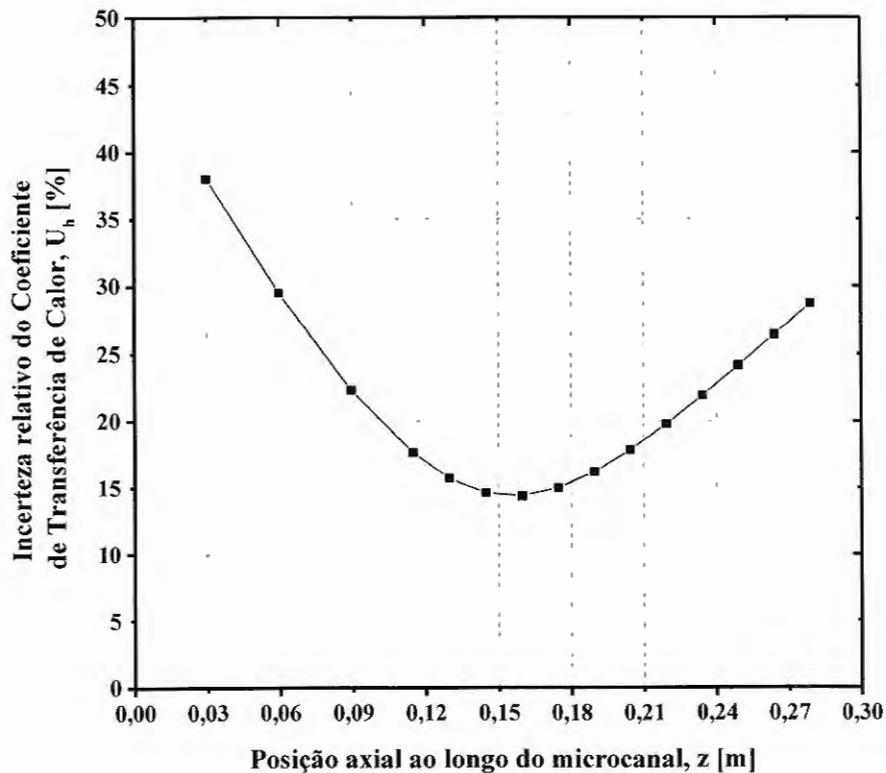


B

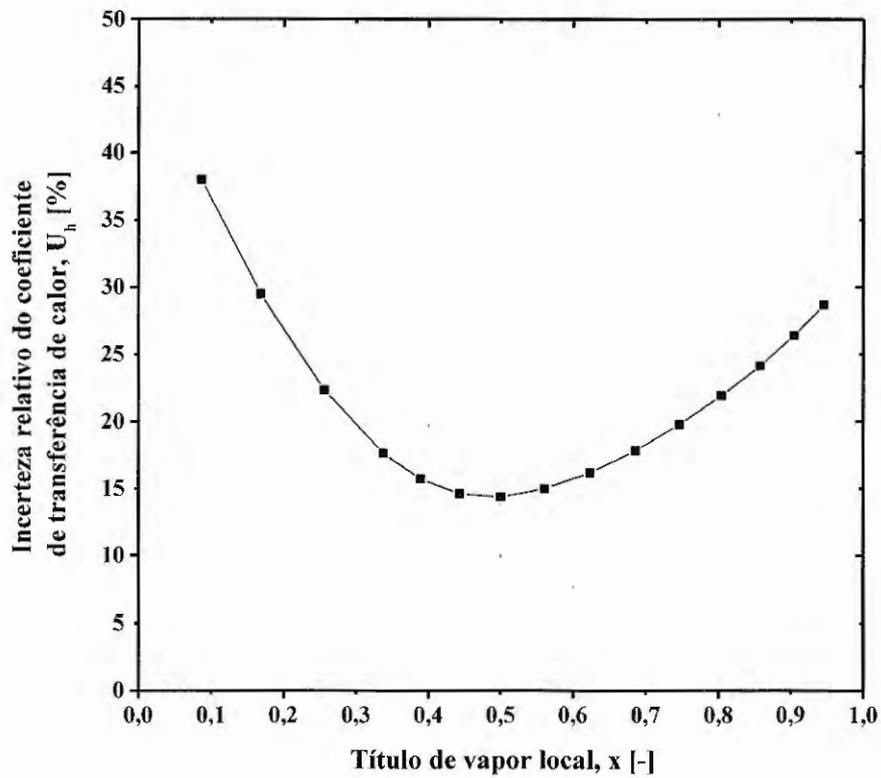
FONTE: Autor

Definiu-se o posicionamento dos termopares da água e da parede conforme especificado na Figura 3.6 de modo a obter incertezas reduzidas na região de interesse do estudo, correspondente ao início da secagem de parede. Neste estudo concentrou-se o posicionamento dos termopares entre as regiões intermediária e terminal da seção de teste principal conforme ilustrado na Figura 3.6, de forma que nos 120 mm iniciais de seu comprimento, os quatro primeiros termopares eram espaçados de 30 mm e nos próximos 280 mm de seu comprimento, os demais, 11 termopares eram distantes de 15 mm. O primeiro e o último termopares do lado da água foram posicionados nas seções de entrada e saída do canal anular.

Figura 4.13 – Ilustração do comportamento da incerteza relativa do CTC com a variação do **A)** comprimento axial do microcanal e **B)** título de vapor, para $G=500$ [kg/m²s], $T_{\text{sat}}=30$ [°C], $T_{\text{água}}=36$ °C, $\dot{V}_{\text{água}}=0,28$ L/min e $q''_{\text{tot}}=39$ [kW/m²].



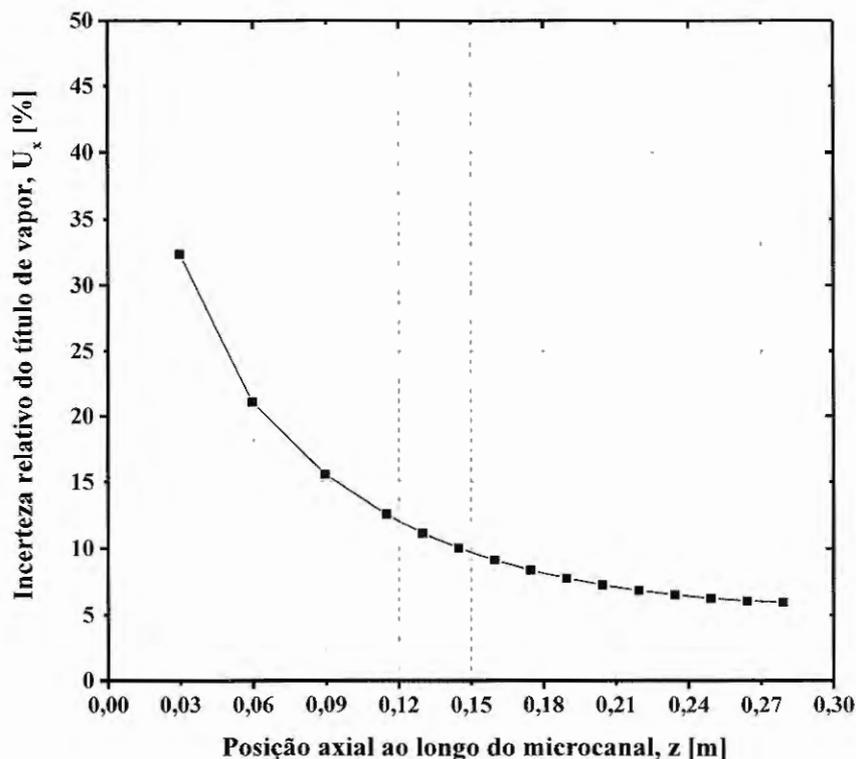
A

**B**

FONTE: Autor

Observa-se comparando as Figuras 4.12 a 4.14 com a Figura 3.6, que ilustra o posicionamento dos termopares ao longo da seção de teste principal, que as localizações das tomadas de temperatura compreendida entre $z=0,09$ e $0,29$ m corresponde a incertezas relativas do coeficiente de transferência de calor e do fluxo de calor inferiores a 25%. Já, para o título de vapor a mesma região implica em incertezas inferiores a 7%.

Figura 4.14 – Ilustração do comportamento da incerteza relativa do título de vapor com a variação do comprimento axial do microcanal, para $G=500$ [kg/m²s], $T_{\text{sat}}=30$ [°C], $T_{\text{água}}=36$ °C, $\dot{V}_{\text{água}}=0,28$ L/min e $q''_{\text{tot}}=39$ [kW/m²].



FONTE: Autor

4.3. VALIDAÇÃO DO PROCEDIMENTO E APARATO EXPERIMENTAL

A análise comparativa baseada em balanço de energia permite assegurar a correta estimativa do título de vapor e do fluxo de calor efetivo transferido para o fluido refrigerante.

Neste contexto, a Figura 4.15 ilustra a taxa de calor transferida para o refrigerante avaliada a partir da variação de entalpia da água subtraída as perdas, e a taxa de calor absorvida pelo refrigerante, avaliada a partir da variação de sua entalpia, considerando em ambos os casos escoamento monofásico. Nesta figura, constata-se que a taxa de calor, cuja transferência para o fluido refrigerante foi estimada, é superior ao calor efetivamente absorvido pelo fluido. Este resultado torna-se razoável considerando que a diferença é inferior a incerteza na determinação do fluxo de calor.

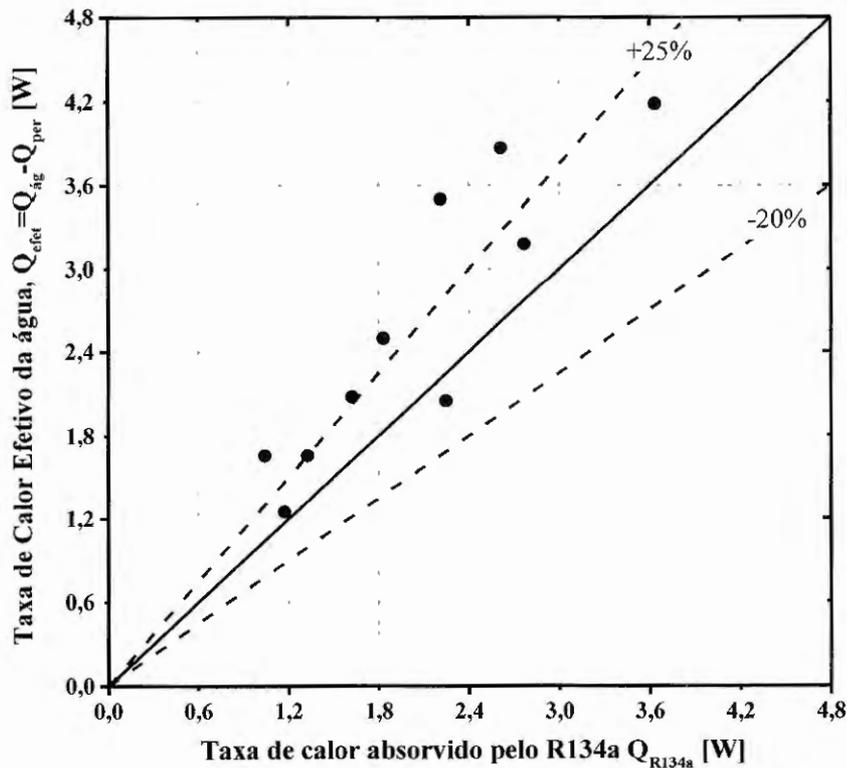
A Figura 4.16 ilustra a evolução da perda de calor relativa ao longo da seção de teste principal com o aumento do número de Reynolds do R134a no interior do duto para

escoamentos monofásicos de ambos os fluidos (de testes e secundário). As perdas relativas são definidas conforme a seguinte relação:

$$\left[\frac{\Delta Q}{Q} \right]_{ST} = \frac{Q_{efet,T} - Q_{R134a}}{Q_{efet,T}} \text{ em que } Q_{R134a} = \dot{m} \cdot (i_{s,R134a} - i_{e,R134a}) \text{ e } Q_{efet,T} = \sum_{i=1}^{15} Q_{efet}(z) \quad (4.27)$$

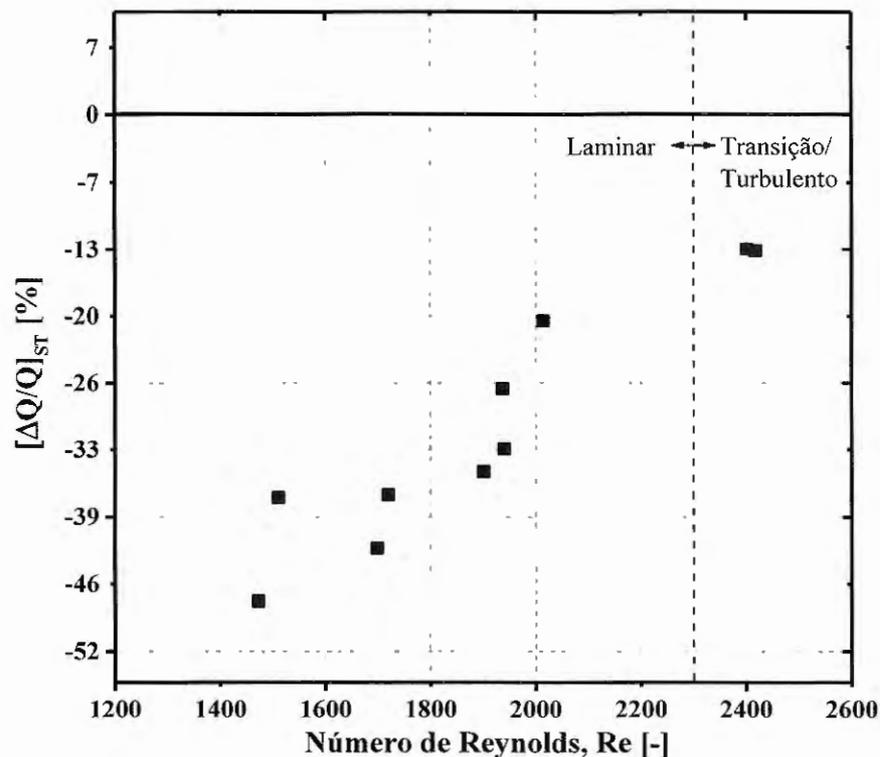
Na Figura 4.16 observa-se que os erros relativos ao balanço de energia decrescem de 40% para 13% com o incremento da velocidade mássica do fluido refrigerante. Tal efeito encontra-se associado à elevação do coeficiente de transferência de calor interno com o aumento do número de Reynolds e principalmente à transição do escoamento do regime laminar para transição/turbulento. Vale destacar que em condições de ebulição convectiva, o coeficiente de transferência de calor é superior ao do escoamento monofásico turbulento para número de Reynolds da fase líquida semelhantes, o que implica em reduções adicionais do erro relativo definido por meio da Equação 4.26.

Figura 4.15 – Avaliação das diferenças entre o calor transferido ao longo da seção de teste principal pela água e aquele absorvido pelo refrigerante para escoamento monofásico do R134a, $G=400-1000$ [kg/m²s], $T_{R134a,ent}=17-21$ [°C], $T_{\text{água}}=26-29$ °C e $\dot{V}_{\text{água}}=0,11$ L/min.



FONTE: Autor

Figura 4.16 – Avaliação das perda relativas definidas segundo a Eq. 4.27 com o número de Reynolds na seção de teste principal do R134a, $G=400-1000$ $[\text{kg}/\text{m}^2\text{s}]$, $T_{\text{R134a,ent}}=17-21$ $[\text{°C}]$, $T_{\text{água}}=26-29$ $[\text{°C}]$ e $\dot{V}_{\text{água}}=0,11$ L/min .

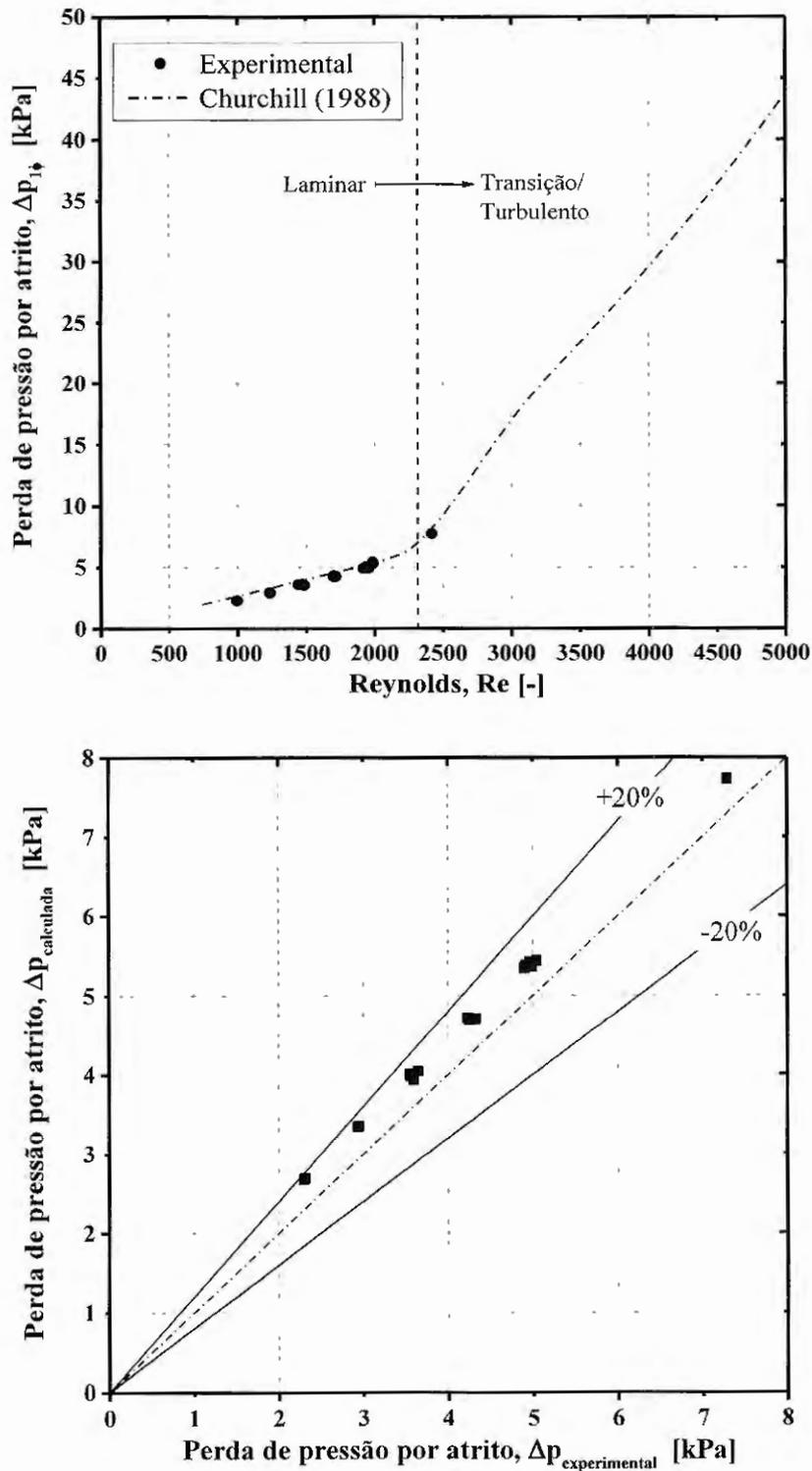


FONTE: Autor

Visando validar o aparato experimental e o método de regressão de dados quanto as medidas do coeficiente de transferência de calor e perda de pressão por atrito, resultados experimentais para estes parâmetros, considerando escoamentos monofásicos, foram comparados com estimativas obtidas por meio de métodos de previsão consolidados na literatura.

A Figura 4.17 ilustra uma comparação entre os resultados experimentais de perda de pressão por atrito e dados correspondentes estimados a partir da correlação de Churchill (1977) para o fator de atrito. Nesta figura observa-se uma concordância satisfatória dos resultados, com 100% dos dados experimentais previsto com desvios entre $\pm 20\%$.

Figura 4.17 – Validação experimental para perda de pressão por atrito em escoamento monofásico do R134a, $G=400-1000$ [kg/m²s], $T_{R134a,ent}=17-21$ [°C], $T_{\text{água}}=26-29$ [°C] e $\dot{V}_{\text{água}}=0,11-0,2$ [L/min].



FONTE: Autor

A análise comparativa entre os resultados experimentais para o coeficiente de transferência de calor e um modelo de previsão do CTC para escoamento monofásico foi

realizado a partir do cálculo do CTC médio ao longo da seção de teste obtido por meio dos valores de CTC locais. Este procedimento também permite validar o balanço de energia utilizado na estimativa do título de vapor local. As correlações utilizadas para comparar os resultados experimentais foram apresentadas por Dittus Boelter (1930), para escoamento turbulento plenamente desenvolvido sob fluxo de calor uniforme; Siegel et al. (1958), para escoamento laminar em desenvolvimento térmico sob fluxo de calor uniforme; e, o procedimento de Gnielinski (1989 apud VDI Atlas, 2010) descrito no VDI Atlas (2010), válido para fluxo de calor ou temperatura uniforme e escoamento laminar plenamente desenvolvido, em desenvolvimento hidrodinâmico e em desenvolvimento simultânea. Analogamente a análise envolvendo a perda de pressão, os resultados obtidos cobriram uma faixa de número de Reynolds típica de escoamento laminar.

A Figura 4.18 ilustra as comparações entre valores estimados segundo métodos de previsão da literatura para o número de Nusselt e os resultados experimentais levantados. De uma maneira geral, conforme indicado nestas figuras, o procedimento proposto por Gnielinski (1989 apud VDI Atlas, 2010) descrito no VDI Atlas (2010) captura adequadamente as tendências dos resultados experimentais para transferência de calor, entretanto, subestima os valores. A correlação de Siegel et al. (1958) também captura adequadamente a tendência do CTC monofásico com o número de Reynolds, porém, de forma análoga subestima os dados. Já o método de Dittus e Boelter (1930) superestima os resultados e não captura a tendência por ser um método para escoamento turbulento ($Re \geq 10000$). No entanto, deve-se destacar que de forma geral os desvios entre o método Gnielinski (1989 apud VDI Atlas, 2010) para fluxo de calor uniforme e os dados experimentais são inferiores as incertezas experimentais e da mesma ordem da diferença entre os métodos Siegel et al. (1958) e Dittus e Boelter (1930). Observa-se que os resultados para CTC e a correlação descrita por Gnielinski (1989 apud VDI Atlas, 2010) para fluxo de calor constante apresentaram coincidências satisfatórias e 96% dos dados previstos com erro na faixa de $\pm 30\%$, conforme Figura 4.19.

Figura 4.18 – Análise comparativa do coeficiente de transferência de calor para escoamento monofásico do R134a, $G=400-800$ [kg/m²s], $T_{R134a,ent}=17-21$ [°C], $T_{\text{água}}=26-29$ [°C] e $\dot{V}_{\text{água}}=0,11-0,2$ [L/min].

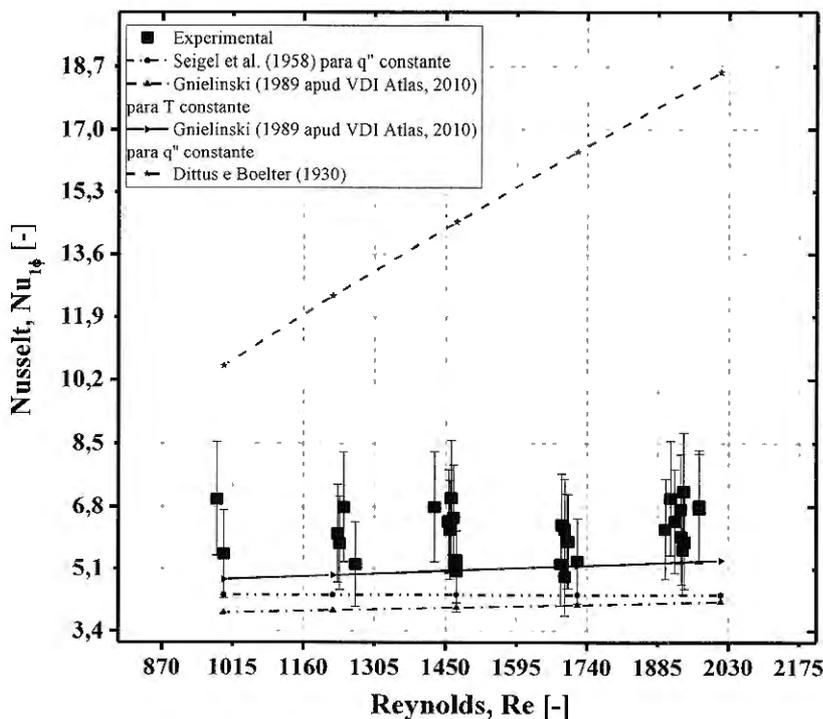
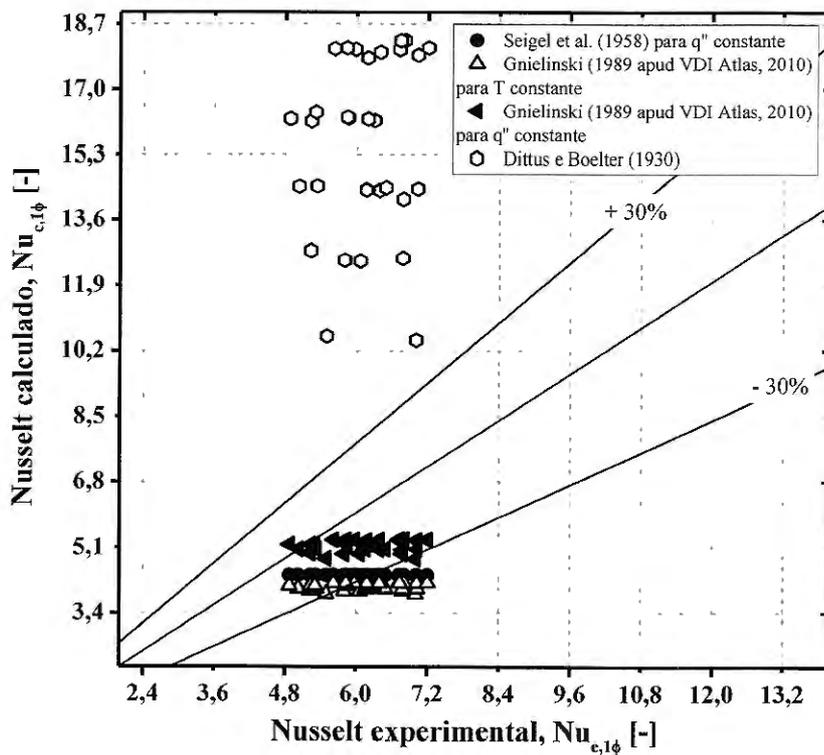


Figura 4.19 – Comparação dos resultados experimentais de CTC com métodos de previsão para escoamento monofásico do R134a, $G=400-800$ [kg/m²s], $T_{R134a,ent}=17-21$ [°C], $T_{\text{água}}=26-29$ [°C] e $\dot{V}_{\text{água}}=0,11-0,2$ [L/min].



FONTE: Autor

5. RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Este capítulo descreve os resultados experimentais levantados neste estudo. Ele tem como objetivo inicial caracterizar os efeitos dos parâmetros experimentais no coeficiente de transferência de calor e no processo de secagem de parede. Efeitos da inclinação do microcanal, velocidade mássica e fluxo de calor são investigados. Atenção especial é dada na associação entre padrão de escoamento, o coeficiente de transferência de calor e o título de vapor de secagem de parede. Comparações dos resultados experimentais com modelos da literatura para coeficiente de transferência de calor, fluxo crítico de calor e título de vapor crítico é efetuado neste capítulo. Ao final um modelo semi-empírico para a caracterização do título de vapor de secagem de parede é apresentado.

5.1. CONDIÇÕES EXPERIMENTAIS AVALIADAS

Ensaio foram executados para escoamento monofásico e bifásico. Resultados para condições monofásicas foram empregados na validação do aparato experimental por meio de comparações com valores estimados a partir de métodos de previsão do coeficiente de transferência de calor e perda de pressão da literatura reconhecidamente precisos.

Neste estudo, variaram-se os seguintes parâmetros experimentais: velocidade mássica do fluido refrigerante, temperatura do fluido de teste na entrada do pré-aquecedor e da seção de teste, temperatura do fluido secundário, vazão volumétrica da água, ângulo de inclinação da seção de teste, título de vapor e fluxo de calor. Utilizou-se o HFC, R134a (1,1,1,2-tetrafluoroetano) como fluido de teste. Este refrigerante é um hidrofluorcarboneto frequente em aplicações de ar condicionado automotivo, refrigeração doméstica e transporte frigorífico. As Tabelas 5.1 e 5.2 apresentam um resumo das condições experimentais avaliadas envolvendo escoamento monofásico e bifásico.

Tabela 5.1 – Condições experimentais avaliadas para escoamento monofásico.

Parâmetros	Condições
Tubo	Aço inoxidável, $D_{int} = 0,5$ [mm]
Inclinação	0°
Fluido	R134a
Pressão absoluta [kPa]	670 a 710

Tabela 5.1 (Continuação) – Condições experimentais avaliadas para escoamento monofásico.

Parâmetros	Condições
Velocidade mássica [$\text{kg/m}^2\text{s}$]	400 a 1000
Reynolds R134a [-]	1000 a 2300
Temperatura de Saturação [$^{\circ}\text{C}$]	20 a 22
ΔT_{sub} [$^{\circ}\text{C}$]	5 a 10
Temperatura da água [$^{\circ}\text{C}$]	27 a 29
Pressão da água [kPa]	100 kPa
Vazão volumétrica da água [ml/min]	205 a 293
Reynolds água [-]	1000
Potência de aquecimento no pré-aquecedor [W]	0,48 a 2
Fluxo de calor no pré-aquecedor [kW/m^2]	1 a 5,8
Potência de aquecimento na seção de teste [W]	0,5 a 2
Fluxo de calor [kW/m^2]	1 a 3,2

FONTE: Autor

Tabela 5.2 – Condições experimentais avaliadas para ebulição convectiva.

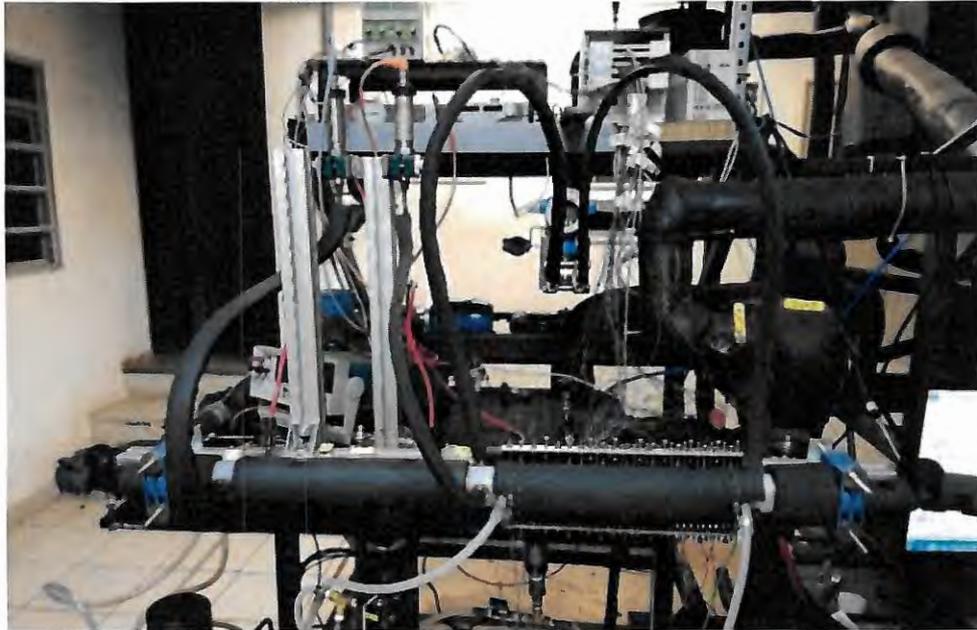
Parâmetros	Condições
Tubo	Aço inox, $D_{int} = 0,5$ [mm]
Inclinação	0° , 45° e 90°
Fluido	R134a
Pressão absoluta [kPa]	690 a 790
Velocidade mássica [$\text{kg/m}^2\text{s}$]	350 a 500
Reynolds R134a [-]	900 a 1400
Temperatura de Saturação [$^{\circ}\text{C}$]	26 a 32
ΔT_{sub} [$^{\circ}\text{C}$]	2,4 a 6
Temperatura da água [$^{\circ}\text{C}$]	28 a 39
Pressão da água [kPa]	100 kPa
Vazão volumétrica [ml/min]	205 a 376
Reynolds água [-]	1100 a 1900
Potência de aquecimento no pré-aquecedor [W]	0,48 a 1,65
Fluxo de calor no pré-aquecedor [kW/m^2]	1 a 3,5
Potência de aquecimento na seção de teste [W]	6 a 22
Fluxo de calor [kW/m^2]	12 a 46

FONTE: Autor

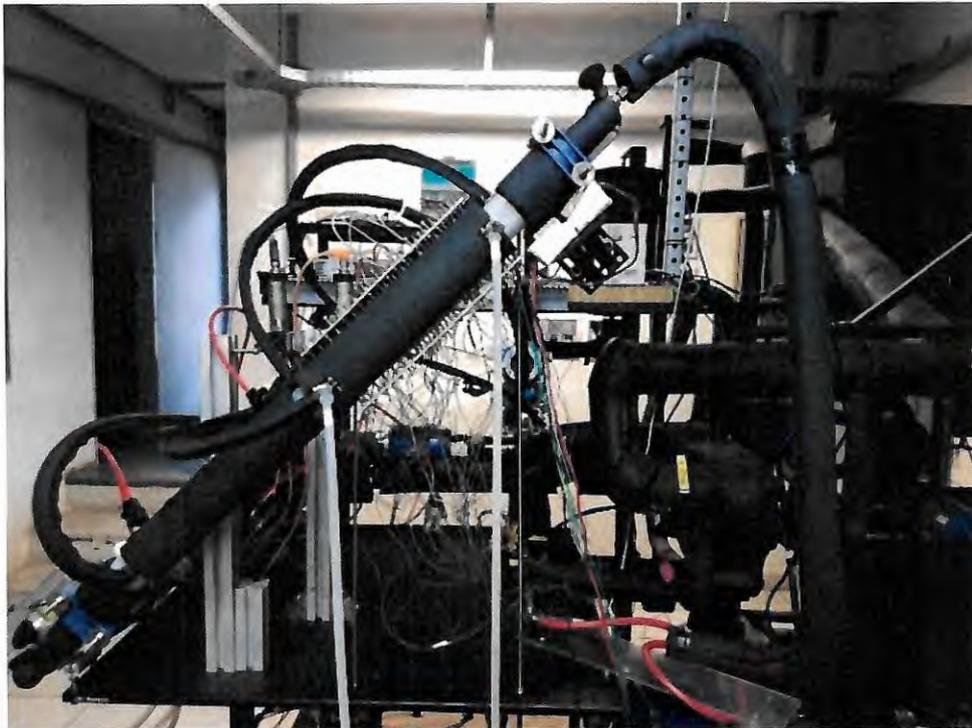
Os ensaios para ebulição convectiva foram efetuados segundo as seguintes orientações: seção de teste com o microcanal em escoamento horizontal (0°), e ascendente

segundo ângulos de 45° e 90° . A Figura 4.1 ilustra a seção de teste principal fixada segundo estas orientações. Tais orientações tinha o propósito de avaliar o efeito da força gravitacional no comportamento do coeficiente de transferência de calor, do padrão de escoamento e do título de vapor para secagem de parede.

Figura 5.1 – Registros fotográficos da seção de teste para inclinação de A) 0° , B) 45° e C) 90° .



A



B



C

FONTE: Autor

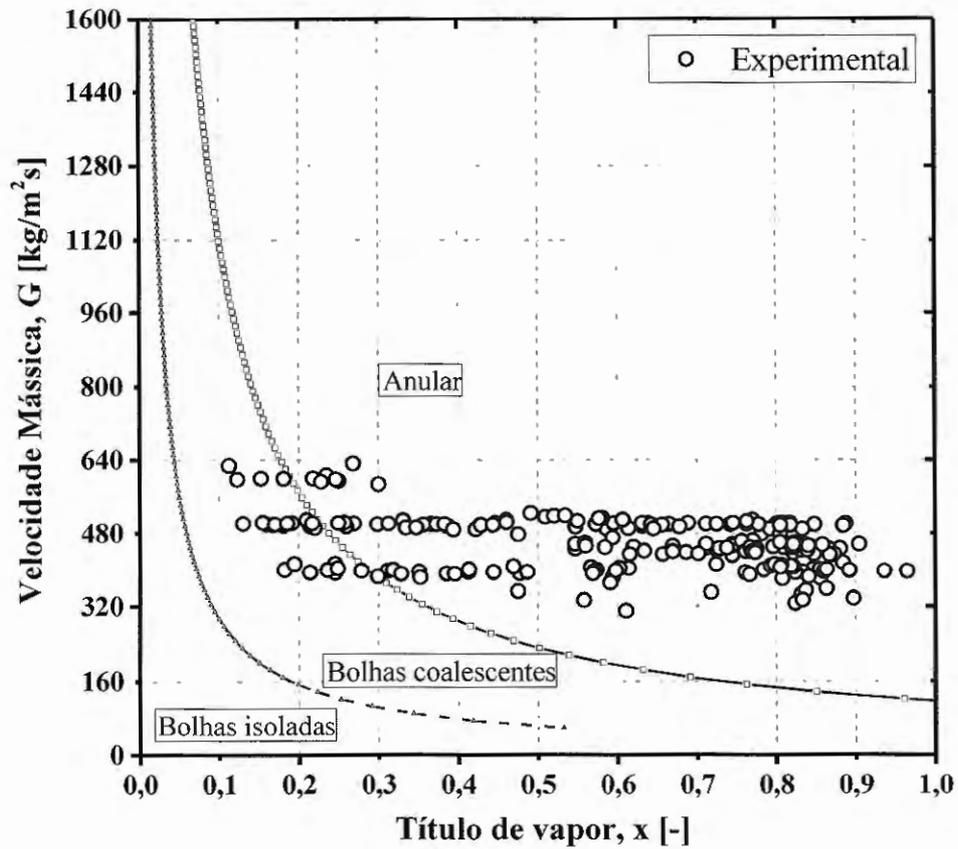
5.2. TRANSFERÊNCIA DE CALOR

5.2.1. PADRÃO DE ESCOAMENTO

A transferência de calor em escoamento bifásico é fortemente afetada pelo padrão de escoamento no microcanal. A Figura 5.2 ilustra os resultados experimentais de padrão de escoamento no mapa de padrões proposto por Ong et al. (2011a) para ebulição convectiva em micro-escala. Nesta figura apresentam-se os dados experimentais correspondentes a títulos de vapor local na saída do microcanal, onde para 91% dos dados ocorreu o padrão anular ao final da seção de teste. Segundo Ong et al. (2011a), a redução do diâmetro do canal favorece a coalescência de bolha resultando na rápida transição para o padrão anular.

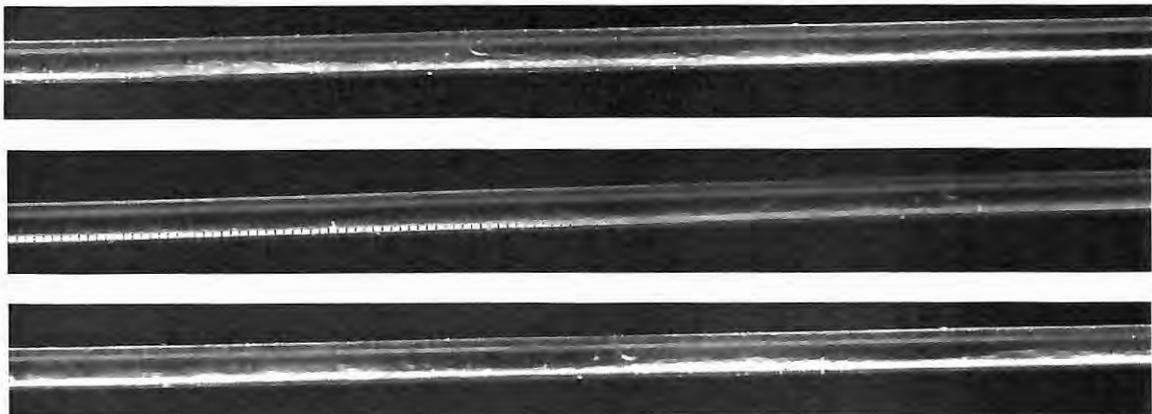
As Figuras 5.3 e 5.4 ilustram, respectivamente, os padrões para escoamentos horizontal e vertical observados ao final da seção de teste principal. Por meio delas constatou-se que para as condições avaliada neste estudo, o padrão de escoamento visualizado ao final do microcanal é o padrão anular correspondendo a títulos de vapor na saída da seção de teste principal entre 0,4 e 0,97, confirmando as previsões do mapa de padrão de Ong et al. (2011a).

Figura 5.2 – Resultados experimentais de padrão de escoamento no mapa de padrões proposto por Ong et al (2011a).



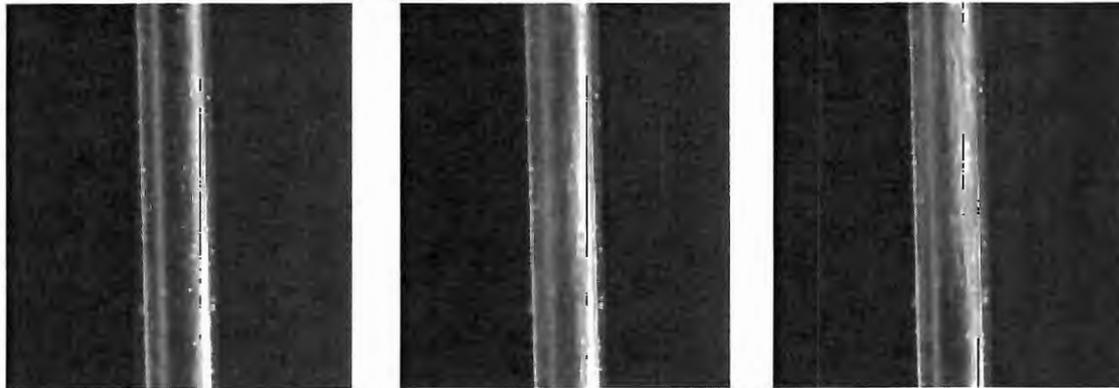
FONTE: Autor

Figura 5.3 – Imagens do padrão de escoamento bifásico para o microcanal orientado horizontalmente e R134a à $G=500$ [kg/m²s], $T_{\text{sat}}=29$ [°C], $T_{\text{água}}=32$ [°C] e $\dot{V}_{\text{água}}=0,29$ [L/min].



FONTE: Autor

Figura 5.4 – Imagens do padrão de escoamento bifásico para o microcanal orientado verticalmente, R134a, $G=600$ [kg/m²s], $T_{\text{sat}}=29$ [°C], $T_{\text{água}}=32$ [°C] e $\dot{V}_{\text{água}}=0,38$ [L/min].



FONTE: Autor

5.2.2. CURVA DE EBULIÇÃO

Curvas de ebulição ilustram a variação do fluxo de calor com o superaquecimento da superfície em condições de seu aquecimento progressivo seguido, pelo resfriamento, com a ocorrência da evaporação de um fluido. As Figuras 5.5 e 5.6 apresentam curvas de ebulição correspondendo a fluxos de calor e temperaturas superficiais e do fluido levantadas ao longo de todo o comprimento do tubo.

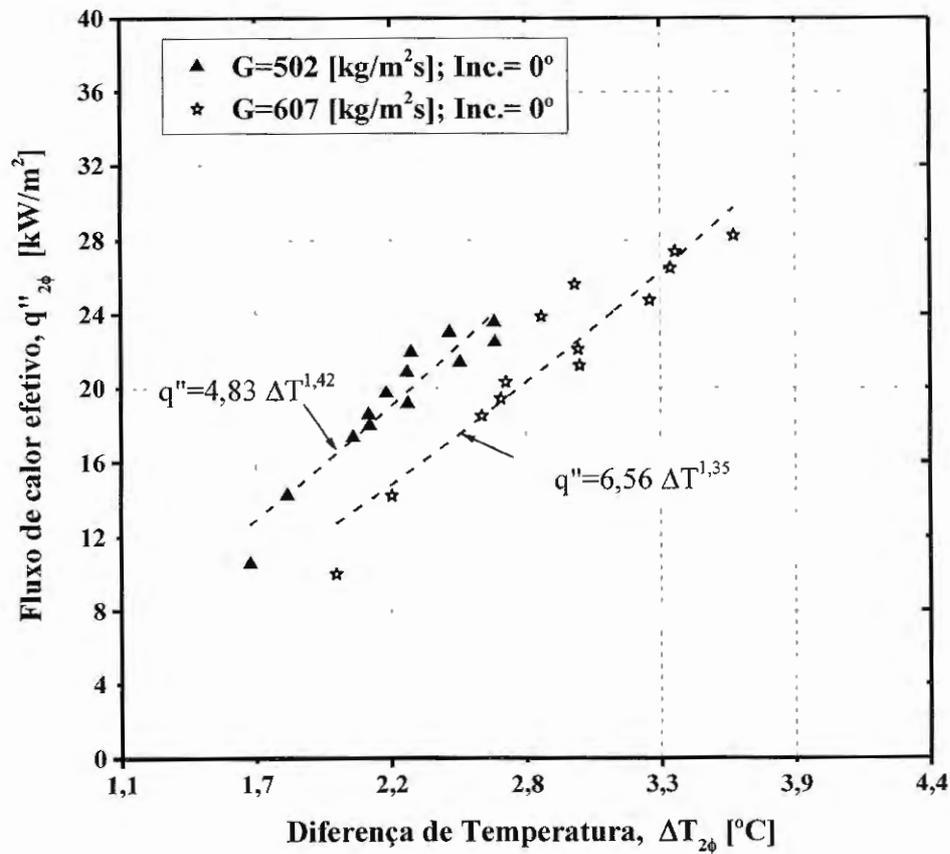
Os dados ilustrados foram levantados com o fluido refrigerante adentrando o microcanal com um grau de subresfriamento entre 3–5 °C e para o incremento progressivo de fluxo de calor. O reduzido subresfriamento, associado a realização das medidas de temperatura superficiais se dar 20 mm a jusante do comprimento necessário para o início da ebulição convectiva, valor definido por meio da estimativa do comprimento monofásico, implicam na não indicação na curva de um excesso de superaquecimento para o início da ebulição (tal fenômeno ocorre em uma região a montante daquela em que os termopares encontram-se fixados)

Estando a ebulição estabelecida, o superaquecimento da parede apresenta valores reduzidos, entre 2 e 5 °C, e a curva de ebulição apresenta inclinação máxima, com a variação do grau de superaquecimento ocorrendo segundo taxas inferiores conforme o fluxo de calor se eleva. Observa-se na Figura 5.5 que a curva de ebulição se desloca para a direita com o aumento da velocidade mássica, implicando em superaquecimentos superiores para um fluxo de calor similar. Vale ressaltar que uma vez fixado o fluxo de calor, velocidades mássicas superiores correspondem, para um mesmo termopar, em títulos de vapor inferiores. Isto permite concluir

que o comportamento indicado se encontra associado ao aumento de efeitos convectivos reduzindo a área do microcanal em que predominam efeitos de ebulição nucleada.

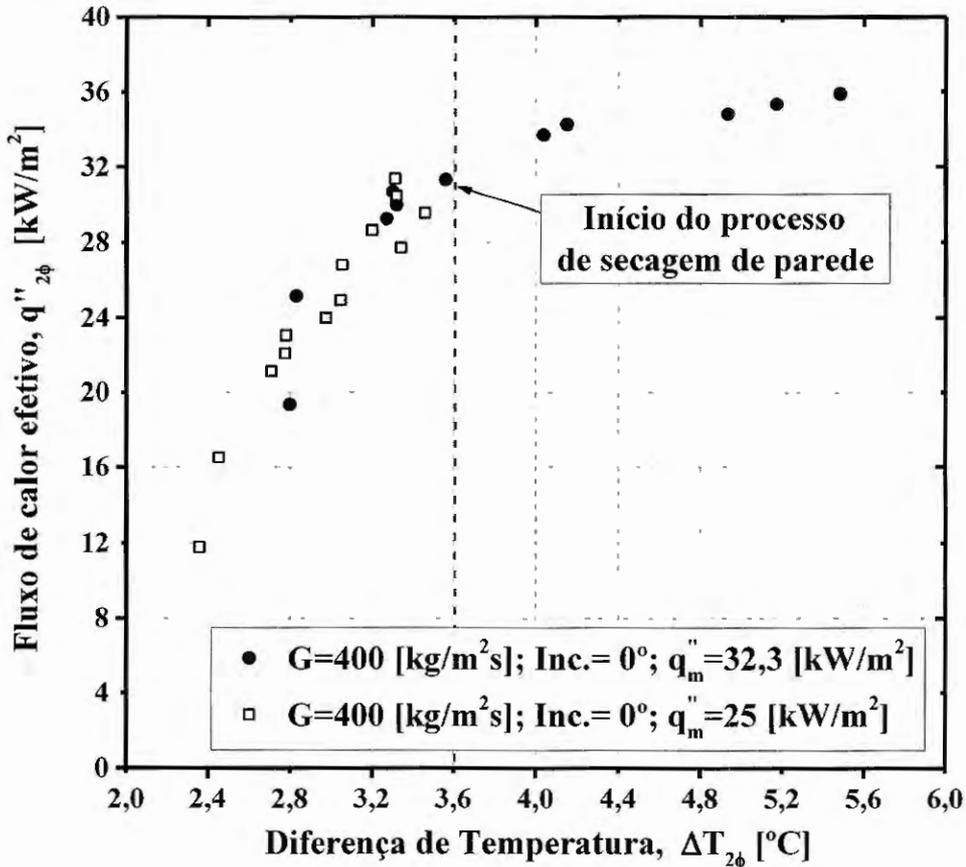
Verifica-se na Figura 5.6 que para fluxos de calor superiores a um determinado valor, a inclinação da curva de ebulição apresenta um decréscimo acentuado com a elevação da temperatura da parede, implicando em um salto no superaquecimento da superfície associado ao estabelecimento de condições de secagem de parede.

Figura 5.5 – Curvas de ebulição para o fluido R134a, temperatura de saturação de 30 [°C] e $G=500$ e 600 [kg/m²s].



FONTE: Autor

Figura 5.6 – Curvas de ebulição para o fluido R134a, temperatura de saturação de 30 [°C], $G=400$ e [kg/m²s] e aumentando o fluxo de calor.



FONTE: Autor

5.2.3. COEFICIENTE DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR PRÉ-SECAGEM

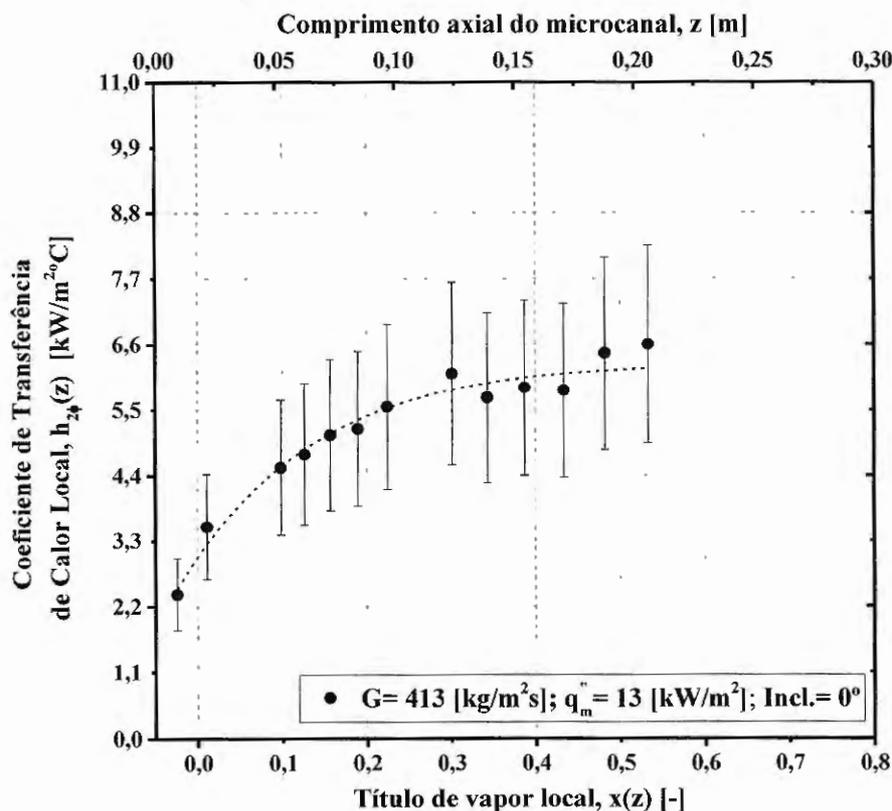
Este item apresenta os resultados levantado neste estudo para o coeficiente de transferência de calor em condições pré-secagem de parede durante a ebulição convectiva sob fluxo de calor não uniforme obtido a partir do escoamento em uma região anular de um fluido secundário (água) aquecido. Realizou-se análises paramétricas do comportamento do coeficiente de transferência de calor com a variação do fluxo de calor, título de vapor, velocidade mássica e inclinação do microcanal. Posteriormente, métodos de previsão da literatura foram comparados ao banco de dados levantado. Esta comparação foi realizada mediante avaliação de parâmetros estatísticos e da análise do comportamento do coeficiente de transferência de calor com o aumento do título de vapor.

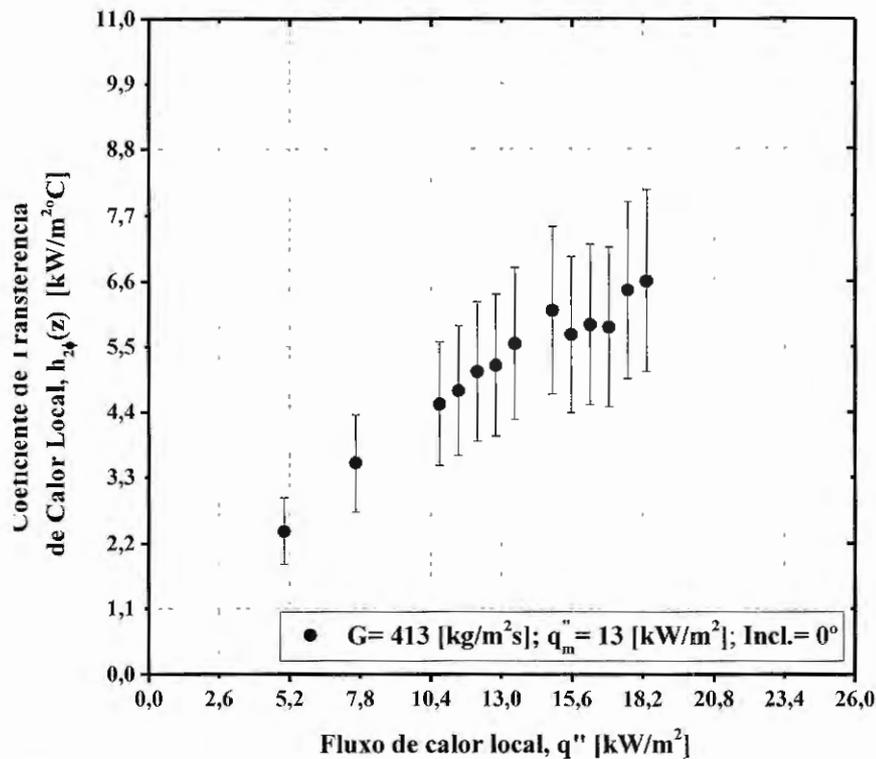
As Figuras 5.7 e 5.8 ilustram o coeficiente de transferência de calor local em função do título de vapor e do comprimento do microcanal para o fluido R134a, inclinações de 0° e

90°, com o fluxo de calor variando entre 5 e 30 kW/m². Nestas figuras, títulos de vapor termodinâmicos inferiores a zero indicam a ebulição convectiva em condições de escoamento subresfriado no microcanal. Para títulos de vapor inferiores a 0,3, independente do ângulo de inclinação do microcanal, constatam-se incrementos do coeficiente de transferência de calor com o aumento do título e do fluxo de calor mais acentuados se comparado a títulos superiores. Já para títulos elevados, verificam-se variações menos intensas do coeficiente de transferência de calor com o aumento do título de vapor.

Para valores elevados de título de vapor (acima de 0,4), verificou-se decréscimos não significativos do coeficiente de transferência de calor dentro da faixa de incerteza de seus resultados. Nas Figuras 5.7 e 5.8 observa-se o incremento do coeficiente de transferência de calor ao longo do comprimento do microcanal devido ao incremento do fluxo de calor a partir da seção de entrada, por conseguinte elevando o título de vapor, acelerando o escoamento e aumentando efeitos convectivos.

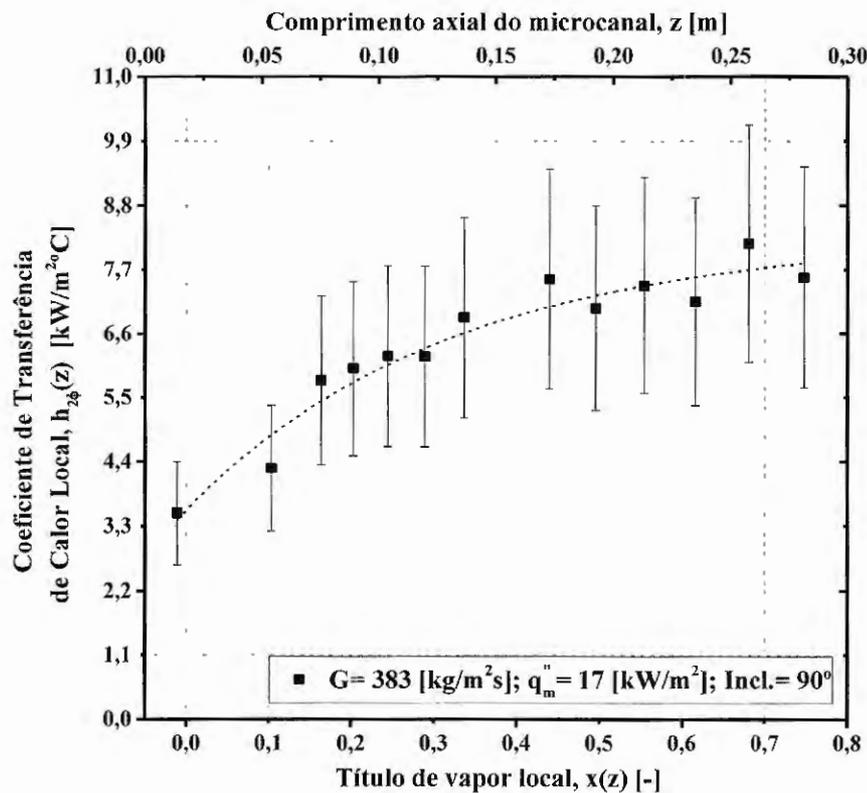
Figura 5.7 – Coeficiente de transferência de calor em função do título de vapor e do comprimento do microcanal para o R134a, $T_{sat} \approx 30$ [°C] e inclinação de 0°.



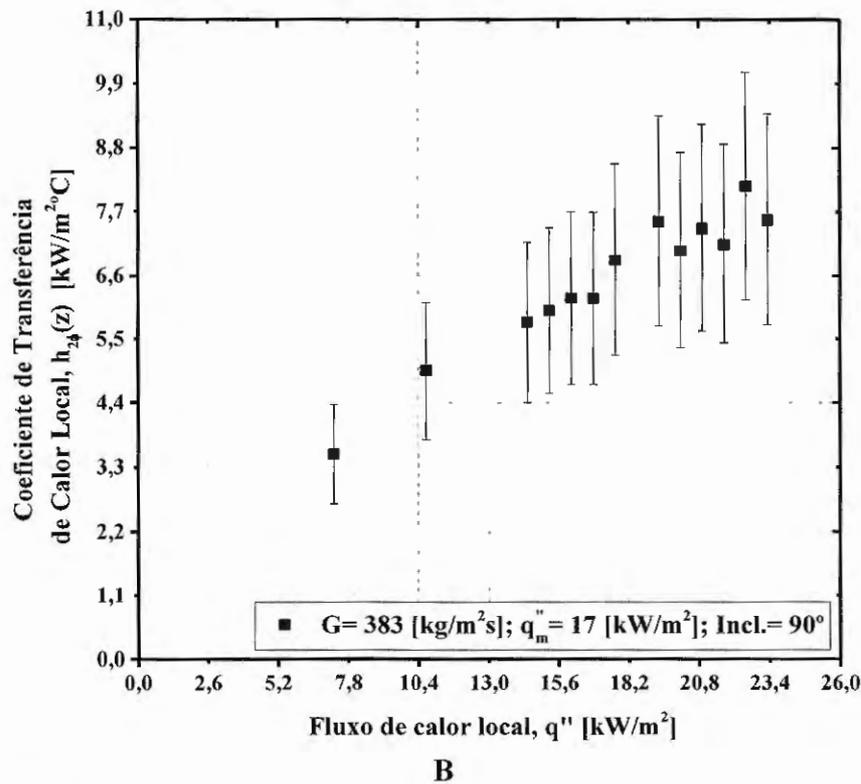


FONTE: Autor

Figura 5.8 – Coeficiente de transferência de calor em função do título de vapor e do comprimento do microcanal para o R134a, $T_{sat} \approx 30$ [°C] e inclinação de 90°.



A

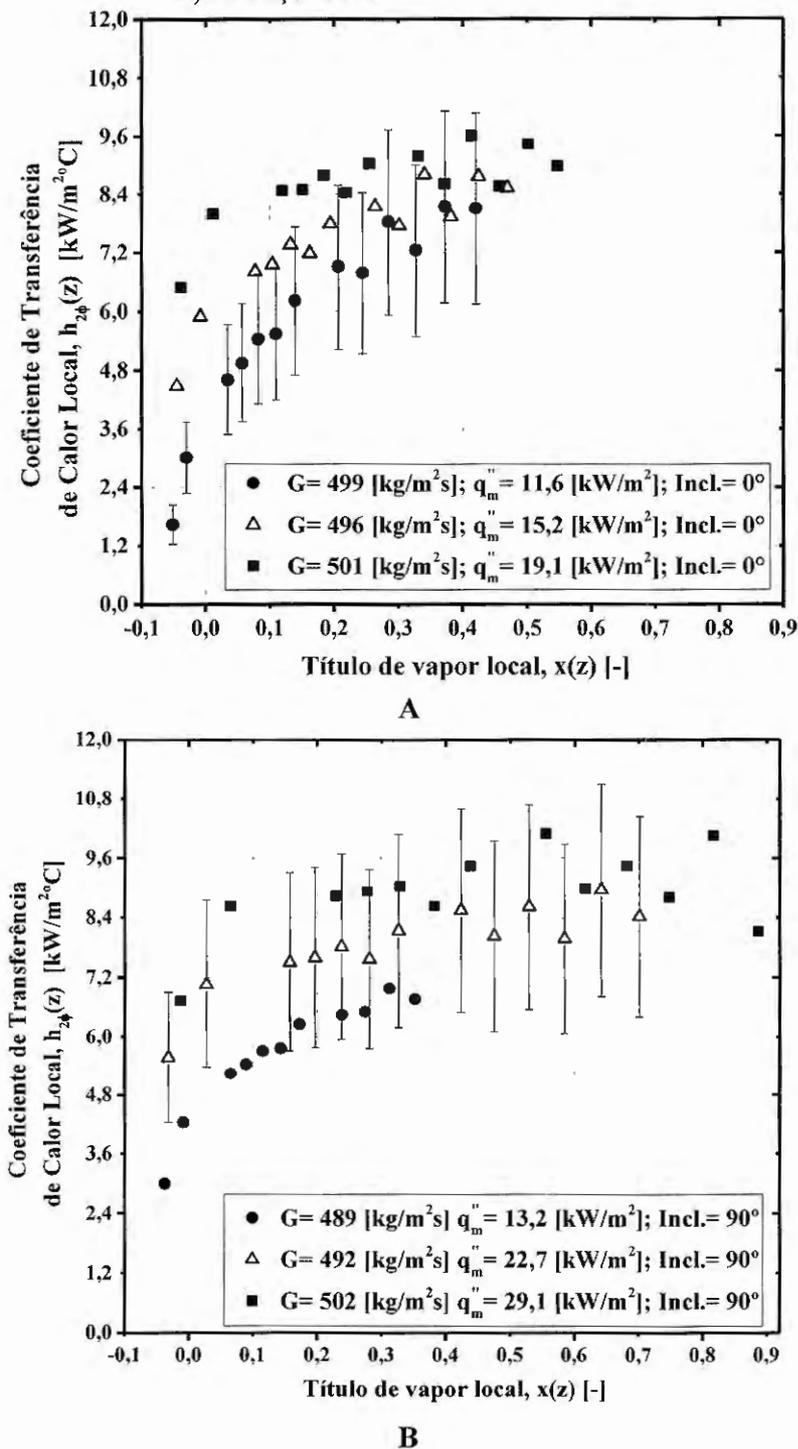


FONTE: Autor

A Figura 5.9 ilustra o comportamento do coeficiente de transferência de calor com o incremento do fluxo de calor médio ao longo do canal para a inclinação de 0° e 90° . Refere-se ao fluxo médio, pois ao longo do microcanal o fluxo de calor varia de 9 a 48% em torno do seu valor médio devido ao resfriamento do fluido secundário. Neste estudo, o aumento do fluxo médio se deu por meio da elevação da vazão volumétrica deste fluido. Mantendo-se a temperatura do refrigerante na entrada da seção de teste principal, na Figura 5.9 observa-se que o coeficiente de transferência de calor eleva-se com o aumento do fluxo de calor médio, em títulos de vapor reduzidos, independentemente da inclinação do microcanal indicando a predominância do mecanismo de ebulição nucleada.

Na Fig 5.9, para título de vapor superiores a 0,3 – 0,4, o efeito do fluxo de calor médio na ebulição no coeficiente de transferência de calor parece tornar-se marginal tendendo a um valor assintótico. Como observado por Kim e Mudawar (2013a) e Sempértegui-Tapia e Ribatski (2017a) para títulos de vapor elevados, verifica-se a presença do padrão de escoamento anular, e o coeficiente de transferência de calor torna-se independente do fluxo de calor até o estabelecimento de condições de secagem de parede, neste padrão efeitos convectivos tornam-se dominantes.

Figura 5.9 – Efeito da variação do fluxo de calor médio no coeficiente de transferência de calor em função do título de vapor, $T_{\text{sat}} \approx 30$ [°C] e A) inclinação de 0° B) inclinação de 90° .

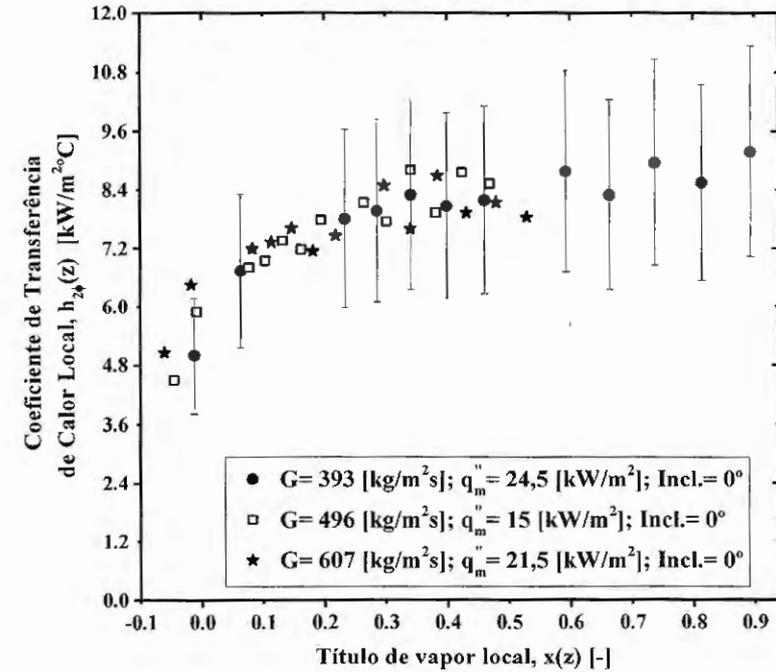


FONTE: Autor

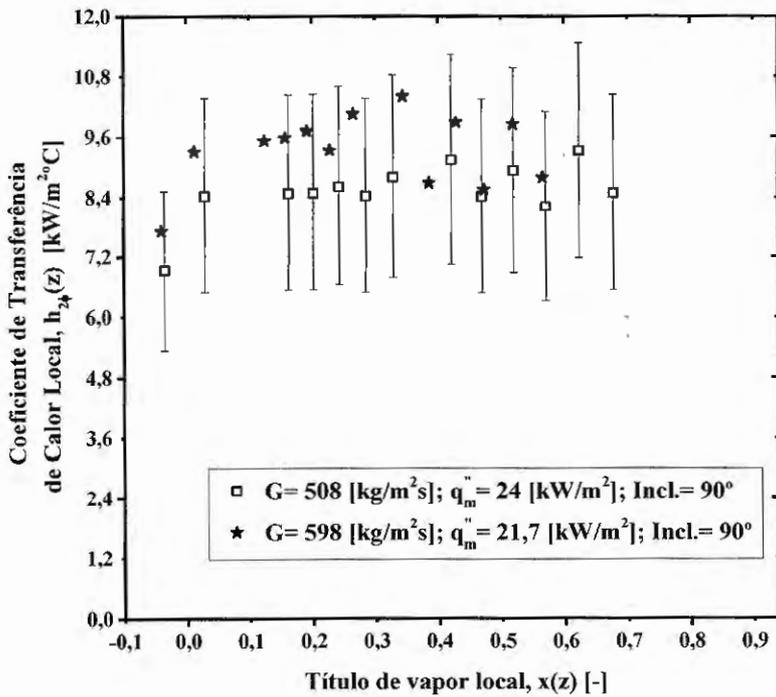
A Figura 5.10 ilustra o efeito da velocidade mássica no coeficiente de transferência de calor. Observa-se nesta figura também um efeito marginal, em que o coeficiente de transferência de calor se eleva com o incremento da velocidade mássica independente da

inclinação do canal. Martin-Callizo (2010), avaliando o coeficiente de transferência de calor para ebulição convectiva do fluido R134a em microcanal único com diâmetro igual a 640 μm , também observou a independência do coeficiente em relação a velocidade mássica.

Figura 5.10 – Efeito da variação da velocidade mássica no coeficiente de transferência de calor em função do título de vapor para o R134a, $T_{\text{sat}} \approx 30$ [°C] e A) inclinação de 0° B) inclinação de 90°.



A



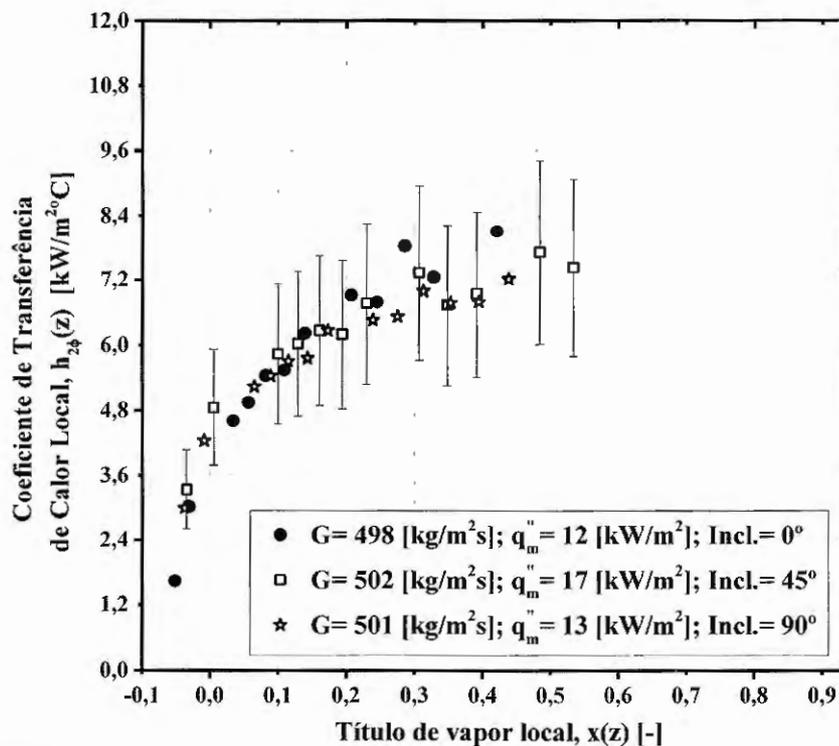
B

FONTE: Autor



A Figura 5.11 ilustra o efeito da inclinação do canal no comportamento do coeficiente de transferência de calor com a variação do título de vapor para fluxo de calor médios, velocidade mássica e temperatura de saturação próximos. São indicados resultados para as seguintes inclinações: 0° correspondendo ao escoamento horizontal, 45° e 90° ambos para escoamento ascendente. Nota-se nesta figura o efeito desprezível da inclinação do microcanal no coeficiente de transferência de calor com resultados próximos para as três inclinações. Isto se deve a predominância de efeitos de tensão superficial em canais de reduzido diâmetro (KANDLIKAR, 2004), associados ao fato de efeitos gravitacionais apresentarem reduzida influência na distribuição de fases para microcanais. Este resultado se mostra distinto ao observado por Leão et al. (2015) quando estes autores, avaliando o efeito gravitacional em um dissipador de calor com multi-microcanais durante a ebulição convectiva, verificaram coeficiente de transferência de calor superiores em escoamento ascendente. Isto mostra que o comportamento térmico em multi-microcanais é distinto ao observado em um único canal, pois em multi-microcanais verifica-se diversas instabilidades térmicas, como o fluxo reverso, que estão ausentes em um único canal.

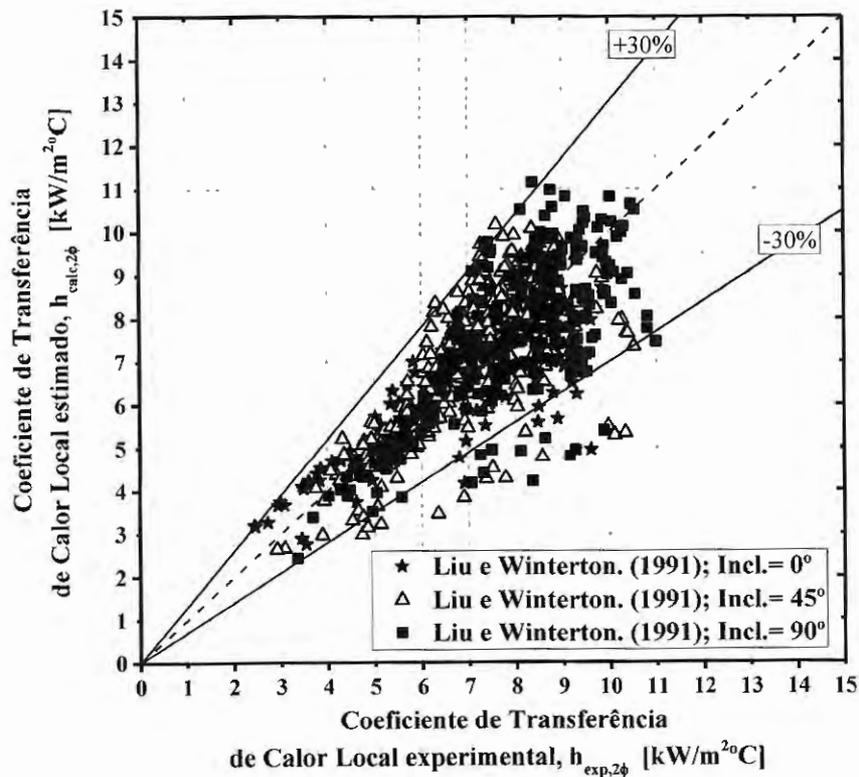
Figura 5.11 – Efeito da inclinação do microcanal no coeficiente de transferência de calor em função do título de vapor para o R134a, $T_{sat}=30$ [°C] e $G=500$ [kg/m²s].



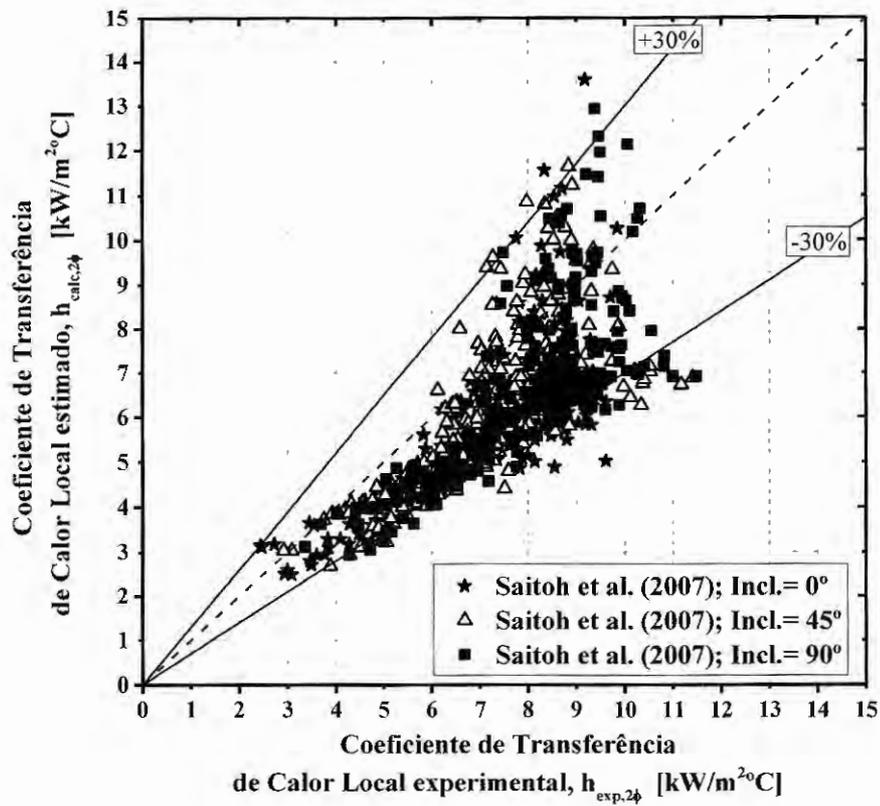
FONTE: Autor

As Figuras 5.12 e 5.13 comparam os resultados experimentais para condição de pré-secagem de parede com métodos de previsão do coeficiente de transferência de calor proposto por Liu e Winterton (1991), Saitoh et al. (2007), Kim e Mudawar (2013a) e Kanizawa et al. (2016). Para a avaliação da capacidade de previsão dos métodos foram adotados os seguintes parâmetros estatísticos: fração de dados previstos com desvio entre $\pm 30\%$, $\lambda_{30\%}$, e o desvio médio absoluto, η . Ressalta-se que uma correlação além de ser estatisticamente precisa, deve capturar as tendências dos resultados experimentais. Desta forma, tal análise incluiu comparações ilustrando a evolução do coeficiente de transferência de calor com a variação do título de vapor local. Destaca-se o fato dos métodos de Saitoh et al. (2007) e Kanizawa et al. (2016) serem os únicos que consideram a previsão do coeficiente de transferência de calor para condições de pós-secagem da parede.

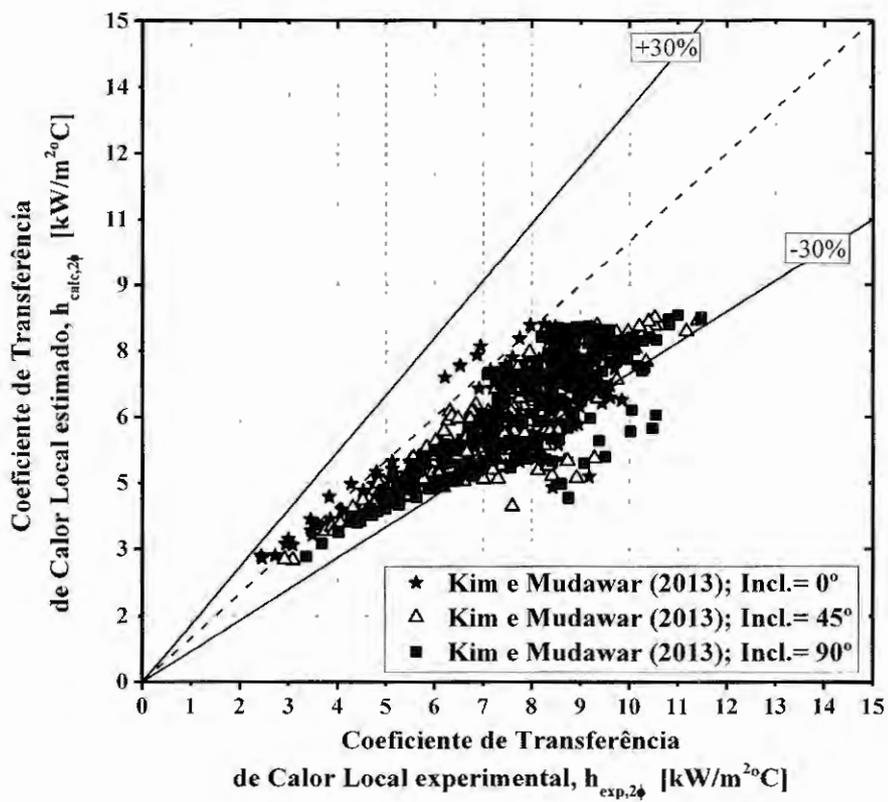
Figura 5.12 – Comparação dos resultados experimentais do coeficiente de transferência de calor experimental com métodos de previsões segundo A) Liu e Winterton (1991) B) Saitoh et al. (2007) C) Kim e Mudawar (2013) D) Kanizawa et al. (2016).



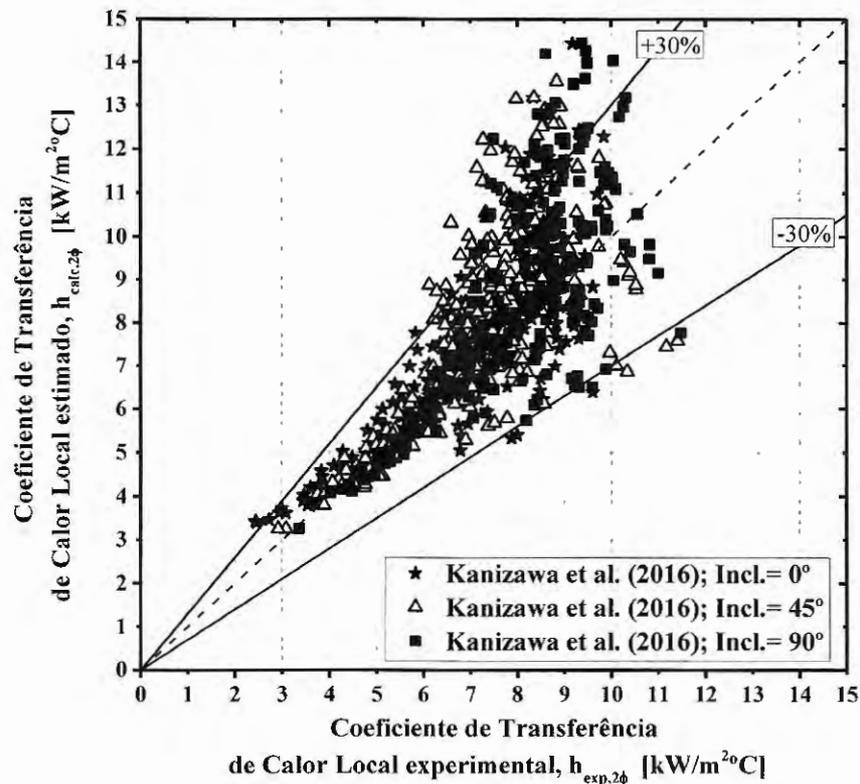
A



B



C



D

FONTE: Autor

Segundo a Figura 5.12 e Tabela 5.3 os dados do coeficiente de transferência de calor para condições de pré-secagem de parede em diferentes inclinações são satisfatoriamente previstos pelos métodos avaliados, sendo em geral o método de Liu e Winterton (1991) desenvolvido para a previsão do CTC em condições de macro-escala aquele que apresenta as melhores estimativas. Estes métodos apresentaram resultados adequados para títulos de vapor reduzidos e intermediários que estão associados a valores inferiores do coeficiente de transferência de calor. Já, para títulos de vapor elevados, próximo a condições de secagem, o método de Kanizawa et al. (2016) superestima e os métodos de Saitoh et al. (2007), Kim e Mudawar (2013) subestimam os resultados experimentais. Observa-se de acordo com a Tabela 5.3 que para título de vapor entre 0 e 0,5, o método de Kanizawa et al. (2016) apresentou as melhores previsões.

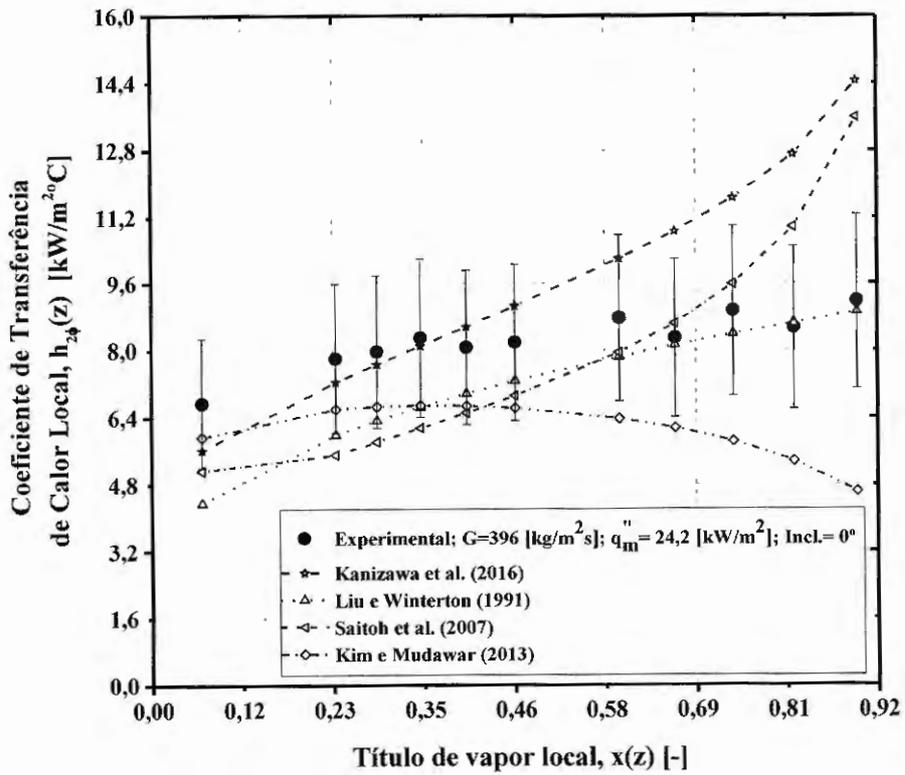
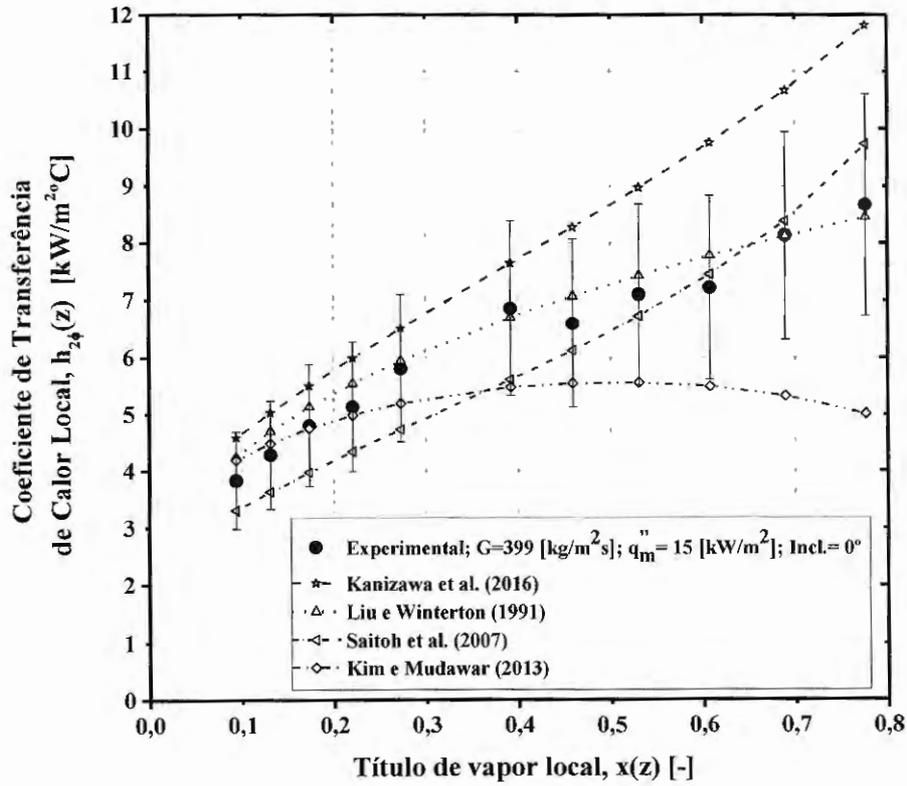
Tabela 5.3 – Parâmetros estatísticos resultantes das comparações entre métodos de previsão e resultados experimentais de pré-secagem de parede para o coeficiente de transferência de calor.

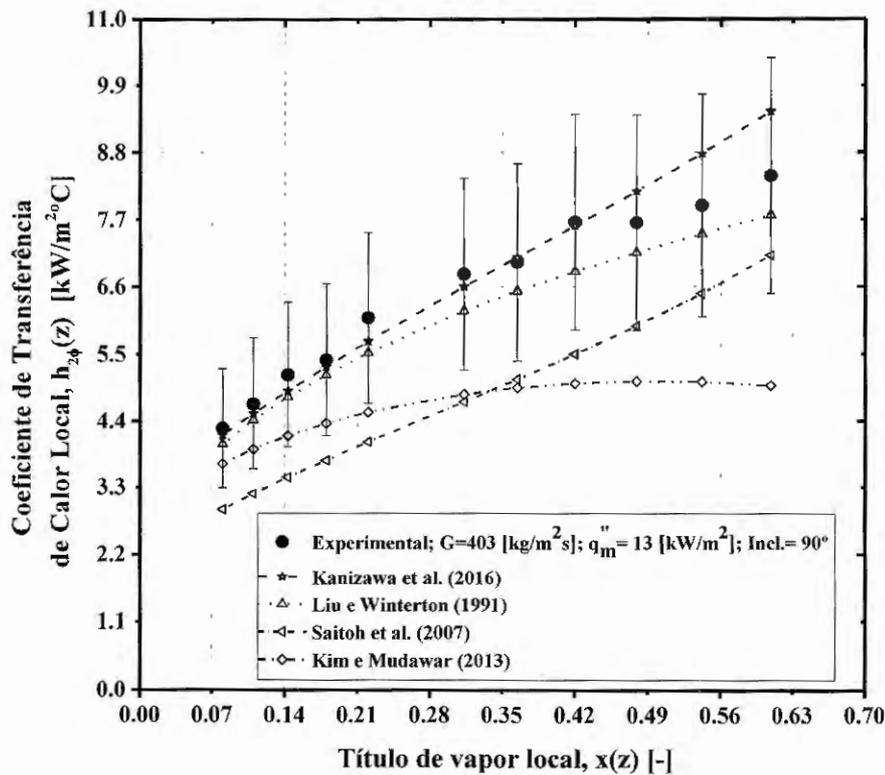
		Liu e Winterton (1991)	Saitoh et al. (2007)	Kim e Mudawar (2013)	Kanizawa et al. (2016)
x entre 0 e 0,5	Erro médio absoluto, η [%]	13,54	22,25	17,92	10,46
	Erro inferior a $\pm 30\%$, $\lambda_{30\%}$ [%]	92,66	83,66	93,38	95,77
x entre 0,5 e 1	Erro médio absoluto, η [%]	34,86	17,05	28,37	34,86
	Erro inferior a $\pm 30\%$, $\lambda_{30\%}$ [%]	98,63	89,31	55,93	40,86
Total	Erro médio absoluto, η [%]	12,51	21,08	20,35	16,15
	Erro inferior a $\pm 30\%$, $\lambda_{30\%}$ [%]	93,95	84,87	85,28	84,03

FONTE: Autor

A Figura 5.13 ilustra comparações do comportamento do coeficiente de transferência de calor com o título de vapor local para as inclinações de 0° e 90° segundo os métodos de previsões avaliados e os resultados experimentais. Nela observa-se que o método de Liu e Winterton (1991) captura a tendência de aumento gradual do coeficiente de transferência de calor com o incremento do título de vapor para ambas as inclinações. Os métodos propostos por Kanizawa et al. (2016) e Saitoh et al. (2007) capturam o incremento do CTC até título de aproximadamente 0,6, no entanto para condições próximas a secagem de parede prevê um gradiente do coeficiente de transferência de calor superior ao apresentado pelos resultados experimentais. Já o método de Kim e Mudawar (2013) apresentam comportamentos distinto dos resultados experimentais apresentando um gradiente do CTC negativo, ou seja, o CTC reduz com incremento do título de vapor.

Figura 5.13 – Comparação do comportamento dos resultados de coeficiente de transferência de calor com os métodos de previsão da literatura para o fluido R134a.





FONTE: Autor

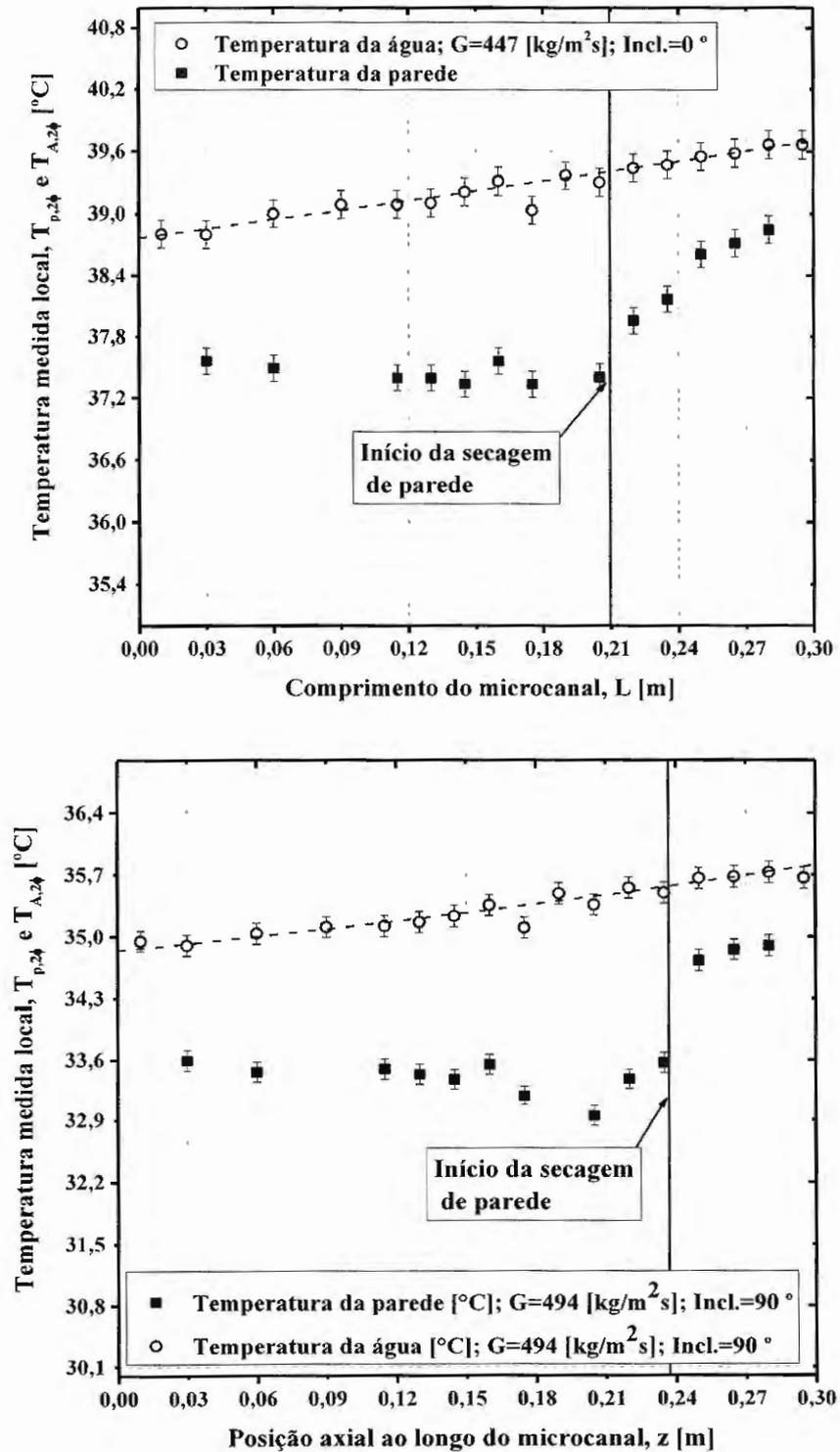
5.2.4. SECAGEM DE PAREDE

5.2.4.1. TÍTULO DE VAPOR DE SECAGEM DE PAREDE

Este item apresenta e discute os resultados experimentais envolvendo o início de secagem de parede e o fluxo crítico de calor para a ebulição convectiva sob fluxo de calor não uniforme.

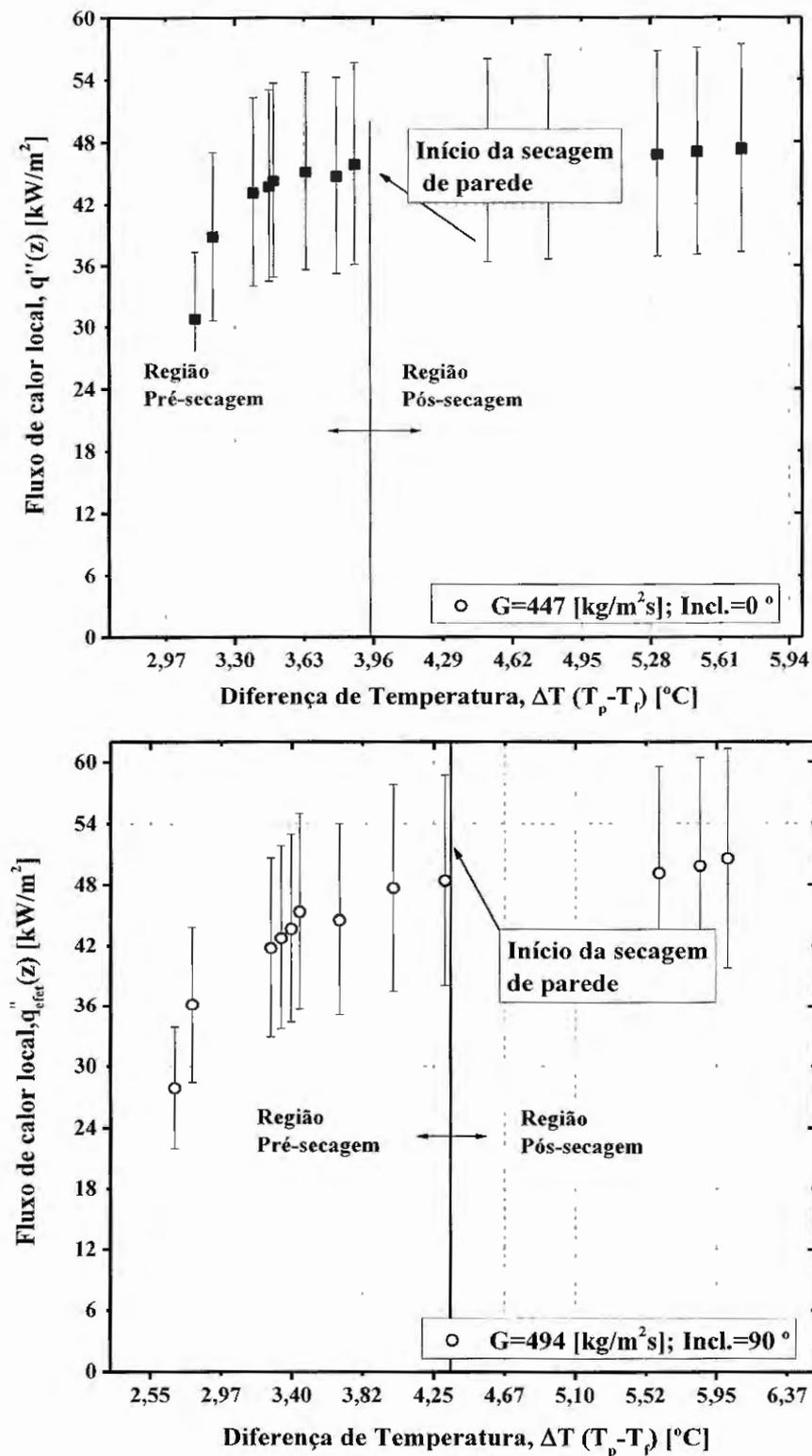
As Figuras 5.14 a 5.16 ilustram, com base nos resultados experimentais, comportamentos associados ao estabelecimento de condições de secagem de parede (“dryout”), que consistem na constatação simultânea de três comportamentos, o aumento acentuado da temperatura superficial do microcanal, na alteração da inclinação da curva de ebulição e na redução do coeficiente de transferência de calor. Observa-se na Figura 5.14 que a temperatura superficial do microcanal se aproxima da temperatura da água quando se inicia o processo de secagem. Por conseguinte, na Figura 5.15, com o aumento na temperatura da parede, verifica-se um aumento acentuado no superaquecimento, implicando na Figura 5.16 em redução drástica do coeficiente de transferência de calor.

Figura 5.14 – Ilustração da elevação da temperatura da parede associada a secagem da parede para o R134a, $T_{sat}=30$ [°C] e inclinação de 0° e 90°.



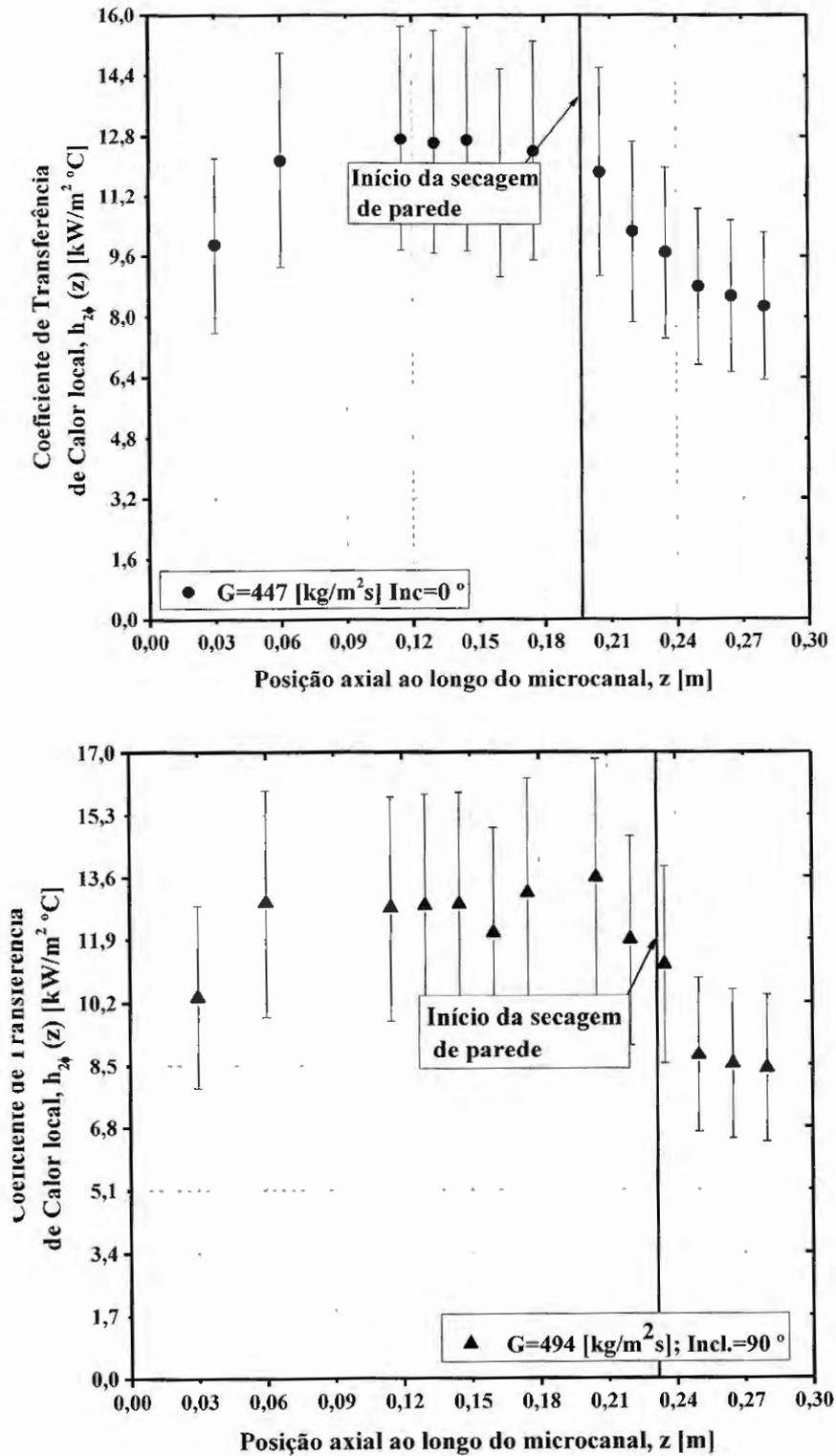
FONTE: Autor

Figura 5.15 – Ilustração da alteração da inclinação da curva de ebulição com o início da secagem de parede para o R134a, $T_{\text{sat}}=30$ [°C] e inclinação de 0° e 90° .



FONTE: Autor

Figura 5.16 – Ilustração da redução drástica do coeficiente de transferência de calor com o estabelecimento da secagem de parede para o R134a, $T_{sat}=30$ [°C] e inclinação de 0° e 90° .



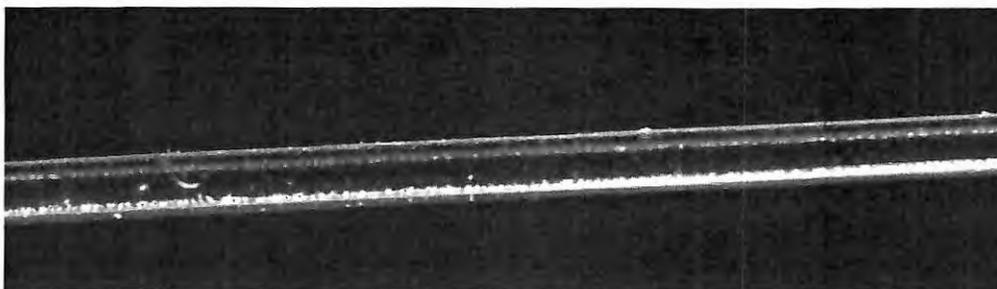
FONTE: Autor

Para testes envolvendo resultados com os comportamentos indicados nas Figuras 5.14 a 5.16, imagens capturadas do escoamento para inclinações de 0° e 90° como ilustradas na Figura 5.17, obtidas logo a jusante da seção de teste principal, indicam a ausência de filme líquido junto a superfície do canal. Observou-se de maneira geral, para o microcanal posicionado horizontalmente, a ausência da fase líquida, com apenas vapor escoando no microcanal, e por vezes em algumas condições experimentais verificou-se a presença de gotículas de líquido concentradas na região inferior do tubo de vapor escoando entranhadas em um núcleo de vapor. Já para o microcanal posicionado verticalmente e escoamento ascendente (inclinação de 90°) observou-se, para todos os testes experimentais, apenas vapor escoando com a presença de gotículas de líquido distribuídas de forma uniforme na parede do microcanal.

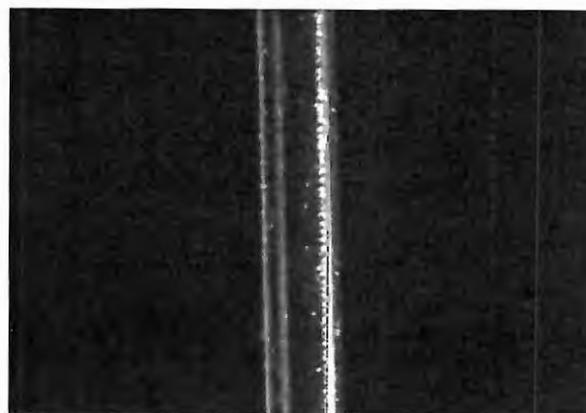
Figura 5.17 – Imagens fotográficas do padrão de escoamento no processo de secagem para o R134a, $T_{sat} \approx 31$ [°C] e $G=500$ [kg/m²s].



0°



45°

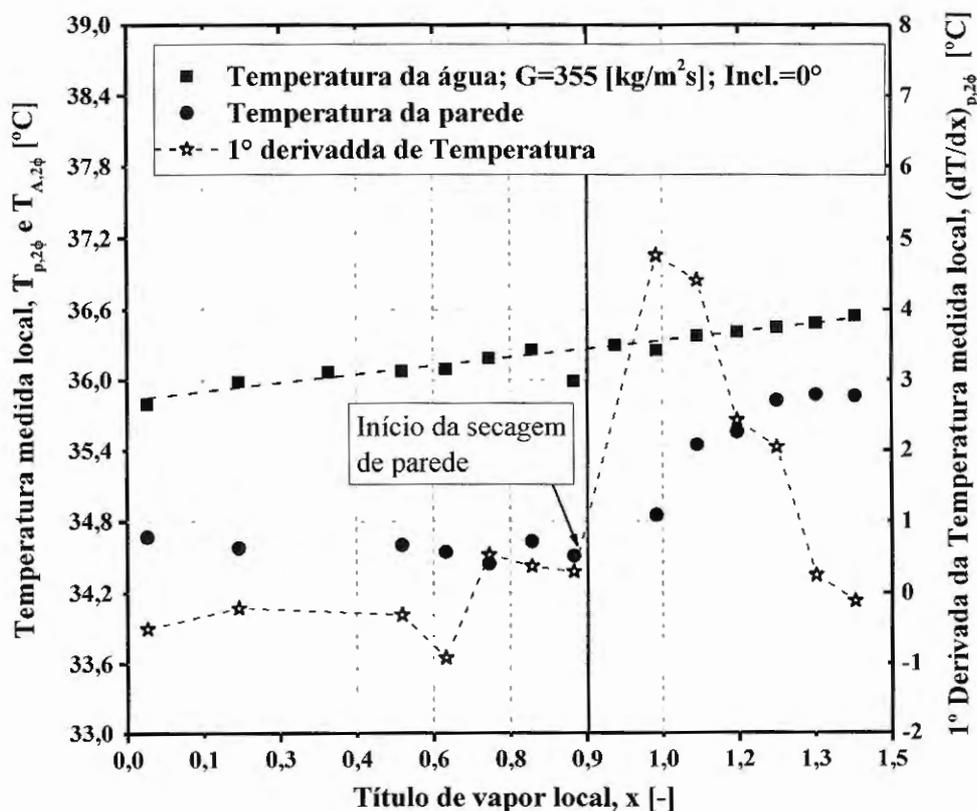


90°

FONTE: Autor

A Figura 5.18 ilustra por meio do comportamento dos resultados experimentais o procedimento de caracterização do título de vapor de início do processo de secagem de parede. A condição de início de secagem da parede, conforme ilustrado na Figura 5.18, é aquela correspondente, ao termopar anterior ao qual a 1ª derivada do perfil de temperaturas em relação ao título de vapor apresenta uma elevação drástica e a temperatura da parede apresenta um aumento elevado. Desta forma, na Figura 5.18 o início da secagem de parede ocorre para um título de vapor igual a 0,88. O fluxo crítico de calor transferido para o refrigerante nesta posição é determinado a partir do balanço de energia local no fluido secundário (água).

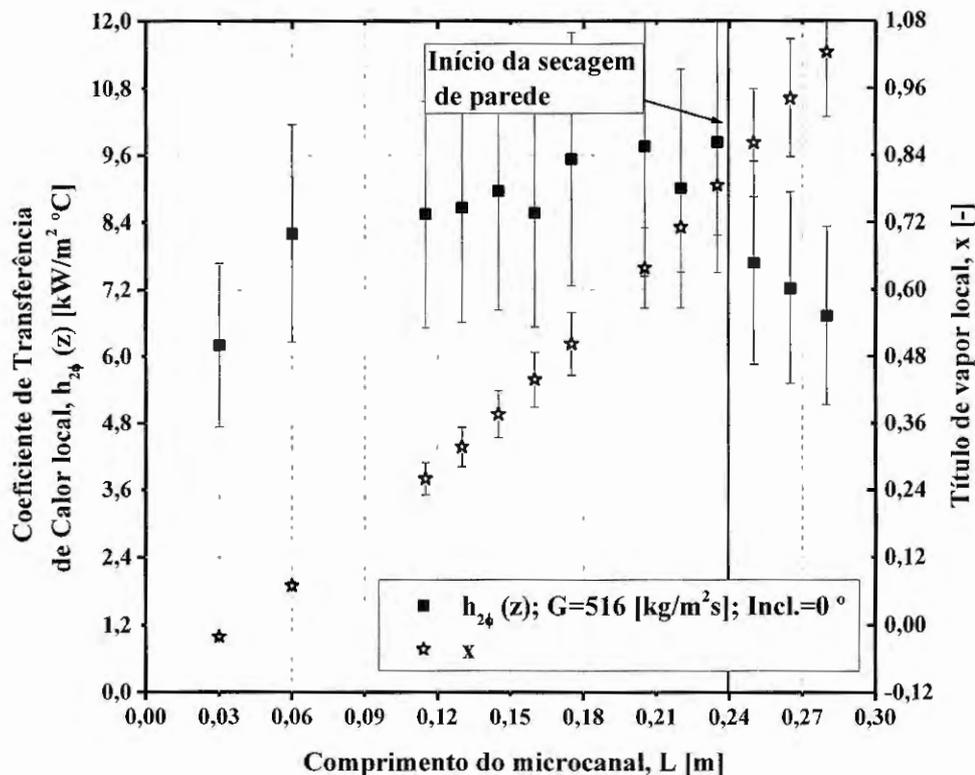
Figura 5.18 – Ilustração do procedimento de determinação do título de secagem a partir da elevação da temperatura local da parede para o R134a, $T_{sat} \approx 31$ [°C].



FONTE: Autor

A Figura 5.19 ilustra as variações do coeficiente de transferência de calor e do título de vapor com o comprimento ao longo do microcanal. Observa-se uma variação não linear do título de vapor ao longo do comprimento da seção de teste principal, isto se dá, pois, à medida que o fluido secundário (água) aquece o tubo, a temperatura entre ele e o fluido refrigerante decresce, reduzindo o fluxo de calor. Já o coeficiente de transferência de calor eleva-se em títulos reduzidos e após certo valor de título se mantém constante, e ao chegar no título de secagem verifica-se uma redução abrupta do processo de transferência de calor.

Figura 5.19 – Ilustração da redução drástica do coeficiente de transferência de calor e do aumento do título de vapor com a secagem de parede para o R134a, $T_{\text{sat}} \approx 31$ [°C].

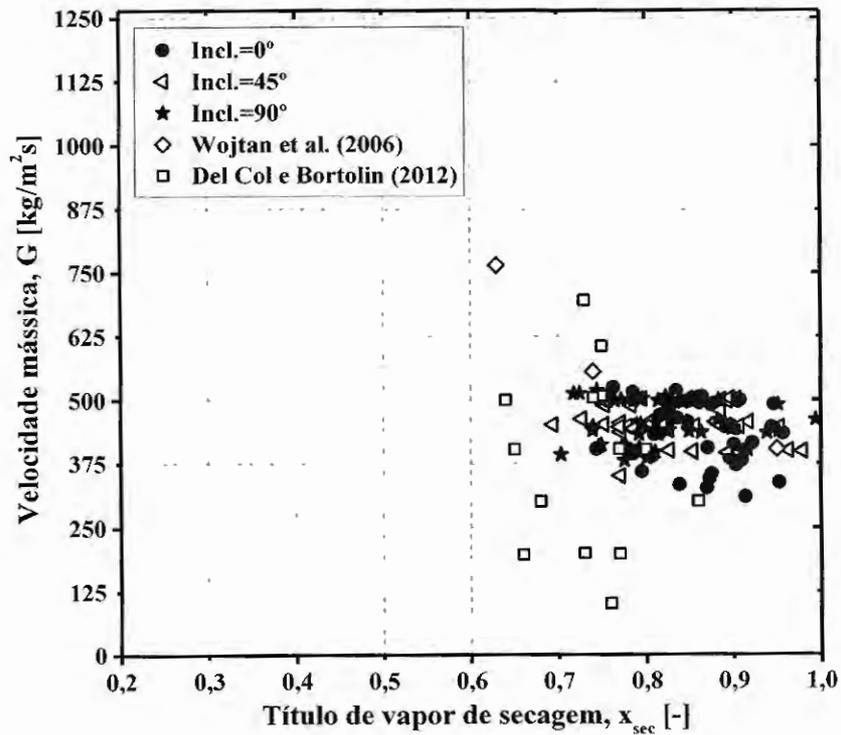


FONTE: Autor

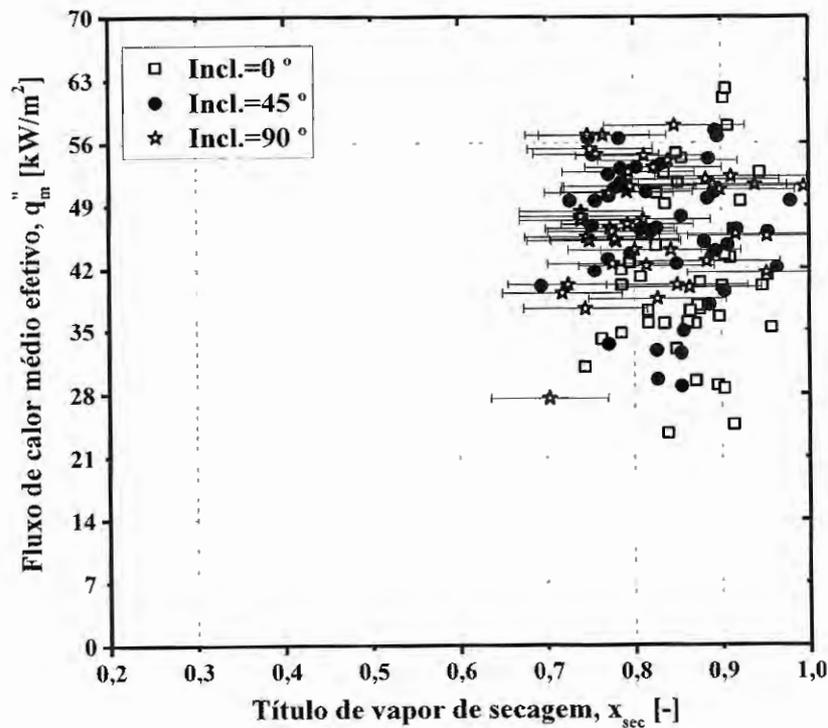
A Figura 5.20 ilustra os resultados do título de vapor para o início da secagem de parede para as inclinações de 0°, 45° e 90°. Nelas observam-se a secagem de parede ocorrendo para título de vapor entre 0,7 e 0,95. Os resultados obtidos para identificar a secagem de parede mostraram que o título de vapor crítico ocorria a partir do segundo terço do comprimento do microcanal (após 100 mm de comprimento), região em que as incertezas experimentais são reduzidas.

Revellin e Thome (2008) em seu estudo sobre padrões de escoamento em microcanais observaram que a transição entre o padrão bolhas alongadas e anular para velocidades mássicas reduzidas ocorre para títulos de vapor acima de 0,63; já para velocidades mássicas intermediárias, essa transição se verifica para títulos próximo a 0,18. Portanto, considerando que neste estudo a secagem de parede se deu para títulos de vapor acima de 0,7, para velocidades mássicas entre 400 e 600 kg/m²s e verificando a Figura 5.20, pode-se especular que os resultados obtidos para secagem de parede ocorreram após a evaporação do filme de líquido presente no escoamento anular.

Figura 5.20 – Título de vapor de secagem de parede: A) variando velocidades mássica e obtidos por Wojtan et al. (2006) e Del Col e Bortolin (2012); B) variando fluxo de calor médio.



A



B

FONTE: Autor

Em um escoamento anular ideal, a secagem de parede ocorreria com a evaporação total do filme líquido correspondente a um título de vapor igual a 1. No entanto, na ebulição convectiva verifica-se diferença de velocidades entre as fases líquido e vapor promovendo ondulações interfaciais que ao serem ampliadas podem promover a secagem de parede, além de propiciar o desprendimento de gotículas de líquido, conforme indicado em Revellin e Thome (2008). Segundo os autores, o cisalhamento do vapor tende a promover ondas interfaciais, removendo o filme líquido da parede, enquanto a tensão superficial age de forma a reduzir a amplitude destas ondas, minimizando a área de superfície do líquido.

Segundo do Nascimento et al. (2019) a secagem de parede ocorreria com a evaporação do filme líquido acarretando a condição de fluxo crítico de calor observada por meio do incremento abrupto na temperatura da parede. Os autores observaram que os desvios padrões no sinal instantâneo da temperatura da parede decrescem com o aumento da velocidade mássica e baseando nisto especularam que este comportamento está relacionado ao molhamento intermitente da superfície do tubo devido às frentes de líquido durante o escoamento anular, movendo-se a montante e a jusante de uma determinada posição ao longo do comprimento do tubo em condições próximas ao estabelecimento do fluxo crítico de calor.

Neste estudo, os mecanismos de secagem de parede especulados por Revellin e Thome (2008) e do Nascimento et al. (2019) parecem não ocorrer. Os experimentos avaliados mostraram que não houve desvios no sinal instantâneo da temperatura da parede indicando não haver frentes de líquido intermitentes e ao atingir o escoamento anular, o filme de líquido se reduziu até que gotículas de líquido se desprendiam e entranhavam na parede do tubo, atingindo uma condição permanente de secagem de parede.

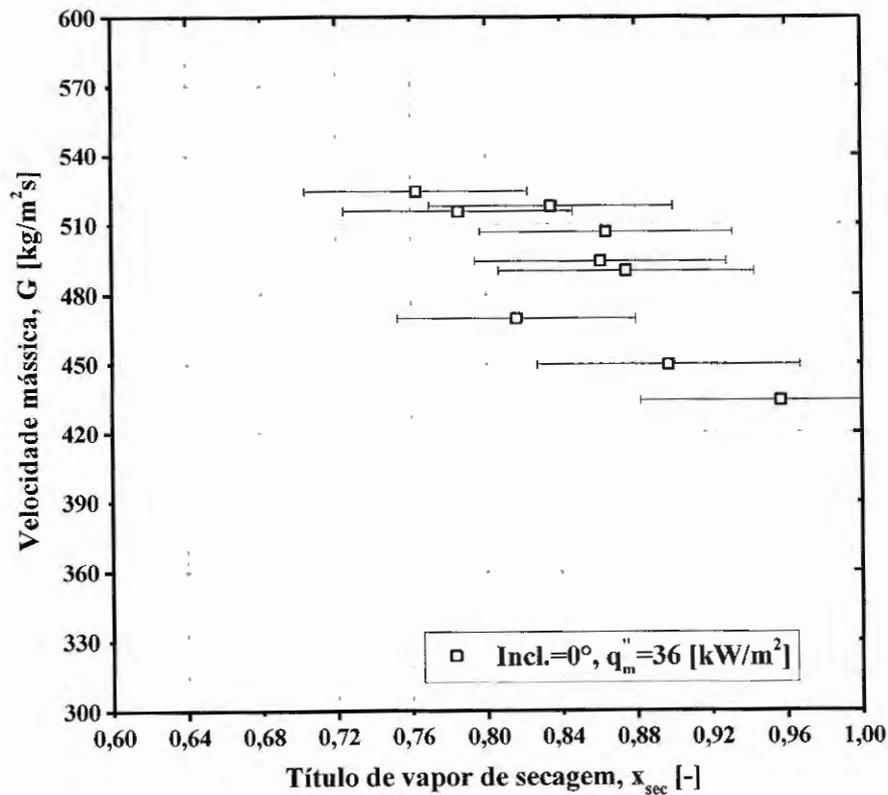
Na Figura 5.20A observa-se que os resultados obtidos por Wojtan et al. (2006) e Del Col e Bortolin (2012) para título de vapor crítico são reduzidos, mas próximos aos levantados no presente estudo. Especula-se que Wojtan et al. (2006) e Del Col e Bortolin (2012) avaliando a condição de secagem do R134a para microcanais com diâmetros de 0,5 e 0,96 mm, respectivamente, obtiveram títulos reduzidos por conta de instabilidades térmicas presentes no escoamento.

A Figura 5.20B ilustra o efeito da inclinação do microcanal sobre o título de vapor crítico. Nela não se observa modificação do título com a mudança de inclinação do microcanal, demonstrando, portanto, que para canais únicos de diâmetro reduzidos o efeito gravitacional na secagem de parede é apenas marginal corroborando a hipótese de predomínio de efeitos de tensões superficiais, como indicado na literatura. Porém, conforme mencionado anteriormente,

notam-se variações com a alteração da inclinação no padrão de escoamento na seção transparente a jusante da seção de teste principal. Verificou-se que para inclinações de 45° e 90° o escoamento apresentava de forma permanente o arraste de gotículas de líquido distribuídas uniformemente ao longo do perímetro da parede. Assim, especula-se que isto se deve ao fato de a posição vertical ascendente, o efeito gravitacional eleva a diferença de velocidades das fases, devido a densidade do vapor ser inferior ao líquido. Tal efeito pode também implicar em um filme mais espesso, favorecendo o desprendimento de gotículas de líquido e uma maior velocidade da fase vapor.

A Figura 5.21 ilustra o resultado do título de vapor de secagem da parede para a inclinação de 0° fixando a velocidade mássica. Nela observa-se o início da secagem de parede ocorrendo para título de vapor superiores a 0,76. Na Figura 5.21 verifica-se o efeito da velocidade mássica, em que seu incremento gera uma redução no título de vapor de secagem de parede. Esse comportamento foi também constatado por Wojtan et al. (2006), conforme ilustrado na Figura 5.20A.

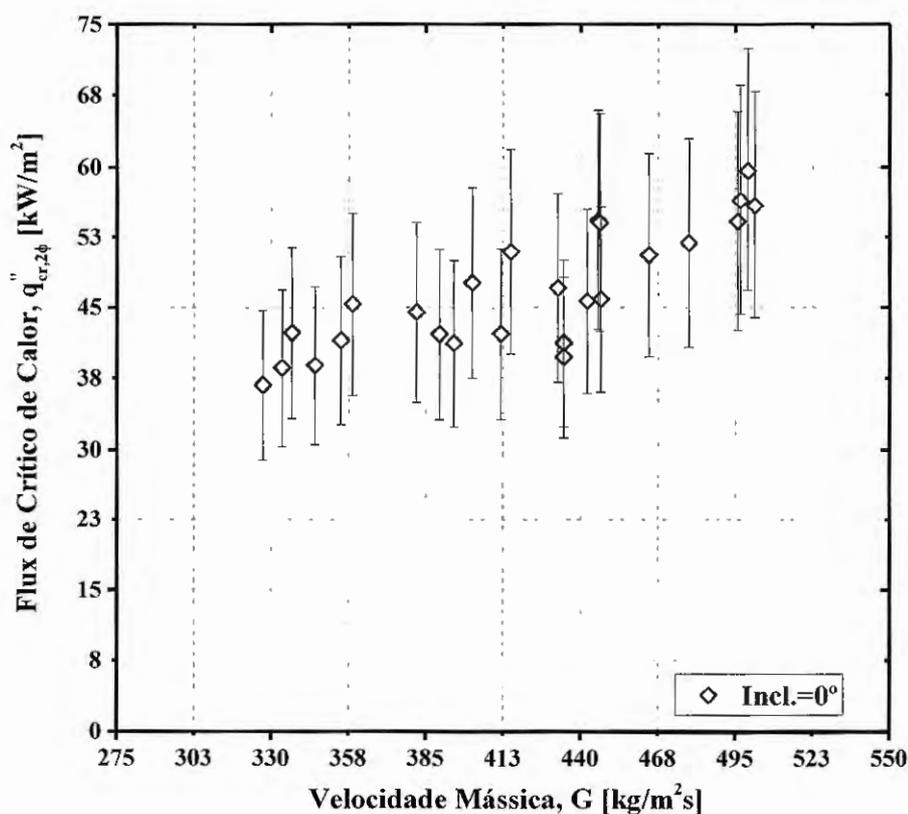
Figura 5.21 – Efeito da velocidade mássica sobre o título de vapor da secagem de parede para o R134a, $T_{sat} \approx 31$ [°C] e inclinações de 0° .



FONTE: Autor

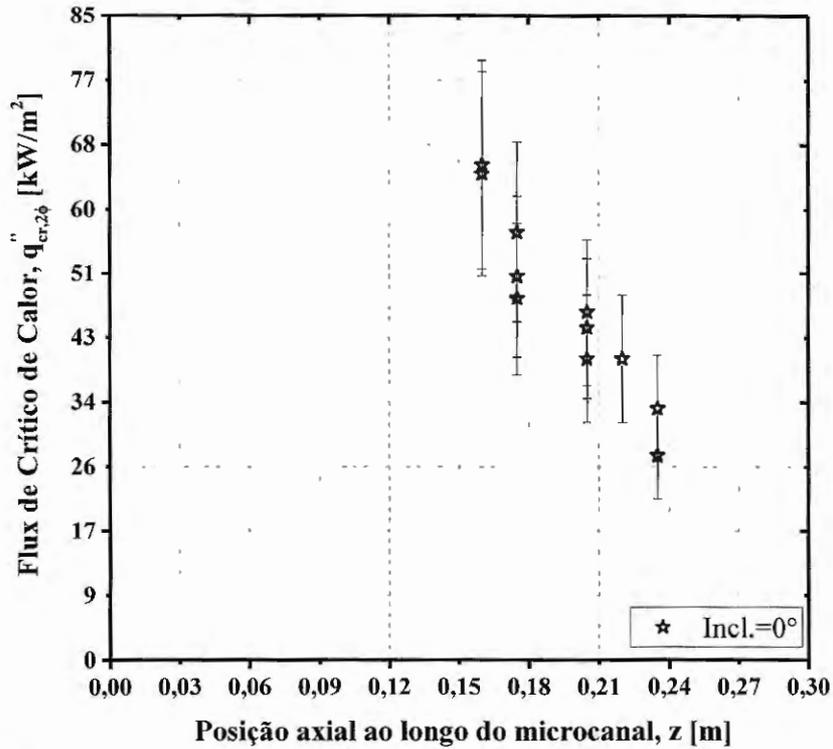
As Figuras 5.22 e 5.23 ilustram o comportamento do fluxo crítico de calor com a variação da velocidade mássica e considerando distintos comprimentos ao longo do microcanal. Nesta análise o fluxo crítico de calor foi definido como sendo o fluxo de calor local imediatamente a jusante do início da secagem de parede, definida por meio do aumento súbito da temperatura da parede. Na Figura 5.22 observa-se a dependência do fluxo crítico de calor da velocidade mássica para o fluido R134a. O fluxo crítico de calor aumenta com o incremento da velocidade mássica. Isso se deve ao fato de que o fluxo de calor necessário para atingir um determinado título de vapor é proporcional à velocidade mássica, ou seja, para se obter o mesmo título de secagem em uma velocidade mais elevada é necessário aumentar o fluxo de calor. Já, a Figura 5.23 ilustra o incremento do fluxo crítico de calor com a redução do comprimento aquecido.

Figura 5.22 – Efeito do incremento da velocidade mássica no fluxo crítico de calor para o R134a, $T_{sat} \approx 30$ [°C].



FONTE: Autor

Figura 5.23 – Efeito do comprimento do microcanal no fluxo crítico de calor para o R134a, $T_{\text{sat}} \approx 30$ [°C].



FONTE: Autor

5.2.4.2. AVALIAÇÃO DOS MÉTODOS DE PREVISÃO DA SECAGEM DE PAREDE

Os resultados experimentais para secagem de parede são comparados com 8 métodos de previsões de fluxo crítico de calor, já mencionados e bem avaliados por autores apresentados na Tabela 2.1, que foram desenvolvidos para canais convencionais e microcanais baseados em bancos de dados amplos, são eles: Katto e Ohno (1984), Zhang et al. (2006), Wojtan et al. (2006), Martin-Callizo et al. (2008), Revellin e Thome (2008), Kosar (2009), Jeong e Park (2009), Ong e Thome (2011b) e Anwar et al. (2015).

A Tabela 5.4 apresenta os resultados dos parâmetros estatísticos, desvio médio absoluto e a parcela dos dados previstos com desvios entre de $\pm 20\%$, da comparação entre o título de vapor da secagem de parede e o título de vapor crítico determinado a partir dos métodos de previsão de fluxo crítico de calor. O título de vapor crítico obtido pelos métodos de previsão foi definido por meio da seguinte relação:

$$x_{crit} = \frac{q''_{crit} \cdot 4 \cdot L_{aquec}}{G \cdot (i_v + \Delta i_{sub}) \cdot D} \quad (5.1)$$

Observa-se na Tab 5.4 que os métodos de Katto e Ohno (1984), Revellin e Thome (2008), Zhang et al. (2006) e Kosar (2009) apresentaram erros médios absolutos menores que 10%. Apenas o método de Jeong e Park (2009), que determina de forma direta o título de vapor crítico, apresentou erros superiores a 30%.

Tabela 5.4 – Parâmetros estatísticos das comparações entre métodos de previsão e resultados experimentais para o título de secagem.

		Katto e Ohno (1984)	Wojtan et al. (2006)	Zhang et al. (2006)	Martin-Callizo et al. (2008)	Revellin e Thome (2008)	Kosar (2009)	Jeong e Park (2009)	Ong e Thome (2011b)	Andwar (2015)
0°	Erro médio absoluto, η [%]	5,5	10,2	7,4	13	7	7,2	44	21	17,8
	Desvio entre $\pm 20\%$, $\lambda_{\pm 20\%}$ [%]	97,8	82,2	97,8	82,2	100	97,7	0	46,7	62,2
45°	Erro médio absoluto, η [%]	9	12,7	6,7	18,3	6,7	11,6	46,9	26	24,2
	Desvio entre $\pm 20\%$, $\lambda_{\pm 20\%}$ [%]	93,2	84,1	97,7	54,5	100	84,1	0	34,1	38,6
90°	Erro médio absoluto, η [%]	11,1	21,4	6,8	21,3	7,4	14,5	50,7	29,2	27
	Desvio entre $\pm 20\%$, $\lambda_{\pm 20\%}$ [%]	86,7	44,4	97,8	40	100	73,3	0	22,2	24,4
Todo banco de dados	Erro médio absoluto, η [%]	8,5	15	7	17,6	7	11,1	47,2	25,4	23
	Desvio entre $\pm 20\%$, $\lambda_{\pm 20\%}$ [%]	92,5	70,3	97,8	58,9	100	85,1	0	34,3	41,8

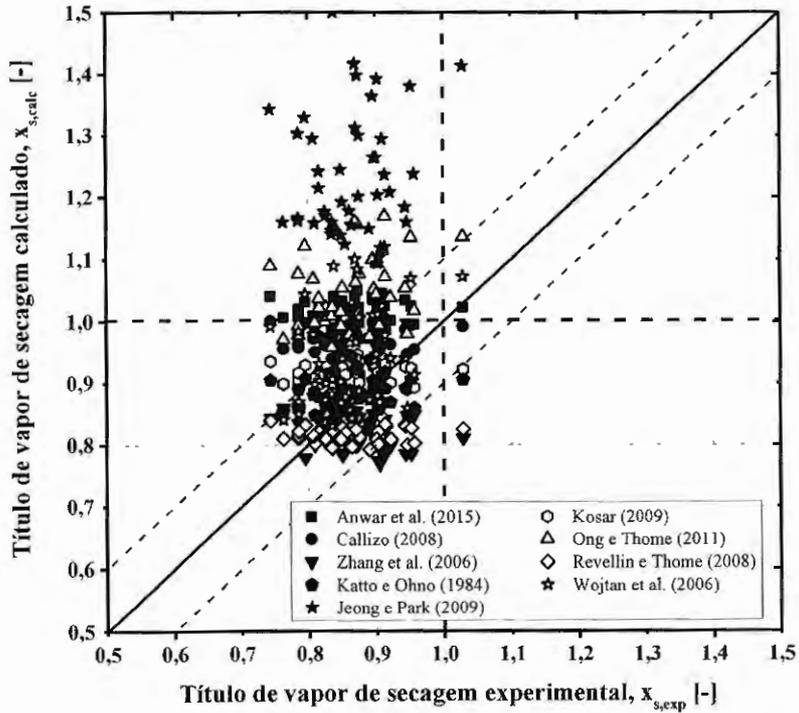
FONTE: Autor

A Figura 5.24 apresentam comparações dos dados experimentais de título de vapor da secagem de parede para as diferentes inclinações e condições experimentais com os métodos avaliados. Observa-se nesta figura que os métodos avaliados, assim como os resultados experimentais, apresentaram títulos de vapor de secagem entre 0,7 e 1. Algumas correlações apresentaram títulos superiores a 1, o que torna o método inconsistente pois título de vapor termodinâmico superior a unidade indica a provável presença apenas de vapor.

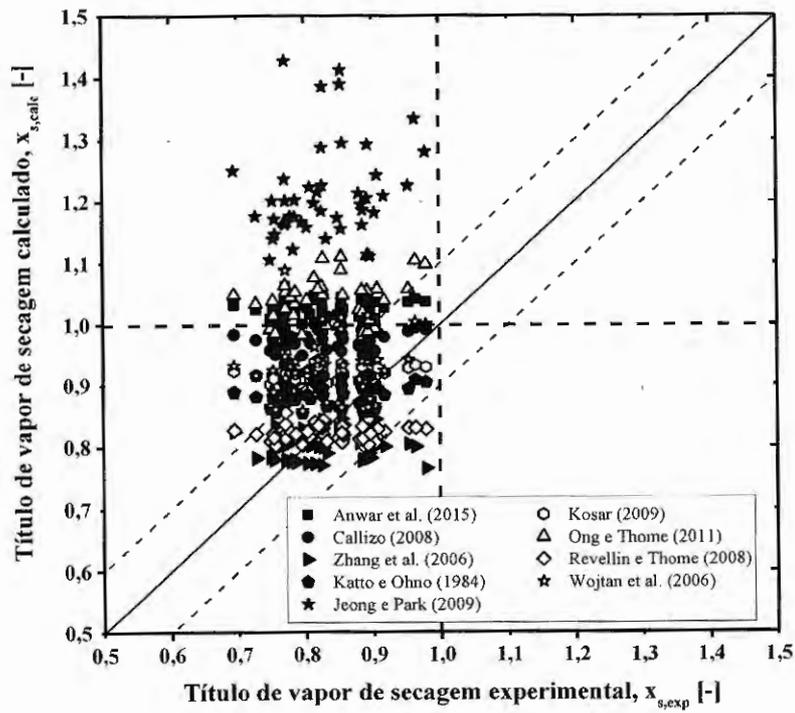
Verifica-se que apenas o método direto de previsão do título de vapor crítico proposto por Jeong e Park (2009) apresentou resultados insatisfatórios com todos os títulos previstos superiores a 1 para a secagem de parede.

Como ilustrado na Figura 5.24 e apresentado na Tabela 5.4, a maioria dos métodos de fluxo crítico de calor incluídas nesta comparação subestimam os resultados experimentais para o FCC independentemente da inclinação. De maneira geral, as correlações não apresentaram boas concordâncias com os dados experimentais com relação ao fluxo crítico de calor.

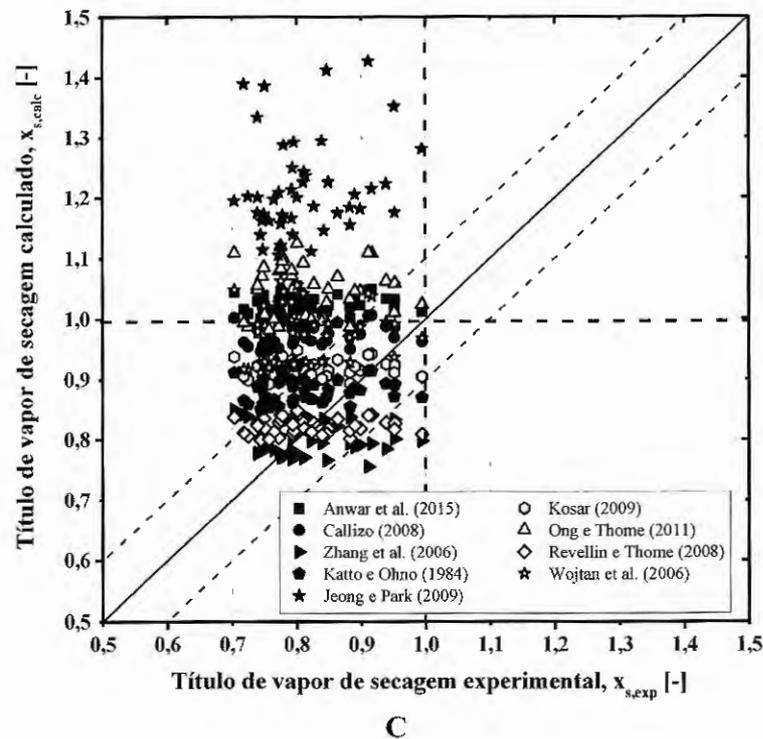
Figura 5.24 – Comparação entre o título de vapor para secagem de parede experimental e valores determinados através de métodos da literatura para o fluido R134a, $T_{sat}=30$ [°C] e inclinação de: A) 0°; B) 45°; C) 90°.



A



B



FONTE: Autor

Destaque-se os métodos de Revellin e Thome (2008), Katto e Ohno (1984), Zhang et al. (2006) e Kosar (2009) que subestimaram o fluxo de calor crítico, porém apresentou mais de 90% dos dados com desvio entre $\pm 20\%$, portanto a determinação de FCC reduzidos reduz o título de vapor crítico.

Deve-se enfatizar que todos os métodos de previsão da secagem de parede (fluxo crítico de calor) foram derivados para fluidos específicos e intervalos limitados de condições operacionais, e isto pode ser causa para a dispersão de alguns métodos. Destaque-se os métodos de Wojtan et al. (2006), Martin-Callizo et al. (2008) e Revellin e Thome (2008) que avaliaram experimentais a secagem de parede para fluido e condições experimentais similares a este estudo.

5.3.MÉTODO DE PREVISÃO DE TÍTULO DE SECAGEM

As comparações dos resultados experimentais com modelos de previsões do coeficiente de transferência de calor revelaram que os métodos avaliados preveem satisfatoriamente o banco de dados com erros médios absolutos inferiores a 20% para região de pré-secagem de parede. Porém para a previsão do coeficiente de transferência de calor pós-secagem de parede faz-se necessário a determinação do título de vapor crítico e as correlações

avaliadas para determinação do título de secagem não apresentaram resultados satisfatórios muitas vezes fornecendo erros superiores a 20%. Isto demonstra a necessidade do desenvolvimento de um novo método para determinação do título de vapor da secagem de parede.

Neste contexto, baseado na simplicidade do método de Jeong e Park (2007), elaborou-se um novo método para determinação do título de vapor crítico ajustado segundo os resultados deste estudo. O banco de dados utilizado para ajustar estas novas correlações contém 134 pontos experimentais, para tubos circulares com 0,5 mm de diâmetro em diferentes inclinações, 0°, 45° e 90°, fluido R134a, L/D de 600 e temperaturas de saturação entre 29 e 31 °C, além deste foram utilizados dados obtidos por Del Col e Bortolin (2012).

Jeong e Park (2007), baseados na proposta por Yoon et al. (2004) propuseram um método que é função de 3 adimensionais, número de Reynolds, Bond e Ebulição. O método proposto neste estudo rearranjou o método de Jeong e Park (2007) utilizando 4 adimensionais, Reynolds, Bond, Weber e a relação de densidade. O número de Reynolds está presente no método pois reflete o efeito da velocidade mássica; número de Bond inclui a importância dos efeitos gravitacionais frente a tensão superficial e caracteriza o grau de confinamento do escoamento; número de Weber relaciona a importância das forças inerciais frente a tensão superficial e, a relação de densidades está associada a aceleração do escoamento e, conseqüentemente, a efeitos de entranhamentos. A influência da temperatura de saturação está presente nos adimensionais pois as propriedades, densidade, viscosidade e tensão superficial, são fortemente dependentes da temperatura de saturação. Portanto, o novo método é dado por:

$$x_{sec} = A \cdot Re_l^n \cdot We^m \cdot Bd^l \cdot \left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^k \quad \text{onde } Re_l = \frac{G \cdot D}{\mu_l}, \quad We_l = \frac{G^2 \cdot L}{\rho_l \sigma} \quad \text{e} \quad Bd = \frac{(\rho_l - \rho_v) \cdot g \cdot D^2}{\sigma} \quad (5.2)$$

As constantes e expoentes A , n , m , l e k foram obtidas por meio da análise de regressão da base de dados descrita anteriormente, utilizando a função de ajuste com método para desvios mínimos absoluto (LAR) do *Matlab*. Assim o novo método para determinação do título de vapor da secagem é dado por:

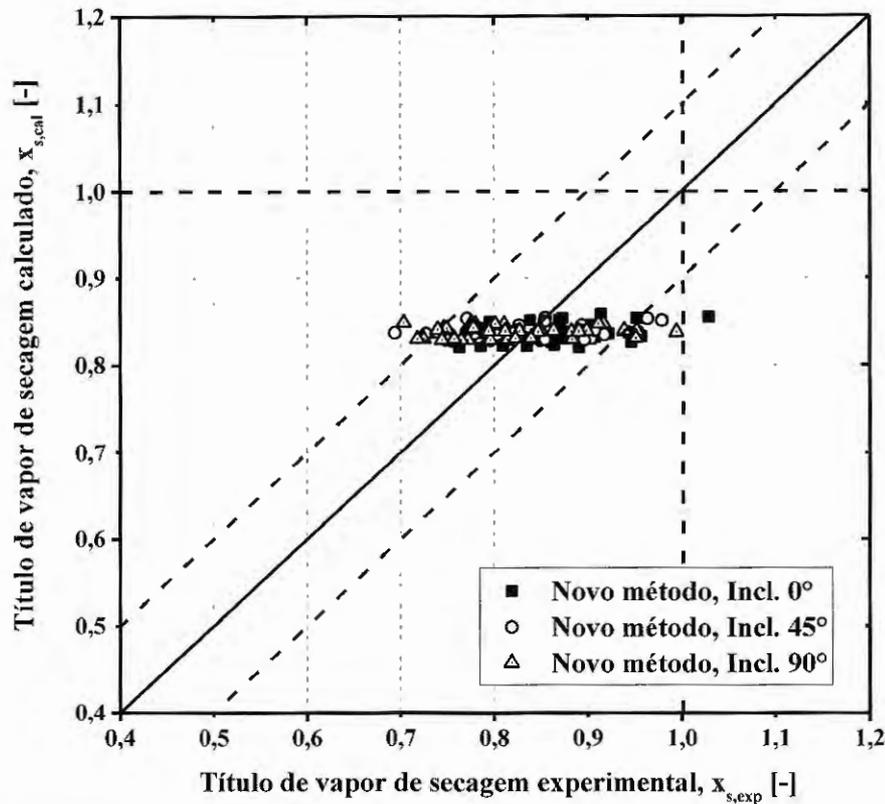
$$x_{sec} = 91,54 \cdot Re_l^{-0,836} \cdot We^{0,394} \cdot Bd^{0,124} \cdot \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{-0,117} \quad (5.3)$$

A Figura 5.25 e a Tabela 5.5 apresenta os parâmetros estatísticos resultantes da comparação entre o método desenvolvido neste estudo e o banco de dados utilizado em sua formulação. Observa-se na tabela e figura que o método desenvolvido proporciona resultados

satisfatórios com erro médio absoluto inferior de 6,8% e com 100% do banco de dados previstos com erro na faixa de $\pm 20\%$.

O novo método foi comparado com resultados independentes apresentado por Martin-Callizo (2008). Como pode ser observado na Tabela 5.5, o novo método apresentou resultados satisfatórios na previsão do título crítico apresentando um erro médio absoluto para estes resultados inferior a 15%.

Figura 5.25 – Efeito do comprimento do microcanal no fluxo crítico de calor para o R134a, $T_{\text{sat}}=30$ [°C].



FONTE: Autor

Tabela 5.5 – Parâmetros estatísticos das comparações entre métodos de previsão e resultados experimentais para o título de secagem.

	EMA, η [%]	$\pm 20\%$ [%]
Inclinação de 0°	5,7	100
Inclinação de 45°	6,7	100
Inclinação de 90°	8	100
Del Col e Bortolin (2012)	7,2	100
Todo o banco de dados	6,9	100
Martin-Callizo (2010)	14,5	100

FONTE: Autor

6. CONCLUSÃO E RECOMENDAÇÕES FUTURAS

O presente estudo se iniciou com uma análise da literatura envolvendo investigações experimentais e teóricas. Nela foram descritos métodos de previsão empíricos e modelos mecanicistas para a determinação do título de vapor de secagem de parede durante a ebulição convectiva em canais de diâmetro reduzido. Com base nesta revisão bibliográfica, notou-se número reduzido de estudos dedicados a investigação da secagem de parede durante a ebulição em microcanais sob fluxo de calor não uniforme e caracterizando a influência da inclinação do microcanal neste fenômeno. Também se constatou discrepâncias elevadas quando resultados experimentais de estudos que abordam este tema são comparados. Conclui-se ser necessário estudos adicionais possibilitando a ampliação das faixas de condições experimentais avaliadas e o levantamento de dados de melhor qualidade.

Então, desenvolveu-se uma seção de teste visando o estudo da transferência de calor em condições de pré e pós-secagem de parede durante a ebulição convectiva do R134a em um único microcanal. Nesta seção, o efeito de aquecimento se dá por meio da circulação em contracorrente ao refrigerante de um fluido secundário em uma região anular envolvendo o microcanal. Então, resultados experimentais para o coeficiente de transferência de calor pré-secagem e título de vapor da secagem de parede foram levantados para um microcanal com diâmetro de 0,5 mm sob fluxo de calor não uniforme e diferentes velocidades mássicas. Além disso, efetuou-se comparações dos resultados com métodos de previsões da literatura, e um novo método de determinação do título de vapor crítico foi elaborado.

A partir da análise destes resultados as seguintes conclusões podem ser extraídas:

- A curva de ebulição é afetada pela velocidade mássica, onde a redução da velocidade proporciona o aumento do fluxo de calor dissipado. Fluxos de calor superiores a um determinado valor, a inclinação da curva de ebulição apresenta um decréscimo acentuado com a elevação da temperatura da parede, implicando em um incremento abrupto do superaquecimento da superfície associado a secagem de parede;
- Para as inclinações e condições avaliadas verificou-se o padrão de escoamento anular na seção de visualização a montante de seção de teste principal. Tal resultado condiz com as previsões fornecidas pelo método de Ong et al. (2011). Vale destacar que segundo este método, 90% dos resultados experimentais levantados neste estudo corresponde ao padrão anular;

- Para condições de pré-secagem e a partir de títulos de vapor reduzidos, o coeficiente de transferência de calor se eleva significativamente com o aumento do título de vapor e do fluxo de calor. Para títulos elevados, verificou que o coeficiente de transferência de calor apresentou variações menos intensas com o fluxo de calor;
- Verificou-se que o coeficiente de transferência de calor na região de pré-secagem de parede se eleva com o incremento do fluxo de calor médio, independentemente da inclinação do microcanal em títulos de vapor reduzidos. Observou um efeito marginal de elevação do coeficiente de transferência de calor com o incremento da velocidade mássica independente da inclinação do canal;
- A alteração da inclinação do microcanal não implicou em variações significativas do coeficiente de transferência de calor em condições pré-secagem de parede. Isto se deve ao fato de forças de tensão superficial serem predominante em canais de reduzido diâmetro;
- Os métodos de previsão de Liu e Winterton (1991), Saitoh et al. (2007), Kim e Mudawar (2013) e Kanizawa et al. (2016) proporcionaram previsões satisfatória dos dados levantados no presente estudo em condições de pré-secagem, apresentando desvios médios absolutos inferior a 21% e obtendo mais de 80% dos dados com desvios entre $\pm 30\%$;
- O método de Liu e Winterton (1991) captura a tendência de aumento gradual do coeficiente de transferência de calor com o incremento do título de vapor. Já Kanizawa et al. (2016) e Saitoh et al. (2008) capturam adequadamente o comportamento de incremento do CTC com x até títulos de aproximadamente 0,6. No entanto estes métodos em condições próximas a secagem de parede indicam gradientes do CTC com os títulos de vapores superiores ao observados para os dados experimentais, superestimando por larga margem os resultados experimentais;
- Para o microcanal posicionado horizontalmente, observou-se em algumas condições experimentais um escoamento sem a presença de líquido e em outras verificava vapor escoando com algumas gotículas de líquido na parede concentradas na região inferior do tubo. Já, para o microcanal inclinado segundo ângulos de 45° e 90° , observou-se apenas vapor escoando com algumas gotículas de líquido distribuídas de maneira uniforme ao longo da parede do canal;

- A secagem de parede ocorreu em título de vapor entre 0,7 e 0,95 a partir do segundo terço do comprimento do microcanal (após 100 mm de comprimento) independente da inclinação;
- Não se observa modificação do título com a mudança de inclinação do microcanal, demonstrando, portanto, que para canais únicos de diâmetro reduzidos o efeito gravitacional na distribuição de fases associada a transferência de calor torna-se desprezível. Porém verificou-se que na inclinação de 45° e 90° o padrão de secagem apresentava sempre o arrastamento de gotículas de líquido distribuídas uniformemente na parede. Especula-se que isto se deve ao fato de que na posição vertical ascendente o efeito gravitacional elevar a diferença de velocidades das fases, devido a densidade do vapor ser inferior ao líquido, intensificando efeitos de arraste de líquido.
- Para escoamento horizontal e um fluxo de calor médio fixo, verifica-se que o incremento da velocidade mássica implica na redução do título de vapor de secagem, comportamento similar ao observados por Wojtan et al. (2006). Já para a velocidade mássica fixa, verifica-se que a variação do fluxo de calor não promove modificação significativas no título de vapor de secagem de parede;
- A correlação de Kanizawa et al. (2016) apesar de prever satisfatoriamente o título de vapor de secagem, a partir do método de previsão do fluxo crítico de calor proposta por Zhang et al. (2006), indica um pico de máximo CTC e em seguida uma redução abrupta do coeficiente de transferência de calor para títulos superiores a este. Kanizawa et al. (2016) utilizou um banco de dados para fluxo de calor de uniforme obtido por meio do aquecimento elétrico e neste estudo tem-se um fluxo de calor não uniforme em que na região de secagem de parede esse fluxo é reduzido amortecendo o pico de máximo do coeficiente de transferência de calor.
- Os resultados experimentais de secagem de parede foram comparados com 8 métodos da literatura desenvolvidos para a previsão do fluxo crítico de calor. De forma geral, estes métodos subestimam os resultados experimentais para fluxo crítico de calor independentemente da inclinação do canal. O método de Ong e Thome (2011b) apresentou as melhores concordâncias com os dados experimentais para o fluxo crítico de calor. Comparando o título de vapor da secagem de parede obtido experimentalmente e o título determinado a partir dos métodos de fluxo crítico de calor. Os métodos avaliados, assim como os resultados experimentais, apresentaram títulos de vapor de secagem entre 0,7 e 1 com uma concordância satisfatória dos resultados experimentais.

Apenas o método direto de previsão do título de vapor crítico proposto por Jeong e Park (2007) apresentou resultados insatisfatórios com títulos superiores a 1 para a secagem de parede. Destaque-se os métodos de Revellin e Thome (2008), Katto e Ohno (1984), Zhang et al. (2006) e Kosar (2009) que subestimaram o fluxo crítico de calor e apresentou 100% dos dados com desvio entre $\pm 20\%$.

- Propôs-se um novo método de previsão do título de vapor de secagem de parede em função de 4 adimensionais, Re , We , ρ_v/ρ_l e Bd . Este novo método proporciona predições satisfatórias do banco de dados usado no seu desenvolvimento, prevendo 100% dos dados dentro do desvio de $\pm 20\%$.

RECOMENDAÇÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

Com base na análise da literatura e dos resultados experimentais levantados propõe-se os seguintes tópicos associados ao presente estudo para investigação em trabalhos futuros:

- Ampliação do banco de dados para velocidades mássicas e fluxos de calores superiores aos avaliados neste estudo;
- Avaliação da transferência de calor na região de pós-secagem de parede que neste estudo apresentou resultados incoerentes.
- Avaliação de novos de fluidos, como os fluidos naturais (R600a), que poderiam vir a substituir o refrigerante analisado no presente estudo, o qual apresenta impacto elevado no aquecimento global;
- Utilização de um novo fluido secundário com calor específico inferior ao da água com o intuito de incrementar o gradiente de temperatura do fluido secundário e reduzir as incertezas referente ao fluxo de calor;
- Utilização de tubo transparente aquecido por meio de água em contracorrente e captura de imagens de alta velocidade do ponto de secagem de parede, para o melhor entendimento de seus mecanismos no interior de microcanais.
- Avaliação de novos ensaios para ebulição convectiva para diversos diâmetros do canal, para verificar a influência do diâmetro no processo de secagem de parede, já que alguns autores observaram aumento do título de vapor de secagem com o incremento do diâmetro;
- Avaliação do efeito da inclinação do microcanal para diâmetros superiores a 1 mm, em que poderia ocorrer um aumento do efeito gravitacional tornando este significativo frente ao efeito de tensão superficial;

- Avaliação do início da secagem de parede para diferentes geometrias da seção transversal envolvendo microcanais quadrados e triangulares de forma a ampliar o banco de dados experimental já que algumas correlações avaliadas consideram tais geometrias e para tais geometrias podem ocorrer o acúmulo de líquido nos cantos afetando a secagem de parede;

BIBLIOGRAFIA

- ABERNETHY, R.B.; THOMPSON, J.W. **Handbook uncertainty in gas turbine measurements**. Arnold Engineering Development Center, Arnold Air Force Station, 1973, Tennessee, USA.
- ÇENGEL, Y. A.; GHAJAR, A. J. **Transferência de Calor e Massa: Uma Abordagem Prática**, 4ª Edição, Editora McGrawHill, 2012.
- AGOSTINI, B.; THOME, J. R. Comparison of an extended database of flow boiling heat transfer coefficient in multi-microchannel elements with the three-zone model. Em: **ECI International Conference on Heat Transfer and Fluid Flow in Microscale**, Castelvecchio Pascoli, Itália, 2005.
- ALI, R.; PALM, B. Dryout characteristics during flow boiling of R134a in vertical circular minichannels. **International Journal Heat Mass Transfer**, vol. 54, p. 2434–2445, 2011.
- ALVES, G. E. Co-current liquid-gas flow in a pipeline contactor. **Cher. Process. Engng**, vol. 50, p. 449–456, 1954.
- MARZOA, M. G.; RIBATSKI, G.; THOME, J. R. Experimental flow boiling heat transfer in a small polyimide channel, **Applied Thermal Engineering**, vol. 103, p. 1324–1338, 2016.
- ANWAR, Z.; PALM, B. E.; KHODABANDEH, R. Dryout characteristics of natural and synthetic refrigerants in single vertical mini-channels. **Experimental Thermal and Fluid Science**, vol. 68, p. 257–267, 2015.
- ASME, **Test Uncertainty, Instruments and Apparatus Supplement to Performance Test Codes ASME PTC**, ASME, 112p., 1998, New York, USA.
- AWAD, M. M.; MUZYCHKA, Y. S. Effective property models for homogeneous two-phase flows. **Experimental Thermal and Fluid Science**, vol. 33, p. 106–113, 2008.
- BAKER, O. Design of pipe lines for simultaneous flow of oil and gas. **Oil and Gas J.**, 1954.
- BASU, S.; NDAO, S.; MICHNA, G. J.; PELES, Y.; JENSEN, M. K. Flow Boiling of R134a in Circular Microtubes—Part II: Study of Critical Heat Flux Condition **Journal Heat Transfer—ASME**, vol. 133, 2011.

- 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**, vol. 52, p. 2110–2118, 2009.
- BERTSCH, S. S.; GROLL, E. A.; GARIMELLA, S. V. Refrigerant flow boiling heat transfer in parallel microchannels as a function of local vapor quality. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, vol. 51, p. 4775–4787, 2008.
- BOWERS, M. B.; MUDAWAR, I. High flux boiling in low flow rate, low pressure drop mini-channel and micro-channel heat sinks. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, vol. 37, p. 321–332, 1994.
- CELATA, G. P. Single- and two-phase flow heat transfer in micropipes. Em: **5TH EUROPEAN THERMAL-SCIENCES CONFERENCE**, p. 1–15, 2008, Netherlands.
- CHAVÉZ, C. A. T. **Transferência de calor e perda de pressão durante a ebulição convectiva de hidrocarbonetos em um dissipador de calor baseado em multi-microcanais**. 2016. São Carlos: Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, 2016. 217 p. Tese de doutorado em transferência de calor.
- CHEN, J. C. Correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow. **I&EC process design and development**, vol. 5, p. 323–329, 1966.
- CHENG, L.; RIBATSKI, G.; QUIBÉN, J. M.; THOME, J. R. New prediction methods for CO₂ evaporation inside tubes: part I – a two-phase flow pattern map and a flow pattern based phenomenological model for two-phase flow frictional pressure drops, **International Journal of Heat and Mass Transfer**, vol. 51, p. 111–124, 2008b.
- CHENG, L.; RIBATSKI, G.; THOME, J. R. Two-phase flow patterns and flow-pattern maps: Fundamentals and applications. **Applied Mechanics Reviews**, vol. 61, n. 5, p. 1–28, 2008a.
- CHISHOLM, D. A theoretical basis for the Lockhart-Martinell correlation flow for two-phase flow. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, vol. 10, p. 1767–1778, 1967.
- CHOI, C.; KIM, M. Flow pattern-based correlations of two-phase pressure drop in rectangular microchannels. **International Journal Heat Fluid Flow**, vol. 32, p. 1199–1207, 2011.

- CHURCHILL, S. W. Friction factor equations spans all fluid-flow regimes. **Chemical Engineering (New York)**, vol. 84, p. 91–92, 1977.
- CHURCHILL, S. W.; CHU, H. H. S. Correlating Equation for laminar turbulent free convection from horizontal cylinder. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, vol. 18, p. 1049–1056, 1975.
- CICCHITTI, A.; LOMBARDI, C.; SILVESTRI, M.; SOLDAINI, G.; ZAVATTARELLI, R. Two-phase cooling experiments-pressure drop, heat transfer and burnout measurements. **Energia Nucleare**, vol. 7, p. 407–425, 1960.
- CIONCOLINI, A.; THOME, J. R.; LOMBARDI, C. Unified macro-to-microscale method to predict two-phase frictional pressure drops of annular flows. **International Journal of Multiphase Flow**, vol. 35, p. 1138–1148, 2009.
- COLLIER, J. G.; THOME, J. R. **Convective boiling and condensation**. 3^o Edição, MCGRAW-HILL, 1998, 644 p.
- COSTA-PATRY, E.; THOME, J. R. Flow pattern-based flow boiling heat transfer model for microchannels. **International Journal of Refrigeration**, vol. 36, p. 414–420, 2013.
- DA SILVA, J. D.; RIBATSKI, G. Two-phase frictional pressure drop of halocarbon refrigerants inside small diameter tubes: data analysis and the proposition of a new frictional pressure drop correlation. Em: **8TH INTERNATIONAL CONFERENCE ON MULTIPHASE FLOW (ICMF 2013)**, Jeju, Korea, 2013.
- DA SILVA, J. D.; TIBIRIÇÁ, C. B.; RIBATSKI, G. Two-phase frictional pressure drop and flow boiling heat transfer for R245fa in a 1.1 mm tube. Em: **23rd International Congress of Refrigeration**, Prague, Czech Republic, 2011.
- DEL COL, D.; BORTOLIN, S. Investigation of dryout during flow boiling in a single microchannel under non-uniform axial heat flux. **International Journal of Thermal Sciences**, vol. 57, p. 25–36, 2012.
- DEL COL, D.; BORTOLIN, S.; TORRESIN, D.; CAVALLINI, A. Flow boiling of R1234yf in a 1 mm diameter channel, Em: **23rd IIR International Congress of Refrigeration**, Prague, Czech Republic, 2011.

DEL COL, D.; CAVALLINI, A.; BORTOLIN, S.; MATKOVIC, M.; ROSSETTO, L. Dryout during flow boiling in a single circular minichannel: experimentation and modeling, **HT2008 ASME Summer Heat Transfer Conference**, Jacksonville, USA, 2008.

DEL COL, D.; FANTINI, F.; ROSSETTO, L. Dryout quality in a minichannel flow boiling, Em: **XXV UIT National Heat Transfer Conf.**, pp. 18–20, Italy, 2007.

DITTUS, F.W.; BOELTER, L. M. K. Heat transfer in automobile radiators of the tubular type. **Publication Engineering**, University of California, vol. 2, p. 443–461, 1930.

DO NASCIMENTO, F. J. **Estudo teórico-experimental da transferência de calor e da perda de pressão em um dissipador de calor baseado em microcanais**. 2012. São Carlos: Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, 2012. 145 p. Dissertação de mestrado em transferência de calor.

DO NASCIMENTO, F. J.; MOREIRA, T. A.; RIBATSKI, G. Flow boiling critical heat flux of DI-water and nanofluids inside smooth and nanoporous round microchannels. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, in press, 2019.

DUPONT, V.; THOME, J. R.; JACOBI, A. M. Heat transfer model for evaporation in microchannels. Part II: Comparison with the database, **International Journal of Heat and Mass Transfer**, vol. 47, pp. 3387–3401, 2004.

EES - Engineering Equation Solver, Version 2016, F-chart Software, Madison, WI, USA.

FELCAR, H. O. M., RIBATSKI, G. e JABARDO, J. M. S. A gas-liquid flow pattern predictive method for macro and mini-scale round channels. Em: **10th UK Heat Transfer Conference**, p. 1–12, Edinburgh, Scotland, 2007.

FRIEDEL, L. Improved friction pressure drop correlations for horizontal and vertical twophase pipe flow, **European Two-Phase Flow Group Meeting**, Paper E2, Ispra, Italy, 1979.

GNIELINSKI, V. New equations for heat and mass transfer in the turbulent flow in pipes and channels. **International Chemical Engineering**, vol. 16, p. 359–368, 1976.

HALL D. D.; MUDAWAR, I. Critical heat flux (CHF) for water flow in tubes—II. Subcooled CHF correlations, **International Journal of Heat and Mass Transfer**, vol. 43, p. 2605–2640, 2000.

HARIRCHIAN, T.; GARIMELLA, S. V. A comprehensive flow regime map for microchannel flow boiling with quantitative transition criteria. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, vol. 53, p. 2694–2702, 2010.

HEWITT, G. F.; ROBERTS, D. N. Studies of two-phase flow patterns by simultaneous X-ray and flash photography. **AERE-M 2159, HMSO**, 1969.

HONG, S.; TANG, Y.; WANG, S. Investigation on critical heat flux of flow boiling in parallel microchannels with large aspect ratio: Experimental and theoretical analysis. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, vol. 127, p. 55–66, 2018.

JACOBI, A. M.; THOME, J. R. Heat Transfer Model for Evaporation of Elongated Bubble Flows in Microchannels. **Journal Heat Transfer–ASME**, vol. 124, p. 1131–1136, 2002.

JEONG, S.; PARK, D. Evaporative Heat Transfer of CO₂ in a Smooth and a Micro-Grooved Miniature Channel Tube. **Heat Transfer Engineering**, vol. 30, p. 582–589, 2007.

KANDLIKAR, S. G. Critical heat flux in subcooled flow boiling – an assessment of current understanding and future directions for research. **Multiphase Science and Technology**, vol. 13, p. 207–232, 2001.

KANDLIKAR, S. G. Heat transfer mechanisms during flow boiling in microchannels. **ASME Journal Heat Transfer**, vol. 126, p. 8–16, 2004.

KANDLIKAR, S. G. Scale effects on flow boiling heat transfer in microchannels: A fundamental perspective. **International Journal of Thermal Sciences**, vol. 49, n. 7, p. 1073–1085, 2010.

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

KANIZAWA, F. T.; RIBATSKI, G. Void fraction predictive method based on the minimum kinetic energy. **Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering**, vol. 38, p. 209–225, 2015.

KANIZAWA, F. T.; TIBIRIÇÁ, C. B.; RIBATSKI, G. Heat transfer during convective flow boiling inside micro-scale channels. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, vol. 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. **ASME Journal of Heat Transfer**, vol. 120, 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 tubes. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, vol. 21, p. 1641–1648, 1984.

KEW, P. A.; CORNWELL, K. Correlations for the prediction of boiling heat transfer in small-diameter channels. **Applied Thermal Engineering**, vol. 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**, vol. 64, p. 1226–1238, 2013b.

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, 2013a.

KIM, S.-M.; MUDAWAR, I. Universal approach to predicting two-phase frictional pressure drop for adiabatic and condensing mini/micro-channel flows. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 55, p. 3246–3261, 2012.

KISHIMOTO, T.; SASAKI, S. Cooling characteristics of diamond-shaped interrupted cooling fin for high-power LSI devices. **Electronics Letters**, vol. 23, p. 456–457, 1987.

KOSAR, A. A model to predict saturated critical heat flux in minichannels and microchannels. **International Journal of Thermal Sciences**, vol. 48, p. 261–270, 2009.

KOSAR, A.; ÖZDEMİR, M. R.; KESKINOZ, M. Pressure drop across micro-pin heat sinks under boiling conditions. Em: **ECI International Conference on Boiling Heat Transfer**, Florianópolis, Brasil. p. 3–7, 2009.

KOSAR, A.; PELES, Y. Critical heat flux of R-123 in silicon-based microchannels, **Journal of Heat Transfer**, vol. 129, p. 844–851, 2007.

KOSSAR, A.; KUO, C.-J.; PELES, Y., Suppression of boiling flow oscillations in parallel microchannels by inlet restrictors. **Journal of Heat Transfer (ASME)**, vol. 128, p.251–260, 2006.

KUO, C.-J.; PELES, Y. Local measurement of flow boiling in structured surface microchannels. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, vol. 50, p. 4513–4526, 2007.

KUO, C.-J.; PELES, Y. Pressure effects on flow boiling instabilities in parallel microchannels. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, vol. 52, p. 271–280, 2009.

KUTATELADZE, S. Boiling heat transfer. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, vol. 4, p. 31–45, 1961.

KUTATELADZE, S. S., LEONTEV, A. I., Some Applications of the Asymptotic Theory of the Turbulent Boundary Layer. Em: **Proceedings of the 3rd International Heat Transfer Conference**, vol. 6, p. 2373-2378, 1966.

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 Heat Mass Transfer**, vol. 25, p. 945–960, 1982.

LEÃO, H. L. S. L. **Análise experimental dos efeitos do fluido e da orientação do escoamento no desempenho de dissipadores de calor baseados na ebulição convectiva em microcanais**. 2014, São Carlos: Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, 2014. 252 p. Dissertação de mestrado em transferência de calor.

LEÃO, H. L. S. L.; CHÁVEZ, C. A.; DO NASCIMENTO, F. J.; RIBATSKI, G. An analysis of the effect of the footprint orientation on the thermal-hydraulic performance of a

microchannels heat sink during flow boiling of R245fa. **Applied Thermal Engineering**, vol. 90, p. 907–926, 2015.

LEE, J.; MUDAWAR, I. A mechanistic critical heat flux model for subcooled flow boiling based on local bulk flow conditions. **International Journal of Multiphase Flow**, vol. 14, p. 711–728, 1988.

LEE, J.; MUDAWAR, I. Critical heat flux for subcooled flow boiling in micro-channel heat sinks. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, vol. 52, p. 3341–3352, 2009.

LEE, P. C.; TSENG, F. G., PAN, C. Bubble dynamics in microchannels, (I) single microchannel, **International Journal Heat Mass Transfer**, vol. 47, p. 5575–5589, 2004.

LEVY, F. L, A modified Maxwell-Eucken equation for calculating the thermal conductivity of two-component solutions or mixtures, **International Journal of Refrigeration**, vol. 4, p. 223–225, 1981.

LI, H.Y.; TSENG, F.G.; PAN, C. Bubble dynamics in microchannels (II) two parallel microchannels, **International Journal Heat Mass Transfer**, vol. 47, p. 5591–5601, 2004.

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

LIN, S.; KEW, P.A.; CORNWELL, K. Two-phase heat transfer to a refrigerant in a 1 mm diameter tube, **International Journal of Multiphase Flow**, vol. 22, p. 703–712, 2001.

LIU, D.; GARIMELLA, S. V. Flow boiling heat transfer in microchannels. **Journal of Heat Transfer (ASME)**, vol. 129, p. 1321–1332, 2007. doi: 10.1115/1.2754944.

LIU, Z.; WINTERTON, H. S. A general correlation for saturated and subcooled flow boiling in tubes and annuli, based on a nucleate pool boiling equation. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, vol. 34, p. 2759–2766, 1991.

LOCKHART, R.C.; MARTINELLI, R.C. Proposed correlation of data for isothermal two-phase two-component flow in pipes. **Chemical Engineering Progress**, vol. 45, p. 39–48, 1949.

LU, C. T.; PAN, C. Convective boiling in a parallel microchannel heat sink with a diverging cross section and artificial nucleation sites. **Experimental Thermal and Fluid Science**, vol. 35, p. 810–815, 2011.

MANDHANE, J.M.; GREGORY, G.A.; AZIZ, K. A flow pattern map for gas-liquid flow in horizontal pipes. **International Journal of Multiphase Flow**, vol. 1, p. 537–553, 1974.

MARTIN-CALLIZO, C.; ALI, R.; PALM, B., Dryout incipience and critical heat flux in saturated flow boiling of refrigerants in a vertical uniformly heated microchannel, Em: **Proceedings of the Sixth International ASME Conference on Nanochannels, Microchannels and Minichannels, ICNMM2008**, Darmstadt Germany, June 23–25, 2008.

MARTIN-CALLIZO, M. C. **Flow Boiling Heat Transfer in Single Vertical Channels of Small Diameter**. 2010. Stockholm: Division of Applied Thermodynamics and Refrigeration, Department of Energy Technology, Royal Institute of Technology, 2010. 177 p. Tese de doutorado em transferência de calor.

MASTRULLO, R.; MAURO, A. W.; THOME, J. R.; TOTO, D.; VANOLI, G. P. Flow pattern maps for convective boiling of CO₂ and R410A in a horizontal smooth tube: experiments and new correlations analyzing the effect of the reduced pressure, **International Journal Heat Mass Transfer**, vol. 55, p. 1519–1528, 2012.

MAURO, A. W.; THOME, J. R.; TOTO, D.; VANOLI, G. P. Saturated critical heat flux in a multi-microchannel heat sink fed by a split flow system. **Experimental Thermal and Fluid Science**, vol. 34, p. 81–92, 2010.

MEGAHED, A. Experimental investigation of flow patterns, pressure drop, and flow instability during flow boiling in a cross-linked microchannel heat sink. Em: **Proceedings of the ASME 2010 3rd Joint US-European Fluids Engineering Summer Meeting and 8th International Conference on Nanochannels, Microchannels, and Minichannels**, Montreal, Canada. p. 1–8, 2010.

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

- MIKIELEWICZ, D.; WAJS, J.; GLINSKI, M.; ZROOGA, A. R. S. Experimental investigation of dryout of SES 36, R134a, R123 and ethanol in vertical small diameter tubes, **Experimental Thermal and Fluid Science**, vol. 44, 556–564, 2013.
- MISHIMA, K.; HIBIKI, T. Some characteristics of air–water two-phase flows in small diameter tubes. **International Journal of Multiphase Flow**, vol. 22, p. 703–712, 1996.
- MISHIMA, K.; ISHII, M. Flow regime transition criteria for upward two-phase flow in vertical tubes. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, vol. 27, p. 723–737, 1984.
- MOFFAT, R. J. Describing the uncertainties in experimental results. **Experimental Thermal Fluid Science**, vol. 1, p. 3–17, 1988.
- MORI, H.; YOSHIDA, S.; OHISHI, K.; KOKIMOTO, Y. Dryout quality and post dryout heat transfer coefficient in horizontal evaporator tubes, **Em: Proc. of 3rd European Thermal Sciences Conference**, p. 839–844, 2000.
- MÜLLER-STEINHAGEN, H.; HECK, K. A simple friction pressure drop correlation for two-phase flow in pipes. **Chemical Engineering and Processing: Process Intensification**, vol. 20, p. 297–308, 1986.
- Office 365, Version 2017. Microsoft Corporation, USA.
- 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**, vol. 35, p. 37–47, 2011a.
- ONG, C. L.; THOME, J. R. Macro-to-microchannel transition in two-phase flow: Part 2 – Flow boiling heat transfer and critical heat flux. **Experimental Thermal and Fluid Science**, vol. 35, p. 873–886, 2011b.
- Origin(Pro), Version 2018. OriginLab Corporation, Northampton, MA, USA.
- PALM, B. Heat transfer in microchannel, **Em: Proceedings of Heat Transfer and Transport Phenomena in Microchannel**, p. 54–64, 2000. Begell House Inc., Banff, Canada.

- PARK, J. E.; THOME, J. R. Critical heat flux in multi-microchannel copper elements with low pressure refrigerants. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, vol. 53, p. 110–122, 2010.
- PENG, X. F.; PETERSON, G. P. Convective heat transfer and flow friction for water flow in microchannel structures. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, vol. 39, p. 2599–2608, 1996.
- PENG, X. F.; PETERSON, G. P.; WANG, B. X. Heat transfer characteristics of water flowing through microchannels. **Experimental Heat Transfer**, vol. 7, p. 265–283, 1994.
- QU, W.; MUDAWAR, I. Flow boiling heat transfer in two-phase micro-channel heat sinks – I. Experimental investigation and assessment of correlation methods. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, vol. 46, p. 2755–2771, 2003b.
- QU, W.; MUDAWAR, I. Measurement and correlation of critical heat flux in two-phase microchannel heat sinks. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, vol. 47, p. 2045–2059, 2004.
- QU, W.; MUDAWAR, I. Measurement and prediction of pressure drop in two-phase micro-channel heat sinks. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, vol. 46, p. 2737–2753, 2003a.
- REVELLIN, R.; THOME, J.R. A new type of diabatic flow pattern map for boiling heat transfer in microchannels. **Journal of Micromechanics and Microengineering**, vol. 17, p. 788–796, 2007.
- REVELLIN, R.; THOME, J.R. A theoretical model for the prediction of critical heat flux. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, vol. 51, p. 1216–1225, 2008.
- REVELLIN, R.; HABERSCHILL, P.; BONJOUR, J.; THOME, J.R. Conditions of liquid film dryout during saturated flow boiling in microchannels. **Chemical Engineering Science**, vol. 63, p. 5795–5801, 2008.
- RIBATSKI, G. A critical overview on the recent literature concerning flow boiling and two-phase flows inside micro-scale channels. **Experimental Heat Transfer**, vol. 26, p. 198–246, 2013.

- RIBATSKI, G.; WOJTAN, L.; THOME, J. R. An analysis of experimental data and prediction methods for two-phase frictional pressure drop and flow boiling heat transfer in micro-scale channels. **Experimental Thermal and Fluid Science**, vol. 31, p. 1–19, 2006.
- ROACH, G.M. JR.; ABDEL-KAHLIK, S. I.; GHIAASIAAN, S. M., DOWLING, M. F.; JETER, S. M. Low-flow critical heat flux in heated microchannels, **Nuclear Science and Engineering**, vol. 131, p. 411–425, 1999.
- RODAY, A. P.; JENSEN, M. K. Study of the critical heat flux condition with water and R-123 during flow boiling in micro-tubes. Part I: experimental results and discussion of parametric effects. **International Journal Heat Mass Transfer**, vol. 52, p. 3235–3249, 2009.
- ROHSENOW, W. M.; HARTNETT, J. P.; CHO, Y. I. **Handbook of heat transfer**. 3^o ed. New York: Oxford University Press, 1994. 674 p.
- ROUHANI, S. Z.; AXELSSON, E. Calculation of void volume fraction in the subcooled and quality boiling regions. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, vol. 13, p. 383–393, 1970.
- SAITOH, S.; DAIGUJI, H.; HIHARA, E. Correlation for boiling heat transfer of R-134a in horizontal tubes including effect of tube diameter. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, vol. 50, p. 5215–5225, 2007.
- SARACENO, L.; CELATA, G. P.; FURRER, M.; MARIANI, A.; ZUMMO, G., Flow boiling heat transfer of refrigerant FC-72 in microchannels, **International Journal of Thermal Sciences**, vol. 53, p. 35-41, 2012.
- SCHNEIDER, B.; KOSAR, A.; PELES, Y. Hydrodynamic cavitation and boiling in refrigerant (R-123) flow inside microchannels. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, vol. 50, p. 2838–2854, 2007.
- SEMPERTEGUI-TAPIA, D. F. **Análise experimental do efeito da geometria da seção transversal e do desempenho de fluidos de reduzido gwp na ebulição convectiva em canais de dimensões reduzidas**. 2016, São Carlos: Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, 2016. 288 p. Tese de doutorado em transferência de calor.

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**, vol. 108, p. 2417–2432, 2017a.

SEMPÉRTEGUI-TAPIA, D. F.; RIBATSKI, G. Two-phase frictional pressure drop in horizontal micro-scale channels: Experimental data analysis and prediction method development. **International Journal of Refrigeration**, vol. 79, p. 143–163, 2017b.

SEMPÉRTEGUI-TAPIA, D.; DE OLIVEIRA ALVES, J.; RIBATSKI, G. Two Phase Flow Characteristics During Convective Boiling of Halocarbon Refrigerants Inside Horizontal Small-Diameter Tubes. **Heat Transfer Engineering**, vol. 34, p. 1073–1087, 2013.

SHAH, M. M. Improved general correlation for critical heat flux during upflow in uniformly heated vertical tubes, **Heat and Fluid Flow**, vol. 8, p. 326–335, 1987.

SHAH, R. K.; LONDON, A. L. **Laminar Flow Forced Convection in Ducts, Supplement 1 to Advances in Heat Transfer**. New York: Eds. Irvine, T. E e Hartnett, J. P., Academic Press, 1978. 400 p.

SHEDD, T. A. **Void fraction and pressure drop measurement for refrigerant R410A flows in small diameter tubes**. 2010. 48 p. Report to The University of Wisconsin Madison.

SILVA, E.F. **Efeito da geometria na ebulição nucleada de refrigerantes halogenados em tubos horizontais**. 2005. São Carlos: Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, 2005. Tese de doutorado em transferência de calor.

STEINKE, M. E.; KANDLIKAR, S. G. An Experimental Investigation of Flow Boiling Characteristics of Water in Parallel Microchannels. **Journal of Heat Transfer**, vol. 126, p. 518–526, 2004.

STELUTE, E.B. **Efeito da rugosidade superficial na ebulição nucleada de refrigerantes halogenados em tubos horizontais**. 2004. São Carlos: Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, 2004. Tese de doutorado em transferência de calor.

STERN, F.; WILSON, R. V.; COLEMAN, H. W.; PATERSON, E. G. **Verification and validation of CFD simulations**. IIHR Report, n. 407, Iowa Institute of Hydraulic Research, Iowa, USA, 1999.

- STEVENS, G. F.; KIRBY, G. J. **A quantitative comparison between burn-out data for water at 1000 lb/in² and Freon-12 at 155 lb/in² (abs), uniformly heated round tubes, vertical upflow**, UK AEA report AEEW-R327, 1964.
- SUN, L.; MISHIMA, K. An evaluation of prediction methods for saturated flow boiling heat transfer in mini-channels. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, vol. 52, p. 5323–5329, 2009.
- SUO, M.; GRIFFITH, P. Two-phase flow in capillary tubes. **Journal of Fluids Engineering**, vol. 86, n. 3, p. 576–582, 1964.
- TAITEL, Y.; BARNEA, D.; DUKLER, A.E. A model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas-liquid flow. **AIChE Journal**, vol. 26, p. 345–354, 1980.
- TAITEL, Y.; DUKLER, A.E. A model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas-liquid flow. **AIChE Journal**, vol. 22, p. 47–55, 1976.
- TAYLOR, B. N.; KUYATT, C. **Guidelines for Evaluating and Expressing the Uncertainty of NIST Measurement Results**. NIST Technical Note, 1994 Edition, 1994.
- THOME, J. R.; DUPONT, V.; JACOBI, A. M. Heat transfer model for evaporation in microchannels. Part I: presentation of the model. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, vol. 47, p. 3375–3385, 2004.
- TIBIRIÇÁ, C. B.; RIBATSKI, G. Flow boiling in micro-scale channels – Synthesized literature review. **International Journal of Refrigeration**, v. 36, p. 301–324, 2013.
- MAULBETSCH, J. S., GRIFFITH, P. A Study of System-Induced Instabilities in Forced-Convection Flows with Subcooled Boiling. **Report No 5382-35**, Department of Mechanical Engineering, Massachusetts Institute of Technology, USA, 1965.
- TIBIRIÇÁ, C. B.; RIBATSKI, G. Flow boiling phenomenological differences between micro- and macroscale channels. **Heat Transfer Engineering**, vol. 36, n. 11, p. 937–942, 2015.
- TIBIRIÇÁ, C. B.; RIBATSKI, G.; THOME, J. R. Flow Boiling Characteristics for R1234Ze(E) in 1.0 and 2.2 mm Circular Channels. **Journal of Heat Transfer**, vol. 134, p. 1–8, 2012a.

TIBIRIÇÁ, C. B.; RIBATSKI, G.; THOME, J. R. Saturated flow boiling heat transfer and critical heat flux in small horizontal flattened tubes. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, vol. 55, p. 7873–7883, 2012b.

TONG, L. S.; HEWITT, G. F. Overall Viewpoint of Flow Boiling CHF Mechanism. ASME Paper 72-HT-54, **Natl. Heat Transfer Conf., Denver, CO, USA, 1972.**

TONG, L. S.; TANG, Y. S. Boiling Heat Transfer and Two-Phase Flow. 2nd ed. Washington, DC, USA: Taylor & Francis, 1997.

TRAN, T.N.; CHYU, M.C.; WAMBSGANSS, M.W.; FRANCE, D.M. Two-phase pressure drop of refrigerants during flow boiling in small channels: and experimental investigation and correlation development. **International Journal of Multiphase Flow**, vol. 26 1739–1754, 2000.

TRIPLETT, K. A.; GHIAASIAAN, S. M.; ABDEL-KHADLIK, S. I.; SADOWSKI, S. L. Gas-liquid two-phase flow in microchannels Part I: two-phase flow patterns. **International Journal of Multiphase Flow**, vol. 25, p. 377–394, 1999.

ULLMANN, A.; BRAUNER, N. The prediction of flow pattern maps in minichannels. **Multiphase Science and Technology**, vol. 19, p. 49–73, 2007.

VDI Heat Atlas, Verein Deutscher Ingenieure, VDI-Gesellschaft Vehrfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen (GVC), second ed. Springer Verlag, Berlin Heidelberg, Germany, 2010.

VENKATESAN, M.; DAS, S.K.; BALAKRISHNAN, A.R. Effect of diameter on two-phase pressure drop in narrow tubes, **Experimental Thermal and Fluid Science**, vol. 35, p. 531–541, 2011.

WANG, C.-C.; CHANG, W.-J.; DAI, C.-H.; LIN, Y.-T.; YANG, K.-S. Effect of inclination on the convective boiling performance of a microchannel heat sink using HFE-7100. **Experimental Thermal and Fluid Science**, vol. 36, p. 143–148, 2012.

WANG, C.-C.; TSENG, C.-Y.; CHEN, I.Y., A new correlation and the review of two-phase flow pressure change across sudden expansion in small channels, **International Journal of Heat and Mass Transfer**, 53, p. 4287–4295, 2010.

- WEISMAN, J.; PEI, B. S. Prediction of critical heat flux in flow boiling at low qualities. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, vol. 26, p. 1463–1477, 1983.
- WOJTAN, L. **Experimental and analytical investigation of void fraction and heat transfer during evaporation in horizontal tubes**. 2004. Lausanne: École Polytechnique Fédérale de Lausanne, EPFL, 2004. 297 p. Tese de doutorado em transferência de calor.
- WOJTAN, L.; REVELLIN, R.; THOME, J. R. Investigation of saturated critical heat flux in a single, uniformly heated microchannel. **Experimental Thermal and Fluid Science**, vol. 30, p. 765–774, 2006.
- WOJTAN, L.; URSENBACHER, T.; THOME, J. R. Investigation of flow boiling in horizontal tubes: Part I-A new diabatic two-phase flow pattern map. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, vol. 48, p. 2955–2969, 2005.
- WOLDESEMAYAT, M. A.; GHAJAR, A. J. Comparison of void fraction correlations for different flow patterns in horizontal and upward inclined pipes. **International Journal of Multiphase Flow**, vol. 33, p. 347–370, 2007.
- WU, J.; KOETTIG, T.; FRANKE, CH.; HELMER, D.; EISEL, T.; HAUG, F.; BREMER, J. Investigation of heat transfer and pressure drop of CO₂ two-phase flow in a horizontal minichannel, **International Journal of Heat and Mass Transfer**, vol. 54, 2154–2162, 2011a.
- WU, Z.; LI, W.; YE, S. Correlations for saturated critical heat flux in microchannels, **International Journal of Heat and Mass Transfer**, vol. 54, p. 379–389, 2011b.
- XU, J.; SHEN, S.; GAN, Y.; LI, Y.; ZHANG, W.; SU, Q. Transient flow pattern based microscale boiling heat transfer mechanisms. **Journal of Micromechanics and Microengineering**, vol. 15, p. 1344–1361, 2005. doi:10.1088/0960-1317/15/6/028.
- YAN, Y.-Y.; LIN, T.-F. Evaporation heat transfer and pressure drop of refrigerant R-134a in a small pipe. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, vol. 41, p. 4183–4194, 1998.

- YOON, S. H., CHO, E. S., HWANG, Y. W., KIM, M. S., MIN, K., AND KIM, Y. Characteristics of evaporative heat transfer and pressure drop of carbon dioxide and correlation development. **International Journal of Refrigeration**, vol. 27, p. 111–117, 2004.
- YOUNES, A.; HASSAN, I. Modeling of Dry-Out Incipience for Flow Boiling in a Circular Microchannel at a Uniform Heat Flux. **Journal of Heat Transfer-ASME**, vol. 137, 2015.
- YU, W.; FRANCE, D. M.; WAMBSGANNS, M.W.; HULL, J. R., Two-phase pressure drop, boiling heat transfer, and critical heat flux to water in a small diameter horizontal tube, **International Journal of Multiphase Flow**, vol. 28, p. 927–941, 2002.
- YUN, R.; HYEOK HEO, J.; KIM, Y. Evaporative heat transfer and pressure drop of R410A in microchannels. **International Journal of Refrigeration**, vol. 29, p. 92–100, 2006.
- YUN, R.; KIM, Y. Critical quality prediction for saturated flow boiling of CO₂ in horizontal small diameter tubes. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, vol. 46, p. 2527–2535, 2003.
- ZHANG, M.; WEBB, R. L. Correlation of two-phase friction for refrigerants in small-diameter tubes. *Experimental Thermal and Fluid Science*, v. 25, p. 131–139, 2001.
- ZHANG, W.; HIBIKI, T.; MISHIMA, K. Correlation for flow boiling heat transfer in mini-channels, **International Journal of Heat Mass Transfer**, vol. 47, p. 5749–5763, 2004.
- ZHANG, W.; HIBIKI, T.; MISHIMA, K.; MI, Y. Correlation of critical heat flux for flow boiling of water in mini-channels, **International Journal Heat Mass Transfer**, vol. 49, p. 1058–1072, 2006.
- ZIMMERMANN, S.; HELMERS, H.; TIWARI, M. K; PAREDES, S.; MICHEL, B.; WIESENFARTH, M.; BETT, A. W.; POULIKAKOS, D. A high-efficiency hybrid high-concentration photovoltaic system. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, vol. 89, p. 514–521, 2015.
- ZIVI, S. M. Estimation of steady-state steam void-fraction by means of the principle of minimum entropy production. **ASME Journal of Heat Transfer**, vol. 86, p. 247–252, 1964.
- ZUBER, N.; FINDLAY, J. A. Average volumetric concentration in two-phase flow. **ASME Journal of Heat Transfer**, vol. 87, p. 453–468, 1965.

APÊNDICE 1 - MÉTODOS DE PREVISÕES DE PERDA DE PRESSÃO, COEFICIENTE DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR E FLUXO CRÍTICO DE CALOR

A seguir são apresentadas tabelas com os métodos de previsão de perda de pressão, coeficiente de transferência de calor e fluxo crítico de calor descritos na Revisão Bibliográfica.

Tabela A.2.1 – Métodos para a previsão da perda de pressão por atrito em escoamento líquido-vapor.

Autor(es)	Correlações	
<p>Modelo Homogêneo usando viscosidade segundo Cicchitti et al. (1960)</p>	$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{2\phi} = \frac{2 \cdot f_{2\phi} \cdot G^2}{D_h \cdot \rho_{2\phi}}$ <p>$Re_{2\phi} < 2300$</p> $f_{2\phi} = 16 \cdot Re_{2\phi}^{-1}$ <p>$Re_{2\phi} > 2300$</p> <p>Blasius (1913 apud Rohsenow, Hartnett e Cho, 1998)</p> $f_{2\phi} = 0,079 \cdot Re_{2\phi}^{-1/4}$	$Re_{2\phi} = \frac{G \cdot D_h}{\mu_{2\phi}}$ $\frac{1}{\rho_{2\phi}} = \frac{x}{\rho_v} + \frac{(1-x)}{\rho_l}$ <p>Cicchitti et al. (1960)</p> $\mu_{2\phi} = x \cdot \mu_v + (1-x) \cdot \mu_l$
<p>Modelo Homogêneo usando viscosidade segundo método Maxwell Eucken 2 (AWAD; MUZYCHKA, 2008; LEVY, 1981)</p>	$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{2\phi} = \frac{2 \cdot f_{2\phi} \cdot G^2}{D_h \cdot \rho_{2\phi}}$ <p>Churchill (1977)</p> $f_{2\phi} = 2 \cdot \left[\left(\frac{8}{Re_{2\phi}} \right)^{12} + \frac{1}{(A_{2\phi} + B_{2\phi})^3} \right]^{1/12}$ $A_{2\phi} = \left[2,457 \cdot \ln \left(\frac{1}{(7/Re_{2\phi})^{0,9} + (0,27 \cdot (e/D_h))} \right) \right]^{16}$	$B_{2\phi} = \left[\frac{37530}{Re_{2\phi}} \right]^{16}$ $Re_{2\phi} = \frac{G \cdot D_h}{\mu_{2\phi}}$ $\frac{1}{\rho_{2\phi}} = \frac{x}{\rho_v} + \frac{(1-x)}{\rho_l}$ <p>Awad e Muzychka (2008) e Levy (1981)</p> $\mu_{2\phi} = \mu_v \cdot \left[\frac{2 \cdot \mu_v + \mu_l - 2 \cdot (\mu_v - \mu_l) \cdot (1-x)}{2 \cdot \mu_v + \mu_l + (\mu_v - \mu_l) \cdot (1-x)} \right]$

Tabela A.2.1 – (Continuação) Métodos para a previsão da perda de pressão por atrito em escoamento líquido-vapor.

<p>Lockhart e Martinelli (1949) usando a constante proposta por Chisholm (1967)</p>	$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{2\phi} = \phi_{lo}^2 \cdot \left(\frac{dp}{dz}\right)_{lo} = \phi_{vo}^2 \cdot \left(\frac{dp}{dz}\right)_{vo}$ $\left(\frac{dp}{dz}\right)_{lo} = 2 \cdot f_{lo} \cdot \frac{[G \cdot (1-x)]^2}{\rho_{lo} \cdot D_h}$ $\left(\frac{dp}{dz}\right)_{vo} = 2 \cdot f_{vo} \cdot \frac{[G \cdot (x)]^2}{\rho_{vo} \cdot D_h}$ $Re_{lo} = \frac{G \cdot (1-x) \cdot D_h}{\mu_l}; \quad Re_{vo} = \frac{G \cdot (x) \cdot D_h}{\mu_l}$ <p>$Re_{lo} \text{ ou } vo < 2300$</p> $f_{lo \text{ ou } vo} = 16 \cdot Re_{lo \text{ ou } vo}^{-1}$	<p>$Re_{lo \text{ ou } vo} > 2300$</p> <p>Blasius (1913 apud Rohsenow, Hartnett e Cho, 1998)</p> $f_{lo \text{ ou } vo} = 0,079 \cdot Re_{lo \text{ ou } vo}^{-1/4}$ $X = \sqrt{\frac{(dp/dz)_{lo}}{(dp/dz)_{vo}}}$ $\phi_{lo}^2 = 1 + \frac{C}{X} + \frac{1}{X^2}; \quad \phi_{vo}^2 = 1 + C \cdot X + X^2$ <p>Chisholm (1967)</p> <table border="1" data-bbox="1433 646 1825 845"> <thead> <tr> <th>Líquido</th> <th>Vapor</th> <th>C</th> </tr> </thead> <tbody> <tr> <td>Laminar</td> <td>Laminar</td> <td>5</td> </tr> <tr> <td>Laminar</td> <td>Turbulento</td> <td>12</td> </tr> <tr> <td>Turbulento</td> <td>Laminar</td> <td>10</td> </tr> <tr> <td>Turbulento</td> <td>Turbulento</td> <td>20</td> </tr> </tbody> </table>	Líquido	Vapor	C	Laminar	Laminar	5	Laminar	Turbulento	12	Turbulento	Laminar	10	Turbulento	Turbulento	20
Líquido	Vapor	C															
Laminar	Laminar	5															
Laminar	Turbulento	12															
Turbulento	Laminar	10															
Turbulento	Turbulento	20															
 <p>Friedel (1979)</p>	$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{2\phi} = \phi_{la}^2 \cdot \left(\frac{dp}{dz}\right)_{la} \quad \left(\frac{dp}{dz}\right)_{la} = 2 \cdot f_{la} \cdot \frac{G^2}{\rho_l \cdot D_h}$ <p>Blasius (1913 apud Rohsenow, Hartnett e Cho, 1998)</p> $f_{la} = 0,079 \cdot Re_{la}^{-1/4}; \quad Re_{la} = \frac{G \cdot D_h}{\mu_l}$ $f_{va} = 0,079 \cdot Re_{va}^{-1/4}; \quad Re_{va} = \frac{G \cdot D_h}{\mu_v}$ $\phi_{la}^2 = A_1 + \frac{3,24 \cdot A_2 \cdot A_3}{Fr^{0,045} \cdot We^{0,035}}$	$Fr = \frac{G^2}{\rho_{2\phi} \cdot g \cdot D_h}; \quad We = \frac{G^2 \cdot D_h}{\rho_{2\phi} \cdot \sigma}$ $A_1 = (1-x)^2 + x^2 \left(\frac{\rho_l}{\rho_g}\right) \left(\frac{f_{ga}}{f_{la}}\right)$ $A_2 = x^{0,78} (1-x)^{0,224}$ $A_3 = \left(\frac{\rho_l}{\rho_g}\right)^{0,91} \left(\frac{\mu_g}{\mu_l}\right)^{0,19} \left(1 - \frac{\mu_g}{\mu_l}\right)^{0,7}$															

Tabela A.2.1 – (Continuação) Métodos para a previsão da perda de pressão por atrito em escoamento líquido-vapor.

Sun e Mishima (2009)	$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{2\phi} = \phi_{lo}^2 \cdot \left(\frac{dp}{dz}\right)_{lo} = \phi_{vo}^2 \cdot \left(\frac{dp}{dz}\right)_{vo}$ $\left(\frac{dp}{dz}\right)_{lo} = 2 \cdot f_{lo} \cdot \frac{[G \cdot (1-x)]^2}{\rho_{lo} \cdot D_h}$ $\left(\frac{dp}{dz}\right)_{vo} = 2 \cdot f_{vo} \cdot \frac{[G \cdot (x)]^2}{\rho_{vo} \cdot D_h}$ $Re_{lo} = \frac{G \cdot (1-x) \cdot D_h}{\mu_l}; \quad Re_{vo} = \frac{G \cdot (x) \cdot D_h}{\mu_l}$ $Re_{lo \text{ ou } vo} < 2300$ $f_{lo \text{ ou } vo} = 16 \cdot Re_{lo \text{ ou } vo}^{-1}$	$Re_{lo \text{ ou } vo} > 2300$ <p>Blasius (1913 apud Rohsenow, Hartnett e Cho, 1998)</p> $f_{lo \text{ ou } vo} = 0,079 \cdot Re_{lo \text{ ou } vo}^{-1/4}$ $X^2 = \sqrt{\frac{(dp/dz)_{lo}}{(dp/dz)_{vo}}}$ $\phi_{lo}^2 = 1 + \frac{C}{X^{1,19}} + \frac{1}{X^2}$ $\phi_{vo}^2 = 1 + C \cdot X^{1,19} + X^2$ $C = 1,79 \left(\frac{Re_{vo}}{Re_{lo}}\right)^{0,4} \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0,5}$
Müller-Steinhagen e Heck (1986)	$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{2\phi} = C \cdot (1-x)^{1/3} + B \cdot x^3$ $C = A + 2 \cdot (B - A) \cdot x$ $\left(\frac{dp}{dz}\right)_{la} = f_{la} \cdot \frac{2 \cdot G^2}{\rho_l \cdot D_h} = A$ $\left(\frac{dp}{dz}\right)_{va} = f_{va} \cdot \frac{2 \cdot G^2}{\rho_v \cdot D_h} = B$	$Re_{la} = \frac{G \cdot D_h}{\mu_l}; \quad Re_{va} = \frac{G \cdot D_h}{\mu_v}$ $Re_{la \text{ ou } va} < 2300$ $f_{la \text{ ou } va} = 16 \cdot Re_{la \text{ ou } va}^{-1}$ $Re_{la \text{ ou } va} > 2300$ <p>Blasius (1913 apud Rohsenow, Hartnett e Cho, 1998)</p> $f_{la \text{ ou } va} = 0.079 \cdot Re_{la \text{ ou } va}^{-1/4}$

Tabela A.2.1 – (Continuação) Métodos para a previsão da perda de pressão por atrito em escoamento líquido-vapor.

<p>Da Silva e Ribatski (2013)</p>	$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{2\phi} = C \cdot (1-x)^{1/1,026} + B \cdot x^{1,026}$ $C = A + 1,037 \cdot (B - A) \cdot x$ $\left(\frac{dp}{dz}\right)_{la} = f_{la} \cdot \frac{2 \cdot G^2}{\rho_l \cdot D_h} = A$ $\left(\frac{dp}{dz}\right)_{va} = f_{va} \cdot \frac{2 \cdot G^2}{\rho_v \cdot D_h} = B$	$Re_{la} = \frac{G \cdot D_h}{\mu_l}; \quad Re_{va} = \frac{G \cdot D_h}{\mu_v}$ $Re_{la\ ou\ va} < 2300$ $f_{la\ ou\ va} = 16 \cdot Re_{la\ ou\ va}^{-1}$ $Re_{la\ ou\ va} > 2300$ <p>Blasius (1913 apud Rohsenow, Hartnett e Cho, 1998)</p> $f_{la\ ou\ va} = 0,079 \cdot Re_{la\ ou\ va}^{-1/4}$
<p>Cioncolini, Thome, Lombardi (2009)</p>	$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{2\phi} = f_{2\phi} \cdot \frac{2 \cdot G_c^2}{\rho_c \cdot D_h}$ $Bd = \frac{(\rho_l - \rho_g) \cdot g \cdot D_h^2}{\sigma}$ $Bd > 4$ $f_{2\phi} = 0,172 \cdot We_c^{-0,372}$ $Bd < 4$ $f_{2\phi} = 0,0196 \cdot We_c^{-0,372} \cdot Re_{fl}^{0,318}$ $We_c = \frac{G_c^2 \cdot D_c}{\rho_c \cdot g}; \quad Re_{fl} = ((1-e) \cdot (1-x)) \cdot \frac{G^2 \cdot D_h}{\mu_l}$ $G_c = \frac{(x + e \cdot (1-x)) \cdot G \cdot D_h^2}{D_c^2}$ $\rho_c = (1 - \varepsilon_c) \cdot \rho_l + \varepsilon_c \cdot \rho_v$ $\varepsilon_c = \frac{\varepsilon}{\varepsilon + \gamma \cdot (1 - \varepsilon)}$	<p>Woldesemayat e Ghajar (2007)</p> $\varepsilon = J_v \left/ \left\{ J_v \cdot \left[1 + \left(\frac{J_l}{J_v} \right)^{\left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,1}} \right] + \right. \right. \left. \left. + 2,9 \cdot \left(g \cdot D_h \cdot \sigma \cdot 2(1 + \cos\theta) \cdot (\rho_l - \rho_v) / \rho_l^2 \right)^{0,25} \cdot (1,22 + 1,22 \cdot \text{sen}\theta)^{\frac{p_{\text{atm}}}{p}} \right\} \right.$ $\frac{e}{1-e} = 10^{-2,52} \cdot \rho_l^{1,08} \cdot \rho_v^{0,18} \cdot \mu_l^{0,27} \cdot \mu_v^{0,28} \cdot \sigma^{-1,8} \cdot D_h^{1,72} \cdot J_l^{0,7} \cdot J_v^{1,44} \cdot g^{0,46}$ $\gamma = e \cdot \frac{\varepsilon}{1-\varepsilon} \cdot \frac{1-x}{x} \cdot \frac{\rho_v}{\rho_l}$ $D_c = D_h - 2 \cdot t; \quad t = \frac{D_h}{2} \cdot (1 - \sqrt{\varepsilon + \gamma - \varepsilon \cdot \gamma})$ $J_l = \frac{(1-x) \cdot G}{\rho_l}; \quad J_v = \frac{x \cdot G}{\rho_v}$

Tabela A.2.1 – (Continuação) Métodos para a previsão da perda de pressão por atrito em escoamento líquido-vapor.

Kim e Mudawar (2013)	$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{2\phi} = \phi_{lo}^2 \cdot \left(\frac{dp}{dz}\right)_{lo}$	$X = \sqrt{\frac{(dp/dz)_{lo}}{(dp/dz)_{vo}}}$														
	$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{lo} = 2 \cdot f_{lo} \cdot \frac{[G \cdot (1-x)]^2}{\rho_{lo} \cdot D_h}$	$\phi_{lo}^2 = 1 + \frac{C_{ebulição}}{X} + \frac{1}{X^2}$														
	$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{vo} = 2 \cdot f_{vo} \cdot \frac{[G \cdot (x)]^2}{\rho_{vo} \cdot D_h}$															
	$Re_{lo} = \frac{G \cdot (1-x) \cdot D_h}{\mu_l}; \quad Re_{vo} = \frac{G \cdot (x) \cdot D_h}{\mu_l}$															
	$Re_{la} = \frac{G \cdot D_h}{\mu_l}$															
	$Re_{lo} \text{ ou } vo < 2000$															
	$f_{lo \text{ ou } vo} = 16 \cdot Re_{lo \text{ ou } vo}^{-1}$															
	Para canais retangulares															
	$f_{lam,TD} = \frac{24}{Re} \cdot \left(1 - 1,3553 \cdot \alpha^* + 1,9467 \cdot \alpha^{*2} - 1,7012 \cdot \alpha^{*3} + 0,9564 \cdot \alpha^{*4} - 0,2537 \cdot \alpha^{*5} \right)$															
	$2000 \leq Re_{lo \text{ ou } vo} < 20000$															
Blasius (1913 apud Rohsenow, Hartnett e Cho, 1998)																
$f_{lo \text{ ou } vo} = 0,079 \cdot Re_{lo \text{ ou } vo}^{-1/4}$																
$Re_{lo \text{ ou } vo} \geq 20000$																
$f_{lo \text{ ou } vo} = 0,046 \cdot Re_{lo \text{ ou } vo}^{-0,2}$																
$Su_{va} = \frac{\rho_v \cdot \sigma \cdot D_h}{\mu_v^2}; \quad We_{la} = \frac{G^2 \cdot D_h}{\rho_l \cdot \sigma}; \quad Bo = \frac{q''}{G \cdot h_{lv}}$																
	<table border="1"> <thead> <tr> <th>Líquido</th> <th>Vapor</th> <th>$C_{sem \text{ ebulição}}$</th> </tr> </thead> <tbody> <tr> <td>Laminar</td> <td>Laminar</td> <td>$3,5 \cdot 10^{-5} \cdot Re_{la}^{0,44} \cdot Su_{va}^{0,5} \cdot \left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{0,48}$</td> </tr> <tr> <td>Laminar</td> <td>Turbulento</td> <td>$0,0015 \cdot Re_{la}^{0,59} \cdot Su_{va}^{0,19} \cdot \left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{0,36}$</td> </tr> <tr> <td>Turbulento</td> <td>Laminar</td> <td>$8,7 \cdot 10^{-4} \cdot Re_{la}^{0,17} \cdot Su_{va}^{0,5} \cdot \left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{0,14}$</td> </tr> <tr> <td>Turbulento</td> <td>Turbulento</td> <td>$0,39 \cdot Re_{la}^{0,03} \cdot Su_{va}^{0,1} \cdot \left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{0,35}$</td> </tr> </tbody> </table>	Líquido	Vapor	$C_{sem \text{ ebulição}}$	Laminar	Laminar	$3,5 \cdot 10^{-5} \cdot Re_{la}^{0,44} \cdot Su_{va}^{0,5} \cdot \left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{0,48}$	Laminar	Turbulento	$0,0015 \cdot Re_{la}^{0,59} \cdot Su_{va}^{0,19} \cdot \left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{0,36}$	Turbulento	Laminar	$8,7 \cdot 10^{-4} \cdot Re_{la}^{0,17} \cdot Su_{va}^{0,5} \cdot \left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{0,14}$	Turbulento	Turbulento	$0,39 \cdot Re_{la}^{0,03} \cdot Su_{va}^{0,1} \cdot \left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{0,35}$
Líquido	Vapor	$C_{sem \text{ ebulição}}$														
Laminar	Laminar	$3,5 \cdot 10^{-5} \cdot Re_{la}^{0,44} \cdot Su_{va}^{0,5} \cdot \left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{0,48}$														
Laminar	Turbulento	$0,0015 \cdot Re_{la}^{0,59} \cdot Su_{va}^{0,19} \cdot \left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{0,36}$														
Turbulento	Laminar	$8,7 \cdot 10^{-4} \cdot Re_{la}^{0,17} \cdot Su_{va}^{0,5} \cdot \left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{0,14}$														
Turbulento	Turbulento	$0,39 \cdot Re_{la}^{0,03} \cdot Su_{va}^{0,1} \cdot \left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{0,35}$														
	<table border="1"> <thead> <tr> <th>Líquido</th> <th>$C_{ebulição}$</th> </tr> </thead> <tbody> <tr> <td>Laminar</td> <td>$C_{sem \text{ ebulição}} \cdot \left[1 + 60 \cdot We_{la}^{0,32} \cdot \left(Bo \cdot \frac{P_{mol}}{P_{aqu}} \right)^{0,78} \right]$</td> </tr> <tr> <td>Turbulento</td> <td>$C_{sem \text{ ebulição}} \cdot \left[1 + 530 \cdot We_{la}^{0,52} \cdot \left(Bo \cdot \frac{P_{mol}}{P_{aqu}} \right)^{1,09} \right]$</td> </tr> </tbody> </table>	Líquido	$C_{ebulição}$	Laminar	$C_{sem \text{ ebulição}} \cdot \left[1 + 60 \cdot We_{la}^{0,32} \cdot \left(Bo \cdot \frac{P_{mol}}{P_{aqu}} \right)^{0,78} \right]$	Turbulento	$C_{sem \text{ ebulição}} \cdot \left[1 + 530 \cdot We_{la}^{0,52} \cdot \left(Bo \cdot \frac{P_{mol}}{P_{aqu}} \right)^{1,09} \right]$									
Líquido	$C_{ebulição}$															
Laminar	$C_{sem \text{ ebulição}} \cdot \left[1 + 60 \cdot We_{la}^{0,32} \cdot \left(Bo \cdot \frac{P_{mol}}{P_{aqu}} \right)^{0,78} \right]$															
Turbulento	$C_{sem \text{ ebulição}} \cdot \left[1 + 530 \cdot We_{la}^{0,52} \cdot \left(Bo \cdot \frac{P_{mol}}{P_{aqu}} \right)^{1,09} \right]$															

Tabela A.2.2 – Métodos para estimativa do coeficiente de transferência de calor durante ebulição convectiva.

Autor(es)	Correlações
Liu e Winterton (1991)	$h_{2\phi} = (S \cdot h_{EN})^2 + (F \cdot h_{C,1\phi})^2$ $h_{C,1\phi} = 0,023 \cdot \left(\frac{k_l}{D_h}\right) \cdot Re_l^{0,8} \cdot Pr_l^{0,4}$ $h_{EN} = 55 \cdot p_r^{0,12} \cdot (-\ln p_r)^{-0,55} \cdot M^{-0,5} \cdot (q'')^{0,67}$ $F = \left[1 + x \cdot Pr_l \cdot \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} - 1\right)\right]^{0,35}$ $S = \left(1 + 0,055 \cdot F^{0,1} \cdot Re_l^{0,16}\right)^{-1}$ <p>Se $Fr_1 \leq 0,05$, redefinir F como $e_F = Fr^{(0,1-2,Fr)}$ e S como $e_S = \sqrt{Fr}$</p>
Thome, Dupont e Jacobi (2004)	$h_{2\phi} = \frac{t_l}{\tau} \cdot h_l + \frac{t_{filme}}{\tau} \cdot h_{filme} + \frac{t_v}{\tau} \cdot h_v$ $h_{filme} = \frac{2 \cdot k_l}{\delta_0 + \delta_{min}}$ $\frac{\delta_0}{D_h} = 0,29 \cdot \left(3 \cdot \sqrt{\frac{v}{V_{2\phi} \cdot D_h}}\right)^{0,84} \cdot \left[\left(0,07 \cdot Bo^{0,41}\right)^{-8} + 0,1^{-8}\right]^{-1/8}$ $V_{2\phi} = G \cdot \left[\frac{x}{\rho_v} + \frac{(1-x)}{\rho_l}\right]$ $\delta(t) = \delta_0 - \frac{q''}{\rho_l \cdot i_{lv}} \cdot t$ $t_{max,filme} = \frac{\rho_l \cdot i_{lv}}{q''} \cdot [\delta_0 - \delta_{min}]$ <p>$t_{max,filme} > t_v$</p> $\delta_{end} = \delta_0 - \frac{q''}{\rho_l \cdot i_{lv}} \cdot t_{filme} \quad e \quad t_{filme} = t$ <p>$t_{max,filme} < t_v$</p> $\delta_{end} = \delta_{min} \quad e \quad t_{filme} = t_{max,filme}$ $\delta_{min} = 3 \cdot 10^{-7} [m]$ $\tau = \left(\frac{q''}{3328 \cdot (p_r)^{-0,5}}\right)^{-1,74}$ $t_l = \frac{\tau}{1 + \frac{\rho_l}{\rho_v} \cdot \frac{x}{(1-x)}}$ $t_v = \frac{\tau}{1 + \frac{\rho_v}{\rho_l} \cdot \frac{(1-x)}{x}}$ $Re_{l \text{ or } v} \leq 2300 \quad h_{l \text{ or } v} = \left[2 \cdot 0,455 \cdot \sqrt[3]{Pr_{l \text{ or } v}} \cdot \sqrt{\frac{D_h \cdot Re_{l \text{ or } v}}{L}}\right] \cdot \frac{k_{l \text{ or } v}}{D_h}$ <p>$Re_{l \text{ or } v} > 2300$</p> $h_{l \text{ or } v} = \left\{ \frac{(f_{l \text{ or } v} / 8) \cdot (Re_{l \text{ or } v} - 1000) \cdot Pr_{l \text{ or } v}}{1 + 12,7 \cdot (f_{l \text{ or } v} / 8)^{1/2} \cdot (Pr_{l \text{ or } v}^{2/3} - 1)} \cdot \left[1 + \left(\frac{D_h}{L}\right)^{2/3}\right] \right\} \cdot \frac{k_{l \text{ or } v}}{D_h}$ $f_{l \text{ or } v} = (1,82 \cdot \log(Re_{l \text{ or } v}) - 1,64)^{-2}$

Tabela A.2.2 – (Continuação) Métodos para estimativa do coeficiente de transferência de calor durante ebulição convectiva.

<p>Zhang e t al. (2004)</p>	$h_{2\phi} = (S \cdot h_{EN})^2 + (F \cdot h_{C,1\phi})^2$ $S = \left(1 + 2,53 \cdot 10^{-6} \cdot Re_i^{1,17}\right)^{-1}$ $h_{EN} = 0,00122 \cdot \left(\frac{k_i^{0,79} \cdot c_{pl}^{0,45} \cdot v_g^{0,24}}{\sigma^{0,5} \cdot \mu_i^{0,29} \cdot i_{lv}^{0,24} \cdot v_i^{0,49}}\right) \cdot \Delta T_{sat}^{0,24} \cdot \Delta p_{sat}^{0,75}$ $F = \text{Max}(F', 1) \quad F' = 0,64 \cdot \phi_{lo}$ $\phi_{lo}^2 = 1 + \frac{C}{X} + \frac{1}{X^2}$ <table border="1" data-bbox="376 592 772 794"> <thead> <tr> <th>Líquido</th> <th>Vapor</th> <th>C</th> </tr> </thead> <tbody> <tr> <td>Re_{lo} < 1000</td> <td>Re_{vo} < 1000</td> <td>5</td> </tr> <tr> <td>Re_{lo} > 2000</td> <td>Re_{vo} < 1000</td> <td>10</td> </tr> <tr> <td>Re_{lo} < 1000</td> <td>Re_{vo} > 2000</td> <td>12</td> </tr> <tr> <td>Re_{lo} > 2000</td> <td>Re_{vo} > 2000</td> <td>20</td> </tr> </tbody> </table> <p>Para outros valores de Re_{lo} ou vo interpola-se C.</p> $X = \sqrt{\frac{(dp/dz)_{lo}}{(dp/dz)_{vo}}} = \left(\frac{f_{lo}}{f_{vo}}\right)^{0,5} \cdot \left(\frac{1-x}{x}\right) \cdot \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0,5}$ <p>Re_{lo} ou vo < 1000</p> $f_{lo \text{ ou } vo} = 16 \cdot Re_{lo \text{ ou } vo}^{-1} \quad \text{Canal circular}$	Líquido	Vapor	C	Re _{lo} < 1000	Re _{vo} < 1000	5	Re _{lo} > 2000	Re _{vo} < 1000	10	Re _{lo} < 1000	Re _{vo} > 2000	12	Re _{lo} > 2000	Re _{vo} > 2000	20	$f_{lo \text{ ou } vo} = \frac{24}{Re_{lo \text{ ou } vo}} \cdot \left(1 - 3,55 \cdot x + 1,947 \cdot x^2 - 1,701 \cdot x^3 + 0,956 \cdot x^4 - 0,254 \cdot x^5\right) \quad \text{Canal retangular}$ <p>Re_{lo} ou vo > 2000</p> $f_{lo \text{ ou } vo} = 0,046 \cdot Re_{lo \text{ ou } vo}^{-0,2}$ $h_{C,1\phi} = \begin{cases} \frac{k_l}{D_h} \cdot \text{Max}(Nu'_{1\phi,v}, Nu_{collier}) & Re_i < 2000 \quad \text{para esc. vertical} \\ \frac{k_l}{D_h} \cdot \text{Max}(Nu'_{1\phi,v}, Nu_{1\phi,t}) & Re_i < 2300 \quad \text{para esc. horizontal} \\ \frac{k_l}{D_h} \cdot Nu_{1\phi,t} & Re_i \geq 2300 \quad \text{para esc. vertical e horizontal} \end{cases}$ <p>Para escoamento vertical e valores de Re_{lo} entre 2000 e 2300 interpola-se h_{C,1φ}.</p> <p>Nu'_{1φ,v} = 4,36 Canal circular</p> $Nu'_{1\phi,v} = 8,235 \cdot \left(1 - 2,042 \cdot x + 3,085 \cdot x^2 - 2,4765 \cdot x^3 + 1,058 \cdot x^4 - 0,186 \cdot x^5\right) \quad \text{Canal retangular}$ $Nu'_{1\phi,t} = 0,023 \cdot Re_i^{0,8} \cdot Pr_i^{0,4} \quad \text{Canal circular}$ $Nu_{collier} = 0,17 \cdot Re_i^{0,33} \cdot Pr_i^{0,43} \cdot \left(\frac{Pr_i}{Pr_p}\right)^{0,25} \cdot \left\{\frac{g \cdot \beta \cdot \rho_l \cdot D_h^3 \cdot (T_p - T_l)}{\mu_l^2}\right\}^{0,1}$
Líquido	Vapor	C															
Re _{lo} < 1000	Re _{vo} < 1000	5															
Re _{lo} > 2000	Re _{vo} < 1000	10															
Re _{lo} < 1000	Re _{vo} > 2000	12															
Re _{lo} > 2000	Re _{vo} > 2000	20															
<p>Bertsch et al. (2009)</p>	$h_{2\phi} = S \cdot h_{EN} + F \cdot h_{C,1\phi}$ $h_{C,1\phi} = h_{C,l} \cdot (1-x) + h_{C,v} \cdot x$ $h_{EN} = 55 \cdot p_r^{0,12} \cdot (-\ln p_r)^{-0,55} \cdot M^{-0,5} \cdot (q'')^{0,67}$	$h_{C,lorv} = \left[3,66 + \frac{0,0668 \cdot (D_h / L) \cdot Re_{lorv} \cdot Pr_{lorv}}{1 + 0,04 \cdot [(D_h / L) \cdot Re_{lorv} \cdot Pr_{lorv}]^{2/3}}\right] \cdot \frac{k_{lorv}}{D_h}$ <p>S = 1 - x</p> $F = 1 - 80 \cdot e^{-0,6 \cdot C_0} \cdot (x^2 - x^6)$															

Tabela A.2.2 – (Continuação) Métodos para estimativa do coeficiente de transferência de calor durante ebulição convectiva.

Kanisawa et al. (2016)	<p>• Pré-Secagem</p> $h_{2\phi} = S \cdot h_{EN} + F \cdot h_{C,1\phi}$ <p>Stephan-Abdelsalam (1980) para fluidos halogenados:</p> $h_{EN} = 207 \cdot \frac{k_l}{d_b} \cdot \left(\frac{q'' \cdot d_b}{k_l \cdot T_l} \right)^{0,745} \cdot \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,581} \cdot Pr_l^{0,533}$ $d_b = 0,51 \cdot \left[\frac{2 \cdot \sigma}{g \cdot (\rho_l - \rho_v)} \right]^{0,5}$ $S = \frac{1,06 \cdot Bd^{-8 \cdot 10^{-3}}}{1 + 0,12 \cdot (Re_{2\phi} \cdot 10^{-4})^{0,86}}$ $F = 1 + \frac{2,5 \cdot (X)^{-1,32}}{1 + We_{uv}^{0,24}}, \quad We_{uv} = \frac{\rho_v \cdot u_v^2 \cdot D}{\sigma}, \quad u_v = \frac{G \cdot x}{\rho_v \cdot \alpha}$ <p>• Pós-Secagem</p> $h_{sec} = h_{2\phi}(x_{sec}) \cdot \left(\frac{1-x}{1-x_{sec}} \right) + h_{v,1\phi} \cdot \left(\frac{x-x_{sec}}{1-x_{sec}} \right)$ $h_{v,1\phi} = 0,023 \cdot \frac{k_v}{D} \cdot Re_v^{0,8} \cdot Pr_v^{1/3} \quad \text{Dittus-Boelter (1985)}$	<p>α definido por Kanizawa e Ribatski (2015), equações 2.15 a 2.17.</p> $X = \begin{cases} X_{II} = \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0,9} \cdot \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,5} \cdot \left(\frac{\mu_l}{\mu_v} \right)^{0,1} & \text{para } Re_v > 1000 \\ X_{II} = \frac{1}{18,7} \cdot Re_v^{0,4} \cdot \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0,9} \cdot \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,5} \cdot \left(\frac{\mu_l}{\mu_v} \right)^{0,1} & \text{para } Re_v \leq 1000 \end{cases}$ $Re_l = \frac{G \cdot (1-x) \cdot D}{\mu_l}$ $Re_{2\phi} = Re_l \cdot F^{1,25}$ $Bd = \frac{(\rho_l - \rho_v) \cdot D^2 \cdot g}{\sigma}$ $x_{sec} = \left(\frac{4 \cdot q''_{FCC} \cdot L}{G \cdot i_{lv} \cdot D} \right)$ <p>q''_{FCC} definido por Zhang et al. (2006)</p>
------------------------------	---	--

Tabela A.2.3 – Métodos para estimativa do fluxo crítico de calor durante ebulição convectiva.

Autor(es)	Correlações
Katto e Ohno (1984)	$\frac{q''_{FCC,1}}{G \cdot i_{lv}} = 0,34 \cdot We_L^{-0,043} \cdot \left(\frac{L}{D}\right)^{-1}$ $\frac{q''_{FCC,2}}{G \cdot i_{lv}} = 0,1 \cdot \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0,133} \cdot We_L^{-1/3} \cdot \left[\frac{1}{1 + 0,0031 \cdot \frac{L}{D}} \right]$ $\frac{q''_{FCC,3}}{G \cdot i_{lv}} = 0,098 \cdot \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0,133} \cdot We_L^{-0,433} \cdot \left[\frac{\left(\frac{L}{D}\right)^{0,27}}{1 + 0,0031 \cdot \frac{L}{D}} \right]$ <p style="text-align: right;"> Se $q''_{FCC,1} < q''_{FCC,2} \rightarrow q''_{FCC} = q''_{FCC,1}$ Se $q''_{FCC,2} < q''_{FCC,3} \rightarrow q''_{FCC} = q''_{FCC,2}$ Se $q''_{FCC,2} > q''_{FCC,3} \rightarrow q''_{FCC} = q''_{FCC,3}$ </p>
Martin-Callizo et al. (2008)	$\frac{q''_{FCC}}{G \cdot i_{lv}} = 0,3216 \cdot \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0,084} \cdot We_L^{-0,034} \cdot \left(\frac{L}{D}\right)^{-0,942}$ $We_L = \frac{G^2 \cdot L}{\rho_l \cdot \sigma}$
Wojtan et al. (2006)	$\frac{q''_{FCC}}{G \cdot i_{lv}} = 0,437 \cdot \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0,073} \cdot We_L^{-0,24} \cdot \left(\frac{L}{D}\right)^{-0,72}$ $We_L = \frac{G^2 \cdot L}{\rho_l \cdot \sigma}$
Zhang et al. (2006)	$\frac{q''_{FCC}}{G \cdot i_{lv}} = 0,0352 \cdot \left[We_D + 0,0119 \cdot \left(\frac{L}{D}\right)^{2,31} \cdot \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0,361} \right]^{-0,295} \cdot \left(\frac{L}{D}\right)^{-0,311} \cdot \left[2,05 \cdot \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0,170} - x_{ent} \right]$ $We_D = \frac{G^2 \cdot D}{\rho_l \cdot \sigma}$
Ong e Thome (2011b)	$\frac{q''_{FCC}}{G \cdot i_{lv}} = 0,12 \cdot \left(\frac{\mu_v}{\mu_l}\right)^{0,183} \cdot \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0,062} \cdot We_L^{-0,141} \cdot \left(\frac{L}{D}\right)^{-0,7} \cdot \left(\frac{D}{d_i}\right)^{0,11}$ $d_i = \left(\frac{1}{Co}\right)^{0,183} \cdot \left[\frac{\sigma}{g \cdot (\rho_l - \rho_v)} \right]^{1/2}$

Tabela A.2.3 – (Continuação) Métodos para estimativa do fluxo crítico de calor durante ebulição convectiva.

<p>Revellin e Thome (2008)</p>	$\delta_{film} = 0,15 \cdot R \cdot \left(\frac{u_v}{u_l}\right)^{-3/7} \cdot \left(\frac{(\rho_l - \rho_v) \cdot g \cdot R^2}{\sigma}\right)^{-1/7}$ $\delta = R - \sqrt{(R^2 - R^2 \cdot (1 - \alpha))}$ $R = \delta + r$ $u_v = \frac{G \cdot x}{\alpha \cdot \rho_v} \quad u_l = \frac{G \cdot (1 - x)}{(1 - \alpha) \cdot \rho_l}$ $\alpha = \frac{x}{\rho_v} \cdot \frac{\left[(1 + 0,12 \cdot (1 - x)) \cdot \left(\frac{x}{\rho_v} + \frac{(1 - x)}{\rho_l}\right) \cdot \left(\frac{1,18 \cdot (1 - x)}{G}\right) \cdot \left(\frac{\sigma \cdot g \cdot (\rho_l - \rho_v)}{\rho_l^2}\right)^{1/4} \right]^{-1}}{0,9}$	<p>Se $\delta = \delta_{film}$, critério de parada da interação.</p> <p>Condições de contorno:</p> $r _{z=0} = r_{min}$ $u_v _{z=0} = \frac{G}{\rho_l} \quad u_l _{z=0} = \frac{G}{\rho_l}$ $p_v _{z=0} = p_{sat}$ $p_l _{z=0} = p_{sat} - \frac{\sigma}{r_{min}}$
<p>Kosar (2009)</p>	$\Gamma_{FG} = \left(\frac{q''_{FCC} \cdot P_{ch}}{h_{FG}}\right)$ $\Gamma_d = (P_{ch} \cdot k_d \cdot C)$	$C = \left(\frac{1 - x_{sec}}{(x_{sec}) \cdot \frac{1}{\rho_v} + (1 - x_{sec}) \cdot \frac{1}{\rho_l}}\right)$ $\Gamma_{FG} = \Gamma_d$ $P_c = P_{ch} = \pi \cdot D \cdot L$ $k_d = 15 \cdot 10^{-2}$
<p>Anwar et al. (2015)</p>	$\frac{q''_{FCC}}{G \cdot i_{lv}} = 0,27 \cdot \left(\frac{L}{D}\right)$	

APÊNDICE 2 - CÁLCULO DE INCERTEZAS

Em geral, todos os resultados de um sistema de medição, compostos pela instrumentação, procedimentos de aquisição, redução de dados e controle do ambiente (STERN et al., 1999), são uma aproximação ou estimativa do valor real da grandeza específica submetida à medição, sendo assim o resultado só está completo quando acompanhado de sua incerteza (TAYLOR E KUYATT, 1994).

A incerteza da medida consiste em várias fontes de erros elementares que podem ser definidos como sendo aleatórios ou sistêmicos, isto depende se o erro se altera ou permanece constante durante o tempo experimental. Os erros aleatórios são conhecidos como erros de precisão já o sistêmico de erro de exatidão, e presumem representar propriedades estatísticas de um conjunto de dados distribuídos segundo uma gaussiana. (ASME, 1998)

Para avaliar a incerteza aleatória, os dados medidos devem ser obtidos a partir de condições controladas. Com um número de medidas suficientemente elevadas, essa incerteza é determinada pelo conceito de desvio padrão do valor médio, definido como:

$$s_{\bar{x}} = \sqrt{\frac{1}{n \cdot (n-1)} \cdot \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \quad (\text{A.3.1})$$

onde, x_i ($i = 1, 2, \dots, n$) são as medições da amostra e \bar{x} é o valor da médio amostral dado por.

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \cdot \sum_{i=1}^n x_i \quad (\text{A.3.2})$$

O desvio sistêmico não pode ser obtido por meio estatístico e deve ser estimado a partir de dados de medição anteriores, especificações do fabricante, dados fornecidos em calibração ou estimativas qualificadas experimentalmente.

Segundo a *International Bureau of Weights and Measures* (BIPM), a *International Organization for Standardization* (ISO) e *National Institute of Standards and Technology* (NIST), a incerteza combinada pode ser calculada usando a raiz da soma quadrática dos desvios, definido como:

$$u_{\bar{x}} = \sqrt{s_{\bar{x}}^2 + w_{\bar{x}}^2} \quad (\text{A.3.3})$$

A incerteza total combinada é obtida pela multiplicação de $u_{\bar{x}}$ por um fator de abrangência t , definido segundo uma distribuição normal t de Student com intervalo de nível de confiabilidade de 95%.

$$U_{\bar{x}} = t u_{\bar{x}} \quad (\text{A.3.4})$$

Em muitos casos, a variável analisada não pode ser medida diretamente, mas é determinada em função de variáveis mensuráveis através de equações de redução de dados. Assim a incerteza padrão de uma variável calculada é a raiz quadrada positiva da variância estimada segundo a lei de propagação da incerteza e obtida a partir da seguinte equação:

$$u_y^2 = \sum_{i=1}^m \left(\frac{\partial f}{\partial \bar{x}_i} \right)^2 \cdot u_{\bar{x}_i}^2 + 2 \cdot \sum_{i=1}^{m-1} \sum_{j=i+1}^m \frac{\partial f}{\partial \bar{x}_i} \cdot \frac{\partial f}{\partial \bar{x}_j} u_{\bar{x}_{i,j}} \quad (\text{A.3.5})$$

A análise da incerteza calculada foi realizada utilizando método de Moffat (1988) que usa o método de perturbações seqüenciais na lei de propagação da incerteza, e portanto, a incerteza dos dados calculados é definido como:

$$u_y^2 = \sum_{i=1}^m \left(\frac{\partial f}{\partial \bar{x}_i} \right)^2 \cdot u_{\bar{x}_i}^2 \quad (\text{A.3.6})$$

Calibração e incerteza na medida de temperatura

Para reduzir os erros de medida de temperatura, o conjunto conector-canal de aquisição-termopares foram calibrados num banho termostático. As temperaturas medidas pelos termopares mergulhados no banho foram comparadas as temperaturas medidas um termômetro de bulbo de mercúrio com resolução de 0,1°C e erro 0,05°C, para a seguinte faixa de medição de 0 a 40 °C com incrementos de 5 °C, utilizando um banho termostático e um termômetro de bulbo de mercúrio com resolução de 0,1 °C e erro de 0,05 °C. Foram calibradas 37 conjunto canal-termopar.

O processo de calibração e a incerteza relacionada a cada conjunto canal-termopar foi estimada seguindo o procedimento sugerido por Abernethy e Thompson (1973) e as orientações da BIPM, ISO e NIST. No processo de calibração os termopares eram imersos em um banho termostático contendo água mantida a temperatura homogênea. Entre cada incremento ou decréscimo da temperatura esperou as medidas entrarem em regime permanente antes dos dados serem salvos.

Durante a calibração seguiu-se o procedimento:

1. Todos os termopares foram imersos no banho termostático contendo água, dentro de um tubo de ensaio também preenchido com água, para garantir a temperatura homogênea entre os termopares e isolamento elétrico do banho

termostático. Para cada incremento de temperatura aguardou as medidas entrarem em regime permanente.

2. Foram levantadas 8 curvas de incremento e decréscimo de temperatura de calibração, onde temperaturas conhecidas, medidas pelo termômetro de bulbo, são aplicadas e os valores fornecidos pelos conjuntos canal-termopar do sistema de aquisição são arquivados;
3. Ajuste de uma curva linear de calibração aos dados de cada conjunto canal-termopar;
4. Cálculo da incerteza de cada conjunto canal-termopar do processo de calibração;
5. Ajuste de curvas lineares utilizando os dados de cada conjunto canal-termopar calibrado para fornecer a temperatura real em função da temperatura medida pelo canal de aquisição.

Após a obtenção das curvas de calibração, funções foram ajustadas aos dados de calibração de cada canal. Adotaram-se funções lineares e estas foram ajustadas pelo método dos mínimos quadrados independentemente para cada canal. A função linear utilizada tem o formato:

$$T_m = a \cdot T_{real} + b \quad (A.3.7)$$

Onde T_{real} , é o valor real fornecido pelo termômetro de precisão, m o coeficiente angular de ajuste da curva, b o coeficiente linear e T_m é a temperatura medida pelo canal. m e b são calculados pelo método dos mínimos quadrados.

A determinação da incerteza da calibração do conjunto canal-termopar seguiu as equações de A.3.1 a A.3.5. Por fim, para obter a curva de ajuste para cada canal fez-se a regressão linear com os dados de todas as 8 curvas de calibração, obtendo-se uma nova função que relaciona a temperatura real, T_{real} , com a temperatura medida pelo canal, T_m .

$$T_{real} = \frac{1}{a} \cdot T_m - \frac{b}{a} \quad (A.3.8)$$

Assim, para corrigir o canal multiplicou-se o valor medido pelo canal de aquisição, T_m , pelo coeficiente $1/m$, subtraindo b/m .

