UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
ESCOLA DE ENGENHARIA DE SÃO CARLOS

Jaqueline Diniz da Silva

**Estudo teórico e experimental da transferência de
calor durante a condensação e perda de pressão no
interior de minicanais para os refrigerantes
R1234ze(E) e R32 com reduzido GWP.**

Prof. Orientador: Gherhardt Ribatski

São Carlos

2017

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

Jaqueline Diniz da Silva

Estudo teórico e experimental da transferência de calor durante a condensação e perda de pressão no interior de minicanais para os refrigerantes R1234ze(E) e R32 com reduzido GWP.

Tese de doutorado apresentada a Escola de Engenharia de São Carlos para obtenção do título de doutora em engenharia mecânica.

Área de concentração: Térmica e Fluidos

Orientador: Gherhardt Ribatski

São Carlos

2017

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

D586e   Diniz da Silva, Jaqueline
              Estudo teórico e experimental da transferência de
              calor durante a condensação e perda de pressão no
              interior de minicanais para os refrigerantes R1234ze(E)
              e R32 com reduzido GWP / Jaqueline Diniz da Silva;
              orientador Gherhardt Ribatski. São Carlos, 2017.

              Tese (Doutorado) - Programa de Pós-Graduação em
Engenharia Mecânica e Área de Concentração em Térmica e
Fluidos -- Escola de Engenharia de São Carlos da
Universidade de São Paulo, 2017.

              1. Coeficiente de Transferência de Calor. 2. Perda
de Pressão. 3. Refrigerante com Potencial de
Aquecimento Global Reduzido. 4. Condensação. 5.
Minicanais. 6. Trocadores de Calor. I. Título.

FOLHA DE JULGAMENTO

Candidata: Engenheira **JAQUELINE DINIZ DA SILVA**.

Título da tese: "Estudo teórico e experimental da transferência de calor durante a condensação e perda de pressão no interior de minicanais para os refrigerantes R1234ze(E) e R32 com reduzido GWP".

Data da defesa: 28/04/2017.

Comissão Julgadora:

Resultado:

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

APROVADO

Prof. Associado **Luben Cabezas Gómez**
(Ku Leuven/Belgica)

Aprovado

Prof. Dr. **Marcelo Souza de Castro**
(Universidade Estadual de Campinas/UNICAMP)

Aprovado

Prof. Dr. **Rigoberto Eleazar Melgarejo Morales**
(Universidade Tecnológica Federal do Paraná/UTFPR)

APROVADO

Prof. Dr. **Luiz Machado**
(Universidade Federal de Minas Gerais/UFMG)

APROVADO

Coordenador do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica:
Prof. Associado **Gherhardt Ribatski**

Presidente da Comissão de Pós-Graduação:
Prof. Associado **Luís Fernando Costa Alberto**

Jaqueline Diniz da Silva

AGRADECIMENTO

Ao professor Gherhardt Ribatski pela oportunidade concedida para a realização do projeto de doutoramento e sua orientação durante o estudo.

Ao professor Davide Del Col pelo suporte e acompanhamento durante a campanha experimental e pela hospitalidade gentil durante minha estadia na Itália.

Aos amigos e colegas do grupo de pesquisa de transferência de calor da EESC/USP, pelos momentos e ensinamentos compartilhados ao longo desses anos: Cristian Toro, Daiane Iceri, Daniel Sempértegui, Débora Moreira, Douglas, Erivelto, Fernando Guimarães, Gustavo Rodrigues de Souza, Gustavo Aguiar, Hugo Leão, Karime Caminoto, Francisco Júlio do Nascimento, Tiago Moreira.

Aos professores e servidores técnicos da Escola de Engenharia de São Carlos.

Aos amigos e colegas do grupo de pesquisa de transferência de calor da UNIPD (Itália), pelas experiências compartilhadas durante estadia na Itália: Andrea Diani, Andrea Padovan, Andrea Trovó, David Martinez, Marco Rossato, Marco Azzolin, Matteo Bortolato, Paolo Toninelli, Ricardo Parin, Simone Dugaria, Stefano Bortolin.

Ao Fábio Toshio Kanizawa, meu amor, companheiro e amigo. Obrigada pelo seu apoio incondicional, pela compreensão em momentos difíceis e também por muitos momentos de felicidade que compartilhamos juntos.

Aos meus pais, Amélia e Maurício, pelo amor, compreensão pelos momentos de ausência, carinho e a dedicação incondicional aos seus filhos.

Aos meus irmãos, pelo amor e amizade por toda uma vida.

Jaqueline Diniz da Silva

RESUMO

Da SILVA, Jaqueline Diniz. **Estudo teórico e experimental da transferência de calor durante a condensação e perda de pressão no interior de minicanais para os refrigerantes R1234ze(E) e R32 com reduzido GWP.** 2017. 240 páginas. Tese (Doutorado)- Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2017.

Recentemente, observa-se o crescimento do número de trocadores de calor baseados em microcanais devido a necessidade de transferência de elevadas taxas de calor utilizando dispositivos compactos. Tubos de calor, trocadores de calor compactos para equipamentos eletrônicos e controle térmico de satélites, sistemas de condicionamento de ar para automóveis, escritórios e residências são exemplos de aplicações para condensação em canais de diâmetro reduzido. No entanto, na literatura encontra-se reduzido número de estudos experimentais tratando da condensação no interior de canais com diâmetros inferiores a 3 mm, os quais geralmente envolvem refrigerantes com elevado potencial de aquecimento global (GWP). Neste contexto, o presente estudo apresenta uma revisão crítica da literatura envolvendo critérios de transição entre padrões de escoamento, perda de pressão por atrito e coeficiente de transferência de calor durante a condensação no interior de canais convencionais e de micro-escala (minicanais). Levantou-se resultados para o gradiente de pressão por atrito e coeficiente de transferência de calor em aparato experimental localizado na Universidade de Pádua (*Università Degli Studi di Padova*) para os fluidos refrigerante R1234ze(E) e R32 (GWP de 550 e 6, respectivamente), temperatura de saturação de 40°C, fluxo de calor até 35 kW/m², grau de subresfriamento da parede entre 2 e 10 K, velocidade mássicas entre 55 e 275 kg/m²s e título de vapor de 0 a 1. Os dados foram levantados em seção de testes composta por 36 minicanais com diâmetro hidráulico de 1,6 mm e geometria retangular, com o efeito de resfriamento obtido através de água refriada escoando em contra-corrente ao refrigerante. Os dados experimentais levantados para o gradiente de pressão por atrito e o coeficiente de transferência de calor foram comparados com métodos de previsão da literatura, concluindo que as correlações propostas por Jige, Inoue e Koyama (2016)

forneem as melhores previsões. O comportamento do coeficiente de transferência de calor foi analisado com foco nos mecanismos físicos predominantes durante a condensação. A partir desta análise concluiu-se o predomínio de efeitos de tensão superficial em velocidades mássicas reduzidas e de arrasto em velocidades mássicas elevadas. Este estudo também apresenta uma avaliação comparativa do desempenho dos refrigerantes R1234ze(E) e R32 em relação ao R134a (*GWP* de 1300) baseada na taxa de transferência de calor por unidade de potência de bombeamento e no potencial de transferência de calor, conforme o critério proposto por Cavallini *et al.* (2010). Esta análise revelou o desempenho superior para o refrigerante R32 seguido do R134a, com o R1234ze(E) apresentando o pior resultado, independentemente da velocidade mássica.

Palavras-chave: Coeficiente de Transferência de Calor; Perda de Pressão; Refrigerante com Potencial de Aquecimento Global Reduzido; Condensação; Minicanais; Trocadores de Calor.

ABSTRACT

Da Silva, Jaqueline Diniz. **Experimental and theoretical studies on heat transfer condensation and two-phase pressure drop inside minichannels for the low GWP refrigerants R1234ze(E) e R32**. 2017. 240 pages. Thesis (Doctoral)- Escola de Engenharia de São Carlos, University of São Paulo, São Carlos, 2017.

Recently, micro-scale channels are increasingly being used to combine high heat transfer rates and high degree of compactness. Condensation inside small diameter channels can be found in several applications such as heat pipes, thermal management of electronic equipments, spacecraft thermal control, automotive and residential air conditioning systems, heat pumps and refrigeration systems. However, despite of its importance, few studies concerning condensation inside minichannels ($D_H < 3$ mm) involving low GWP (Global Warming Potential) refrigerants are found in the literature. In this context, initially, this study presents a critical review on the literature involving transition criteria on two-phase flow patterns for micro- and macro-scale conditions, frictional pressure drop and heat transfer coefficient during condensation inside channels. Experimental results for frictional pressure gradient and heat transfer coefficient obtained in apparatus located at the University of Padua (*Università Degli Studi di Padova*) are carefully analysed. The database includes results for the refrigerants R1234ze(E) and R32 (GWP of 550 and 6, respectively), saturation temperature of 40 °C, heat flux up to 35 kW/m², fluid and wall temperature difference up to 10 K, mass velocity in the range of 55 to 275 kg/m²s and vapor quality between 0 and 1. The test section is composed of 36 rectangular minichannels with hydraulic diameter of 1.6 mm. The refrigerant is cooled by water flowing. From a comparison of experimental data for frictional pressure drop and heat transfer coefficient, and prediction methods available in literature, the methods proposed by Jige, Inoue e Koyama (2016) were ranked as the best ones. During the data analyses, focus was put on in order to relate the heat transfer coefficient behavior with the prevailing mechanisms during condensation. Based on this careful analysis, the predominance of surface tension effects was pointed out under conditions of low mass velocities and condensation inside rectangular minichannels. On the other hand, for high mass velocities shear stress effects prevailed. Also, it has been presented a comparative evaluation of the performance of the

Jaqueline Diniz da Silva

refrigerants R1234ze(E), R32 and R134a (GWP of 1300) based on the following criteria: (i) heat transfer rate per unit of power pumping; and (ii) a penalty factor based on the heat transfer potential proposed by Cavallini *et al.* (2010). According to this evaluation, independently of the mass velocity, the refrigerant R32 was ranked as the one presenting the best performance, followed by R134a ranked as the second best. The refrigerant R1234ze(E) provided the worst performance among them all.

Keywords: Heat Transfer Coefficients; Pressure Drop; Condensation; Minichannel; Heat Exchangers

---

LISTA DE SÍMBOLOS

Letras Romanas

<i>A</i>	Área, m ²
<i>AR</i>	Razão de aspecto
<i>Co</i>	Confinamento de Bolha
<i>CTC</i>	Coefficiente de transferência de calor, W/m ² K
<i>D</i>	Diâmetro, m
<i>F</i>	força, N
<i>g</i>	Aceleração da gravidade, m/s ²
<i>G</i>	Velocidade mássica, kg/m ² s
<i>GWP</i>	Global Warming Potential (Potencial de aquecimento global reduzido)
<i>h</i>	Coefficiente de transferência de calor local, W/m ² K
<i>i</i>	Entalpia, kJ/kg
<i>J</i>	Velocidade superficial, m/s
<i>K</i>	Condutividade térmica, W/mK
<i>L</i>	Comprimento, m
<i>l</i>	Coordenada de comprimento, m
<i>MAE</i>	Desvio médio absoluto
<i>$\dot{m}$</i>	Vazão mássica, kg/s
<i>Q</i>	Vazão volumétrica, m ³ /s

$\dot{Q}$ Taxa de transferência de calor, W

$\dot{q}$ Fluxo de calor, W/m²

R Referente a raio, m

T Temperatura, °C, K

V Velocidade média local

x Título de vapor, adimensional

z Cota vertical, m

Letras Gregas

α Fração de vazio superficial, adimensional

Δp Diferencial de pressão, Pa

$\frac{dp}{dz}$ Gradiente de pressão

ΔT_{rp} Grau de subresfriamento da parede do tubo, °C, K

ε Rugosidade superficial, m

Φ_L^2 Multiplicador bifásico para fase líquido, adimensional

Φ_{L0}^2 Multiplicador bifásico para mistura como líquido, adimensional

Φ_v^2 Multiplicador bifásico para fase vapor, adimensional

Φ_{v0}^2 Multiplicador bifásico para mistura como vapor, adimensional

Φ_{tp} Multiplicador bifásico aplicado a transferência de calor, adimensional

μ Viscosidade dinâmica, kg/m.s

ζ Fração de previsões com desvio inferior a 30%, adimensional

v Volume específico, m³/kg

ρ	Densidade, kg/m ³
σ	Tensão superficial, N/m
τ	Tensão cisalhante, Pa
θ	Ângulo, rad
Ψ	Razão entre a taxa de transferência de calor e o potência de bombeamento

Subíndices

2Φ	Bifásico
1Φ	Monofásico
al	Alumínio
arrasto	Referente a efeitos de arrasto predominantes
anular	Referente ao padrão anular
<i>accel</i>	Aceleracional, inercial
<i>atrito</i>	Atrito
<i>crit</i>	Crítico
<i>ent</i>	Entrada
<i>r</i>	Fluido refrigerante
<i>grav</i>	Referente a efeitos gravitacionais predominantes
<i>H</i>	Hidráulico
<i>hom</i>	Homogêneo
<i>int</i>	Interno
<i>IA</i>	Transição entre padrão intermitente e anular ou estratificado
<i>if</i>	Interfacial
<i>L</i>	Referente a fase de líquido

LO	Referente a mistura como líquido
mod	Modificado
p	Referente a pressão
P	Parede do tubo
red	Reduzida
sai	Saída
sat	Saturado
subsec	Subseção de teste
estrat	Refetente ao padrão estratificado
ST	Seção de testes
tr	Transição
TS	Referente a tensão superficial
V	Referente a fase de vapor
$V0$	Referente a mistura como vapor
lv	Relativo entre as fases vapor e líquido
H_2O	Água

Adimensionais

$$\alpha = \frac{A_v}{A}$$

Fração de vazio superficial

$$Co = \frac{1}{D_H} \left(\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_v)} \right)^{\frac{1}{2}}$$

Número de confinamento de bolhas

$$Eo = \frac{g(\rho_L - \rho_v) D_H^2}{\sigma}$$

Número de Eötvos

$$Eo_M = \frac{g(\rho_L - \rho_V)D_H^2}{\cos(\beta)\sigma}$$

Número de Eötvos modificado

$$Fr = \frac{G^2}{gD\rho_{2\phi}^2}$$

Número de Froude

$$Pr = \frac{c_p \mu}{k}$$

Número de Prandtl

$$Re = \frac{GD}{\mu}$$

Número de Reynolds

$$Re_L = \frac{G(1-x)D}{\mu_L}$$

Número de Reynolds referente a fase líquida

$$Re_G = \frac{GxD}{\mu_V}$$

Número de Reynolds referente a fase gasosa

$$We = \frac{\rho u^2 D}{\sigma} = \frac{G^2 D}{\rho \sigma}$$

Número de Weber

$$X_{tt} = \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0,9} \left(\frac{\rho_V}{\rho_L} \right)^{0,5} \left(\frac{\mu_L}{\mu_V} \right)^{0,1}$$

Parâmetro de Martinelli

Parâmetros de Escoamento Bifásico

$$Q_L = A(1-\alpha)V_L$$

Vazão volumétrica da fase líquida, m³/s

$$Q_V = A\alpha V_V$$

Vazão volumétrica da fase gasosa, m³/s

$$Q = Q_L + Q_V$$

Vazão volumétrica total, m³/s

$$\dot{m}_L = A(1-\alpha)\rho_L V_L$$

Vazão mássica da fase líquida, kg/s

$$\dot{m}_V = A\alpha\rho_V V_V$$

Vazão mássica da fase vapor, kg/s

$$\dot{m} = \dot{m}_L + \dot{m}_V$$

Vazão mássica total, kg/s

$$G_L = \frac{\dot{m}(1-x)}{A}$$

Velocidade mássica da fase líquida, kg/m²s

$$G_v = \frac{\dot{m}x}{A}$$

Velocidade mássica da fase vapor, kg/m²s

$$G = G_L + G_v$$

Velocidade mássica total, kg/m²s

$$J_L = (1-\alpha)V_L$$

Velocidade superficial da fase líquida, m/s

$$J_v = \alpha V_v$$

Velocidade superficial da fase vapor, m/s

$$J = J_L + J_v$$

Velocidade superficial da mistura, m/s

$$J_v = \alpha V_v$$

Velocidade superficial da fase vapor, m/s

LISTA DE FIGURAS

<i>Figura 2.1</i> - Comparação entre critérios de transição dimensionais para ebulição convectiva no interior de canais, Ribatski (2013).....	38
<i>Figura 2.2</i> – Diagrama esquemático ilustrando forças de pressão e tensão superficial atuando no pistão de vapor, Tibiriçá e Ribatski (2014).	41
<i>Figura 2.3</i> – Ilustração esquemática dos padrões de escoamento para canais horizontais convencionais, Collier e Thome (1994).....	45
<i>Figura 2.4</i> - Mapa de escoamento proposto por Baker (1954).	46
<i>Figura 2.5</i> - Padrões de escoamento proposto por Jaster e Kosky (1976).	49
<i>Figura 2.6</i> - Ilustração esquemática dos padrões de escoamento identificados por Palen, Breber e Taborek (1979) para condensação no interior de tubos.	50
<i>Figura 2.7</i> - Padrão de escoamento estratificado apresentado por Thome (2008).....	51
<i>Figura 2.8</i> - Ilustração esquemática do escoamento estratificado liso proposto por Kattan <i>et al.</i> (1998).....	56
<i>Figura 2.9</i> - Comparação entre as transições de padrões de escoamento para canal circular com diâmetro de 5,5 mm apresentado por Coleman e Garimella (1999).....	63
<i>Figura 2.10</i> - Comparação entre os mapas de padrão de escoamento proposto por Felcar <i>et al.</i> (2007) e mapas de escoamento propostos por Damianides e Westwater (1988), Felcar <i>et al.</i> (2007).....	64
<i>Figura 2.11</i> - Comparação entre os critérios de transição propostos para as condições R134a, $D = 0,5 \text{ mm}$, $T_{\text{sat}}=30 \text{ °C}$ (Revellin e Thome, 2007a) e para escoamento de água e ar, $D=1,097 \text{ mm}$ (Tripplet <i>et al.</i> , 1999).	65
<i>Figura 2.12</i> - Classificação dos padrões de escoamento segundo Coleman e Garimella (2003) para o refrigerante R134a.	67
<i>Figura 2.13</i> – (a) Avaliação do critério de transição entre padrões proposto por Wang <i>et al.</i> (2002), (b) Avaliação do critério de transição entre padrões propostos por Tripplet <i>et al.</i> (2002) e Chung e Kawaji (2004).	69
<i>Figura 2.14</i> – Ilustração esquemática do gradiente de pressão por atrito durante o processo de condensação. (Kim e Mudawar, 2014).	86

<i>Figura 2.15</i> - Comparação entre resultados experimentais da literatura e a previsão da perda de pressão por atrito estimada pelo modelo homogêneo com viscosidade dinâmica dada por Cicchitti (1960) realizada por Felcar e Ribatski (2008).....	95
<i>Figura 2.16</i> – Ilustração esquemática da evolução dos padrões de escoamento e a variação do coeficiente de transferência de calor ao longo da condensação.	102
<i>Figura 2.17</i> – Ilustração esquemática das geometrias de padrões de escoamento.	112
<i>Figura 2.18</i> – Ilustração esquemática apresentada para os mecanismos de transferência de calor adotados no modelo proposto por Thome, El-Hajal e Cavallini (2003).	113
<i>Figura 2.19</i> – Comparação entre os resultados experimentais coletados na literatura por Ribatski e Da Silva (2016) e as respectivas previsões do método de Cavallini <i>et al.</i> (2006).	122
<i>Figura 2.20</i> – Comparações entre resultados experimentais de estudos distintos apresentados por (a) Su <i>et al.</i> (2009) e (b) Del Col e Bortolin (2014).	132
<i>Figura 3.1</i> – Esquema ilustrativo do aparato experimental	138
<i>Figura 3.2</i> - Vista lateral do aparato experimental.	138
<i>Figura 3.3</i> - Vista superior do aparato experimental.	139
<i>Figura 3.4</i> – Ilustração esquemática do circuito de refrigerante.	139
<i>Figura 3.5</i> – Diagrama Pressão vs. Entalpia do circuito principal para o R1234ze(E).	140
<i>Figura 3.6</i> – Circuito de água	142
<i>Figura 3.7</i> – Circuito de solução de água/etileno-glicol.....	144
<i>Figura 3.8</i> – Circuito da água de poço.	145
<i>Figura 3.9</i> – Imagem da seção de testes sem isolamento térmico.....	145
<i>Figura 3.10</i> – Ilustração da estrutura de multi-minicanais na qual circula o fluido refrigerante.	146
<i>Figura 3.11</i> – Diagrama esquemático da seção de testes.	147
<i>Figura 3.12</i> – Ilustração do procedimento de fixação dos termopares na superfície do canal de refrigerante.	148
<i>Figura 3.13</i> – Processamento de imagem da seção transversal de multicanais através do programa <i>Image J</i>	153
<i>Figura 3.14</i> – Avaliação do balanço de energia para o fluido R32	159
<i>Figura 3.15</i> - Análise numérica do efeito da condução axial no alumínio	160
<i>Figura 3.16</i> – Campo de temperaturas obtido a partir de análise numérica do efeito da condução axial no alumínio.	161

<i>Figura 3.17</i> - Comparação do fator de atrito para o escoamento monofásico do fluido R1234ze(E)	162
<i>Figura 3.18</i> - Comparação entre resultados experimentais e as estimativas de Gnielinski (1976) para líquido subresfriado	163
<i>Figura 3.19</i> – Comparação entre resultados experimentais e as estimativas de Gnielinski (1976) vapor superaquecido.	164
<i>Figura 4.1</i> -Caracterização do banco de dados experimental para o coeficiente de transferência de calor levantado no presente estudo.	168
<i>Figura 4.2</i> -Efeitos da velocidade mássica e do título de vapor no CTC durante a condensação do R1234ze(E), resultados para a subseção 2.....	169
<i>Figura 4.3</i> -Efeitos da velocidade mássica e do título de vapor no CTC durante a condensação do R1234ze(E), resultados para a subseção 3.....	169
<i>Figura 4.4</i> -Efeitos da velocidade mássica e do título de vapor no CTC durante a condensação do R32, resultados para a subseção 3.	170
<i>Figura 4.5</i> -Critério de transição entre os mecanismos predominantes da condensação segundo Cavallini <i>et al.</i> (2006) para $T_{sat}=40^{\circ}\text{C}$ e fluido R1234ze(E).....	171
<i>Figura 4.6</i> -Critério de transição entre os mecanismos predominantes segundo Cavallini <i>et al.</i> (2006) para $T_{sat}=40^{\circ}\text{C}$ e fluido R32.....	171
<i>Figura 4.7</i> -Comparação entre as condições experimentais do presente estudo e os critérios de transição entre padrões de escoamento de Wang <i>et al.</i> (2002).....	172
<i>Figura 4.8</i> - Comparação entre as condições experimentais do presente estudo e os critérios de transição entre padrões de escoamento de Kim e Mudawar (2012).	173
<i>Figura 4.9</i> - Comparação do CTC entre os refrigerantes avaliados no presente estudo para $G=115\text{ kg/m}^2\text{s}$, correspondente a $Re_{L0} = 1139$ para R1234ze(E) e $Re_{L0} = 2129$ para R32.....	174
<i>Figura 4.10</i> - Comparação do CTC entre os refrigerantes avaliados no presente estudo para $G=225\text{ kg/m}^2\text{s}$, correspondente a $Re_{L0} = 2132$ para R1234ze(E) e $Re_{L0} = 3685$ para R32.....	175
<i>Figura 4.11</i> - Comparação entre os resultados experimentais (símbolos cheios) e as estimativas do CTC (símbolos vazios) através do modelo de Nusselt para o R1234ze(E).	176
<i>Figura 4.12</i> – Ilustração esquemática da distribuição do filme líquido envolto ao canal retangular.	178

<i>Figura 4.13</i> - Comparação entre os resultados experimentais (símbolos cheios) e a parcela do CTC (símbolos vazios) atribuída a efeitos de tensão superficial estimada segundo a Eq. (4.1) para o R1234ze(E).	179
<i>Figura 4.14</i> - Comparação entre os resultados experimentais (símbolos cheios) e a parcela do CTC (símbolos vazios) atribuída a efeitos de tensão superficial estimada segundo a Eq. (4.1) para o R32.	180
<i>Figura 4.15</i> – Efeito do ΔT_{rp} no CTC durante a condensação dos refrigerantes R1234ze(E) e R32 para velocidade mássica de 55 kg/m ² s.	181
<i>Figura 4.16</i> - Efeito do ΔT_{rp} no CTC durante a condensação dos refrigerantes R1234ze(E) e R32 para velocidade mássica de 115 kg/m ² s.	182
<i>Figura 4.17</i> - Efeito do ΔT_{rp} no CTC durante a condensação dos refrigerantes R1234ze(E) e R32 para velocidade mássica de 225 kg/m ² s.	183
<i>Figura 4.18</i> – Comparação entre os resultados experimentais do CTC e as respectivas previsões fornecidas pelo método de Jige, Inoue e Koyama (2016).	186
<i>Figura 4.19</i> - Comparação entre os resultados experimentais do CTC e as respectivas previsões fornecidas pelo método de Cavallini <i>et al.</i> (2006).	187
<i>Figura 4.20</i> – Comparação entre os resultados experimentais do CTC e as previsões fornecidas através do método de Shah (2016).	187
<i>Figura 4.21</i> - Ilustração do efeito da velocidade mássica nos desvios de previsões do método de Jige, Inoue e Koyama (2016) em relação aos dados experimentais.	189
<i>Figura 4.22</i> -Ilustração do efeito da velocidade mássica dos nesvios de previsões do método de Cavallini <i>et al.</i> (2006) em relação aos dados experimentais.	189
<i>Figura 4.23</i> - Ilustração do efeito da velocidade mássica nos desvios do método de Wang <i>et al.</i> (2002) em relação aos dados experimentais.	190
<i>Figura 4.24</i> - Ilustração do efeito da velocidade mássica nos desvios do método de Shah (2016) em relação aos dados experimentais.	190
<i>Figura 4.25</i> -Caracterização do banco de dados experimental da perda de pressão levantado no presente estudo, $T_{sat}=21^{\circ}\text{C}$.	192
<i>Figura 4.26</i> - Efeitos da velocidade mássica e do título de vapor no gradiente de pressão por atrito, R1234ze(E), $T_{sat}=21^{\circ}\text{C}$.	193
<i>Figura 4.27</i> - Comparação entre os resultados experimentais do gradiente de pressão por atrito e as estimativas segundo os métodos da literatura.	196

<i>Figura 4.28</i> - Comparação entre os resultados experimentais do gradiente de pressão por atrito e as previsões obtidas pelos métodos disponíveis na literatura.	196
<i>Figura 4.29</i> - Comparação entre os resultados experimentais do gradiente de pressão por atrito e as previsões obtidas pelos métodos disponíveis na literatura.	197
<i>Figura 4.30</i> - Ilustração do efeito da velocidade mássica nos desvios proporcionados pelo método de Jige, Inoue e Koyama (2016) em relação aos dados experimentais.	198
<i>Figura 4.31</i> - Ilustração do efeito da velocidade mássica nos desvios do método de Da Silva e Ribatski (2013) em relação aos dados experimentais.....	198
<i>Figura 4.32</i> -Ilustração do efeito da velocidade mássica nos desvios do método de Sempértegui-Tapia e Ribatski (2013) em relação aos dados experimentais	199
<i>Figura 4.33</i> – Comparação das tendências do gradiente de pressão por atrito entre os resultados experimentais e métodos de previsão da literatura.	199
<i>Figura 4.34</i> - Comparação das tendências do gradiente de pressão por atrito entre os resultados experimentais e métodos de previsão da literatura.	200
<i>Figura 4.35</i> - Comparação das tendências do gradiente de pressão por atrito entre os resultados experimentais e métodos de previsão da literatura.	200
<i>Figura 4.36</i> - Velocidades mássicas correspondentes ao CTC de 2060 W/m ² K, título de vapor de 0,5 e temperatura de saturação de 40°C.....	203
<i>Figura 4.37</i> – Comparação entre os fatores de penalidade entre os refrigerantes R1234ze(E), R32 e R134a respectivos as condições apresentadas na Fig. 4.36.....	204
<i>Figura 4.38</i> - Análise do potencial de transferência de calor por potência de bombeamento para velocidade mássica de 55 kg/m ² s.....	205
<i>Figura 4.39</i> - Análise do potencial de transferência de calor por potência de bombeamento para velocidade mássica de 115 kg/m ² s.....	206
<i>Figura 4.40</i> - Análise do potencial de transferência de calor por potência de bombeamento para velocidade mássica de 175 kg/m ² s.....	206
<i>Figura 4.41</i> - Análise do potencial de transferência de calor por potência de bombeamento para velocidade mássica de 225 kg/m ² s.....	207
<i>Figura 4.42</i> - Análise do potencial de transferência de calor por potência de bombeamento para velocidade mássica de 275 kg/m ² s.....	207

LISTA DE TABELAS

<i>Tabela 2.1</i> - Estudos de padrões de escoamento em canais com diâmetros reduzido.....	59
<i>Tabela 2.2</i> - Valores para o parâmetro C proposto por Chisholm (1967).....	79
<i>Tabela 2.3</i> Estudos da perda de pressão em escoamentos horizontais no interior de minicanais.	88
<i>Tabela 2.4</i> - Parâmetros estatísticos resultantes da comparação entre o banco de dados experimentais levantado na literatura e as previsões correspondentes aos métodos avaliados apresentado por Ribatski e Da Silva (2016).	99
<i>Tabela 2.5</i> – Valores empíricos ajustados por Akers <i>et al.</i> (1959)	107
<i>Tabela 2.6</i> - Resumo dos estudos sobre transferência de calor durante a condensação em canais de diâmetro reduzido	124
<i>Tabela 2.7</i> - Parâmetros estatísticos resultantes da comparação entre o banco de dados experimentais para o CTC levantado na literatura por Ribatski e Da Silva (2016) e as respectivas previsões dos métodos avaliados.	134
<i>Tabela 3.1</i> – Condições experimentais para escoamento monofásico	152
<i>Tabela 3.2</i> – Condições experimentais para os dados experimentais de condensação	152
<i>Tabela 3.3</i> - Propriedades termodinâmicas e de transporte dos fluidos teste sob $T_{sat}=40^{\circ}C$ ...	152
<i>Tabela 3.4</i> – Incertezas experimentais dos instrumentos de medição.	164
<i>Tabela 3.5</i> -Incertezas dos parâmetros estimados.	165
<i>Tabela 4.1</i> -Parâmetros estatísticos resultantes da comparação entre o banco de dados experimental completo e as previsões correspondentes.	184
<i>Tabela 4.2</i> - Parâmetros estatísticos resultantes da comparação entre o banco de dados para os fluidos R1234ze(E) e R32 e as previsões correspondentes.	185
<i>Tabela 4-3</i> - Parâmetros estatísticos resultantes da comparação entre os dados do gradiente de pressão e as previsões correspondentes.	194
<i>Tabela 7.1</i> – Métodos de previsão para CTC local durante a condensação	231

SUMÁRIO

LETRAS ROMANAS	13
LETRAS GREGAS	14
SUBÍNDICES	15
ADIMENSIONAIS	16
PARÂMETROS DE ESCOAMENTO BIFÁSICO	17
1 INTRODUÇÃO.....	31
1.1 Objetivos	34
1.2 Organização do texto	34
2 REVISÃO DA LITERATURA.....	37
2.1 Critérios de transição entre escoamentos de macro e micro escala	37
2.2 Padrões de escoamento	43
2.2.1 Padrões de escoamento em canais convencionais horizontais	44
2.2.2 Padrões de escoamento em canais com diâmetros de micro-escala	57
2.3 Modelos para estimativa da fração de vazio	70
2.3.1 Modelo Homogêneo	71
2.3.2 Modelo de Zuber e Findlay	71
2.3.3 Modelo de Rouhanni	72
2.3.4 Modelo de Zivi (1964).....	73
2.3.5 Modelo de Kanizawa e Ribatski (2016)	74
2.4 Perda de pressão.....	75
2.4.1 Métodos de previsão do gradiente de pressão por atrito em escoamentos bifásicos	76
2.4.2 Estudos da literatura sobre perda de pressão no interior de minicanais	85

2.5	Transferência de calor durante a condensação no interior de tubos....	101
2.5.1	Mecanismos de transferência de calor durante a condensação	101
2.5.2	Métodos de previsão do CTC no interior de canais	103
2.5.3	Estudos da literatura sobre CTC em canais de diâmetro reduzido	122
3	APARATO E PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL	137
3.1	Aparato experimental	137
3.1.1	Circuito de refrigerante	139
3.1.2	Circuito de água	142
3.1.3	Circuito de água/etileno-glicol.....	143
3.1.4	Circuito de água de poço.....	144
3.1.5	Seção de testes	145
3.2	Procedimento experimental.....	148
3.2.1	Escoamento monofásico	149
3.2.2	Escoamento bifásico	150
3.2.3	Condições experimentais	151
3.3	Regressão dos dados.....	152
3.3.1	Parâmetros experimentais	153
3.3.2	Coeficiente de transferência de calor local	154
3.3.3	Gradiente de pressão por atrito	156
3.4	Validação do aparato experimental	157
3.4.1	Balanco de energia	158
3.4.2	Gradiente de pressão monofásico	161
3.4.3	Coeficiente de transferência de calor monofásico	162
3.5	Incertezas experimentais	164
4	RESULTADOS EXPERIMENTAIS	167
4.1	Coeficiente de transferência de calor	167
4.1.1	Efeito da velocidade mássica e título de vapor	168

4.1.2	Efeito do fluido refrigerante	173
4.1.3	Efeito da diferença entre as temperaturas da parede e do fluido	180
4.1.4	Análise dos métodos de previsão	183
4.2	Gradiente de pressão por atrito	191
4.2.1	Efeito da velocidade mássica e título de vapor.....	192
4.2.2	Análise dos métodos de previsão para o gradiente de pressão por atrito	194
4.3	Análise comparativa de desempenho dos refrigerantes	201
5	CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES.....	209
5.1	Conclusões	209
5.2	Recomendação para trabalhos futuros	212
6	REFERÊNCIAS.....	213
7	APÊNDICE	231

1 INTRODUÇÃO

A condensação no interior de dutos é investigada pela academia e indústria visando o melhor entendimento dos fenômenos físicos envolvidos, buscando desenvolver métodos de intensificação da transferência de calor e propor procedimentos precisos para a previsão do coeficiente de transferência de calor e da perda de pressão que possam ser utilizados como ferramentas de projeto de trocadores de calor.

Recentemente, observa-se a ampliação do número de trocadores de calor baseados em canais de diâmetro reduzido, denominados neste texto de minicanais ($D \leq 3 \text{ mm}$), devido a proporcionarem taxas de transferência de calor elevadas através de dispositivos compactos. Tubos de calor, trocadores de calor compactos para equipamentos eletrônicos e controle térmico de satélites, sistemas de condicionamento de ar automotivos e residenciais e bombas de calor são exemplos de aplicações de processos envolvendo mudança de fase em canais de diâmetro reduzido. No entanto, é importante enfatizar que a maioria dos estudos disponíveis na literatura, tratam da ebulição convectiva, caracterizada por mecanismos de transferência de calor distintos da condensação.

A eficiência do processo de condensação está associada ao desempenho global do sistema, a redução do CTC no condensador implica no decréscimo da capacidade de refrigeração e no incremento do trabalho de compressão, visto que uma vez estabelecida a temperatura de evaporação e o grau de superaquecimento, a elevação da temperatura de condensação implica no aumento da potência de compressão. Além disso, a eficiência volumétrica de espaço nocivo decresce com o incremento da temperatura de condensação. Assim, admitindo volume específico do refrigerante na aspiração do compressor constante, a redução da eficiência volumétrica está associada a um decréscimo da vazão, e consequentemente, da capacidade de refrigeração. Vale destacar ainda que o incremento da perda de pressão está associado ao decréscimo da temperatura de saturação do fluido refrigerante, implicando na redução da diferença de temperaturas do fluido refrigerante, e consequentemente, do potencial de transferência de calor. Finalmente, é fato em sistemas com expansão direta que a maior parcela do refrigerante encontra-se no condensador. Assim, buscas pela redução do inventário de refrigerante em sistemas de condicionamento de ar e refrigeração,

visando minimizar impactos ambientais e custos operacionais relacionados a vazamentos e possibilitar a aplicação de refrigerantes tóxicos e inflamáveis em regiões populosas devem se basear na otimização do condensador. Desta forma, visando intensificar a eficiência destes sistemas, o projeto do trocador de calor deve ser adequado. Este envolve em uma primeira fase a utilização de correlações e modelos para determinação da perda de pressão e do coeficiente de transferência de calor, viabilizando a redução do número de protótipos, e consequentemente, a redução dos custos e do tempo no desenvolvimento de novos produtos.

De uma forma geral, processos envolvendo mudança de fase em condições de convecção forçada são complexos e influenciados por diversos parâmetros operacionais, entre os quais, no caso da condensação, destacam-se: fluido refrigerante, velocidade mássica, temperaturas de saturação, orientação do escoamento, título de vapor, dimensão e geometria do canal e a presença de não condensáveis e óleo de lubrificação do compressor. Isto faz com que métodos de previsão do coeficiente de transferência de calor e perda de pressão para a condensação no interior de dutos se baseiem no ajuste de coeficientes e expoentes a resultados experimentais. Tal fato, ressalta a relevância de estudos experimentais para a proposição de métodos de previsão e melhor compreensão dos mecanismos presentes durante a condensação.

Trocadores de calor compactos permitem o incremento do coeficiente de transferência de calor, além da redução do inventário refrigerante e dos custos de fabricação e manutenção. A redução do volume do trocador de calor pode implicar em reduções do vazamento de fluido refrigerante tanto em valores absolutos como relativos, com consequente redução do impacto ambiental associado a estes fluidos, conforme indicado por Ribatski *et al.* (2006). Além disso, trocadores de calor constituídos por canais de micro-escala favorecem a utilização de refrigerantes naturais, visto que parcela destes refrigerantes são inflamáveis ou possuem elevada toxicidade, potencializando riscos quando utilizados em volumes elevados.

Neste contexto, apresenta-se a demanda por refrigerantes com reduzido potencial de impacto nas mudanças climáticas, entre os quais destacam-se, além de refrigerantes naturais, os clorofluoraceno (HFOs) que permitem o decréscimo da emissão de gases efeito estufa a partir de sistemas de refrigeração e de condicionamento de ar. Na última década, tal cenário, está relacionado a demanda de pesquisas relacionadas ao desempenho destes fluidos, visando a substituição dos clorofluorcarbonetos (CFC), hidroclorofluorcarbonetos (HCFC) e HFCs. Vale destacar a diretiva “*Directive MAC 2006/40/EC*” estabelecida pela União Européia e reforçada pela “*F-gas regulation (517/2014)*”, segundo a qual refrigerantes com GWP acima de 150 não

serão mais utilizados em sistemas de condicionamento de ar automotivo na Europa a partir de 2017. Além disso, HFO's apresentam vantagens em relação aos refrigerantes naturais e hidrocarbonetos, os quais também apresentam reduzido GWP, porém são tóxicos e elevada inflamáveis, apresentando riscos em determinadas aplicações, conforme mencionado anteriormente.

Bansal e Chen (2015) reportam com base em dados da Agência de Informação de Energia dos EUA (*Energy Information Administration US*), que aproximadamente 46,7 milhões de dispositivos de condicionamento de ar domésticos tipo janela operavam em 2009 com fluido refrigerante R410A. Em seu estudo, estes autores apresentam uma avaliação do desempenho de potenciais substitutos para o fluido R410 caracterizados por reduzido GWP (*Global Warming Potencial*). Segundo eles, o R32 apresenta uma taxa de inflamabilidade média, superior aos fluidos R1234ze(E) e R1234yf, entretanto, equipamentos de condicionamento de ar do tipo janela são compactos, não apresentando riscos e assim tornando-se um potencial substituto do R410A para sistemas de condicionamento de ar domésticos.

De uma forma geral, para a condensação no interior de dutos, observa-se o incremento do CTC com a redução do diâmetro do canal, o qual é acompanhado por um incremento significativo da perda de pressão. Este último comportamento está também intrinsecamente relacionado à taxa de transferência de calor, pois implica na redução da temperatura de saturação e, conseqüentemente, no decréscimo de diferença de temperatura entre o fluido refrigerante e o ambiente externo.

Neste contexto, o presente estudo trata de uma revisão da literatura sobre condensação no interior de canais horizontais de reduzido diâmetro, com enfoque na definição, caracterização e previsão dos padrões de escoamento, perda de pressão e transferência de calor durante escoamento bifásico. Segue uma descrição do aparato e os procedimentos experimentais utilizados no levantamento dos resultados experimentais para o CTC e a perda de pressão durante a condensação dos refrigerantes R1234ze(E) e R32, em uma seção de testes constituída de canais múltiplos com geometria retangular. Estes dados são parametricamente analisados e comparados com métodos de previsão disponíveis na literatura. Realizou-se também comparativa em relação ao R134a do desempenho destes fluidos considerando como base um trocador de calor de multi-minicanais e geometria retangular avaliado no presente estudo.

1.1 OBJETIVOS

Este trabalho tem como objetivo fundamental o estudo teórico e experimental da perda de pressão por atrito e transferência de calor durante a condensação no interior de multicanais de diâmetro reduzido. Tal estudo envolve uma discussão crítica da literatura e o levantamento e análise de resultados experimentais, além da avaliação do desempenho dos fluidos de ensaios através de uma análise comparativa. Como objetivos específicos se apresentam:

- ✓ Revisão da literatura sobre a padrões de escoamento, perda de pressão e transferência de calor durante a condensação no interior de canais com diâmetros reduzidos e de aspectos relacionados com critérios para caracterização da transição entre macro e micro escala, focados na condensação no interior de tubos. Atenção especial é dada aos estudos envolvendo a investigação da influência da geometria da seção transversal no mecanismo de condensação em canais de micro-escala;
- ✓ Levantamento de resultados experimentais para a perda de pressão por atrito e o coeficiente de transferência de calor durante a condensação no interior de um trocador de calor baseado em multi-minicanais para refrigerantes com reduzido GWP, visando avaliar os efeitos da velocidade mássica, título de vapor, propriedades dos fluidos e fluxo de calor parametricamente no gradiente de pressão por atrito e no CTC;
- ✓ Comparação entre os resultados da perda de pressão por atrito e do coeficiente de transferência de calor obtidos experimentalmente com métodos de previsão disponíveis na literatura aberta;
- ✓ Análise comparativa do desempenho dos fluidos refrigerantes, considerando um trocador de calor baseado em multicanais paralelos de diâmetros reduzidos e geometria retangular.

1.2 ORGANIZAÇÃO DO TEXTO

A presente trabalho foi organizado segundo os seguintes capítulos:

Capítulo 2: Neste capítulo apresenta-se uma revisão da literatura que abrange os mecanismos de transferência de calor com foco na condensação em escoamentos de micro-escala. São descritos métodos de previsão para o coeficiente de transferência de calor local durante a condensação em canais de micro-escala e convencionais. Este capítulo inclui

ainda uma descrição dos padrões para escoamentos adiabático e durante a condensação em tubos horizontais e metodologias para caracterizações deste padrões e os critérios propostos na literatura para a caracterização da transição entre macro e micro-escala. A revisão da literatura também aborda a perda de pressão durante o escoamento bifásico, apresentando estudos experimentais com enfoque em trocadores de calor baseados em canais de micro-escala, além de métodos de previsão da perda de pressão por atrito de destaque na literatura. São detalhadas as condições em que os experimentos disponíveis na literatura foram realizados, buscando identificar tendências e relacioná-las aos mecanismos físicos que influenciam a perda de pressão por atrito durante escoamentos bifásicos no interior de canais de micro-escala;

Capítulo 3: Descreve detalhadamente o aparato experimental localizado no Laboratório de Transferência de Calor da Universidade de Pádua na Itália, no qual realizou-se a campanha experimental do presente estudo. Neste capítulo, também são descritos os procedimentos adotados para aquisição de dados e tratamento dos resultados experimentais. Ele inclui ainda o procedimento de validação do aparato experimental a partir de resultados para escoamento monofásico, além da análise e propagação de incertezas dos parâmetros calculados;

Capítulo 4: Neste capítulo são apresentados os resultados experimentais para o coeficiente de transferência de calor quasi-local durante a condensação e gradiente de pressão por atrito em escoamento bifásico sob condições adiabáticas no interior de minicanais com seção transversal retangular. Com base nestes resultados, apresenta-se uma análise crítica e discutindo as tendências observadas com base em mecanismos físicos. Estes resultados são comparados a estimativas levantadas a partir de métodos disponíveis na literatura. Apresenta-se ainda uma análise comparativa do desempenho dos fluidos avaliados em relação ao R134a , considerando o trocador de calor avaliado no presente estudo.

Capítulo 5: Apresenta as principais conclusões baseadas na análise da literatura e nos resultados experimentais. O capítulo também apresenta recomendações para trabalhos futuros;

Apêndice A: Apresentação dos métodos de previsão do coeficiente de transferência de calor avaliados.

2 REVISÃO DA LITERATURA

2.1 CRITÉRIOS DE TRANSIÇÃO ENTRE ESCOAMENTOS DE MACRO E MICRO ESCALA

A transição entre macro e micro-escala é tema recorrente na literatura sobre a evaporação no interior de tubos, entretanto, um número reduzido de estudos investigam tal tema considerando aspectos mecanicistas relacionados a condensação. Al-Hajri *et al.* (2013) menciona que este *status quo* se deve ao fato dos mecanismos de transferência de calor e perda de pressão durante a ebulição convectiva e a condensação apresentarem similaridades, ainda que em apenas para condições específicas. Porém, tal afirmação é simplista, visto que encontram-se discrepâncias significativas entre mecanismos físicos e resultados experimentais para condensação e evaporação. Destaca-se também, reduzido número de bancos de dados experimentais para a condensação em canais de diâmetro reduzido comparado a evaporação, desta forma insuficientes para tal conclusão.

Os efeitos relativos predominantes vinculados as magnitudes das forças atuando no escoamento (gravitacional, inercial, tensão superficial e viscosa) em canais convencionais e reduzidos são distintos. Neste contexto, o presente item trata da análise aspectos físicos relevantes na transição entre condições de macro e micro escala considerando os mecanismos preponderantes durante a condensação. Critérios adotados para a evaporação são descritos quando adequados a condensação.

De uma maneira geral, classificações de canais quanto as suas dimensões e critérios para a transição entre macro e micro-escala têm sido propostos baseados em métodos de fabricação utilizados em suas confecções, grau de confinamento de bolhas em condições de evaporação, magnitude dos efeitos inerciais sobre o pistão líquido, molhabilidade do fluido, características do filme líquido e a ocorrência de determinados padrões de escoamento.

A Fig. 2.1 elaborada por Ribatski (2013) ilustra uma comparação entre os critérios de transição disponíveis na literatura. A partir dela é possível concluir que a maioria dos autores adota como transição para micro e macro-escala dimensões entre 1 e 3 mm.

De acordo com Ribatski (2013), os critérios de transição entre macro- e micro-escala apresentados na literatura, consideram os seguinte aspectos: (1) processo de fabricação; (2) grau de confinamento da bolha nucleada; (3) uniformidade do filme líquido ao longo do perímetro do tubo; (4) probabilidade da ocorrência de estratificação durante o escoamento.

Figura 2.1 - Comparação entre critérios de transição dimensionais para ebulição convectiva no interior de canais, Ribatski (2013).

Segundo Ribatski e Da Silva (2016), a transição baseada em processos de fabricação não considera as características do escoamento bifásico, portanto a implementação deste critério como base para o desenvolvimento de métodos de previsão do gradiente de pressão e coeficiente de transferência de calor torna-se inadequada. Apesar deste aspecto relevante, a maioria dos estudos apresentados na literatura adotam este critério.

Mehendale *et al.* (2000) e Kandlikar e Grande (2003) baseados em técnicas de fabricação e aplicações de trocadores de calor classificaram os canais quanto as suas dimensões. O primeiro estudo, propôs a seguinte classificação: microcanais (1-100 μm), mesocanais (100 μm -1 mm), macrocanais (1 - 6 mm) e canais convencionais ($D_H > 6$ mm). Já, Kandlikar e Grande (2003) para canais com diâmetros nanométricos, consideraram também efeitos de rarefação dos gases no escoamento, relacionando às distâncias médias entre as moléculas de um gás e a dimensão característica do escoamento. Assim, os seguintes critérios foram

propostos: canais convencionais de diâmetro hidráulico superiores a 3 mm; minicanais compreendendo $3 \text{ mm} \geq D_H > 200 \text{ }\mu\text{m}$. Abaixo dessas dimensões, foram classificados microcanais com dimensões de $200 \text{ }\mu\text{m} \geq D_H \geq 10 \text{ }\mu\text{m}$, microcanais de transição entre $10 \text{ }\mu\text{m} \geq D_H > 1 \text{ }\mu\text{m}$, nanocanais de transição entre $1 \text{ }\mu\text{m} \geq D_H \geq 0,1 \text{ }\mu\text{m}$ e nanocanais moleculares entre $0,1 \text{ }\mu\text{m} > D_H$.

Kew e Cornwell (1997) propuseram um critério que considera os efeitos do confinamento de uma bolha dentro de um canal, considerando condições de ebulição convectiva e relacionando o diâmetro de desprendimento da bolha em um meio infinito com o diâmetro hidráulico do canal, conforme a seguinte relação:

$$Co = \frac{L}{D_H} \quad (2.1)$$

$$L = \left(\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_V)} \right)^{1/2} \quad (2.2)$$

onde, D_H , é o diâmetro hidráulico do canal, Co , é o número de Confinamento, L , a constante de Laplace. Segundo este critério para $Co < 0,5$ têm-se condições de macro-escala. De acordo com Kew e Cornwell (1997), até então as correlações existentes para estimativas do coeficiente de transferência de calor e de perda de pressão não eram adequadas para aplicação em canais com diâmetro correspondendo $Co \geq 0,5$.

O critério de Kew e Cornwell (1997) considera propriedades dos fluidos e desta forma incorpora condições de operação, ao contrário dos métodos descritos anteriormente que apenas se basearam em dimensões fixas.

Tripplet *et al.* (1999) consideraram para definir a transição distinções no comportamento do escoamento bifásico no interior de canais com diâmetro hidráulico inferior a constante de Laplace, L , para os quais segundo os autores, os efeitos de tensão superficial tornam-se dominantes em relação aos efeitos gravitacionais e inerciais. Desta forma, a razão de deslizamento entre as fases decresce, não ocorrendo instabilidades interfaciais de Taylor, presentes no escoamento bifásico em macro-escala.

Ullmann e Brauner (2006) investigaram distinções entre padrões de escoamento em condições adiabáticas visando caracterizar a transição entre macro e micro-escala. Esta diferença de comportamento segundo os autores caracteriza condições de micro-escala, e se dá

em número Eötvos inferiores a 1,6. O número de Eötvos relaciona efeitos de empuxo e tensão superficial sendo definido da seguinte forma:

$$\ddot{E}o = \frac{g(\rho_L - \rho_V)D_H^2}{\sigma} \quad (2.3)$$

Kew e Cornwell (1997), Tripplet *et al.* (1999) e Ullmann e Brauner (2006) desenvolveram seus critérios de transição baseados em fenômenos mecanicistas do escoamento, e não somente dimensões dos canais. É importante destacar que, embora os critérios considerem fenômenos distintos de forma similar, eles relacionam a dimensão característica do canal com a constante de Laplace.

Celata (2008) ressaltou que a caracterização da transição baseada apenas no número de confinamento, conforme proposto por Kew e Cornwell (1997), em microgravidade forneceria condições de micro-escala independentemente do diâmetro do canal, comportamento este improvável. Assim, Celata (2008) considerando resultados levantados sob condições de microgravidade através de vôos parabólicos, reportou que o diâmetro de desprendimento de bolhas depende também da velocidade mássica e do título de vapor.

Harirchian e Garimella (2010) incluíram, além de condições de confinamento, o efeito da velocidade do escoamento na transição entre micro- e macro-escala dada por $Bo^{0.5} Re_{Lo} < 160$.

De acordo com Ong e Thome (2011), efeitos gravitacionais predominam sobre os de tensão superficial para $Co < 0,34$ e os efeitos de tensão superficial são predominantes em relação aos efeitos gravitacionais para $Co > 1,0$. Estes valores para o número de confinamento foram adotados por eles com critérios para caracterizar a transição entre macro- e micro-escala. Tais transições foram propostas por meio de visualizações do escoamento e através de avaliação do grau de uniformidade da espessura do filme líquido ao longo do perímetro do tubo. A visualização se dá em uma seção de testes transparente, a qual pode ser considerada isotérmica, localizada a jusante da região aquecida (evaporação), procedimento similar é frequentemente utilizado em estudos envolvendo a condensação, exceto pelo fato da seção a montante ser resfriada. Logo fenômenos inerentes aos processos de transferência de calor não são, geralmente, observados nestes estudos. Ong e Thome (2011) constataram para diâmetros inferiores a 3 mm apenas os padrões bolhas isoladas, bolhas coalescentes e anular. O padrão de

escoamento pistonado foi observado apenas para o canal de 3,04 mm correspondendo a Co igual a 0,34, valor adotado para caracterizar o limite para o comportamento em macro-escala.

Tibiriçá e Ribatski (2014) propuseram três critérios para a transição entre macro- e micro-escala em escoamento horizontais baseados nas seguintes características: inexistência de escoamento estratificado e tendência de uniformidade do filme líquido ao longo do perímetro tubo em caso de escoamento anular. Segundo o autor, esta classificação busca identificar os efeitos que influenciam diretamente o coeficiente de transferência de calor, fluxo crítico de calor e a perda de pressão por atrito. Os critérios propostos por Tibiriçá e Ribatski (2014), análogos a Ong e Thome (2011), são adequados para escoamentos em canais horizontais.

O primeiro critério de transição propostos por Tibiriçá e Ribatski (2014) consideram um pistão de líquido estático em condição saturada, envolvido por ambos os lados por vapor em um canal de diâmetro, D , conforme ilustrado na Fig. 2.2. Assumiu-se como critério a condição de equilíbrio entre forças devido à pressão estática e à tensão superficial na linha de contato entre a interface líquido-gas e a parede. Segundo Tibiriçá e Ribatski (2014), é correto desprezar efeitos inerciais e viscosos para tal condição, pois o escoamento estratificado ocorre apenas para vazões mássicas reduzidas, isto é, condições próximas a de um pistão estático.

Figura 2.2 – Diagrama esquemático ilustrando forças de pressão e tensão superficial atuando no pistão de vapor, Tibiriçá e Ribatski (2014).

O segundo critério proposto por Tibiriçá e Ribatski (2014), assume a transição de macro para micro-escala para um diâmetro de tubo a partir do qual o escoamento estratificado não se verifica, para isto ele assume hipótese semelhante a Felcar *et al.* (2007), o qual propôs que a transição entre escoamento estratificado e anular/intermitente no caso de canais de diâmetro reduzido resulta de efeitos capilares. Desprezando efeitos inerciais e viscosos, segundo Tibiriçá e Ribatski (2014) a transição entre macro e micro-escala ocorre para um diâmetro do canal

similar a altura capilar. Os efeitos capilares estão relacionados as forças de adesão entre o líquido e a parede do tubo, impondo uma ponte de líquido na região superior do tubo, impossibilitando a ocorrência do padrão de escoamento estratificado. O diâmetro de transição segundo este critério é dado pela seguinte expressão:

$$D_{tr} = \sqrt{\frac{4\sigma \cos \theta}{(\rho_l - \rho_v)g}} \quad (2.4)$$

Para validar sua proposta, Tibiriçá e Ribatski (2014) efetuaram experimentos em uma placa de acrílico contendo canais de diferentes diâmetros para água e ar, e constataram que a estratificação se verifica para diâmetros superiores a 5,6 mm. Este valor é próximo ao estimado através da Eq. (2.4) igual a 5,5 mm adotando-se o ângulo de contato de 60°, valor determinado experimentalmente pelos autores para a água em condições ambiente. Entretanto, apesar da coincidência dos resultados, os autores enfatizaram a necessidade de se considerar efeitos inerciais em condições de velocidade mássicas intermediárias e elevadas.

Tibiriçá e Ribatski (2014) ressaltam que para fluidos de ângulo de contato reduzido, como é o caso dos refrigerantes halogenados, o critério baseado em efeitos capilares apresenta diâmetros de transição similares aos apresentados por Kew e Cornwell (1997). Vale destacar que, os critérios propostos por Tibiriçá e Ribatski (2014) e Kew e Cornwell (1997), embora apresentando resultados similares, foram propostos baseados em mecanismos físicos distintos.

O terceiro critério proposto por Tibiriçá e Ribatski (2014) se baseou no trabalho de Kandlikar (2010), no qual o autor buscou quantificar a escala de magnitude das forças presentes durante a ebulição convectiva. Segundo a análise de Kandlikar (2010), para diâmetros reduzidos as forças de tensão superficial e inerciais são preponderantes em relação as demais. Neste contexto, Tibiriçá e Ribatski (2014) adota o grau de uniformidade do filme líquido ao longo do perímetro do tubo como o aspecto característico da transição entre macro e micro-escala e propuseram como critério de transição entre macro- e micro-escala as forças gravitacionais correspondendo a 5% das forças de tensão superficial. Desta forma, o critério de transição é dado pela seguinte expressão:

$$D_{tr} \leq \sqrt{\frac{\sigma}{20 (\rho_l - \rho_v)g}} \quad (2.5)$$

Tibiriçá e Ribatski (2014) compararam os resultados para a transição dados pela Eq. (2.5) para os fluidos R134a, R245fa e água com a variação da espessura do filme líquido ao longo do perímetro do tubo estimada segundo o modelo de Hulburt e Newell (2000). Nesta comparação, Tibiriçá e Ribatski (2014) adotaram como o critério de transição para o modelo de Hulburt e Newell (2000) uma razão entre a espessura média do filme ao longo do perímetro e a espessura máxima do filme, presente na região do interior do tubo igual a 0,95. Baseado nessa hipótese e para $G=50 \text{ kg/m}^2\text{s}$, condição em que os efeitos inerciais são reduzidos, as transições fornecidas pela Eq. (2.5) e com base no modelo de Hulburt e Newell (2000). Entretanto, vale destacar que este modelo foi desenvolvido para canais convencionais e escoamento horizontal.

Verifica-se que entre os 3 critérios propostos por Tibiriçá e Ribatski (2014), o primeiro e o segundo são adequados, pois de forma análoga Ong e Thome (2011), consideram efeitos relacionados a uniformidade da espessura do filme líquido e na estratificação do escoamento.

A maioria dos critérios de transição entre macro- e micro-escala se baseiam no grau de confinamento de uma bolha crescendo em condições confinadas, como resultado da evaporação do fluido. Porém, tal fenômeno físico não se verifica para a condensação. Neste caso, diante da existência de uma bolha, esta tem seu diâmetro reduzido conforme o vapor é condensado. Desta forma, é possível indicar que critérios para a evaporação baseados em tal premissa, não são adequados para caracterizar a transição entre micro e macro-escala durante a condensação. No entanto, características do filme líquido como espessura e ondulações são relevantes no estabelecimento da perda de pressão e do coeficiente de transferência de calor em condições em que predominam efeitos convectivos tanto para a evaporação como condensação.

Adicionalmente, a ausência do padrão estratificado em escoamentos de micro-escala também pode caracterizar a transição entre macro e micro-escala em condensação e ebulição convectiva, embora com efeitos distintos no coeficiente de transferência de calor.

2.2 PADRÕES DE ESCOAMENTO

Os padrões de escoamento são definidos por meio da a caracterização da topologia de distribuição das fases, tema este que tem atraído a atenção de inúmeros pesquisadores. Na literatura, destaca-se a importância da identificação dos padrões de escoamento para previsão do coeficiente de transferência de calor local e da perda de pressão, pois estes estão

intrinsecamente relacionados à distribuição das fases. Além disso, em determinadas condições como em trocadores baseados em banco de tubos, os padrões de escoamento podem estar relacionados às condições em que um equipamento opera em segurança.

2.2.1 *PADRÕES DE ESCOAMENTO EM CANAIS CONVENCIONAIS HORIZONTAIS*

Os padrões observados para escoamentos horizontais de mistura líquido-gás se caracterizam pela influência de efeitos gravitacionais na distribuição das fases resultando na estratificação do escoamento com a fase líquida tendendo a ocorrer na região inferior do canal e a gasosa em sua parte superior. Efeitos inerciais são responsáveis pela redistribuição do líquido ao longo da parede do tubo, promovendo a transição para o padrão anular. Estes efeitos estão presentes também na condensação convectiva no interior de dutos. Collier e Thome (1994) classificaram os seguintes padrões para escoamentos horizontais, ilustrado pela Fig. 2.3:

- Bolhas (*Bubbly Flow*): este padrão é caracterizado por bolhas de gás dispersas em meio a fase líquida contínua. Devido aos efeitos de empuxo, as bolhas se concentram na região superior da seção e possuem formato não necessariamente esférico e dimensões inferiores ao diâmetro do canal;
- Pistonado (*Plug Flow*): é caracterizado como escoamento intermitente. Nele se verifica o escoamento de pistões líquidos entranhados por bolhas de tamanho reduzido, intercalados por bolhas de vapor alongadas. Observa-se um aumento da fração de vazio em relação ao padrão bolhas e os efeitos de empuxo se intensificam devido ao tamanho das bolhas alongadas as quais se mantêm na região superior do canal;
- Estratificado (*Stratified Flow*): este padrão é observado para velocidades reduzidas das fases. Os efeitos gravitacionais promovem a estratificação do escoamento caracterizado pela separação das fases líquida e gasosa através de uma interface “horizontal” com a fase vapor localizando-se na parte superior do canal e a fase líquida na inferior. Este padrão não ocorre em escoamentos verticais;
- Estratificado ondulado (*Wavy Flow*): caracterizado por ondulações interfaciais, cujas amplitudes se elevam com incremento da velocidade da fase gasosa de forma análoga ao padrão estratificado. Não se verifica em escoamento verticais;
- Bolhas alongadas (*Slug Flow*): ocorre devido a presença de bolhas próximas, as quais com o desenvolvimento do escoamento se colidem e coalescem, resultando em bolhas de comprimentos superiores, denominadas de bolhas alongadas. Este escoamento,

também classificado como intermitente, decorre do incremento da velocidade da fase vapor a partir do padrão estratificado liso, implicando no incremento da amplitude das ondas interfaciais, que atingem a região superior do tubo, bloqueando intermitentemente a seção transversal;

- Anular (*Annular*): o padrão anular é caracterizado pelo escoamento de vapor contínuo no centro do tubo envolto por um filme líquido, que escoam em contato com a superfície interna do tubo. A espessura do filme na região inferior é superior devido à efeitos gravitacionais. O arrasto do líquido devido ao incremento da velocidade da fase gasosa com o aumento da fração de vazio, promove o desprendimento de gotículas de líquido a partir do filme as quais se mantêm dispersas no meio contínuo da fase vapor.

Figura 2.3 – Ilustração esquemática dos padrões de escoamento para canais horizontais convencionais, Collier e Thome (1994).

2.2.1.1 Métodos de previsão de padrões de escoamentos em canais convencionais isotérmicos

Baker (1954) foi pioneiro ao propor um mapa generalizado para escoamentos horizontais, onde os eixos coordenados são dados pelos seguintes parâmetros dimensionais Gv/λ e $\lambda\psi G_L/G_V$, conforme ilustrado na Fig. 2.4. Este mapa foi construído a partir de um banco de dados extenso, referenciando as propriedades de transporte dos fluidos contidos na mistura bifásica aos valores correspondentes da água e ar em condições normais de temperatura e pressão. Os parâmetros adimensionais adotados por:

$$\lambda = \left[\frac{\rho_V}{\rho_A} \frac{\rho_L}{\rho_{H2O}} \right]^{1/2} \quad (2.6)$$

$$\psi = \frac{\sigma_{H_2O A}}{\sigma} \left[\frac{\mu_L}{\mu_{H_2O}} \left(\frac{\rho_{H_2O}}{\rho_L} \right)^2 \right]^{1/3} \quad (2.7)$$

Figura 2.4- Mapa de escoamento proposto por Baker (1954).

Mandhane *et al.* (1974) desenvolveram um mapa também baseado em banco de dados extenso para dutos com diâmetros entre 12,7 e 165,1 mm, velocidades superficiais da água de 0,043 a 170,7 m/s e do ar entre 0 e 7315 m/s. Os padrões de escoamento observados por eles foram bolhas dispersas, bolhas, bolhas alongadas, estratificado, estratificado-ondulado, anular-névoa. Os autores propuseram um mapa de padrões de escoamento baseado na velocidade superficial das fases e correções das propriedades de transporte. Mandhane *et al.* (1974) compararam a base de dados levantados por eles e mapas propostos anteriormente, incluindo o mapa desenvolvido por Baker (1954) e verificaram que seu mapa proporcionava melhores previsões.

Taitel e Dukler (1976) apresentaram um método para a previsão das transições entre padrões de escoamento baseados em análises fenomenológicas dos mecanismos envolvidos, abordagem distinta da adotada em estudos anteriores, nos quais os critérios consideram apenas o ajuste de curvas empíricas baseadas em visualizações do escoamento. Taitel e Dukler (1976) propuseram seu método para escoamentos adiabáticos, porém ele é frequentemente citado e

adotado com razoável sucesso como base para a proposição de novos métodos de previsão dos padrões de escoamento, em processos envolvendo transferência de calor.

Taitel e Dukler (1976) caracterizaram os seguintes padrões para escoamento bifásicos gás-líquido em canais horizontais: anular disperso, intermitente, estratificado ondulado, estratificado liso e bolhas dispersas. O critério de transição entre as regiões estratificado ondulado e liso é definido pela velocidade da fase gás para a qual há o surgimento de ondulações na interface.

O critério de transição entre os padrões estratificado ondulado e anular ou intermitente disperso baseou-se na análise da instabilidade interfacial de Kelvin-Helmholtz considerando as condições necessárias para o crescimento de uma onda interfacial, de forma a obstruir a seção transversal do tubo. Uma vez indicada a transição a partir do escoamento estratificado-ondulado, frações de vazão superiores a 0,5 implicam no estabelecimento do padrão intermitente. Já valores inferiores a este indicam a ocorrência do escoamento anular.

Com o aumento da velocidade da fase líquida em condições de escoamento intermitente, e o conseqüente aumento dos efeitos de turbulência no escoamento, suprem efeitos gravitacionais. Desta forma, bolhas a fase vapor tende a se misturar segundo bolhas maiores são rompidas e bolhas com dimensões características inferiores a do tubo escoam entranhadas em meio a fase líquida resultando no padrão denominado de bolhas dispersas.

2.2.1.2 Padrões de escoamento para a condensação no interior de dutos

Esta sub-seção apresenta uma análise crítica dos estudos da literatura sobre padrões de escoamento durante a condensação no interior de tubos horizontais. Nele são inicialmente descritos métodos para previsão dos padrões em canais convencionais, a maioria dos quais se baseiam nos métodos descritos anteriormente e propostos para escoamentos isotérmicos.

Os padrões observados durante a condensação são similares àqueles presentes no escoamento de misturas contendo líquido e gases não-condensáveis. Assim, no caso de escoamentos horizontais, caracterizam-se pela influência de efeitos gravitacionais na distribuição das fases resultando na estratificação do escoamento com a fase líquida tendendo a ocupar a região inferior do canal e o vapor a parte superior.

Traviss e Rosehnow (1973) verificaram razoável concordância entre seus dados experimentais para a condensação do R-12 no interior de um tubo horizontal com diâmetro

interno de 8 mm e o mapa desenvolvido por Baker (1954), desenvolvido com base na velocidade superficial da fase líquida e a fração de vazio superficial. Eles levantaram seus resultados para temperaturas de saturação entre 10 e 40°C e velocidades mássicas entre 100 e 990 kg/m²s. Traviss e Rosehnow (1973) caracterizaram os padrões disperso (*disperse flow*), anular (*annular flow*), anular ondulado (*annular-wavy flow*) e bolhas alongadas (*slug flow*). O padrão denominado por eles de anular ondulado, usualmente referenciado na literatura como estratificado ondulado, é caracterizado por um filme líquido de espessura reduzida na região superior do tubo e de elevada espessura na região inferior com ondulações na interface.

Traviss e Rosehnow (1973) propuseram critérios de transição para os padrões anular e estratificado, caracterizando escoamentos para os quais predominam, respectivamente, efeitos de arrasto e gravitacionais. Eles definiram os critérios de transição com base no número de Froude $Fr_L^2 = \bar{V}_L / g\delta$, onde $\bar{V}_L$ é a velocidade média (*in situ*) da fase líquida e δ é a espessura do filme correspondente, para tubos com diâmetros superiores a 5 mm. Os autores caracterizaram o escoamento anular, considerando que todo o líquido da mistura bifásica escoava conforme um filme envolto ao tubo com espessura uniforme e regime turbulento. Baseado em multiplicadores bifásicos relacionou o gradiente de perda de pressão por atrito com a tensão cisalhante parietal, correlacionando os números de Froude, Galileo e do parâmetro de Martinelli, conforme expresso por esta função $Re_L = f(Fr_L^2 = \bar{V}_L / g\delta, Ga_L = GD^3/\nu_L^2, X_{tt})$. Desta forma, Traviss e Rosehnow (1973) propuseram que a transição entre os padrões anular (efeitos inerciais) e estratificado ondulado (efeitos gravitacionais) ocorre para a constante de Froude igual a 45, valor empírico encontrado através do diagrama relacionando em seus eixos de coordenadas os parâmetros Re_L versus X_{tt} que são definidos a seguir:

$$Re_L = \frac{G(1-x)D}{\mu_L} \quad (2.8)$$

$$X_{tt} = \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0.9} \left(\frac{\rho_v}{\rho_L} \right)^{0.5} \left(\frac{\mu_L}{\mu_v} \right)^{0.1} \quad (2.9)$$

Jaster e Kosky (1976) propuseram um critério de transição entre os padrões anular e estratificado baseado na razão entre efeitos inerciais (relacionado ao cisalhamento interfacial e na parede do tubo) e gravitacionais, dado a partir da seguinte relação:

$$F = \frac{\tau_p}{\rho_l g \delta} \quad (2.10)$$

onde τ_p é o efeito de arrasto sob o filme líquido provocado pelo atrito interfacial, g é a aceleração da gravidade e δ é a espessura do filme líquido escoando para o padrão anular. O termo τ_p foi estimado com base em multiplicadores bifásicos através do parâmetro de Martinelli X_{tt} a partir de resultados experimentais para a perda de pressão por atrito. A espessura do filme δ foi correlacionada segundo Kosky e Staub (1971) que se basearam na analogia entre transferência de calor e *momentum* para sua estimativa. Substituindo os termos estimados conforme indicado acima, os autores obtiveram uma relação para F . Assim, foi possível segregar os padrões de escoamento levantado experimentalmente segundo faixas de F , conforme ilustrado na figura a seguir:

Figura 2.5 - Padrões de escoamento proposto por Jaster e Kosky (1976).

Desta forma, Jaster e Kosky (1976) definiram as seguintes transições com base no parâmetro F :

Padrão anular	$F > 29$
Região de transição	$5 \leq F \leq 29$
Padrão estratificado	$F < 5$

Palen, Breber e Taborek (1979) com base em visualizações apresentaram a Fig. 2.6, que consiste em uma ilustração esquemática da evolução dos padrões de escoamento com a redução do título de vapor para a condensação no interior de tubos convencionais e horizontais. Baseados em uma classificação generalizada, Palen, Breber e Taborek (1979) caracterizaram o

escoamento segundo os seguintes padrões, considerando mecanismos de condensação predominantes distintos:

- Escoamento com efeitos de arrasto ou inerciais predominantes: caracterizam-se por um filme líquido envolto pela superfície interna do tubo, cuja espessura está relacionada ao efeito de arrasto do vapor sob o filme líquido. Este comportamento é típico do padrão anular.
- Escoamento com efeitos gravitacionais predominantes: caracterizado pelo escoamento de condensado a partir da região superior do tubo por efeitos gravitacionais, implicando no incremento da espessura do filme no sentido descendente do perímetro do tubo. Verifica-se tal condição para os padrões denominados de estratificado e estratificado-ondulado.

Figura 2.6 - Ilustração esquemática dos padrões de escoamento identificados por Palen, Breber e Taborek (1979) para condensação no interior de tubos.

Com a progressiva condensação do vapor ao longo do tubo, a velocidade da mistura bifásica decresce reduzindo efeitos de arrasto na interface líquido-vapor. Acompanha tal comportamento o incremento da espessura do filme líquido na parte inferior do tubo.

A partir da transição entre os padrões anular e estratificado-ondulado, conforme se eleva a quantidade de líquido na região inferior do tubo devido ao processo de condensação, o

Jaqueline Diniz da Silva

escoamento evolui para os padrões bolhas alongadas e bolhas, e com a condensação de todo o vapor para a condição de escoamento monofásico do líquido sub-resfriado. O padrão anular se verifica com o início de formação de condensado. Entretanto, para velocidades mássicas reduzidas ocorre uma transição prematura para o padrão intermitente com ondas de amplitudes elevadas, atingindo a superfície superior do tubo. É possível também para velocidades mássicas ainda inferiores, a transição direta do padrão anular para o padrão estratificado-ondulado, caracterizado por ondas de reduzidas amplitudes, seguido posteriormente do padrão estratificado liso.

O padrão estratificado é formado quando os efeitos gravitacionais predominam sob os efeitos de arrasto devido a velocidade do vapor reduzida. Desta forma, o filme líquido ao longo do perímetro do tubo se acumula na parte inferior devido a ação da gravidade, tornando a espessura do filme líquido na região inferior do tubo significativamente superior, conforme ilustrado na Fig. 2.7.

Figura 2.7 - Padrão de escoamento estratificado apresentado por Thome (2008).

Palen, Breber e Taborek (1979) e Breber *et al.* (1980) desenvolveram um critério de transição baseado na relação entre os efeitos de arrasto e gravitacionais sob o filme líquido. Estes efeitos foram associados pelos autores ao parâmetro de Martinelli X_{tt} , definido na Eq. (2.9) e pelo adimensional da velocidade do vapor, definida pela equação a seguir:

$$j_v^* = \frac{Gx}{\sqrt{Dg\rho_v(\rho_L - \rho_v)}} \quad (2.11)$$

Assim, a partir de resultados coletados na literatura envolvendo os fluidos R12, R113, água, pentano, diâmetros de tubo entre 4,8 e 22 mm, pressões de saturação entre 108 e 1249 kPa e velocidades mássicas de 18 a 990 kg/m²s, Palen, Breber e Taborek (1979) propuseram os seguintes critérios de transição: [escoamento anular para $j_v^* > 1,5$ e $X_{tt} < 1$];

[estratificado/estratificado-ondulado com $j_v^* < 0,5$ e $X_{tt} < 1$]; [bolhas alongadas com $j_v^* < 1,5$ e $X_{tt} > 1,5$]; [escoamento dispersos (bolhas) $j_v^* > 1,5$ e $X_{tt} > 1,5$].

Sardesai *et al.* (1981) investigaram a transição entre os padrões anular e estratificado/estratificado-ondulado durante a condensação no interior de um tubo horizontal de diâmetro de 24,4 mm para os fluidos R113, água, propano, metano e n-pentano. Com base nestes dados, Sardesai *et al.* (1981) desenvolveram um novo critério de transição entre anular e estratificado a partir de Taitel e Dukler (1976). Eles relacionaram a alteração do comportamento do coeficiente transferência de calor ao longo do perímetro do tubo com a razão entre as forças de arrasto e gravitacionais atuantes sob o filme líquido. Baseado neste procedimento, os autores propuseram um fator multiplicador para o critério de transição entre anular e estratificado/estratificado-ondulado proposto por Taitel e Dukler (1976), sendo este multiplicador o qual resultou uma fronteira de transição paralela a proposta por Taitel e Dukler (1976). O multiplicador é definido pela expressão a seguir:

$$\beta = (0,7 X_{tt}^2 + 2 X_{tt} + 0,85) Fr_{\text{mod}} \quad (2.12)$$

onde Fr_{mod} é o número de Froude modificado, o qual é definido pela expressão a seguir:

$$Fr_{\text{mod}} = \left(\frac{\rho_v}{\rho_L - \rho_v} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{j_v}{(Dg)^{\frac{1}{2}}} \quad (2.13)$$

onde j_v é a velocidade superficial do vapor.

Segundo este critério razões entre o coeficiente de transferência de calor nas regiões superiores e inferiores do tubo próximas a unidade correspondem a valores de β inferiores a 1,75, caracterizando o padrão anular axissimétrico. Já para valores de β superiores a 1,75, os autores constaram um decréscimo abrupto da razão entre os coeficientes de transferência de calor nas regiões superior e inferior do tubo, fator que atribuiu-se ao escoamento e que predominam efeitos gravitacionais, correspondendo assim aos padrões estratificado e estratificado-ondulado.

Tandon *et al.* (1982) propuseram um método de previsão de padrões de escoamento baseado em resultados coletados por Soliman (1982) para condensação dos refrigerantes R22 e R113 no interior de tubos com diâmetros entre 4,8 e 15,9 mm. Tandon *et al.* (1982)

Jaqueline Diniz da Silva

caracterizaram os padrões névoa, anular, estratificado-ondulado, bolhas alongadas e pistonado. No critério proposto por Tandon *et al.* (1982) as transições entre padrões são dados como função da razão entre as frações volumétricas das fases líquida e vapor e da velocidade superficial do vapor adimensional j_v^* , conforme definida por Palen, Breber e Taborek (1979, 1980). Os autores estimaram a fração de vazio superficial através do método de Smith (1969) desenvolvido a partir de resultados experimentais para a ebulição convectiva e escoamentos ar-água. Posteriormente, Tandon *et al.* (1985) compararam com seu método resultados experimentais próprios para os refrigerantes R22 e R113 obtidos para a condensação no interior de um tubo com diâmetro de 10 mm, observando concordâncias razoáveis.

Soliman (1982) caracterizou os seguintes padrões durante a condensação no interior de tubos lisos: estratificado-ondulado, anular e névoa. O autor comparou os métodos disponíveis para previsão do padrão de escoamento com uma base de dados experimentais levantada na literatura. Segundo o autor, os métodos de Jaster e Kosky (1976), Breber *et al.* (1980), Traviss e Rohsenow (1973), Mandhane *et al.* (1979), Taitel e Dukler (1976) não previram satisfatoriamente o banco de dados levantado por ele.

Assim, Soliman (1982) propôs um novo critério para a transição entre os padrões estratificado-ondulado e anular baseado no incremento da espessura média do filme líquido e na redução da velocidade do escoamento devido ao incremento da fração volumétrica de líquido durante o processo de condensação de forma análoga a Traviss e Rosehnow (1973). Ele relacionou o número de Froude para a transição estratificado-ondulado e a equação de Kosby e Staub (1971) que estima a espessura do filme líquido com os efeitos de arrasto e gravitacional atuantes sob o filme líquido. O efeito de arrasto sob o filme líquido foi avaliado com base no parâmetro de Martinelli X_{tt} . Soliman (1982) encontrou um número de Froude modificado igual ao valor 7 como critério de transição entre os padrões anular e estratificado-ondulado, independentemente do diâmetro do tubo e do fluido de operação. O número de Froude modificado por Soliman (1982) foi definido de forma distinta para condições de $Re_L \leq 1250$ e $Re_L > 1250$, sendo dado pelas seguintes relações, respectivamente:

$$Fr_{so} = 0,0244 Re_L^{1,6} \left(\frac{1 + 1,09 X_{tt}^{0,039}}{X_{tt}} \right)^{1,5} \frac{1}{Ga^{0,5}} \quad (2.14)$$

$$Fr_{so} = 1,27 Re_L^{1,032} \left(\frac{1 + 1,09 X_{tt}^{0,039}}{X_{tt}} \right)^{1,38} \frac{1}{Ga^{0,472}} \quad (2.15)$$

onde Ga é o número de Galileo definido pela equação a seguir:

$$Ga = \frac{g \rho_L (\rho_L - \rho_V) D^3}{\mu_L^2} \quad (2.16)$$

Posteriormente, Soliman (1983) desenvolveu um critério para a transição entre os padrões anular e névoa baseado no balanço entre forças de estabilização e destrutivas agindo sob o filme líquido, relacionadas aos efeitos de arrasto do vapor e de tensão superficial. Posteriormente, Soliman (1986) modificou este critério incluindo o entranhamento de gotículas aos efeitos de arrasto do vapor, responsáveis pelo desprendimento de líquido a partir da superfície do filme. Ele considerou também efeitos viscosos além de tensão superficial, com ambos atuando de forma a estabilizar o filme líquido. A razão entre estes efeitos é dada pelo número de Weber modificado, definido da seguinte forma para condições de $Re_{L0} \leq 1250$ e $Re_{L0} > 1250$, respectivamente:

$$We = 2,45 Re_{V0}^{0,64} \left(\frac{\mu_V^2}{\rho_V \sigma D} \right)^{0,3} (1 + 1,09 X_{tt}^{0,039})^{-0,4} \quad (2.17)$$

$$We = 0,85 Re_{V0}^{0,79} \left(\frac{\mu_V^2}{\rho_V \sigma D} \right)^{0,3} \left[\left(\frac{\mu_V}{\mu_L} \right)^2 \left(\frac{\rho_L}{\rho_V} \right) \right]^{0,084} \left[\frac{X_{tt}}{(1 + 1,09 X_{tt}^{0,039})^{2,55}} \right]^{0,157} \quad (2.18)$$

Segundo as equações acima para $We < 20$ têm-se o padrão anular e para $We > 30$, o padrão névoa.

Dobson e Chato (1998) investigaram os padrões de escoamento e seus efeitos sob a transferência de calor durante a condensação para os fluidos R12, R22, R134a, R32/R125 e tubos com diâmetros entre 3,14 e 7,04 mm, temperatura de saturação entre 35 e 60 °C, correspondente a pressões reduzidas de 0,21 a 0,57. Eles observaram os padrões anular-névoa, anular, anular ondulado, estratificado-ondulado, estratificado e bolhas alongadas. Ao contrário de Soliman (1983) eles não observaram o padrão névoa caracterizado pela ausência do filme líquido junto a parede. Tal constatação é razoável, visto que a condensação é formada na região de maior desequilíbrio termodinâmico, neste caso junto a superfície do duto, promovendo a

formação do filme líquido até o escoamento atingir um título de vapor termodinâmico igual a unidade.

Dobson e Chato (1998) indicaram que a velocidade mássica e o título de vapor são os fatores relevantes na transição entre os padrões de escoamento. O padrão estratificado liso foi identificado para velocidades mássicas reduzidas ($G=25 \text{ kg/m}^2\text{s}$), a partir do qual, com o incremento da velocidade mássica, surgem ondas interfaciais. Eles também indicam para títulos de vapor reduzidos a formação de bolhas alongadas. O padrão anular foi observado apenas para velocidades mássicas superiores a $G > 500 \text{ kg/m}^2\text{s}$.

Dobson e Chato (1998) com base em comparação com seus dados experimentais, concluíram que o método de Taitel e Dukler (1976) prevê satisfatoriamente a transição entre os padrões estratificado e estratificado-ondulado, porém é inadequado para a transição entre bolhas alongadas/anular, bolhas alongadas/anular-ondulado e bolhas alongadas/estratificado-ondulado. Indicaram também que o método de Soliman (1982) prevê satisfatoriamente a transição anular/estratificado-ondulado.

Analogamente a Breber *et al.* (1980), Dobson e Chato (1998) buscaram caracterizar a transição entre escoamentos dominados por efeitos inerciais e gravitacionais com o propósito de relacionar tal transição aos seus efeitos no coeficiente de transferência de calor. Dobson e Chato (1998) indicaram que para velocidades mássicas inferiores a $500 \text{ kg/m}^2\text{s}$ predominam-se efeitos gravitacionais. Já para velocidades mássicas superiores a $500 \text{ kg/m}^2\text{s}$ aplica-se o critério de Soliman (1982), onde números de Froude modificado superiores a 20 indicam efeitos de arrasto predominantes, enquanto inferiores caracterizam-se por efeitos gravitacionais predominantes.

El-Hajal, Thome e Cavallini (2003) propuseram um método para previsão de padrões de escoamento durante a condensação no interior de tubos horizontais baseado em modificações do método proposto por Kattan *et al.* (1998) para a ebulição convectiva. Por sua vez, Kattan *et al.* (1998) elaboraram seu método a partir dos critérios de transição propostos por Steiner (1993) *apud* Kattan *et al.* (1998) desenvolvido a partir do estudo de Taitel e Dukler (1976). De forma análoga aos estudos anteriores, El-Hajal, Thome e Cavallini (2003) adotaram como parâmetros para os eixos coordenados a velocidade mássica e o título de vapor, permitindo ilustrar a variação dos padrões de escoamento durante o processo de condensação com a variação do título de vapor.

De forma análoga a El-Hajal *et al.* (1998), os autores determinam as transições a partir dos parâmetros geométricos do padrão estratificado liso, ilustrados esquematicamente na Fig. 2.8.

Figura 2.8 - Ilustração esquemática do escoamento estratificado liso proposto por Kattan *et al.* (1998).

Segundo procedimento adotado por Kattan *et al.* (1998), os parâmetros geométricos do escoamento são adimensionalizados desprezando a espessura do filme na região superior do duto.

Vale destacar que esses adimensionais são funções apenas da razão entre a altura da fração do escoamento correspondendo a fase líquida h_L e o diâmetro do tubo D . Esta relação é função da fração de vazio superficial, a qual no método de El-Hajal, Thome e Cavallini (2003) é calculada a partir da média logarítmica entre os valores proporcionados pelo modelo homogêneo e o método baseado no “*Drift Flux*” propostos por Rouhani (1969) apud Thome (2008) e Rouhani e Axelsson (1970). Tal procedimento é razoável para pressões reduzidas elevada, no qual as densidades do vapor e líquido tornam-se próximas tornando adequado o modelo homogêneo. Já, para pressões reduzidas inferiores as densidades das fases apresentam diferenças significativas resultando em razões de deslizamentos superiores a unidade.

Assim, El-Hajal, Thome e Cavallini (2003) ajustaram novos expoente e coeficientes das correlações propostas por Kattan *et al.* (1998) para a transição segundo resultados experimentais para condensação coletados por Cavallini *et al.* (1999) e Cavallini *et al.* (2001).

A transição entre anular e estratificado-ondulado conforme proposto por El-Hajal, Thome e Cavallini (2003) proporciona resultados próximos aos fornecidos pelos métodos de Sardesai *et al.* (1981) e Dobson e Chato (1998). Os autores sugerem a utilização deste método para as seguintes condições, $16 < G < 1532 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $3,14 < D < 21,4 \text{ mm}$, $0,02 < p_r < 0,8$ e $76 \left(\frac{We}{Fr} \right)_L < 884$ para mais de 20 fluidos, com esta razão entre adimensionais dada por:

$$\left(\frac{We}{Fr} \right)_L = \frac{gD^2 \rho_L}{\sigma} \quad (2.19)$$

2.2.2 PADRÕES DE ESCOAMENTO EM CANAIS COM DIÂMETROS DE MICRO-ESCALA

A Tab. 2.1 apresenta um resumo dos estudos da literatura envolvendo levantamentos experimentais de padrões de escoamento em canais de diâmetro reduzido sob condições adiabáticas e para condensação em tubos horizontais.

Nela são descritos os fluidos avaliados temperatura, orientação do escoamento, velocidade mássica, velocidades superficiais e pressão reduzida. Esta tabela apresenta ainda os padrões identificados pelos autores, as técnicas utilizadas para a identificação e quando propostos os aspectos relevantes dos métodos de previsão.

Segundo os estudos da Tab. 2.1, padrão estratificado em escoamento horizontal não se verifica em canais de diâmetros inferiores a 3 mm. De acordo com Damianides e Westwater (1988), Coleman e Garimella (1999), o diâmetro hidráulico influencia significativamente a transição entre padrões de escoamento. Coleman e Garimella (2000, 2003) indicaram efeito similar com a ocorrência da transição entre os padrões anular e intermitente para títulos de vapor inferiores devido a redução do diâmetro. Este autores não verificaram os padrões estratificado e estratificado-ondulado devido a irrelevância dos efeitos gravitacionais.

Com a redução do diâmetro do tubo, os efeitos de tensão superficial se tornam preponderantes aos efeitos gravitacionais devido as forças capilares atuando no filme líquido junto a parede, proporcionando uma distribuição de líquido mais uniforme ao longo do perímetro do tubo. Assim, a espessura de líquido na região inferior do tubo é reduzida

implicando no decréscimo da resistência térmica nesta região e, conseqüentemente, elevando o coeficiente de transferência de calor local e médio da região.

No início do processo de condensação o incremento da espessura do filme líquido na presença de velocidade da mistura elevada devido a fase vapor, formam-se ondas interfaciais de modo a atingir amplitudes tão elevadas que bloqueiam o escoamento da fase vapor resultando na transição entre os padrões anular e pistonado.

Vale ressaltar que embora tendências similares são apontadas por autores distintos, os resultados não coincidem e discrepâncias significativas se verificam quando resultados independentes são comparados. No caso de multicanais, a distribuição do fluido no trocador de calor e a presença de instabilidades no escoamento influenciam a transição entre os padrões, e conseqüentemente, na perda de pressão e transferência de calor.

Além disso, estudos da literatura não apresentam consenso sobre a influência da geometria da seção transversal em minicanais na transição entre padrões de escoamento. Kawahara *et al.* (2002) e Chung e Kawaji (2004) não verificaram efeitos da geometria na transição entre padrões para minicanais circulares e retangulares. Já Wang *et al.* (2002) observaram uma maior estabilidade do padrão anular em minicanais retangulares, e sugerem que isto ocorre devido ao efeito de tensão superficial associado a curvatura das arestas do canal.

Tabela 2.1 - Estudos de padrões de escoamento em canais com diâmetros reduzido

Autores	D _H [mm]	Fluido	Orientação/ Geometria	Condições	T _{sat} [°C]/pr	Outros aspectos relevantes	J _L [m/s]	J _G [m/s]	Padrões de Escoamento
Suo e Griffith (1964)	1,0-1,6	Ar e água	Horizontal/ Circular	Adiabático	-	-- ---	-	-	Bolhas, pistonado, anular
Barnea <i>et al.</i> (1983)	4,0-12,0	Ar e água	Horizontal/ Circular	Adiabático	25	Primeiro método de previsão desenvolvido para canais de diâmetro reduzido. Método objetivo	0,001-10	0,01-100	Disperso, intermitente, estratificado* e anular
Damianides e Westwater (1988)	1,0-5,0	Ar e água	Horizontal/ Circular	Adiabático	15-20	Método subjetivo	0,001-10	0,01-100	Bolhas, pistonado, bolhas alongadas, pseudo-bolhas alongadas, anular
Fukano e Kariyasaki (1993)	1,0; 2,4; 4,9	Ar e água	Horizontal/ Circular	Adiabático	-	Método objetivo	0,2-4	0,04-40	Bolhas, bolhas alongadas, pistonado e anular
Mishima e Hibiki (1996)	1,0-4,0	Ar e água	Vertical/ Circular	Adiabático	-	Método subjetivo	0,0116- 1,67	0,0896-79	Bolhas, pistonado, agitante, anular, anular-névoa
Coleman e Garimella (1999)	1,3; 1,75; 2,6; 5,5	Ar e água	Horizontal/ Circular	Adiabático	-	Método subjetivo	0,01-10	0,1-100	Disperso, intermitente (bolhas alongadas e pistonado), estratificado** e anular
Tripplert <i>et al.</i> (1999)	1,1-1,45	Ar e água	Horizontal/ Circular, semi- triangular	Adiabático	-	Método subjetivo	0,02-0,8	0,02-80	Bolhas, agitante, bolhas alongadas, anular
Yang e Shieh (2001)	1,0-3,0	Ar e água/ R-134a	Horizontal Horizontal	Adiabático Adiabático	25-30 30	Método subjetivo	0,006-2,1	0,016-91,5	Bolhas, pistonado, bolhas alongadas, disperso e anular

Autores	D [mm]	Fluido	Orientação/ Geometria	Condições	Tsat [°C]/pr	Outros parâmetros relevantes	J_L [m/s]	J_G [m/s]	Padrões de escoamento
Coleman e Garimella (2003)	4,91	R-134a	Horizontal/Circular, retangular	Condensação	52/ 0,34	Método subjetivo	-	-	Disperso, intermitente, ondulado e anular
Wang et al. (2002)	1,46	R-134a	Horizontal/ Retangular	Condensação	45-63/-	Método subjetivo	-	-	Anular-ondulado, anular, bolhas alongadas
Jassim e Newell (2006)	1,54	Água e ar	Horizontal /Circular	Adiabático	10	Método subjetivo	-	-	Intermitente e anular
		R134a, R410A	Horizontal/ Circular	Condensação	10/ 0,10-0,22				
Jassim, Newell e Chato (2007)	8,0; 5,43; 3,9; 1,74	R134a	Horizontal	Adiabático	25-49,7	Método subjetivo. A partir de um programa de reconhecimento de imagens.	-	-	Mapa de padrão de escoamento probabilístico baseado em Jassim e Newell (2006).
		R410A	Horizontal	Adiabático	25				
Kim e Mudawar (2012)	1,0	R-72	Horizontal/ Retangular	Condensação	57,2-62,3	Método subjetivo – técnica fotomicrografia	-	-	Anular-ondulado, anular, intermitente, pistonado e bolhas

* estratificado – padrão de escoamento verificado em resultados experimentais com tubos de diâmetros superiores a 4,5 mm

** estratificado – padrão de escoamento verificado somente para o tubo com diâmetro de 5,5 mm

2.2.2.1 Estudos baseados em escoamentos adiabáticos

Diversos autores investigaram a transição entre os padrões de escoamento em canais de diâmetros reduzidos e propuseram critérios de transição baseados nas velocidades superficiais das fases líquida e gasosa. Entre os estudos que utilizaram esta metodologia, podemos destacar Suo e Griffith (1964), Damianides e Westwater (1988), Fukano e Kariyasaki (1993), Tripplet *et al.* (1999), Yang e Shieh (2001), Mishima e Hibiki (1993).

Suo e Griffith (1964) foram pioneiros no estudo de padrões de escoamento em canais de diâmetro reduzido. Eles identificaram os padrões bolhas, pistonado e anular para tubos com diâmetros de 1,0 e 1,6 mm. Com base nesta identificação, estes autores sugeriram que durante o escoamento segundo os padrões pistonado e anular efeitos de tensão superficial eram predominantes sob os efeitos gravitacionais.

Barnea *et al.* (1983) foram os primeiros a propôr um método para previsão de padrões de escoamento em canais de diâmetro reduzido. Eles se basearam no método de Taitel e Dukler (1976) de forma a propor critérios de transição baseados em análises fenomenológicas dos mecanismos responsáveis pela transição entre padrões. Segundo Taitel e Dukler (1976) a transição a partir do padrão estratificado ondulado para anular/intermitente está relacionado ao crescimento de uma onda no filme líquido e consequente bloqueio da seção, considerando a teoria de instabilidades de Kelvin-Helmholtz. Barnea *et al.* (1983) assumiram que o efeito de tensão superficial é o principal mecanismo físico para transição entre estes mesmos padrões de escoamento em canais de micro-escala. Barnea *et al.* (1983) propuseram um novo valor de 0,35 para a razão entre a altura do nível do líquido e o diâmetro do tubo para transição entre o escoamento intermitente e anular ao contrário de Taitel e Dukler (1976) que propuseram um valor de 0,5.

Damianides e Westwater (1988) verificaram que as transições entre padrões para diâmetros do tubo entre 1 e 5 mm variaram com a redução do diâmetro do canal. De acordo com os autores, resultados para o tubo com diâmetro de 5 mm são previstos adequadamente pelo método de Taitel e Dukler (1976), no entanto as previsões para o tubo com diâmetro de 1 mm são inadequadas. Eles associaram tais diferenças ao fato dos mecanismos físicos relacionados as transições entre padrões para canais convencionais e microcanais serem distintos.

Damianides e Westwater (1988) e Fukano e Kariyasaki (1993) investigaram transições entre padrões com base em resultados experimentais obtidos para condições similares e métodos distintos, conforme descrito na Tab. 2.1. Ambos estudos compararam seus dados experimentais a métodos de previsão baseados em canais convencionais, indicados como precisos na literatura. Ambos estudos indicaram que o mapa de Mandhane *et al.* (1974) e o método de Taitel e Dukler (1976) não prevêm adequadamente as transições observadas pelos autores e associaram tal resultado aos diâmetros inferiores considerados em seu estudo. Entretanto, o método proposto por Barnea *et al.* (1983) que inclui efeitos de tensão superficial previram satisfatoriamente transições observadas por Fukano e Kariyasaki (1993).

Tripplert *et al.* (1999) e Coleman e Garimella (1999) apresentaram mapas coincidentes para diâmetros reduzidos e ambos estudos não verificaram o padrão estratificado para diâmetros reduzidos. Os métodos de previsões de padrões de escoamento propostos por Coleman e Garimella (1999), Damianides e Westwater (1988) apresentam transições próximas, entretanto, discordaram drasticamente das transições do mapa proposto por Taitel e Dukler (1976) para canais convencionais, conforme ilustrado na Fig. 2.9 para tubo com diâmetro de 5,5 mm.

Yang e Shieh (2001) observaram que as transições entre os padrões anular e pistonado para o fluido R134a ocorre em velocidades superficiais inferiores em comparação aos resultados obtidos para escoamentos água e ar. Adicionalmente, os autores observaram discrepâncias para as transições segundo padrões bolhas e bolhas alongadas/pistonado entre escoamentos água/ar e R134a. A discrepância entre os resultados pode ser atribuída às diferenças de propriedades de transporte e termodinâmicas dos fluidos, principalmente a tensão superficial.

Felcar *et al.* (2007) alteraram o método de Taitel e Dukler (1976) com o objetivo de estender este modelo a canais de diâmetro reduzido. Eles utilizaram para o desenvolvimento do método dados experimentais para escoamento ar/água levantados na literatura compreendendo 10 laboratórios independentes. No desenvolvimento deste método, Felcar *et al.* (2007) definiram os padrões de escoamento disperso, intermitente, estratificado e anular.

Efeitos de capilaridade e molhabilidade na transição entre padrões são considerados irrelevantes nos canais convencionais, entretanto tornam-se progressivamente importantes com a redução do diâmetro. Em seu método, Felcar *et al.* (2007) incluem tais efeitos através do número de Eötvös, relacionando efeitos de capilaridade e gravitacionais, e do número de Weber

que relaciona efeitos inerciais e de tensão superficial. Ambos incorporando efeitos relevantes em minicanais na transição entre escoamento estratificado e anular/intermitente.

Figura 2.9 - Comparação entre as transições de padrões de escoamento para canal circular com diâmetro de 5,5 mm apresentado por Coleman e Garimella (1999).

Efeitos inerciais e de molhabilidade foram considerados relevantes também por Ullman e Brauner (2006) na transição para o padrão anular em minicanais. Estes autores propuseram que a transição entre padrões está relacionada a magnitude relativa do menisco formado na interface do líquido junto a superfície do tubo e o diâmetro do canal. Tal indicação corrobora a proposta de Felcar *et al.* (2007) que consiste em uma nova definição para o número de Eötvos considerando efeitos de capilaridade ao incluir o produto entre o cosseno do ângulo de contato e a tensão superficial segundo a seguinte relação:

$$Eo_{\text{mod}} = \frac{g(\rho_L - \rho_V)D_H^2}{\cos(\beta)\sigma} \quad (2.20)$$

A Fig. 2.10 elaborada por Felcar *et al.* (2007), compara seu método de previsão com os dados experimentais levantados por Damianides e Westwater (1988) para escoamento ar/água em tubos horizontais de 1 e 4 mm. Nela constata-se semelhanças entre o mapa de escoamento de Damianides e Westwater (1988) e o método de Felcar *et al.* (2007), principalmente para o tubo com diâmetro de 1 mm.

Figura 2.10 - Comparação entre os mapas de padrão de escoamento proposto por Felcar *et al.* (2007) e mapas de escoamento propostos por Damianides e Westwater (1988), Felcar *et al.* (2007).

Revellin e Thome (2007a) inicialmente propuseram 4 padrões de escoamento (bolhas, pistonado, semi-anular e anular) e 2 regimes de transição (bolhas/pistonado, pistonado/semi-anular) baseado em observações de imagens obtidas por meio de uma câmera de alta velocidade para os tubos de diâmetros de 0,5 e 0,8 mm e refrigerantes R245fa e R134a. Posteriormente, Revellin e Thome (2007b) utilizaram técnica objetiva para caracterização de padrões de escoamento através da análise da frequência de bolhas. Neste estudo, eles determinaram a frequência de bolhas pela intensidade de atenuação de um laser pelo escoamento durante a passagem de um pistão de vapor. Assim, com base na análise do sinal de um fotosensor os padrões bolhas isoladas e bolhas coalescentes foram identificados.

Segundo Revellin e Thome (2007a, 2007b) na transição entre o escoamento pistonado e semi-anular ocorre o incremento da velocidade da fase vapor com o aumento do fluxo de calor deformando as bolhas alongadas devido aos efeitos de atrito que se tornam preponderantes. Entretanto, deve-se destacar que a transição pode estar relacionada apenas ao incremento do título de vapor associado a elevação do fluxo de calor e não na variação deste último parâmetro conforme indicado pelo autor. De acordo com Revellin e Thome (2007a) as transições dos padrões de escoamento observadas para o refrigerante R134a não são adequadamente

capturadas pelos mapas e métodos de previsão de padrões de escoamento para canais convencionais e minicanais baseados e resultados por escoamentos água/ar. A Fig. 2.11 apresenta um mapa que mostra a discrepância entre resultados para água e ar e o refrigerante R134a.

Figura 2.11 - Comparação entre os critérios de transição propostos para as condições R134a, $D = 0,5$ mm, $T_{\text{sat}} = 30$ °C (Revellin e Thome, 2007a) e para escoamento de água e ar, $D = 1,097$ mm (Tripplet *et al.*, 1999).

Revellin e Thome (2007a) também observaram que o efeito da velocidade mássica nas transições entre padrões de escoamento é inferior para o R245fa em relação ao R134a. Entretanto contraditoriamente eles indicaram que as transições para ambos refrigerantes são similares. Contudo, observações realizadas por Da Silva (2012) indicam que as transições entre padrões para o fluido R245fa se antecipam em relação ao fluido R134a, devido ao R245fa apresentar volume específico superior em relação ao R134a, e consequentemente, velocidade superficial da mistura superior.

2.2.2.2 Estudos baseados em escoamentos durante a condensação

Este item trata da análise de estudos disponíveis na literatura sobre padrões de escoamento em canais com diâmetros reduzidos em processos de condensação, conforme já indicado, há discrepâncias significativas entre resultados para padrões de escoamento durante a condensação. Vale destacar ainda que a maioria dos critérios de transição entre padrões foram

desenvolvidos com base em dados experimentais levantados para a condensação em canais convencionais.

Tabatabai e Faghri (2001) desenvolveram um mapa de escoamento para canais de diâmetros reduzidos baseado principalmente na influência das forças de tensão superficial sob o escoamento. De acordo com os autores, instabilidades interfaciais, também presentes no escoamento em canais de diâmetros reduzidos, provocam o bloqueio do escoamento do vapor por meio do estabelecimento de uma ponte de líquido resultante da elevação da amplitude das ondas sob o filme líquido formando pistões consecutivos de líquido e vapor. Tabatabai e Faghri (2001) ainda destacam que Teng *et al.* (1999) analisaram analiticamente o bloqueio do escoamento em tubo capilar assumindo um tubo condensador atuando com termossifão axissimétrico, filme anular condensado viscoso com núcleo de vapor no modelo. Teng *et al.* (1999) indicaram efeitos da tensão superficial como responsáveis pela instabilidade do filme líquido em escoamentos bifásicos em velocidades reduzidas da fase vapor para tubos de reduzido diâmetro, enquanto efeitos inerciais são responsáveis pela instabilidade do filme em velocidades superficiais de vapor elevadas.

Tabatabai e Faghri (2001) propuseram critério de transição entre escoamento dominados por efeitos de tensão superficial (padrões bolhas alongadas, pistonado e bolhas) e por efeitos de arrasto (padrões névoa, anular e anular ondulado). Adicionalmente, definiram os padrões bolhas alongadas, pistonado e bolhas baseado no tamanho e distanciamento entre os pistões de líquido formados no escoamento, considerando que em tubos com diâmetros convencionais o escoamento da fase líquida concentra-se na parte inferior do tubo devido à força gravitacional, evitando o bloqueio da seção transversal pelo crescimento de ondas.

Os autores compararam seu mapa a uma base de dados contendo 1589 resultados experimentais, coletada a partir da literatura para condensação de vapor d'água e refrigerante no interior de tubos com diâmetros acima de 4,8 mm. O banco de dados também incluiu resultados para escoamentos ar/água no interior de tubos com diâmetros reduzidos. Tabatabai e Faghri (2001) observaram melhores previsões de seus dados para transições entre padrões de escoamento no qual efeitos de tensão superficial predominam.

Coleman e Garimella (2003) investigaram os padrões de escoamento durante a condensação do refrigerante R134a no interior de canais com diâmetro hidráulico entre 1 e 5 mm para geometrias circular, quadrada e retangular. Os padrões foram segregados segundo método subjetivo baseados na visualização do escoamento. Foram observados padrões anular, Jaqueline Diniz da Silva

ondulado (influenciado pelo efeito gravitacional e a estrutura ondulada do filme líquido), intermitente e disperso. Estes padrões principais foram subdivididos em escoamento névoa, anular anelado, anelado-ondulado, pacotes de ondas, ondulado discreto, ondulado disperso, bolhas alongadas, pistonado e bolhas, conforme ilustrados na Fig. 2.12.

Segundo Coleman e Garimella (2003), os resultados experimentais obtidos para o canal circular com diâmetro de 4,91 mm foram previstos adequadamente pelo método de previsão desenvolvido por Wang *et al.* (2007) baseado em dados empíricos para tubo com 6,5 mm de diâmetro e cujas transições são dadas como funções do parâmetro de Martinelli X_{tt} . Coleman e Garimella (2003) reportaram que o diâmetro hidráulico afeta os padrões de escoamento e suas transições. O efeito da geometria do canal apresentou-se menos significativo que o do diâmetro hidráulico.

	Principais padrões de escoamento			
	Anular	Ondulado	Intermitente	Disperso
Padrões de escoamento				
	Névoa	Ondas discretas (0)	Pistonado	Bolhas
	Anular com anéis líquido	Ondas discretas (1)	Pistonado	Bolhas
	Anéis ondulado	Ondas discretas (2)	Bolhas alongadas	Bolhas
	Pacotes de ondas	Ondas dispersas	Bolhas alongadas	
		Nota: Os números acima relacionam a intensidade de ondas secundárias		
	Filme anular			

Figura 2.12 - Classificação dos padrões de escoamento segundo Coleman e Garimella (2003) para o refrigerante R134a.

Wang *et al.* (2002) levantaram um banco de dados envolvendo resultados para a condensação R134a no interior de multicanais de alumínio com seção transversal retangular e diâmetro hidráulico de 1,46 mm. Segundo Wang *et al.* (2002), os critérios de transições disponíveis na literatura apresentaram-se inadequados em prever a transição entre os padrões

anular e estratificado para um banco de dados levantado pelos autores. Tal fato é esperado, pois os métodos por eles comparados foram desenvolvidos com base em dados para canais convencionais. No entanto, razoável concordância foi observada entre as previsões fornecidas por Breber *et al.* (1980) e a transição entre os padrões estratificado-ondulado e pistonado.

Desta forma, Wang *et al.* (2002) modificaram o critério de transição entre os padrões anular e estratificado, proposto por Soliman (1982), o qual é baseado em dados para canais convencionais. Wang *et al.* (2002) ajustaram para condensação em minicanais o valor do número de Froude Fr_{so} para a transição entre os padrões anular-liso e anular-ondulado, visto que os autores associam estes padrões respectivamente a condições sob predominância dos efeitos de arrasto e gravitacionais. Este critério foi desenvolvido com propósito de desenvolver métodos semi-empíricos para previsão do coeficiente de transferência de calor baseado nos mecanismos de condensação diretamente relacionados à distribuição entre fases. Portanto, os autores não definiram claramente critérios de transição entre os demais padrões observados por eles.

Kim e Mudawar (2012) investigaram os padrões de escoamento durante a condensação do fluido FC-72 em multicanais com geometria quadrada e diâmetro hidráulico de 1 mm através da técnica de fotomicrografia com uma câmera de alta velocidade. Os autores observaram os padrões anular-liso, anular-ondulado, intermitente, pistonado e bolhas para velocidades mássicas entre 68 e 367 kg/m²s. Eles compararam seus resultados experimentais as previsões de métodos propostos por Tripplet *et al.* (1999), Wang *et al.* (2002) e Soliman (1986) e Chen *et al.* (2006).

Segundo Kim e Mudawar (2012), o método de Wang *et al.* (2002) conforme ilustrado na Fig. 2.13(a) prevê satisfatoriamente as transições anular/anular-ondulado e anular/pistonado. No entanto, a transição entre os padrões anular e intermitente ocorre para títulos de vapor inferiores aos indicados pelo método de Wang *et al.* (2002). Os resultados de Kim e Mudawar (2012) também foram previstos razoavelmente pelos métodos de Tripplet *et al.* (1999) e Chung e Kawaji (2004), conforme ilustrado na Fig. 2.13(b), apesar de ambos métodos serem baseados em resultados para misturas não saturadas de canais com diâmetros e geometrias distintas.

Figura 2.13 – (a) Avaliação do critério de transição entre padrões proposto por Wang *et al.* (2002), (b) Avaliação do critério de transição entre padrões propostos por Tripplet *et al.* (2002) e Chung e Kawaji (2004).

Os métodos de previsão avaliados por Kim e Mudawar (2012) e indicados nas Figs. 2.13(a) e 2.13(b) apresentam resultados razoáveis, porém as transições são definidas a partir de parâmetros dimensionais G , x , J_L , J_G , limitando suas aplicações às condições experimentais utilizadas em seu desenvolvimento. É importante destacar que a proposição de critérios de transição baseados em adimensionais possibilita capturar os mecanismos físicos do escoamento, assumindo que as transições entre os padrões de escoamento são influenciadas por efeitos inerciais, gravitacional, viscosos e de tensão superficial.

Nema, Garimella e Fronk (2014) utilizando dados de Coleman e Garimella (2003), comparações com resultados da literatura e argumentos baseados em mecanismos físicos desenvolveram critérios de transição entre os principais padrões de escoamento (disperso, intermitente, ondulado e anular), considerando números adimensionais. No critério desenvolvido para a transição entre intermitente e ondulado ou anular foi utilizado o número de Weber e o parâmetro de Martinelli modificado. O número crítico de Bond, relacionando os efeitos gravitacionais e de tensão superficial, determina se o escoamento é anular ou ondulado.

Assim conclui-se este item indicando que apesar dos inúmeros estudos conduzidos com o objetivo de compreender os mecanismos envolvidos na transição entre os padrões de escoamento no interior de canais de diâmetros reduzidos, parcela reduzida deles envolve a

condensação no interior de minicanais. Tais estudos são necessários, pois resultados para escoamentos em condições adiabáticas não são satisfatoriamente estendidos a condições de condensação, devido às propriedades físicas dos refrigerantes que se diferem da mistura de água/ar, adotada como fluidos de ensaio pela maioria dos estudos envolvendo condições adiabáticas.

Além disso, espera-se que o processo de condensação influencie na formação dos padrões de escoamento e suas transições, uma vez que durante todo este processo há a presença de filme de líquido em contato com a parede do tubo. O filme de líquido contribui para a formação dos padrões de escoamento mediante transferência de calor e quantidade de movimento da mistura para a parede. Ainda, para escoamentos em microescala não se verifica a presença do padrão estratificado, indicando a redução relativada influencia de efeitos gravitacionais sob escoamento, contribuindo para sobreposição de efeitos de tensão superficial, e consequentemente, modificação das fronteiras de transição entre os padrões de escoamento.

2.3 MODELOS PARA ESTIMATIVA DA FRAÇÃO DE VAZIO

Esta seção apresenta a descrição de métodos para previsão da fração de vazio. A importância de sua caracterização está relacionada ao fato de sua estimativa ser necessária para a determinação da queda de pressão gravitacional e aceleracional e para o cálculo das propriedades médias da mistura necessárias em modelos para previsão da perda de pressão por atrito. Além disso, alguns métodos para previsão de condições de transição entre padrões de escoamento disponíveis na literatura consideram a fração de vazio como parâmetro para sua estimativa.

Geralmente os modelos para determinação de fração de vazio disponíveis foram desenvolvidos a partir de dados experimentais para canais convencionais. Recentemente, alguns modelos foram propostos para minicanais, entretanto neste caso, a fração de vazio foi estimada a partir de resultados de perda de pressão. Assim incorporam erros relacionados ao procedimento e hipóteses adotadas para a regressão de dados.

Os métodos para previsão de fração de vazio superficial em canais convencionais são geralmente baseados em: (i) multiplicadores bifásicos; (ii) cinemáticos e modelos denominados que envolvem a solução da velocidade relativa entre as fases; (iii) modelo de Zivi (1964). Neste capítulo são descritos apenas os modelos cinemáticos e os modelo de Zivi (1964) e Kanizawa Jaqueline Diniz da Silva

e Ribatski (2016), os quais se baseiam no princípio da mínima geração de entropia, correspondendo a condição em que o fluxo de energia cinética do escoamento em uma seção transversal do duto é mínimo. A partir de uma análise destes modelos optou-se pelo modelo de Kanizawa e Ribatski (2016) para a previsão de fração de vazão no presente estudo, devido a sua simplicidade e seu embasamento fenomenológico, ajustado por um banco de dados extenso levantado a partir da literatura.

2.3.1 *MODELO HOMOGÊNEO*

O modelo homogêneo assume velocidades iguais para as fases e um perfil uniforme de velocidades ao longo da seção. Desta forma, a fração de vazão superficial pode ser determinada diretamente em função do título de vapor e densidade específica das fases segundo a seguinte equação:

$$\alpha = \frac{1}{1 + \frac{1-x}{x} \frac{V_v}{V_L} \frac{\rho_v}{\rho_L}} \quad (2.21)$$

onde a razão entre as velocidade da fases, $\frac{V_v}{V_L}$, é igual a unidade.

Os padrões de escoamento dispersos (bolhas e névoa) podem ser aproximados como tendo velocidade e distribuição espacial das fases ao longo da seção transversal aproximadamente uniformes e desta forma para eles, torna-se adequada a utilização do modelo homogêneo.

2.3.2 *MODELO DE ZUBER E FINDLAY*

O modelo proposto por Zuber e Findlay (1965) também conhecido como “*Drift Flux Model*” considera o deslizamento entre as fases e perfis de velocidades não uniformes ao longo da seção transversal. Neste modelo, a velocidade da fase vaporé dada pela seguinte relação:

$$V_v = C_0 J + \overline{V_{vj}} \quad (2.22)$$

onde C_0 é o parâmetro de distribuição e $\overline{V_{vj}}$ é o parâmetro de deslizamento. Manipulando-se a Eq. (2.22) encontra-se a seguinte relação entre as frações de vazio superficial e volumétrica.

$$\alpha = \frac{\beta}{C_0 + \frac{V_{vj}}{J}} \quad (2.23)$$

2.3.3 *MODELO DE ROUHANNI*

O modelo de Rouhanni (1969) apud Thome (2008) foi desenvolvido a partir do modelo de deslizamento de fases (*Drift-Flux model*) proposto por Zuber e Findlay (1965). O autor partiram da relação entre fração volumétrica e título de vapor, dada pela seguinte equação:

$$\beta = \frac{xv_v}{xv_v + (1-x)v_L} \quad (2.24)$$

com a densidade da mistura bifásica, sendo dada pelo inverso do volume específico:

$$\rho_{2\Phi} = \frac{1}{v_{2\Phi}} = \frac{1}{\frac{x}{\rho_L} + \frac{1-x}{\rho_v}} \quad (2.25)$$

A velocidade mássica e a velocidade superficial da mistura encontram-se relacionadas através da densidade da mistura bifásica conforme a seguir:

$$G = \rho_{2\Phi} J \quad (2.26)$$

Assim, o modelo de Rouhanni (1969) apud Thome (2008) é obtido através da substituição das Eqs. (2.24), a (2.26) na Eq. (2.33) a qual rearranjada, resulta na seguinte relação para a fração de vazio superficial:

$$\alpha = \frac{x}{\rho_v} \left[C_0 \left(\frac{x}{\rho_v} + \frac{1-x}{\rho_L} \right) + \frac{V_{vj}}{G} \right]^{-1} \quad (2.27)$$

Steiner (1993) apud Thome (2008) reportou posteriormente que o método proposto por Rouhanni (1969) para escoamentos horizontais, fornece resultados razoáveis para sua base de

dados. Rouhanni (1969) *apud* Thome (2008) correlacionou o parâmetro C_0 segundo a relação a seguir:

$$C_0 = 1 + 0,12(1 - x) \quad (2.28)$$

Ele também modificou a correlação para o parâmetro $\overline{V_{VJ}}$ a partir do estudo de Zuber e Findlay (1965), de forma que a fração de vazio superficial resulte em um valor igual a unidade quando $x=1$. Esta correlação é dada pela seguinte equação:

$$V_{VJ} = 1,18(1 - x) \left[\frac{g\sigma(\rho_L - \rho_V)}{\rho_L^2} \right]^{1/4} \quad (2.29)$$

Substituindo as Eqs. (2.28) e (2.29) na Eq. (2.27) temos a seguinte equação para a estimativa da fração de vazio para escoamentos horizontais:

$$\alpha = \frac{x}{\rho_V} \left\{ \left[1 + 0,12(1 - x) \right] \left(\frac{x}{\rho_V} + \frac{1 - x}{\rho_L} \right) + \frac{1,18(1 - x) \left[g\sigma(\rho_L - \rho_V) \right]^{0,25}}{G\rho_L^{0,5}} \right\}^{-1} \quad (2.30)$$

Esta correlação foi desenvolvida para canais convencionais e sua utilização é recomendada independentemente do padrão de escoamento. Posteriormente, Wojtan (2004) verificou que a modificação proposta por Rouhanni (1969) para escoamentos horizontais apresenta previsões satisfatórias para refrigerantes halogenados com desvios inferiores aos proporcionados pelos modelos homogêneo e de Zivi (1964).

2.3.4 **MODELO DE ZIVI (1964)**

O modelo de Zivi (1964) é um método analítico para previsão de fração de vazio proposto para escoamento anular, assumindo que não haja entranhamento de líquido no núcleo do vapor. O modelo é baseado no princípio da mínima geração de entropia, ou seja, dissipação mínima de energia da mistura bifásica e assume perfil de velocidade uniforme para ambas as fases. Vale destacar que, Jaster e Kosky (1976), Dobson e Chato (1998), Cavallini *et al.* (2001) utilizaram o método de Zivi (1964) para o cálculo da fração de vazio na proposição de seus métodos de previsão do coeficiente de transferência de calor durante a condensação em canais convencionais.

O modelo de Zivi (1964) é dado pela seguinte relação:

$$\alpha = \frac{1}{1 + \frac{1-x}{x} \left(\frac{\rho_V}{\rho_L} \right)^{\frac{2}{3}}} \quad (2.31)$$

2.3.5 **MODELO DE KANIZAWA E RIBATSKI (2016)**

O modelo de Kanizawa e Ribatski (2016) é um método semi-empírico para previsão da fração de vazio para escoamentos horizontais e verticais, baseado no princípio da mínima geração de entropia, conforme anteriormente proposto por Zivi (1964). Todavia, os autores desenvolveram este modelo considerando perfis de velocidade não-uniformes, ajustando parâmetros empíricos, definidos por coeficientes de razão de quantidade de movimento de forma a capturar seus efeitos na fração de vazio.

Tais parâmetros foram ajustados através de uma análise de regressão de dados a partir de um banco constituído por 1442 resultados experimentais levantados na literatura para misturas saturadas e escoamentos horizontais e verticais.

O método de previsão proposto por Kanizawa e Ribatski (2016) é dado pelas seguintes relações, respectivamente, para escoamentos horizontais e verticais:

$$\alpha = \left[1 + 1,021 \cdot Fr_{2\phi}^{-0,092} \left(\frac{\mu_L}{\mu_V} \right)^{-0,368} \left(\frac{\rho_V}{\rho_L} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{1-x}{x} \right)^{\frac{2}{3}} \right]^{-1} \quad (2.32)$$

$$\alpha = \left[1 + 14,549 \cdot We_{2\phi}^{-0,222} \left(\frac{\mu_L}{\mu_V} \right)^{-1,334} \left(\frac{\rho_V}{\rho_L} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{1-x}{x} \right)^{\frac{2}{3}} \right]^{-1} \quad (2.33)$$

onde, $Fr_{2\phi}$ é o número de Froude da mistura bifásica, relacionando a razão entre efeitos inerciais e gravitacionais, conforme a seguinte equação:

$$Fr_{2\phi} = \frac{G^2}{(\rho_L - \rho_V)^2 g D} \quad (2.34)$$

O número de Weber da mistura relaciona a razão entre os efeitos inerciais e das ondas interfaciais, definido pelos autores conforme a seguinte relação:

$$We_{2\phi} = \frac{G^2 D}{(\rho_L - \rho_V) \sigma} \quad (2.35)$$

Kanizawa e Ribatski (2016) compararam este método a uma base de dados coletada na literatura, contendo 3424 resultados experimentais obtidos por 22 laboratórios independentes. Este método apresentou melhores previsões dos resultados experimentais em relação aos métodos disponíveis na literatura, prevendo 91,5 e 85,2% dos dados para escoamentos bifásico saturado, segundo orientações horizontal e vertical, respectivamente, com desvios inferiores a 10%. No caso do banco de dados completo, isto é incluindo dados para misturas de líquido e gases não condensáveis, método proposto por Kanizawa e Ribatski (2016) previu 97,1 e 64,3% dos resultados experimentais com desvios inferiores a 10% para escoamento horizontais e verticais, respectivamente.

2.4 PERDA DE PRESSÃO

A perda de pressão total durante um escoamento é dada pela somatória das parcelas gravitacional, aceleracional e atrito, representadas conforme a seguinte equação:

$$\left(\frac{dp}{dz} \right)_{total} = \left(\frac{dp}{dz} \right)_{grav} + \left(\frac{dp}{dz} \right)_{acel} + \left(\frac{dp}{dz} \right)_{atrito} \quad (2.36)$$

A queda de pressão gravitacional relaciona a diferença de pressão devido a variação da altura vertical do escoamento, tornando-se nula em escoamentos horizontais seu gradiente é dado por:

$$\left(\frac{dp}{dz} \right)_{atrito} =$$

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{Grav} = [\rho_V \alpha + \rho_L (1 - \alpha)] \sin(\theta) g \quad (2.37)$$

onde θ é o ângulo entre o eixo axial do tubo e o plano horizontal.

Segundo o modelo das fases separadas o gradiente de pressão aceleracional, relacionada à variação de energia cinética do escoamento, para o caso de escoamentos bifásicos com mudança de fase em um canal de seção constante, é dado pela seguinte relação:

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{acel} = G^2 \left\{ \left[\frac{(1-x)^2}{\rho_L (1-\alpha)} + \frac{x^2}{\rho_V \alpha} \right]_{sai} - \left[\frac{(1-x)^2}{\rho_L (1-\alpha)} + \frac{x^2}{\rho_V \alpha} \right]_{ent} \right\} \quad (2.38)$$

A perda de pressão por atrito está associada a dissipação viscosa do fluido com a superfície interna do tubo e entre as fases. Devido a impossibilidade do desenvolvimento de modelos analíticos suficientemente precisos para sua determinação em escoamento bifásico, faz-se necessário o desenvolvimento de métodos de previsão baseados no ajuste de coeficientes e expoentes a resultados experimentais. Neste contexto, a avaliação e desenvolvimento de métodos para previsão da perda de pressão por atrito tem sido tema de parcela significativa de estudos envolvendo escoamentos bifásicos desenvolvidos nas últimas décadas.

2.4.1 MÉTODOS DE PREVISÃO DO GRADIENTE DE PRESSÃO POR ATRITO EM ESCOAMENTOS BIFÁSICOS

Os modelos para previsão da perda de pressão por atrito podem ser classificados da seguinte forma: (i) modelo homogêneo; (ii) modelos baseados em multiplicadores bifásicos, (iii) modelo de fases separadas e (iv) métodos estritamente empíricos. Conforme já mencionado, o modelo homogêneo assume a mistura bifásica como um escoamento monofásico com propriedades termodinâmicas e de transporte ponderadas entre as parcelas de líquido e vapor da mistura. O modelo de fases separadas considera que as fases, líquido e vapor, escoam separadamente no tubo e a interação entre elas se dá através da interface. Modelos baseados em multiplicadores bifásicos correlacionam a razão entre as perdas de pressão do escoamento bifásico e do escoamento monofásico correspondente através de uma correlação ajustada segundo dados experimentais..

Entre os métodos de previsão de perda de pressão clássicos na literatura destacam-se aqueles propostos por Lockhart e Martinelli (1949), Chisholm (1967) e Friedel (1979) amplamente utilizados e que frequentemente embasam os métodos propostos recentemente. Entretanto, verificar na literatura que suas previsões são inadequadas, caso aplicado a bancos de dados amplos, caracterizados por números elevados de fluido e faixa abrangentes de temperatura de saturação e diâmetro do tubo. É importante ressaltar que estes modelos não consideraram o padrão de escoamento em seus desenvolvimentos. Ressalta-se ainda o modelo de Friedel (1979) incluir o efeito de tensão superficial, aspecto que o torna interessante para as estimativas em canais de diâmetro reduzido.

2.4.1.1 Modelo Homogêneo

A perda de pressão por atrito segundo o modelo homogêneo é dada pela seguinte equação:

$$\left(\frac{dp}{dz} \right)_{\text{atrito}} = f_{2\phi} \frac{2G^2}{\rho_{2\phi} D} \quad (2.39)$$

$$\rho_{2\phi} = \left(\frac{x}{\rho_V} + \frac{1-x}{\rho_L} \right)^{-1} \quad (2.40)$$

onde $f_{2\phi}$ e $\rho_{2\phi}$ são, respectivamente, o fator de atrito e a densidade da mistura bifásica.

Nela, o fator de atrito bifásico turbulento $Re \geq 2000$ pode ser estimado por meio de correlações para escoamento monofásico como a de Blasius, Colebrook (1939) apud White (1998) e Churchill (1977).

O fator de atrito para regime laminar, correspondendo a $Re_{2\phi} < 2000$ é determinado pela relação $f = 16/Re_{2\phi}$. No cálculo do número de Reynolds para avaliação do fator de atrito, adota-se a viscosidade dinâmica da mistura $\mu_{2\phi}$. Entre as correlações propostas para o cálculo da viscosidade dinâmica bifásica destacam-se:

Mc Adams *et al.* (1942)

$$\mu_{2\phi} = \left(\frac{x}{\mu_V} + \frac{1-x}{\mu_L} \right)^{-1} \quad (2.41)$$

Davidson *et al.* (1943)

$$\mu_{2\phi} = \mu_L \left(1 + x \frac{\rho_L - \rho_V}{\rho_V} \right) \quad (2.42)$$

Cicchitti *et al.* (1960)

$$\mu_{2\phi} = \mu_V x + \mu_L (1-x) \quad (2.43)$$

Owens (1961)

$$\mu_{2\phi} = \mu_L \quad (2.44)$$

Dukler *et al.* (1964)

$$\mu_{2\phi} = \rho_{2\phi} \left[x \frac{\mu_V}{\rho_V} + (1-x) \frac{\mu_L}{\rho_L} \right] \quad (2.45)$$

Beattie e Whalley (1982)

$$\mu_{2\phi} = \mu_L (1 - \alpha_h) (1 + 2,5 \alpha_h) + \alpha_h \mu_V \quad (2.46)$$

Garcia *et al.* (2003)

$$\mu_{2\phi} = \mu_L \frac{\rho_{2\phi}}{\rho_L} \quad (2.47)$$

2.4.1.2 Métodos de previsão baseados em multiplicadores bifásicos

Nestes métodos a perda de pressão do escoamento bifásico é dada pelo produto entre a perda de pressão calculada assumindo uma das fases escoando isoladamente no tubo, ou também a mistura escoando como uma das fases, e um fator de correção, denominado multiplicador bifásico. Geralmente nos métodos baseados em multiplicadores bifásicos, o fator de atrito é calculado a partir da correlação de Blasius para o caso de regime de escoamento turbulento.

Lockhart e Martinelli (1949) foram pioneiros ao propôr um método para estimativa de perda de pressão baseado em multiplicadores bifásicos. Eles definiram os multiplicadores bifásicos da seguinte forma:

$$\Phi_V^2 = \frac{\left(\frac{dp}{dz}\right)_{2\Phi}}{\left(\frac{dp}{dz}\right)_V} \quad (2.48)$$

$$\Phi_L^2 = \frac{\left(\frac{dp}{dz}\right)_{2\Phi}}{\left(\frac{dp}{dz}\right)_L} \quad (2.49)$$

onde, $\left(\frac{dp}{dz}\right)_L$ e $\left(\frac{dp}{dz}\right)_V$ são gradientes de perda de pressão apenas para o caso das parcelas das fases líquida e vapor escoassem em um duto de dimensões similares.

No método de Lockhart e Martinelli (1949) os multiplicadores bifásicos são dados pelas seguintes equações:

$$\Phi_L^2 = 1 + \frac{C}{X_{tt}} + \frac{1}{X_{tt}^2}, \text{ para } Re_L < 4000 \quad (2.50)$$

$$\Phi_V^2 = 1 + CX_{tt} + X_{tt}^2, \text{ para } Re_L > 4000 \quad (2.51)$$

Os valores para o parâmetro C foram ajustados e por Chisholm (1967) e dependem do regime de escoamento de cada fase conforme ilustrado na Tab. 2.1.

Tabela 2.2 - Valores para o parâmetro C proposto por Chisholm (1967).

Líquido	Gás	C
Turbulento	Turbulento	20
Laminar	Turbulento	12
Turbulento	Laminar	10
Laminar	Laminar	5

Friedel (1979) propôs uma correlação empírica baseada em multiplicadores bifásicos. O autor utilizou uma ampla base de dados composta por 25000 resultados experimentais

coletados na literatura, incluindo dados para escoamentos horizontais e verticais. Friedel (1979) correlacionou o multiplicador bifásico conforme as seguintes equações:

$$\Phi_L^2 = C_{F1} + \frac{3,24C_{F2}}{Fr^{0,045}We^{0,035}} \quad (2.52)$$

$$C_{F1} = (1-x)^2 + x^2 \left(\frac{\rho_L}{\rho_V} \right) \frac{f_{V0}}{f_{L0}} \quad (2.53)$$

$$C_{F2} = x^{0,78} (1-x)^{0,24} \left(\frac{\rho_L}{\rho_V} \right)^{0,91} \left(\frac{\mu_V}{\mu_L} \right)^{0,19} \left(1 - \frac{\mu_V}{\mu_L} \right)^{0,7} \quad (2.54)$$

onde C_{F2} é um parâmetro de Martinelli modificado.

Friedel (1979) incluiu em seu método o número de Froude da mistura bifásica, $Fr_{2\phi}$, definido pela razão entre os efeitos inerciais e gravitacionais e de Weber de mistura bifásica, $We_{2\phi}$, definido pela razão entre efeitos inerciais e os efeitos de tensão superficial. Os adimensionais de Froude e Weber foram definidos como:

$$Fr_{2\phi} = \frac{G^2}{gD\rho_{2\phi}^2} \quad (2.55)$$

$$We_{2\phi} = \frac{G^2 D}{\rho_{2\phi}^2 \sigma} \quad (2.56)$$

Canais de micro-escala

Com o objetivo de prever a perda de pressão em canais de dimensões reduzidas, Mishima e Hibiki (1996) correlacionaram o parâmetro C proposto por Chisholm (1967) como uma função do diâmetro do canal utilizando resultados experimentais escoamento água/ar em canais circulares verticais, com diâmetros entre 1 a 4 mm, velocidade mássica entre 71 e 2374 kg/m²s, condições adiabáticas. Esta correlação está apresentada a seguir:

$$C = 21(1 - e^{-0,319D_H}) \quad (2.57)$$

onde D_H corresponde ao diâmetro hidráulico do canal em milímetros. O método proposto por Mishima e Hibiki (1996), previu segundo eles, satisfatoriamente resultados experimentais da

literatura para perda de pressão em tubos com diâmetro entre 0,2 e 25 mm e diversos fluidos. Entretanto, a correlação proposta por estes autores é puramente empírica e interpretações físicas para sua formulação e para os valores de suas constantes experimentais foram discutidos.

Del Col *et al.* (2013) modificaram o método proposto por Cavallini *et al.* (2009), desenvolvido com base na correlação de Friedel (1979), a partir de um banco de dados contendo 347 resultados experimentais para os fluidos R134a, R1234yf, R32, R245fa, R236ea, R410A, diâmetros hidráulicos entre 0,51 e 3,25 mm, velocidades mássicas entre 200 e 1400 kg/m²s, temperatura de saturação de 0 a 65 °C e geometrias circular, retangular. Estes autores incluíram parâmetros caracterizando efeitos de rugosidade superficial baseados nos resultados experimentais levantados. Os métodos de Cavallini *et al.* (2009) e Del Col *et al.* (2013) buscaram capturar os mecanismos físicos do escoamento, considerando a rugosidade da superfície do tubo, pressão reduzida, razão de “entranhamento”, propriedades dos fluidos e adotando critério de transição entre padrões de escoamentos que predominam efeitos de arrasto e gravitacionais

O método proposto por Del Col *et al.* (2013) é dado pelas seguintes relações:

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{atrito} = \Phi_{L0}^2 \left(\frac{dp}{dz}\right)_{L0} \quad (2.58)$$

$$\Phi_{L0}^2 = Z + 3,595FH(1-E)^W \quad (2.59)$$

onde E é o entranhamento de gotículas de líquido no núcleo de vapor. Ele é calculado a partir da seguinte equação:

$$E = 0,015 + 0,44 \log \left[\left(\frac{\rho_{NV}}{\rho_L} \right) \left(\frac{\mu_L j_V}{\sigma} \right)^2 10^4 \right] \quad (2.60)$$

onde ρ_{NV} é a densidade do núcleo de vapor do escoamento, dada por:

$$\rho_{NV} = \frac{x + (1-x)E}{x/\rho_L + (1-x)E/\rho_V} \quad (2.61)$$

Na Eq. (2.60), caso $E \leq 0$ têm-se $E = 0$ e se $E \geq 0,95$ têm-se $E = 0,95$. Os termos da Eq. (2.75) são dados pelas seguintes relações:

$$F = x^{0,9525}(1-x)^{0,414} \quad (2.62)$$

$$Z = (1-x)^2 + x^2 \frac{\rho_L}{\rho_V} \left(\frac{\mu_G}{\mu_L} \right)^{0,2} \quad (2.63)$$

$$W = 1,398 p_{red} \quad (2.64)$$

$$H = \left(\frac{\rho_L}{\rho_V} \right)^{1,132} \left(\frac{\mu_V}{\mu_L} \right)^{0,44} \left(1 - \frac{\mu_V}{\mu_L} \right)^{3,542} \quad (2.65)$$

$$\left(\frac{dp}{dz} \right)_{L0} = 2 f_{L0} \frac{G^2}{D_H \rho_L} \quad (2.66)$$

$$f_{L0} = 0,046 \text{Re}_{L0}^{-0,2} + 0,7 RR X \quad (2.67)$$

onde RR é a da rugosidade relativa da superfície do canal, igual $RR = 2Ra / D_H$. Têm-se $X = 0$ para $\text{Re}_{L0} \leq \text{Re}_{L0}^+$, $X = 1$ para $\text{Re}_{L0} \geq 3500$, o qual:

$$\text{Re}_{L0}^+ = \left(\frac{8,9938 \times 10^4 + 0,7 RR}{0,046} \right)^{-5} \quad (2.68)$$

Jige, Inoue e Koyama (2016) desenvolveram um método de previsão da perda de pressão por atrito com base no multiplicador bifásico Φ_{VO}^2 . Eles ajustaram uma correlação para o multiplicador bifásico utilizando resultados experimentais levantados para um trocador de calor contendo multicanais de diâmetro reduzido e geometria retangular para os refrigerantes R134a, R1234ze(E), R32 e R410A, temperaturas de saturação de 40 e 60 °C e velocidade mássica entre 100 e 400 kg/m²s. Os autores correlacionaram o multiplicador bifásico da seguinte forma:

$$\left(\frac{dp}{dz} \right)_{atrito} = \left[x^{1,8} + (1-x)^{1,8} \frac{\rho_V f_{L0}}{\rho_L f_{V0}} + 0,65 x^{0,68} (1-x)^{0,43} \left(\frac{\mu_L}{\mu_V} \right)^{1,25} \left(\frac{\rho_V}{\rho_L} \right)^{0,75} \right] \frac{2 f_{V0} G^2}{D \rho_V} \quad (2.69)$$

onde os fatores de atrito das fases líquida e vapor são definidos a seguir:

Jaqueline Diniz da Silva

$$f_{L0} = \frac{C}{Re_{L0}} \text{ para } Re_{L0} \leq 1500 \quad (2.70)$$

$$f_{L0} = \frac{0.046}{Re_{L0}^{0.2}} \text{ para } Re_{L0} > 1500 \quad (2.71)$$

$$f_{V0} = \frac{C}{Re_{V0}} \text{ para } Re_{V0} \leq 1500 \quad (2.72)$$

$$f_{V0} = \frac{0.046}{Re_{V0}^{0.2}} \text{ para } Re_{V0} > 1500 \quad (2.73)$$

A constante C igual a 16 para canais circulares e definida em função da razão de aspecto AR para canais retangulares, conforme a seguinte relação:

$$C = 24 \left(1 - 1,355AR + 1,947AR^2 - 1,701AR^3 + 0,956AR^4 - 0,254AR^5 \right) \quad (2.74)$$

2.4.1.3 Métodos de previsão estritamente empírico

Müller-Steinhagen e Heck (1986) propuseram um método estritamente empírico para a previsão do gradiente de pressão por atrito através da interpolação entre a perda de pressão para escoamentos monofásicos das fases líquida e gasosa. No ajuste de sua correlação, os autores utilizaram uma base de dados coletada na literatura, composta de 9300 dados experimentais. Seu método é dado pelas seguintes relações:

$$\left(\frac{dp}{dz} \right)_{\text{atrito}} = H(1-x)^{\frac{1}{\lambda}} + Bx^{\lambda} \quad (2.75)$$

onde λ e ω correspondem são iguais a 3 e 2, respectivamente. O termo H é calculado pela seguinte relação:

$$H = A + \omega(B - A)x \quad (2.76)$$

$$A = \left(\frac{dp}{dz} \right)_{L0} \quad (2.77)$$

$$B = \left(\frac{dp}{dz} \right)_{v_0} \quad (2.78)$$

Este método é frequentemente citado literatura, em razão de sua simplicidade de utilização e por fornecer previsões satisfatórias de resultados independentes. No entanto, este método foi desenvolvido baseado em resultados para tubos convencionais. Desta forma, Da Silva e Ribatski (2013) e Sempértégui-Tapia e Ribatski (2016) propuseram modificações para o coeficiente e expoentes desta correlação com base em dados experimentais levantados para o gradiente de pressão por atrito em escoamentos de micro-escala.

Canais de micro-escala

Da Silva e Ribatski (2013) ajustaram os coeficientes e expoentes da correlação de Müller-Steinhagen e Heck (1986) por meio de resultados experimentais para o gradiente de pressão por atrito no interior de minicanais para os fluidos R245fa e R134a, sob as condições descritas na Tab. 2.3, utilizando os método dos mínimos quadrados e Newton-Raphson, Da Silva e Ribatski (2013) obtiveram para as constantes λ e ω os valores de 1,026 e 1,037, respectivamente.

Sempértégui-Tápia e Ribatski (2016) também ajustaram os coeficientes e expoentes das Eqs. (2.75) e (2.76) com base em resultados experimentais para minicanais com geometrias circular, retangular e triangular. Este autores obtiveram $\lambda = 2,31$ e ajustaram a seguinte correlação para o multiplicador $\omega = 3,01e^{(-0,00464Re_{v_0}/1000)}$. Neste método o fator de atrito é calculado segundo as seguintes relações:

Escoamento laminar

- Geometria circular

$$f_{k0} = \frac{16}{Re_{k0}} \quad (2.79)$$

- Geometria retangular

$$f_{k0} = \frac{24(1 - 1,3553AR + 1,9467AR^2 - 1,7012AR^3 + 0,9564AR^4 - 0,2537^5 \frac{D_{eq}}{D_H}}{Re_{k0}} \quad (2.80)$$

- Geometria triangular

$$f_{k0} = \frac{13,333}{\text{Re}_{k0}} \frac{D_{eq}}{D_H} \quad (2.81)$$

Escoamento turbulento

$$f_{k0} = 0,0791 \text{Re}_{k0}^{-0,25} \quad (2.82)$$

onde f é o fator de atrito, D_{eq} o diâmetro equivalente, AR é a razão de aspecto e o subíndice $k0$ corresponde às propriedades estimadas para a mistura escoando como líquido ou vapor, representados respectivamente por $L0$ e $V0$. A Eq. (2.82) é utilizada para escoamento turbulento independente da geometria do canal.

2.4.2 *ESTUDOS DA LITERATURA SOBRE PERDA DE PRESSÃO NO INTERIOR DE MINICANAIS*

Esta seção descreve e analisa estudos da literatura sobre perda de pressão por atrito em canais com diâmetro reduzido. Resultados de comparações entre dados experimentais e métodos de previsão disponíveis na literatura são também descritos e discutidos.

Kim e Mudawar (2014) apresentaram uma ilustração esquemática (Fig. 2.14) da variação da pressão e do gradiente de pressão por atrito com a evolução dos padrões de escoamento durante a condensação no interior de canais de micro-escala, considerando fluxo de calor constante e uniforme ao longo da seção do tubo. Segundo estes autores, a condensação é iniciada com a formação de um filme líquido de espessura reduzida na região parietal do tubo correspondendo ao escoamento anular. Neste padrão, conforme decresce o título de vapor e se eleva a vazão de líquido ocorre o incremento da espessura deste filme. O incremento do gradiente de pressão se dá devido a dissipação da quantidade de movimento, atribuído aos efeitos de arrasto exercido pelo núcleo de vapor sob o filme líquido envolto a parede do tubo.

Com a continuidade do processo da condensação as dimensões das bolhas decrescem, formando bolhas com diâmetros inferiores ao da seção do tubo, implicando no escoamento segundo padrão bolhas. Tal comportamento está associado a desaceleração axial da velocidade da mistura, implicando na redução do gradiente da perda de pressão por atrito, a partir de um gradiente de pressão máximo em títulos de vapor reduzidos. Finalmente, com os decréscimos adicionais do título de vapor, o escoamento torna-se monofásico constituído de líquido.

Figura 2.14 – Ilustração esquemática do gradiente de pressão por atrito durante o processo de condensação. (Kim e Mudawar, 2014).

A Tab. 2.3 apresenta um resumo de estudos disponíveis na literatura, envolvendo levantamentos experimentais da perda de pressão durante escoamento bifásico para canais horizontais de diâmetro reduzido, sob condições adiabáticas e para condensação. Vale destacar novamente, o reduzido número de estudos sobre perda de pressão durante a condensação em canais de diâmetro reduzido comparado àqueles envolvendo evaporação, os quais não encontram-se listados na Tab. 2.3. A Tab. 2.3 apresenta fluido operante utilizado, geometria da seção transversal do canal, diâmetro hidráulico, configuração dos canais, material da seção de teste, temperatura de saturação, velocidade mássica, comprimento efetivo da seção de teste para o cálculo do gradiente de perda de pressão, título de vapor, rugosidade da superfície interna do canal, fluxo de calor, número de dados e gradiente de perda de pressão por atrito máximo apresentado.

A tendência do filme líquido molhar a área parietal do tubo durante o processo de condensação independente do padrão de escoamento, fenômeno o qual não ocorre para escoamentos adiabáticos ou durante a evaporação. A interação entre as fases gasosa e líquida influenciam na dissipação viscosa, que está diretamente relacionada a perda de pressão por atrito, distinguindo-se portanto os gradientes de pressão entre condensação e evaporação ao longo do comprimento do trocador de calor.

De uma maneira geral, conforme já reportado por Ribatski (2013), os resultados experimentais da perda de pressão por atrito durante o escoamento bifásico em um único canal de diâmetro reduzido, apresentam tendências similares às observadas para perda de pressão em canais convencionais, isto é, seu valor se eleva com o decréscimo da dimensão característica do canal, da temperatura de saturação e com o incremento da velocidade mássica. Além disso, apresentam valores superiores para o caso de refrigerantes com maior volume específico da fase vapor, conforme ressaltado por Da Silva e Ribatski (2013). Entretanto, vale ressaltar que embora as tendências apresentadas sejam similares, os resultados não coincidem e discrepâncias se verificam quando resultados de laboratórios independentes são comparados.

Da Silva e Ribatski (2013) observaram o incremento do gradiente de pressão por atrito com o acréscimo do título de vapor até um valor máximo, a partir do qual a perda de pressão apresenta um decréscimo drástico. Este acréscimo inicial do gradiente de pressão com o título de vapor está associado ao incremento de efeitos de dissipação viscosa entre fases e ao incremento da velocidade da mistura bifásica. Segundo os autores, a correlação desenvolvida por eles capturou tendência dos resultados experimentais levantados e proporcionou estimativas satisfatórias.

Da Silva e Ribatski (2013) ressaltam que frequentemente na literatura especula-se que o pico do gradiente da perda de pressão em título de vapor elevada está relacionado a secagem de parede, conforme indicado por Thome (2008). No entanto, este fenômeno parece estar relacionado ao desaparecimento das perturbações interfaciais associadas a ondulações. Estas ondas se apresentam no formato de anéis de líquido ao longo do perímetro molhado e incrementariam efeitos de dissipação viscosa. Com o filme tornando-se liso, parcela destes efeitos interfaciais se reduziria e a perda de pressão apresentaria um decréscimo com incrementos adicionais do título de vapor.

Tal comportamento também foi observado por Del Col *et al.* (2012) para o R290 sob condições de elevadas velocidades mássicas entre 600 e 800 kg/m²s. De acordo com os autores, este fenômeno está relacionado a dispersão de gotículas desprendidas do filme líquido devido ao efeito de arrasto predominante durante o escoamento. Segundo Del Col *et al.* (2012) o decréscimo do gradiente da pressão ocorre devido ao “entranhamento” das gotículas.

No caso de multicanais, conforme apontado por Kandlikar e Grande (2003), a perda de pressão é influenciada pela distribuição do fluido entre os canais e a presença de instabilidades no escoamento que tendem a incrementar a perda de pressão.

Tabela 2.3 Estudos da perda de pressão em escoamentos horizontais no interior de minicanais.

Autores	Fluido/Geometria do canal	D_h (mm)/Material do canal	Configuração / T_{sat} (°C)	Condição de operação/ Rt (μm)	G[kg/m²s]/ Ra (μm)	L_{efetivo} (mm)	Pr[-]/ Δp/L (kPa/m)	x [-] / q (kW/m²)	Nº dados/ Instabilidade
Lin <i>et al.</i> (1991)	R12/ circular	0,66;1,17/ cobre	Singular/17-53	Adiabático/ 2,0; 3,5	1440-5090/---	150	0,15-0,32/ 200-730	0-0,36/--	238/---
Tipplet <i>et al.</i> (1999)	Ar-água/ circular; semi-triangular	1,1; 1,45/ vidro 1,09; 1,49/--	Singular /---	Adiabático/---	43-6000/---	200;195;192;19 3	---/0-186,2	---	215/---
Chen <i>et al.</i> (2001)	Ar-água / circular	1,02-7,02/---	Singular /---	Adiabático/---	50-3000/---	150; 995	---/1,3-13	0-0,9/--	720/---
	R410A/ circular	3,17/---	Singular/5; 25	Adiabático/---	50-600/---	700	---	---	166/---
Zhang e Webb (2001)	R134a; R22; R404A/ circular	3,25/alumínio	Singular /20-65	Adiabático/---	400-1000/---	914	0,09/0-48	0,2-0,88/--	61/---
Lee e Lee (2001)	Ar-água / retangular	0,78- 6,67/acrílico	Singular/---	Adiabático/---	72-2050/---	---	---	---	39/---
Kawahara <i>et al.</i> (2002)	N2-água/ circular	0,1/silício	Singular/---	Adiabático/---	238-3983/---	64,5	---/0-150	---	82/---
Chung e Kawaji (2004)	N2-água / circular	0,53/ Silício/ poliamida	Singular l/ 22,9; 29,9	Adiabático/---	22-3575/---	46-277	---	---	---
Cavallini <i>et al.</i> (2005)	R236ea; R134a; R410A/ retangular	1,4/alumínio	Multicanais/40	Adiabático/---	200-1400/---	450	0,096; 0,25; 0,49/10-150	0,25-0,75/--	---
Pehlivan <i>et al.</i> (2006)	Ar-água/ circular	0,8; 1; 3/ vidro borossilicato	Singular/--	Adiabático/---	236-2252/---	200	---	---	130/---

Autores	Fluido/Geometria do canal	D_h (mm)/Material do canal	Configuração/ T_{sat} (°C)	Condição de operação/ Rt (μm)	G[kg/m²s]/ Ra (μm)	L_{efetivo} (mm)	Pr[-]/ Δp/L (kPa/m)	x [-] / q (kW/m²)	Nº dados/ Instabilidade
Field e Hrnjak (2007)	R134a, R410A, R290, R717/ retangular	0,148/ alumínio	Singular/---	Adiabático/---	290-590/--	---	0-40	0-0,98/--	146/---
Revellin e Thome (2007c)	R134a; R245fa/ circular	0,509; 0,709/ aço inoxidável	Singular/ 26; 30; 35	Adiabático/---	200-2000/---	110	0,05; 0,17; 0,21; 0,24/100-1350	0-0,95/ pré-aquecimento 3,1- 415	2210/ --
Saisorn e Wongwises (2008)	Ar-água/ circular	0,15; 0,53/ silício	Singular/---	Adiabático/---	---	104; 320	---/0-720	---	---
Dutkowski (2010)	Ar-água/ circular	1,05-2,3/ aço inoxidável	Singular/10-30	Adiabático/---	170-7350/---	300	--/0-590	0,0003-0,22/--	331/---
Ducoulombier et al. (2011)	CO2/ circular	0,529/ aço inoxidável	Singular/ -10; -5; 0; 5	Adiabático/ 0,8-1,6	200-1400/0,8	1690	---	0-1/--	292/--
Bohdal <i>et al.</i> (2011)	R134a; R404A/ circular	0,31- 3,30/ Aço inoxidável	Singular/ 20-40	Condensação/ -	100-1300	100	0,14-0,25/ 10-1300	0-1/--	--
Tibiríçá e Ribatski (2011)	R245fa/ circular	2,32/ aço inoxidável	Singular/ 31; 41	Adiabático/--	100-700/ 0,33	464	---/1-70	0,1-0,99/ pré-aquecimento 0-55	27/--

Autores	Fluido/Geometria do canal	D_h (mm)/Material do canal	Configuração / T_{sat} (°C)	Condição de operação/ Rt (μm)	G[kg/m²s]/ Ra (μm)	L_{efetivo} (mm)	Pr[-]/ Δp/L (kPa/m)	x [-] / q (kW/m²)	Nº dados/ Instabilidade
Da Silva <i>et al.</i> (2011)	R245fa/ circular	1,1/ aço inoxidável	Singular/ 31; 41	Adiabático/ 3,81	100-700/ 0,375	143	---/20-160	0,05-0,98/pré-aquecimento 0-95	32/---
Charun (2012)	R404A/ circular	1,4; 1,60; 1,94; 2,3; 3,3/ aço inoxidável	Singular/20-40	Condensação/ ---	100-1000	100	--/5-40	1-0/	--
Del Col <i>et al.</i> (2012)	R290/ circular	0,96/ cobre	Singular/40	Adiabático/--	200-800/ 1,3	40;42	--/0-350	0,1-0,95/-	--
Fronk e Garimella (2012)	Ammonia/ circular	1,435/aço inoxidável I	Singular/30;40; 50; 60	Condensação/ ---	75;150/---	380	0,10-0,23/	0,2-0,95/--	--
Zhang <i>et al.</i> (2012)	R22; R410A; R407C/ circular	1,088; 1,289/ aço inoxidável	Singular/ 30; 40	Condensação/ -	300-600	200	0,24-0,30/0-40	0.1-0.9	--
Kim <i>et al.</i> (2012)	FC72/ quadrada	1,0/ cobre	Multicanais/ 57,2- 62,3	Condensação/ ---	68-367	299	0,05-0,07/0-30	0-1/ 4,3-32,1	--
Da Silva e Ribatski (2013)	R245fa; R134a/ circular	1,1/ aço inoxidável	Singular/22; 31; 41	Adiabático/---	100-1300/0,375	155	0,03-0,25/ 10-200	0,05-0,98/ 0-95	375/--

Autores	Fluido/Geometria do canal	D_h (mm)/Material do canal	Configuração /T_{sat} (°C)	Condição de operação/ Rt (μm)	G[kg/m²s]/ Ra (μm)	L_{efetivo} (mm)	Pr[-]/ Δp/L (kPa/m)	x [-] / q (kW/m²)	Nº dados/ Instabilidade
Del Col <i>et al.</i> (2013)	R134a/ circular	0,96/ cobre	Singular/ 30; 40; 50	Adiabático/--	200-800/ 1,3	22	--/0-180	0,09-0,97/--	115/--
	R134a/ circular	2,0/ cobre	Singular/ 40; 50	Adiabático/--	200-500/ 1,7	44		0,02-0,95/--	71/--
Heo <i>et al.</i> (2013)	CO ₂ / retangular	1,5/ alumínio	Multicanais/ -5; 0; 5	Condensação/ --	400-1000	450	0,41-0,53/ 20-170	0,1-0,9/--	--
Liu <i>et al.</i> (2013)	R152a/ circular	1,152/ aço inoxidável	Singular/ 40; 50	Condensação/ --	200-800/ 2,0	336	--/ 0-100	0,1-0,9/	--
	R152a/ retangular	0,952/ aço inoxidável	Singular/40; 50	--	200-800/ 3,2				
Del Col <i>et al.</i> (2014a)	R290/ circular	0,96/ cobre	Singular/ 40-42	Adiabático/ ---	200-800	230	0,33/0-360	0,1-0,95/--	--
López-Belchí <i>et al.</i> (2014)	R1234yf; R134a; R32/ quadrada	1,16/ alumínio	Multicanais/ 20-55	Condensação/--	350-940/0,226	259	0,2-0,37/ 10-120	0,13-0,94/--	---
Sakamatapan e Wongwises (2014)	R134a/ retangular	1,1; 1,2/ alumínio	Multicanais/35-45	Condensação/---	345-685	250	0,21-0,28/--	0,1-0,85/15-25	--
Del Col <i>et al.</i> (2015)	R1234ze (E)/ circular	0,96/ cobre	Singular/40	Adiabático/ --	100-800/1,3	230	0,21/ 0-320	0,2-1,0/--	---
Goss, Oliveira e Passos (2015)	R134a/ circular	0,77/cobre	Multicanais/28-38	Condensação/--	230-445/--	105	--/	0-1/17-53	--

Autores	Fluido/Geometria do canal	D_h (mm)/Material do canal	Configuração /T_{sat} (°C)	Condição de operação/ Rt (μm)	G[kg/m²s]/ Ra (μm)	L_{efetivo} (mm)	Pr[-]/ Δp/L (kPa/m)	x [-] / q (kW/m²)	Nº dados/ Instabilidade
López-Belchí et al. (2016)	R290/ quadrada	1,16/ alumínio	Multicanais/3040; 50;	Condensação	175-350/--	259	0,25-0,4/5-40	0,2-0,85/15,76-32,25	---
Liu e Li (2016)	R32; R152A; R22/circular	1,152	Singular/ 30; 40; 50	Condensação/ --	200-800/2,0	278	0,31-0,43/--	0.1-0.9/	---
	R32; R152A; R22/quadrada	0,952;1,304	Singular/ 30; 40; 50	Condensação/ --	200-800/3,2	288; 293			
Jige, Inoue e Koyama (2016)	R134a; R32; R1234ze(E); R410A/retangular	0,85-1,1	Multicanais/40; 60	Adiabático/--	100-400/--	600	--/3-70	0,1-0,9	--
Sempertegui-Tapia e Ribatski (2016)	R134a, R1234ze(E), R1234yf; R600a/circular	1,1/ aço inoxidável	Singular/31; 41	Adiabático/ 4,45	100-1600/ 0,289	180	--/1,75-293,8	0,05-0,95/--	1468
		0,868;		Adiabático/ 6,81; 8,31	400/1600/ 0,840; 1,780	180	--/8,7-920,5	0,05-0,95/--	
	R134a/ retangular; triangular; circular	0,634/aço inoxidável							

Segundo a Tab.2.3, resultados experimentais para a perda de pressão foram obtidos para velocidades mássicas entre 22 e 600 kg/m²s, temperatura de saturação de -5 a 60°C, pressões reduzidas entre 0,05 e 0,53, com gradientes de pressão variando entre 5 e 1350 kPa/m.

Conforme apresentado nesta tabela, aproximadamente 65% dos estudos são para refrigerantes halogenados, com 38% do seu total para o refrigerante R134. Adicionalmente, 62% dos estudos foram para escoamentos sob condições adiabáticas. Vale ressaltar, que resultados para mistura água/ar e água/N₂, correspondentes a 22% dos estudos da Tab. 2.3, podem apresentar discrepâncias significativas em relação aos refrigerantes, devido a distinção entre as propriedades dos fluidos.

Verifica-se também na Tab. 2.3 que ensaios foram realizados para diâmetros de até 3 mm, no entanto um número reduzido de autores forneceu a rugosidade relativa da superfície ensaiada. Lin *et al.* (1991), Cavallini *et al.* (2009), Cavallini *et al.* (2013), Liu *et al.* (2013), Da Silva e Ribatski (2013) e Sempértegui-Tapia e Ribatski (2016) ressaltam a importância da caracterização da rugosidade da superfície interna do tubo para estimativa da perda de pressão por atrito, podendo ser este um dos fatores relacionados a discrepância dos resultados de distintos autores. Com a redução do diâmetro hidráulico, as escalas de grandezas do diâmetro e da dimensão característica da rugosidade se aproximam, ressaltando o efeito deste parâmetro.

Thome (2008) reportou que seções transversais circulares são normalmente encontradas em aplicações envolvendo canais convencionais, enquanto geometrias não-circulares são utilizadas em canais de micro-escala. Porém, podemos notar que esta afirmativa é válida, no caso de trocadores de calor constituídos de multicanaís, sobretudo devido a facilidade de fabricação. No caso de estudos realizados para um único canal envolvendo diâmetros reduzidos, grande parcela envolve canais com seções circulares.

A indicação de instabilidades na Tab. 2.3, visa reportar o cuidado dos autores em relação a presença de instabilidades térmicas, fenômeno que pode justificar as diferenças de resultados entre autores. Entretanto, a maioria dos trabalhos não mencionam a presença ou a inexistência de instabilidades. Conforme ilustrado pela Fig. 2.6, que apresenta os padrões de escoamento segundo Palen, Breber e Taborék (1979), observa-se que a condensação sob elevada velocidade mássica da mistura, em certas condições pode ocasionar a formação de uma ponte de líquido, devido ao incremento da espessura do filme líquido na parede do tubo e efeitos de capilaridade. Portanto, ocorre o bloqueio da passagem da fase vapor na região central do canal e,

consequentemente, um incremento súbito da pressão, podendo causar uma onda de pressão a montante e jusante do escoamento.

A perda de pressão por atrito durante o escoamento bifásico no interior de canais de diâmetro reduzido é geralmente estimada, a partir de correlações desenvolvidas com base em bancos de dados restritos ou correlações desenvolvidas para canais convencionais. Tal cenário, favorece à discrepâncias entre resultados experimentais independentes e correlações, devido aos efeitos que se tornam relevantes para o escoamento em micro-escala e não são incorporados por correlações baseadas em dados apenas para condições de macro-escala.

Neste contexto, Ribatski *et al.* (2006) coletaram um banco de dados a partir da literatura, composto por 913 resultados experimentais para perda de pressão por atrito, incluindo resultados de Lin *et al.* (1991), Tripplet *et al.* (1999) e Zhang e Webb (2001) citados na Tab. 2.2. A partir da comparação destes dados com resultados estimados por 12 métodos de previsão disponíveis na literatura, desenvolvidos com base em dimensões de macro-e micro-escala, os autores apontaram que o método proposto por Müller-Steinhagen e Heck (1986) apresentou as melhores previsões com um desvio médio absoluto de 31,3%, estimando 53,1% dos dados experimentais com desvios inferiores a 30%.

Posteriormente, Kim e Mudawar (2014) realizaram análise similar coletando 7115 resultados de gradiente de pressão por atrito, pertencentes a 36 estudos distintos, abrangendo condições adiabáticas e de condensação para as pressões reduzidas variando entre 0,0052 e 0,91. A partir da comparação deste extenso banco de dados com métodos de previsão da literatura, os autores também indicaram que método proposto por Müller-Steinhagen e Heck (1986) fornece as melhores previsões, apresentando para escoamento adiabático líquido-vapor e condensação desvios médios absoluto de 26% e 23,6%, respectivamente. Cioncolini *et al.* (2009), Da Silva e Ribatski (2013) e Sempértegui-Tapia e Ribatski (2016) destacaram o método de Müller-Steinhagen e Heck (1986) proporciona estimativas razoáveis, porém não satisfatórias.

Kim e Mudawar (2014) propuseram uma correlação semi-empírica baseada em multiplicadores bifásicos e adimensionais, utilizando o banco de dados descrito anteriormente. Os autores apresentaram uma comparação entre os resultados experimentais coletados na literatura caracterizados por escoamento líquido e vapor: (a) laminar-laminar prevendo 63,6% de 1919 resultados experimentais com desvios inferiores a 30%; (b) laminar-turbulento prevendo 74,1% de 2721 resultados experimentais com desvios inferiores a 30%; (c)

turbulento-laminar prevendo 31,7% de 394 resultados experimentais com desvios inferiores a 30%; (d) turbulento-turbulento prevendo 79,2% de 2081 resultados experimentais com desvios inferiores a 30%.

Felcar e Ribatski (2008) realizaram um estudo comparativo envolvendo 12 métodos de previsão da perda de pressão por atrito e um banco de dados baseado em 17 estudos independentes composto por 1892 resultados experimentais cobrindo 13 fluidos, seções circulares, retangulares e triangulares, diâmetros hidráulicos entre 0,1 e 6,25 mm, escoamentos horizontais e verticais e velocidades mássicas entre 21 e 6000 kg/m²s. Entre os métodos de previsão avaliados por Felcar e Ribatski (2008), o modelo homogêneo com viscosidade dinâmica bifásica calculada segundo Cicchitti *et al.* (1960) apresentou melhores previsões em relação aos demais. A correlação de Müller-Steinhagen e Heck (1986) foi o segundo a apresentar melhores previsões.

A Fig. 2.15 apresenta a comparação realizada por Felcar e Ribatski (2008) entre as bases de dados levantadas pelos autores e o modelo homogêneo com viscosidade dinâmica dada por Cicchitti *et al.* (1960). Conforme apresentado na figura, apesar do modelo homogêneo apresentar resultados mais próximos aos experimentais, verifica-se que o método apresenta previsões inadequadas para parcela significativa do banco de dados.

Figura 2.15 - Comparação entre resultados experimentais da literatura e a previsão da perda de pressão por atrito estimada pelo modelo homogêneo com viscosidade dinâmica dada por Cicchitti (1960) realizada por Felcar e Ribatski (2008).

O modelo homogêneo com a viscosidade dinâmica da mistura bifásica dada por Cicchitti *et al.* (1960) também foi indicado como o mais adequado para a previsão da perda de

pressão por atrito por Tripplet *et al.* (1999), Ali *et al.* (2011), Dutkowski (2010) e Da Silva e Ribatski (2013). No caso de Cioncolini *et al.* (2009), embora estes autores tenham classificado o modelo homogêneo como o terceiro melhor método com base no desvio médio absoluto, este apresentou uma parcela de 72% dos dados com desvio inferior a 30%, enquanto Müller-Steinhagen e Heck (1986), classificado em segundo, apresentou apenas 67%.

Segundo Cioncolini *et al.* (2009), a correlação de Lombardi (1992) *apud* Cioncolini *et al.* (2009) apresentou as melhores estimativas para o gradiente de pressão por atrito para a base de dados de canais convencionais e minicanais, no entanto, este método não se destacou em outros estudos da literatura. A análise comparativas realizada por eles é dada por 24 correlações para estimativa da perda de pressão por atrito e um extenso banco contendo 3908 resultados experimentais levantados na literatura, que abrange diâmetros de tubos entre 0,517 mm e 31,7 mm. Além disso, Cioncolini *et al.* (2009) desenvolveram um método de previsão baseado em uma abordagem teórica para os mecanismos físicos e ajustes a partir do banco de dados experimentais.

Tibiriçá e Ribatski (2011) compararam seus resultados experimentais com o modelo homogêneo utilizando a viscosidade dinâmica bifásica proposta por Cicchitti *et al.* (1960) e com os métodos de previsão de Müller–Steinhagen e Heck (1986), Cioncolini *et al.* (2009), Sun e Mishima (2009) e Lockhart e Martinelli (1949) utilizando o parâmetro C definido por Chisholm (1967). Com base nesta análise, Tibiriçá e Ribatski (2011) concluíram que o método de Cioncolini *et al.* (2009) apresentou as melhores previsões proporcionando um desvio médio absoluto de 16,6 % e prevendo 88% dos resultados experimentais com desvios inferiores a 30%. Em sequência, o modelo homogêneo com viscosidade dinâmica de Cicchitti *et al.* (1960) as apresentou melhores estimativas, seguido pela correlação de Müller–Steinhagen e Heck (1986).

Tibiriçá, Da Silva e Ribatski (2011) também indicaram que o modelo mecanicista de Cioncolini *et al.* (2009), desenvolvido para minicanais, fornece as melhores previsões de seus resultados experimentais, apresentando desvio médio absoluto de 14% e prevendo 95% dos resultados experimentais com desvios inferiores a 30%. Da Silva e Ribatski (2013) também reportaram que o modelo de Cioncolini *et al.* (2009) fornece previsões razoáveis para os dados experimentais obtidos sob condições adiabáticas com R245fa, proporcionando um desvio médio absoluto de 14% e prevendo 90% dos resultados experimentais com desvios inferiores a 30%. Porém as previsões dos resultados experimentais para o R134a não foram satisfatórias,

resultado em um desvio médio absoluto de 63% e prevendo apenas 14% dos resultados experimentais com desvios inferiores a 30%.

Choi *et al.* (2008) compararam seus resultados experimentais para o fluido R410A com 15 métodos de previsão e verificaram que o modelo homogêneo com viscosidades dinâmicas bifásicas propostas por Beattie e Whalley (1982), McAdams (1954), Cicchitti *et al.* (1960), e Dukler *et al.* (1964) proporcionaram as melhores previsões para perda de pressão por atrito. Entretanto, ainda assim apresentaram elevado desvio padrão para resultados dos gradientes pressão elevados. Neste estudo, as correlações propostas por Chen *et al.* (2001), Zhang e Webb (2001), Friedel (1979), Chang *et al.* (2000) e Kawahara *et al.* (2002) proporcionaram previsões razoáveis. Enquanto as correlações de Mishima e Hibiki (1996), Chisholm (1983), Tran *et al.* (2000) e Lockhart e Martinelli (1949) resultaram em previsões inadequadas.

Sun e Mishima (2009) compararam 11 modelos para previsão da perda de pressão por atrito disponíveis na literatura com um banco de dados experimentais levantados a partir de 18 estudos independentes, envolvendo 2092 dados experimentais abrangendo canais com diâmetro de 0,506 mm a 12 mm e os seguintes fluidos R123, R134a, R22, R236ea, R245fa, R404a, R407C, R410a, R507, CO₂, e água e ar. De acordo com os autores, os modelos de Friedel (1979) e Zhang e Webb (2001) são inadequados para estimar a perda de pressão de escoamentos água-ar, porém proporcionam resultados razoáveis para fluidos refrigerantes. O estudo comparativo de Kim e Mudawar (2014), indicou a correlação proposta por Sun e Mishima (2009) como aquela que proporciona as melhores previsões, seguida de Müller-Steinhagen e Heck (1986).

Cavallini *et al.* (2009) e Del Col *et al.* (2013) de forma análoga a Sun e Mishima (2009) reportaram que o método de previsão proposto por Friedel (1979) proporcionou, entre os demais, métodos comparados as melhores previsões, porém insatisfatórios. Em seu estudo Cavallini *et al.* (2009) resalta métodos de previsão proporcionarem desvios superiores em relação aos dados experimentais em condições de valores de p_{red} elevados e reduzidos.

Del Col *et al.* (2013) avaliaram as estimativas dos resultados experimentais para quatro métodos de previsão incluindo Friedel (1979) e Müller-Steinhagen e Heck (1986) desenvolvidas para canais convencionais e as correlações propostas por Zhang e Webb (2001) e Cavallini *et al.* (2009) para minicanais. Os autores indicaram que a correlação de Cavallini *et al.* (2009) proporcionou as melhores previsões para resultados experimentais envolvendo diâmetros de 0,96 e 2 mm, porém insatisfatórias.

Desta forma, Del Col *et al.* (2013) propuseram uma método baseado em Cavallini *et al.* (2009), proporcionando um incremento marginal na precisão das previsões de resultados para diâmetros de 0,96 e 2 mm. No entanto, verifica-se melhores previsões para canais com geometrias distintas.

Del Col *et al.* (2012) levantaram resultados experimentais do gradiente de pressão para as condições especificadas na Tab. 2.3 e compararam estes dados com métodos da literatura. Segundo os autores, a correlação proposta por Cavallini *et al.* (2009) apresentou melhores previsões dos resultados experimentais com desvio médio absoluto de 5,4% e desvio padrão de 9,8%. As correlações desenvolvidas por Friedel (1979) e Zhang e Webb (2001) também apresentaram previsões satisfatórias com desvio médio de 5,1 % e 17,8% e desvio padrão de 12,3% e 9,7%, respectivamente. Porém os métodos analisados não previram o pico do gradiente de perda de pressão, além de apresentarem a tendência de subestimar os resultados experimentais.

Liu *et al.* (2013) compararam seus dados experimentais para as condições indicadas na Tab. 2.3, com os métodos de previsão propostos por Koyama *et al.* (2003), Agarwal e Garimella (2009) e Cavallini *et al.* (2009) desenvolvidos para condensação em minicanais. A correlação proposta por Cavallini *et al.* (2009), embora sendo a única a considerar efeitos de rugosidade superficial, apresentou o maior desvio médio absoluto de 43,9 %. A correlação de Koyama *et al.* (2003), subestimou os resultados experimentais apresentando um desvio médio absoluto de 6,9% e a correlação de Agarwal e Garimella (2009) superestimou estes dados proporcionando desvio médio absoluto 20,5%. Apesar da correlação proposta por Koyama *et al.* (2003) proporcionar as melhores previsões, é importante ressaltar que o método não se mostrou adequado.

Ribatski e Da Silva (2016) apresentaram uma análise comparativa, ilustrada na Tab. 2.4, entre um banco de dados experimental levantado na literatura, composto por 752 resultados para o gradiente de pressão por atrito em canais de micro-escala envolvendo apenas condensação e métodos de previsão frequentemente citados na literatura.

Tabela 2.4 - Parâmetros estatísticos resultantes da comparação entre o banco de dados experimentais levantado na literatura e as previsões correspondentes aos métodos avaliados apresentado por Ribatski e Da Silva (2016).

	Modelo homogêneo - Cicchitti <i>et al.</i> (1960)		Chisholm (1967)		Friedel (1979)		Muller-Steinhagen e Heck (1986)		Mishima e Hibiki (1996)		Cioncolini <i>et al.</i> (2009)		Da Silva e Ribatski (2013)	
	ε %	λ %	ε %	λ %	ε %	λ %	ε %	λ %	ε %	λ %	ε %	λ %	ε %	λ %
Yan e Lin (1999)	65,12	22,45	138,55	10,96	122,87	8,22	80,60	12,3	36,76	43,84	249,14	2,74	50,52	23,29
Garimella <i>et al.</i> (2003)	43,00	44,16	67,82	32,49	29,34	58,88	43,50	35,03	72,69	5,08	34,68	41,12	44,18	35,03
Shin e Kim (2004)	71,70	12,33	190,70	20,41	136,12	28,57	94,13	29,93	47,23	0,00	154,28	12,24	96,44	17,69
Garimella <i>et al.</i> (2005)	14,99	95,67	89,35	29,33	24,73	68,27	16,03	87,98	54,20	10,10	73,60	7,69	16,72	90,87
Heo <i>et al.</i> (2013)	56,82	0,00	60,97	27,66	39,53	28,72	46,37	6,38	76,22	0,00	25,00	68,09	55,96	0,00
Liu <i>et al.</i> (2013)	31,27	37,50	64,21	37,50	24,61	85,00	23,30	80,00	71,99	0,00	31,28	70,00	34,25	32,50
Lopez- Belchì <i>et al.</i> (2014)	10,18	97,44	129,24	15,38	29,59	61,54	18,51	74,36	55,58	2,56	90,47	0,00	9,78	100,00
Sakamatapan e Wongwises (2014)	30,89	54,35	154,21	13,04	69,23	2,17	41,09	19,57	51,11	2,17	129,67	0,00	24,99	69,57
Banco de dados completo	47,44	54,57	121,67	29,03	65,78	52,69	53,13	51,21	66,91	8,74	102,29	28,09	51,35	51,75

ε % - Porcentagem do desvio médio absoluto. λ % - Fração de estimativas com desvios inferiores a 30%. Os resultados em negrito indicam as melhores previsões.

De acordo com a Tab. 2.4, o modelo homogêneo com viscosidade dinâmica proposta por Cicchitti *et al.* (1960) é indicado aquele que melhor prevê o banco de resultados experimentais completo, proporcionando 54% das previsões com desvios inferiores a 30%. No entanto, apesar deste método indicar as melhores previsões, ele se apresenta inadequado, pois apresentou previsões insatisfatórias para os resultados da maioria dos estudos comparados e acuracidade das previsões reduzida. Este fato está relacionado às condições experimentais dos dados levantados em laboratórios independentes serem distintas às condições experimentais envolvendo os bancos de dados utilizados na elaboração dos métodos avaliados, desta forma proporcionando desvios significativos. Vale ressaltar que os resultados experimentais para o gradiente de pressão por atrito no interior de minicanais coletado por Ribatski e Da Silva (2016) compõe-se de 80% dos dados envolvendo o refrigerante R134a, 88% para multicanais e 53% envolvendo geometrias não-circulares.

Verifica-se que em geral os métodos preveem adequadamente os gradientes de pressão por atrito de determinadas bases de dados experimentais, porém apresentam resultados insatisfatórios quando as condições experimentais envolvidas se alteram, passando a envolver fluidos, faixa da temperatura de saturação e velocidades mássicas distintas das consideradas no ajuste deste métodos. As discrepâncias entre resultados experimentais e os métodos de previsão se acentuam para geometrias não-circulares, visto que as arestas intensificam os efeitos capilares em escoamentos em micro-escala.

É importante ressaltar a necessidade de expansão de bancos de dados experimentais confiáveis para condensação no interior de minicanais com geometrias não circulares para refrigerantes de reduzido impacto no aquecimento global, pois conforme apresentado na Tab. 2.3, a literatura apresenta um reduzido número de estudos experimentais para o gradiente de pressão para tais fluidos. As propriedades termodinâmicas e de transporte dos refrigerantes influenciam no efeito de arrasto interfacial entre as fases, e consequentemente, na dissipação viscosa e na perda de pressão por atrito. O incremento da pressão reduzida do fluido causa o descréscimo das razões de viscosidade e densidade entre as fases líquida e gasosa, reduzindo o arrasto interfacial e a perda de pressão por entre ambas as fases.

Para a manipulação da transferência de calor durante o escoamento bifásico e a otimização de trocadores de calor é essencial a elaboração de métodos precisos para a previsão da perda de pressão por atrito. Destaca-se que a qualidade de previsão de novos métodos está relacionada a confiabilidade dos bancos de dados experimentais.

2.5 TRANSFERÊNCIA DE CALOR DURANTE A CONDENSAÇÃO NO INTERIOR DE TUBOS

Esta seção descreve os mecanismos de transferência de calor durante a condensação no interior de canais e apresenta estudos e métodos de previsão do CTC propostos para canais convencionais e minicanais. Convém destacar que estimativas do CTC local em canais com diâmetro reduzido são usualmente baseadas em métodos de previsão desenvolvidos para canais convencionais, entretanto, os mecanismos predominantes durante a condensação para escoamentos em macro- e micro-escala se diferem.

2.5.1 MECANISMOS DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR DURANTE A CONDENSAÇÃO

Este item descreve os mecanismos de transferência de calor presentes durante a condensação no interior de canais convencionais e de micro-escala. Para isto, é importante ressaltar a relevância dos padrões de escoamento e sua caracterização para a compreensão dos mecanismos físicos preponderantes durante o processo de condensação convectiva. Os mecanismos típicos da condensação em canais convencionais são também tratados nesta seção devido as similaridades envolvidas com a condensação em micro-escala, também associada aos padrões de escoamento correspondentes.

A Fig. 2.16, ilustra esquematicamente a evolução dos padrões de escoamento ao longo de um duto durante o processo de condensação para velocidade mássica elevada e temperatura da parede constante e uniforme ao longo da seção e do comprimento do tubo. A Fig. 2.16 também indica as variações do coeficiente de transferência de calor local correspondentes aos mecanismos de transferência de calor predominantes.

Inicialmente, segundo a Fig. 2.16, o vapor supersaturado escoar por uma região com ausência de líquido sob a convecção forçada monofásica, sendo este o mecanismo responsável pela transferência de calor. À jusante em condição de não-equilíbrio térmico, tem início o processo de condensação, formando um filme líquido de espessura reduzida junto a parede do tubo. Com adicionais reduções do título de vapor de equilíbrio termodinâmico é estabelecido os padrões névoa-anular, e posteriormente, anular. Os padrões névoa-anular e anular se caracterizam pela fase vapor escoando com o “entranhamento” de gotículas na região central do tubo envolto por um filme líquido com velocidade inferior a fase vapor.

No padrão anular-nevóia, caracterizado pela espessura do filme líquido inferior em relação a do padrão anular, verificam-se coeficientes de transferência de calor elevados devido ao incremento da velocidade da fase vapor na mistura bifásica. Considerando velocidades mássicas elevadas, conforme a condição ilustrada na Fig. 2.16, predominam nestes padrões os efeitos de arrasto com a aceleração do condensado pelo vapor, formando ondas interfaciais e incrementando a área superficial de transferência de calor. Além disso, podemos ainda ressaltar que o atrito entre as fases devido a aceleração do vapor causa o desprendimento de gotículas reduzindo sua espessura, e consequentemente, a resistência térmica, incrementando o coeficiente de transferência de calor.

Figura 2.16 – Ilustração esquemática da evolução dos padrões de escoamento e a variação do coeficiente de transferência de calor ao longo da condensação.

Durante o processo contínuo de condensação do vapor, o incremento da parcela de líquido na mistura bifásica implica no decréscimo da velocidade da mistura e no incremento da espessura do filme, reduzindo o efeito de arrasto e tornando os efeitos gravitacionais preponderantes. Com o decréscimo do título de vapor, a contribuição dos efeitos de arrasto sob o filme líquido no coeficiente de transferência de calor torna-se reduzida. Desta maneira, nota-se o surgimento do escoamento do filme líquido descendente, com tendência a acumular líquido na região inferior do tubo sob efeitos gravitacionais e a formar condensado na região superior do tubo, caracterizado por padrão estratificado.

O coeficiente de transferência de calor na região superior do tubo é estimado através de modelos desenvolvidos com base na teoria de Nusselt para filme líquido descendente, conforme

proposto por Chato (1962) e Jaster e Kosky (1976). Estes métodos de previsão se baseiam na combinação de termos de convecção forçada e condução pelo filme líquido.

Durante o processo de condensação, devido ao decréscimo do título de vapor, e consequentemente, da fração de vazio ocorre a transição para o padrão pistonado, e posteriormente, para bolhas, as quais condensam e colapsam com o incremento do grau de subresfriamento do refrigerante. Nestes padrões ainda predominam efeitos de convecção forçada, com a taxa de transferência de calor decrescendo com a redução da velocidade superficial da mistura bifásica, associada ao decréscimo do título de vapor. Uma vez estabelecidas condições de líquido subresfriado, o coeficiente de transferência de calor pode ser estimado através de uma correlação clássica para escoamento monofásico, como a desenvolvida por Gnielinski (1976) no caso de escoamentos para números de Reynolds superiores a 2300.

Os mecanismos de transferência de calor durante a condensação em micro-escala, também denominado de minicanais neste texto, estão associados aos padrões de escoamento de forma análoga a canais convencionais, porém com distinções relacionadas à magnitude das forças atuando no processo. Para canais com diâmetro reduzido, conforme observado para canais convencionais, efeitos de arrasto preponderantes são observados em escoamentos com velocidades mássicas elevadas, caracterizados pela presença dos padrões névoa-anular e anular. No entanto, para velocidades mássicas reduzidas, especula-se que efeitos de tensão superficial tornem-se predominantes em relação aos de arrasto, conforme indicado por Jige, Inoue e Koyama (2016) e Wang e Rose (2011), ao contrário de canais convencionais em que os efeitos gravitacionais predominam em velocidade mássicas reduzidas. Segundo Tripplet *et al.* (1999), Kawahara *et al.* (2002), Coleman e Garimella (2003) e Kim e Mudawar (2012) não ocorrem os padrões estratificado e estratificado-ondulado para escoamentos bifásicos em micro-escala. Além disso, a transição entre os padrões de escoamento anular e bolhas alongadas está relacionada principalmente aos efeitos de capilaridade.

2.5.2 MÉTODOS DE PREVISÃO DO CTC NO INTERIOR DE CANAIS

Os padrões de escoamento influenciam significativamente nos processos de transferência de calor e quantidade de movimento e faz-se necessário que os métodos de previsão do CTC incorporem análises dos critérios de transição entre padrões, pois estão relacionados aos efeitos de arrasto e gravitacionais sob o filme líquido em escoamentos em

macro-escala, enquanto em escoamento de micro-escala os efeitos de tensão superficial tornam-se predominantes em relação aos efeitos gravitacionais.

Canais convencionais

A maioria dos métodos desenvolvidos para a previsão do CTC consideram, embora não implicitamente, padrões de escoamento ao assumir escoamentos em que efeitos de arrasto predominantes (padrões névoa/anular e anular) e escoamentos nos quais a condução através do filme líquido é a principal resistência térmica com efeitos gravitacionais predominando (padrões estratificado ondulado e estratificado).

Recentemente, métodos baseados em padrões de escoamento bem definidos são propostos com objetivo de prever o CTC durante todo processo de condensação, conforme verificado em correlações desenvolvidas por Dobson e Chato (1998) e Thome, El-Hajal e Cavallini (2003).

Os métodos para previsão do coeficiente de transferência de calor podem ser classificados da seguinte forma:

- (i) Métodos para escoamentos com efeitos de arrasto predominantes: (i.a) métodos estritamente empíricos; (i.b) modelos baseados na analogia de Colburn.
- (ii) Métodos para escoamentos com efeitos gravitacionais preponderantes.
- (iii) Métodos baseados em critérios de transição para padrões de escoamento.

Métodos estritamente empíricos

Diversos autores propuseram correlações baseadas em multiplicadores bifásicos. No entanto, neste texto apenas aquelas propostas por Shah (1979; 2009) serão descritas por serem as citadas com maior frequência na literatura e por apresentarem previsões razoáveis de bancos de dados independentes. De maneira geral, as correlações baseadas em multiplicadores bifásicos consideram a seguinte relação:

$$h_{2\phi} = h_{1\phi} \cdot \Phi_{2\phi} \quad (2.83)$$

onde $\Phi_{2\phi}$ é o multiplicador bifásico, $h_{1\phi}$ e $h_{2\phi}$ são os CTC durante o escoamento monofásico e bifásico, respectivamente.

Geralmente, os métodos elaborados a partir de multiplicadores bifásicos se baseiam em modificações da correlação de Dittus-Boelter (1930) de forma que:

$$h_{2\phi} = C \text{Re}_L^n \text{Pr}_L^m \Phi_{2\phi} \quad (2.84)$$

onde os parâmetros C, n e m são ajustados segundo banco de dados experimentais. A partir destes resultados, ajusta-se também correlações para o multiplicador bifásico considerando parâmetros adimensionais, entre os quais, destacam-se as razões de densidades e viscosidades das fases, título de vapor e o número de Foude.

Shah (1979) baseado em multiplicadores bifásicos desenvolveu uma correlação semi-empírica utilizando resultados experimentais levantados na literatura para os refrigerantes R718, R11, R12, R22, R113, metanol, etanol, benzeno, tolueno e etileno. O multiplicador bifásico no método de Shah (1979) é dado pela seguinte relação:

$$\Phi_{2\phi} = (1-x)^{0,8} + \frac{3,8x^{0,76}(1-x)^{0,04}}{p_{red}^{0,38}} \quad (2.85)$$

onde p_{red} é a pressão reduzida do refrigerante. É importante ressaltar que, apesar do autor apresentar sua correlação como generalizada, seu desenvolvimento foi baseado apenas na consideração da predominância de efeitos de arrasto, os quais são geralmente capturados. Segundo os autores, seu métodos apresenta melhores previsões para velocidades mássicas superiores a 200 kg/m²s, condição na qual efeitos de arrasto prevalecem aos gravitacionais. Dobson e Chato (1998) e Moser *et al.* (1998) indicaram que a correlação de Shah (1979) proporciona previsões razoáveis dos bancos de dados levantados por eles.

Shah (2009) propôs uma modificação do método de Shah (2009), baseado em um banco de dados experimentais oriundo de 39 laboratórios independentes, contendo 1189 dados para 22 fluidos (água, refrigerantes halogenados e hidrocarbonetos), diâmetro entre 2 e 49 mm, p_{red} entre 0,0008 e 0,9, velocidade mássica de 50 a 820 kg/m²s. O método para previsão do CTC é dado a seguir:

$$h_I = h_{1\phi} \left(\frac{\mu_L}{14\mu_V} \right)^n \left[(1-x)^{0,8} + \frac{3,8x^{0,76}(1-x)^{0,04}}{p_{red}^{0,38}} \right] \quad (2.86)$$

$$n = 0,0058 + 0,557 p_{red} \quad (2.87)$$

$$h_{1\phi} = 0,023 \text{Re}_{L0}^{0,8} \text{Pr}_L^{0,4} \frac{k_L}{D} \quad (2.88)$$

$$J_V = \frac{xG}{[gD\rho_V(\rho_L - \rho_V)]^{0,5}} \quad (2.89)$$

$$Z = \left(\frac{1}{x-1} \right)^{0,8} P_{red}^{0,4} \quad (2.90)$$

onde, para a condição $J_V \geq 0,98(Z + 0,263)^{-0,62}$, o coeficiente de transferência de calor é dado pela relação a seguir:

$$h_{2\phi} = h_I \quad (2.91)$$

Caso $J_V < 0,98(Z + 0,263)^{-0,62}$ o coeficiente de transferência de calor é dado por:

$$h_{2\phi} = h_I + h_{Nu} \quad (2.92)$$

onde o termo h_{Nu} é definido pela relação a seguir:

$$h_{Nu} = 1,32 \text{Re}_L^{-1/3} \left[\frac{\rho_L(\rho_L - \rho_V) g k_L^3}{\mu_L^2} \right]^{1/3} \quad (2.93)$$

Akers *et al.* (1959) assumem que a espessura do filme líquido em escoamento anular, parâmetro associado a resistência térmica entre a superfície do tubo e o vapor, está diretamente relacionada aos efeitos de arrasto do vapor sob o filme líquido. Assim, os autores assumiram que a fase vapor na região central do tubo correspondendo ao escoamento de líquido que exercesse o cisalhamento interfacial similar ao da fase vapor. Desta forma, Akers *et al.* (1959) propuseram um número Reynolds equivalente, definido a seguir:

$$\text{Re}_{eq} = \frac{G_{eq} D}{\mu_L} \quad (2.94)$$

$$G_{eq} = G \left[(1-x) + x \left(\frac{\rho_L}{\rho_V} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (2.95)$$

onde a velocidade mássica equivalente é usada para a velocidade mássica total.

Akers *et al.* (1959) ajustaram valores para os parâmetros C, n, m são baseados em resultados experimentais para os refrigerantes R12, propano e metanol. Os valores se encontram na Tab. 2.5 a seguir.

$$h_{2\phi} = C \text{Re}_{eq}^n \text{Pr}_L^m \frac{k_L}{D} \quad (2.96)$$

Tabela 2.5 – Valores empíricos ajustados por Akers *et al.* (1959)

Akers <i>et al.</i> (1959)	C=0,0265	n=0,8	m=1/3	$\text{Re}_{eq} > 50000$
Akers <i>et al.</i> (1959)	C=5,03	n=1/3	m=1/3	$\text{Re}_{eq} < 50000$
Cavallini e Zecchin (1971)	C=0,05	n=0,8	m=1/3	--

Cavallini e Zecchin (1971) propuseram uma correlação semi-empírica baseada em dados experimentais obtidos para os refrigerantes R11, R12, R21, R22, R113, R114, R134a, R410A, R407C, temperatura de saturação entre 30 e 50 °C e tubo com diâmetro hidráulico de 8 mm e número de Reynolds equivalente, conforme Akers *et al.* (1959), dado por:

$$\text{Re}_{eq} = \text{Re}_V \left(\frac{\rho_L}{\rho_V} \right)^{0,5} \left(\frac{\mu_V}{\mu_L} \right) + \text{Re}_L \quad (2.97)$$

onde Re_L ou Re_{L0} e Re_V ou Re_{V0} são os números de Reynolds das fases líquida e gasosa, respectivamente e são definidos da seguinte forma:

$$\text{Re}_L = \frac{G(1-x)D}{\mu_L} \quad (2.98)$$

$$\text{Re}_V = \frac{GxD}{\mu_L} \quad (2.99)$$

onde $10 < \rho_L / \rho_V < 2000$, $10 < \mu_L / \mu_V < 2000$, $0,8 < \text{Pr}_L < 20$, $1200 < \text{Re}_L$.

Métodos baseados na analogia de Colburn

Entre os métodos de previsão baseados na analogia entre as transferências de quantidade de movimento e calor, destacam-se na literatura Kosky e Staub (1971), Azer *et al.* (1972), Traviss *et al.* (1973), Moser *et al.* (1998).

Traviss *et al.* (1973) em seu método consideraram que a fase líquida escoava segundo um filme turbulento de espessura uniforme junto a superfície interna do tubo, com o perfil de velocidade de Von Karman aplicado para o filme líquido. Os autores também assumiram a inexistência de gotículas dispersas na fase vapor situada na região central do tubo. Esta correlação foi desenvolvida para escoamento anular considerando o mapa proposto por Baker (1954). Desta forma, a partir de manipulações algébricas e baseado no parâmetro de Martinelli para resultados envolvendo os refrigerante R12 e R22, Traviss *et al.* (1973) propuseram a seguinte relação para o coeficiente de transferência de calor:

$$h_{2\phi} = \frac{1}{F_2} 0,15 \sqrt{\frac{\rho_L}{\rho_V} c_{pL}} \cdot \mu_V \cdot 0,1 \frac{G^{0,9}}{D^{0,1}} x^{0,9} \left\{ 1 + 2,85 \left[\left(\frac{\mu_L}{\mu_V} \right)^{0,1} \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0,9} \left(\frac{\rho_V}{\rho_L} \right)^{0,5} \right]^{0,523} \right\} \quad (2.100)$$

onde a Eq. (2.100) pode ser apresentada da seguinte forma:

$$Nu = F(x_{tt}) \frac{\text{Pr}_L \text{Re}_L^{0,9}}{F_2} \quad (2.101)$$

$$F(x_{tt}) = 0,15 \left[X_{tt}^{-1} + 2,85 X_{tt}^{-0,476} \right] \quad (2.102)$$

onde $\frac{\text{Pr}_L \text{Re}_L^{0,9}}{F_2}$ está relacionado ao Re_L e Pr_L através de uma diagrama apresentado pelos autores, ajustado empiricamente.

Moser *et al.* (1998) propuseram um método para previsão do CTC baseado em um número de Reynolds equivalente e multiplicadores bifásicos. Os autores desenvolveram o número de Reynolds equivalente com base na analogia entre transferência de calor e quantidade de movimento, assumindo um escoamento anular com ausência de gotículas “entranhadas” na fase vapor. Desta forma, eles apresentam o número de Reynolds equivalente em função do multiplicador bifásico para mistura escoando como líquido, dado pela relação a seguir:

$$\text{Re}_{eq} = \phi_{L0}^{8/7} \text{Re}_{L0} \quad (2.103)$$

onde o multiplicador bifásico ϕ_{L0} é calculado pela correlação de Friedel (1979). A partir da correlação de Petukhov (1970) *apud* Moser *et al.* (1998) para escoamento monofásico, Moser *et al.* (1998) propuseram a seguinte correlação para a previsão do CTC durante a condensação:

$$Nu = \frac{0,0994^{C_1} \text{Re}_L^{C_2} \text{Re}_{eq}^{1+0,875C_1} \text{Pr}_L^{0,815}}{(1,58 \ln \text{Re}_{eq} - 3,28) \left(2,58 \ln \text{Re}_{eq} + 13,7 \text{Pr}_L^{2/3} - 19,1 \right)} \quad (2.104)$$

$$C_1 = 0,126 \text{Pr}_L^{-0,448} \quad (2.105)$$

$$C_2 = -0,113 \text{Pr}_L^{-0,563} \quad (2.106)$$

Métodos para escoamentos com efeitos gravitacionais preponderantes

Os métodos para previsão do coeficiente de transferência de calor durante a condensação em canais convencionais sob predominância de efeitos gravitacionais (padrão estratificado, bolhas alongadas), geralmente são baseados na teoria clássica de Nusselt (1916), conforme Chaddock (1957), Chato (1962), Jaster e Kosky (1976). Nesta análise, os autores consideram que a transferência de calor por convecção ocorra somente através do filme líquido de espessura delgada na região superior do tubo, desconsiderando a transferência de calor na área inferior em que se verifica a estratificação da fase líquida. Convém ressaltar, conforme reportado por Dobson e Chato (1998), que esta é uma hipótese razoável para escoamentos com velocidades mássicas reduzidas, porém para escoamentos com elevadas velocidades mássicas e título de vapor reduzido, a transferência de calor na região do líquido estratificado não é mais desprezível, tornando significativa a transferência de calor convectiva através da região inferior do tubo.

Jaster e Kosky (1976) desenvolveram uma correlação baseada no modelo de Nusselt e no critério de transição para escoamento estratificado proposto por eles, descrito na sub-seção 2.2.1. Esta correlação é definida pela relação a seguir:

$$Nu_{estrat} = 0,725 \left[\frac{\rho_L (\rho_L - \rho_V) i_{LV} g D^3 \alpha^3}{k_L \mu_L \Delta T} \right]^{\frac{1}{4}} \quad (2.107)$$

onde α é fração de vazio, calculada através do modelo de Zivi (1964).

Métodos baseados em critérios de transição para padrões de escoamento

Dobson e Chato (1998) desenvolveram um método para previsão do CTC baseado nos critérios de transição entre padrões de escoamento propostos por Soliman (1986), descrito anteriormente. Os autores propuseram para a região segundo o padrão anular, onde predominam os efeitos de arrasto, a seguinte relação:

$$h_{anular} = 0,023 Re_L^{0,8} Pr_L^{0,3} \left(1 + \frac{2,22}{X_{tt}^{0,89}} \right) \frac{k_L}{D} \quad (2.108)$$

onde h_{anular} é o CTC para escoamento anular

Para o padrão estratificado-ondulado, Dobson e Chato (1998) combinaram os mecanismos de transferência de calor por filme líquido descentente na região superior do tubo e o líquido estratificado na região inferior do tubo e desenvolveram a seguinte relação:

$$h_{ondulado} = \left[\frac{0,023 Re_{v0}^{0,12}}{1 + 1,11 X_{tt}^{0,58}} \left(\frac{Ga Pr_L}{Ja_L} \right)^{0,25} + \left(1 - \frac{\theta_L}{\pi} \right) Nu_{estrat} \right] \frac{k_L}{D} \quad (2.109)$$

onde $h_{ondulado}$ é o CTC para escoamento segundo padrão estratificado-ondulado e θ_L é o ângulo relacionado a região com líquido estratificado, conforme ilustrado na Fig. 2.17. O número de Galileo, Ga e o número de Jakob referente a fase líquida, Ja_L estão relacionados ao filme líquido descentente na região superior do tubo, definidos a seguir:

$$Ga = \frac{g\rho_L(\rho_L - \rho_v)D^3}{\mu_L^2} \quad (2.110)$$

$$Ja_L = \frac{c_{p,L}(T_{sat} - T_p)}{i_{LV}} \quad (2.111)$$

onde $c_{p,L}$ é o calor específico do líquido a pressão constante e i_{LV} é a entalpia de vaporização.

O termo Nu_{estrat} relacionado ao mecanismo de convecção da região inferior do tubo foi correlacionado da seguinte forma:

$$Nu_{estrat} = \left[0,0195 Re_L^{0,8} Pr_L^{0,4} \left(1,376 + \frac{c_1}{X_{tt}^{c_2}} \right) \right] \frac{k_L}{D} \quad (2.112)$$

onde $c_1 = 7,242$ e $c_2 = 1,655$ para $Fr_L > 0,7$ e para condições onde $0 < Fr_L \leq 0,7$ as constantes são dadas pelas equações a seguir:

$$c_1 = 4,172 + 5,48 \cdot Fr_L - 1,564 \cdot Fr_L^2 \quad (2.113)$$

$$c_2 = 1,773 + 0,169 \cdot Fr_L \quad (2.114)$$

onde Fr_L é o número de Froude relativo a fase líquida, definido previamente na sub-seção 2.2.1:

O ângulo θ_L é relacionado a fração de vazio α , conforme apresentado pela equação a seguir, onde os autores recomendam o modelo proposto por Zivi (1964) para sua estimativa.

$$1 - \frac{\theta_L}{\pi} = \frac{\arccos(2\alpha - 1)}{\pi} \quad (2.115)$$

Thome, El-Hajal e Cavallini (2003) propuseram um modelo fenomenológico para o CTC que inclui um método de previsão de padrões de escoamento, cujo desenvolvimento se baseou no método proposto por Kattan *et al.* (1998) para evaporação. No entanto, o modelo simplifica a estrutura, caracterizando os padrões intermitente e névoa conforme proposto por Kattan *et al.* (1998) como padrão anular, visto que estes padrões também estão sob a influência de efeitos inerciais. Portanto, os autores consideraram os padrões estratificado, estratificado-

ondulado e anular, os quais são representados por geometrias simplificadas, conforme ilustrado na Fig. 2.17.

O modelo de Thome, El-Hajal e Cavallini (2003) assume similaridades entre os mecanismos de convecção que envolvem o filme líquido anular durante a condensação e evaporação, considerando a espessura do filme anular uniforme ao longo do perímetro da superfície interna do tubo. No entanto, vale destacar o efeito de tensão superficial nas ondulações interfaciais para a condensação e ebulição convectiva são distintos. No caso do primeiro, a tensão superficial age de forma a reduzir a amplitude das ondas interfaciais.

Na região superior do tubo, a transferência de calor se dá por meio da condensação segundo o filme descendente h_{filme} , para os padrões estratificado e estratificado-ondulado, no qual aplica-se a teoria de Nusselt considerando o filme laminar. No caso da região inferior, a transferência de calor radial por convecção h_c , no qual o perímetro do tubo é molhado pelo escoamento axial do filme líquido.

Figura 2.17 – Ilustração esquemática das geometrias de padrões de escoamento.

A relação entre estes dois mecanismos durante a condensação é apresentada através da expressão a seguir, que relaciona o ângulo θ referente ao filme líquido e r ao raio do tubo. O ângulo θ varia em função do padrão de escoamento, conforme apresentado na Fig. 2.18.

$$h_{2\phi} = \frac{h_{\text{filme}} \cdot r \cdot \theta + (2\pi - \theta) \cdot r \cdot h_{\text{estrat}}}{2 \cdot r \cdot \pi} \quad (2.116)$$

O modelo propõe que durante escoamentos segundo o padrão anular, intermitente e névoa em que $\theta = 0$. No entanto, para o escoamento estratificado onde $\theta = \theta_{\text{estrat}}$, temos que θ_{estrat} é dado por relações geométricas em função da fração de vazio, α , estimada segundo a correlação de Rouhanni (1969).

Figura 2.18 – Ilustração esquemática apresentada para os mecanismos de transferência de calor adotados no modelo proposto por Thome, El-Hajal e Cavallini (2003).

Para escoamentos segundo o padrão estratificado-ondulado, o ângulo θ é obtido através de uma interpolação entre o valor de θ_{estrat} , calculado para velocidade mássica de G_{estrat} e o valor para velocidade mássica de G_{ondulado} , conforme apresentado a seguir:

$$\theta = \theta_{\text{estrat}} \left[\frac{(G_{\text{ondulado}} - G)}{(G_{\text{ondulado}} - G_{\text{estrat}})} \right]^{0,5} \quad (2.117)$$

onde G_{ondulado} e G_{estrat} são definidos por Thome, El-Hajal e Cavallini (2003) para critérios de transição entre padrões de escoamento.

O CTC convectivo na região com base em um escoamento anelar, correspondendo ao padrão estratificado-ondulado é dado por:

$$h_{\text{estrat}} = c \text{Re}_L^n \text{Pr}_L^m \frac{k_L}{\delta} f_i \quad (2.118)$$

onde c , n e m são parâmetros empíricos determinados a partir de uma base de dados experimental, k_L é condutividade térmica do líquido, δ é a espessura do filme líquido e f_i é o fator de correção devido a ondulação interfacial. O ajuste da correlação foi dada por $m=0,5$, $c=0,003$ e $n=0,74$. Os números de Reynolds Re_L e Prandtl Pr_L referentes ao filme líquido são definidos pelas equações a seguir:

$$\text{Re}_L = \frac{4G(1-x)\delta}{(1-\alpha)\mu_L} \quad (2.119)$$

onde G é a velocidade mássica da mistura, x é o título de vapor e μ_L é a viscosidade dinâmica da fase líquida.

A espessura de filme δ pode ser obtida através da seguinte equação:

$$A_L = \frac{(2\pi - \theta)}{8} [D^2 - (D - 2\delta)^2] \quad (2.120)$$

onde A_L é a área ocupada pela fase líquida, D é o diâmetro do tubo.

Incluiu-se o fator de correção f_i com o objetivo de capturar a influência da rugosidade interfacial na condensação convectiva. Esta influência está associada primeiramente à transferência de quantidade de movimento do vapor acelerando o filme líquido na interface, gerando ondulações, que por sua vez incrementam a superfície de contato disponível para condensação, e consequentemente, reduzindo a resistência térmica as ondas interfaciais não-sinusoidais, tendem a reduzir a espessura média do filme líquido, incrementando o coeficiente de transferência de calor. De acordo com Thome, El-Hajal e Cavallini (2003), estes dois aspectos são análogos aos fatores de correção proposto por Kutateladze (1963) para as ondulações interfaciais do filme líquido condensado sob uma placa vertical.

Espera-se que o fator de correção seja proporcional ao arrasto interfacial, portanto proporcional a razão entre as velocidade médias das fases vapor e líquido. Este fator ajustado

com base em resultados experimentais, está relacionado a espessura de filme, as densidades das fases líquida e gasosa e a tensão superficial, conforme demonstrado pela equação a seguir:

$$f_i = 1 + \left(\frac{V_v}{V_L} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{(\rho_L - \rho_v) g \delta^2}{\sigma} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (2.121)$$

onde o fator f_i tende a unidade caso a espessura do filme líquido seja reduzida, porém tende a aumentar com o incremento da razão de deslizamento V_v/V_L e reduzir com o incremento da tensão superficial.

A estimativa do CTC através do filme descendente durante a condensação é obtida pela seguinte equação:

$$h_{filme} = 0,728 \left[\frac{\rho_L (\rho_L - \rho_v) i_{LV} g k_L^3}{\mu_L D (T_{sat} - T_p)} \right]^{\frac{1}{4}} \quad (2.122)$$

As previsões obtidas por este modelo foram razoáveis considerando a abrangência da faixa de condições, a diversidade de fluidos e fontes do levantamento dos dados experimentais.

Cavallini *et al.* (2006) propuseram um método de previsão do CTC baseado no ajuste experimental com base nos dados levantados por Cavallini *et al.* (2002) para os refrigerantes R11, R12, R22, R113, R134a, R125, R32, R236ea, R407C e R410A durante a condensação no interior de tubos, com diâmetros variando entre 3 e 21,4 mm, além de resultados para hidrocarbonetos, dióxido de carbono, água e amônia oriundos da literatura.

Cavallini *et al.* (2006) verificaram que o escoamento com efeitos gravitacionais predominantes é influenciado pelo grau de subresfriamento da parede, ΔT_{rp} , enquanto em escoamentos nos quais prevalecem efeitos de arrasto, seu efeito torna-se insignificante. Este comportamento é corroborado pelos estudos de Dobson e Chato (1998), Cavallini *et al.* (2001), Cavallini *et al.* (2002), Thome, El-Hajal e Cavallini (2003). Como critério de transição entre estas regiões, os autores adotaram correlação proposta por Cavallini *et al.* (2002) baseada na velocidade superficial do vapor j_v e no parâmetro de Martinelli X_{tt} . O critério proposto é apresentado da seguinte forma:

$$j_V^T = \left\{ \left[7,5/4,3X_{ii}^{1,111} + 1 \right]^{-3} + C_T^{-3} \right\}^{-1} \quad (2.123)$$

onde C_T é a constante de ajuste, sendo igual a 1,6 para hidrocarbonetos e 2,6 para os demais refrigerantes de seu banco de dados experimentais.

Para escoamentos segundo os padrões anular e névoa-anular, nos quais preponderam efeitos de arrasto correspondentes a $j_V > j_V^T$, o coeficiente de transferência de calor é dado pela seguinte relação:

$$h_{anular} = h_{1\phi} \left[1 + 1,128x^{0,817} \left(\frac{\rho_L}{\rho_V} \right)^{0,3685} \left(\frac{\mu_L}{\mu_V} \right)^{0,2363} \left(\frac{1-\mu_V}{\mu_L} \right)^{2,144} \text{Pr}_L^{-0,1} \right] \quad (2.124)$$

Já para os padrões estratificado e estratificado-ondulado, correspondendo a $j_V \leq j_V^T$, e ao predomínio de efeitos gravitacionais, o coeficiente de transferência de calor é dado pelas seguintes relações:

$$h_{ondulado} = \left[h_{anular} (j_V^T / j_V)^{0,8} - h_{estrat} \right] (j_V / j_V^T) + h_{estrat} \quad (2.125)$$

$$h_{estrat} = 0,725 \left\{ 1 + 0,741 \left[(1-x)/x \right]^{0,3321} \right\}^{-10} \left[k_L^3 \rho_L (\rho_L - \rho_G) g i_{LV} / \mu_L D (T_{sat} - T_{parede}) \right]^{0,25} + (1 - x^{0,087}) h_{1\phi} \quad (2.126)$$

O método proposto por Cavallini *et al.* (2006) para a previsão do CTC referente ao padrão anular é amplamente utilizado para a condensação em micro-escala com relativo sucesso. No entanto, é esperado que não seja adequado para escoamentos em que efeitos de tensão superficial prevalecem, correspondendo a velocidades mássicas reduzidas.

De maneira geral, os métodos apresentados para a previsão do CTC são baseados em multiplicadores bifásicos, em sua maioria, quando são respectivos aos padrões anular e névoa-anular, nos quais prevalecem o mecanismo de transferência de calor por convecção forçada. Eles foram desenvolvidos com base na equação de Dittus Boelter (1930) para escoamento monofásico, e ajustados a partir de resultados experimentais para condensação no interior de canais convencionais.

Já para estimativa do CTC segundo os padrões estratificado-liso, estratificado-ondulado, os autores se basearam a teoria de Nusselt e na transferência de calor por filme líquido descendente. Geralmente nestes casos, a resistência térmica predominando refere-se a condução através do filme, e despreza-se a transferência de calor na região inferior do tubo, na qual acumula-se o condensado. É importante ressaltar que a predominância dos efeitos gravitacionais não são verificados em escoamentos para canais de diâmetros reduzidos, portanto não convêm aprofundar a investigação destes aspectos.

Minicanais

Os métodos de previsão do CTC para a condensação em minicanais foram desenvolvidos a partir de abordagem similar a utilizada para canais convencionais. No entanto, neste caso efeitos de tensão superficial tornam-se predominantes para vazões mássicas reduzidas, ao contrário de efeitos gravitacionais para canais convencionais. Vale também destacar que condensadores baseados em canais de micro-escala, geralmente, utilizam geometrias não-circulares, isto é, seções transversais quadradas, retangulares e triangulares que promovem o acúmulo de líquido nas arestas devido aos efeitos de tensão superficial, resultando na redução de espessura do filme líquido nas regiões entre cantos.

Wang *et al.* (2002) desenvolveram um método para previsão do CTC durante a condensação em minicanais com base na analogia de transferência de calor e momento para escoamentos sob predominância de efeitos de arrasto (padrão de escoamento anular) e na condensação segundo película descendente para escoamentos em que efeitos gravitacionais predominam (padrão de escoamento estratificado), desprezando efeitos de tensão superficial. Este método teve seus expoentes e coeficientes ajustados por meio de resultados experimentais para o R134a, diâmetro hidráulico de 1,46 mm, seção de testes de alumínio composta por multicanais retangulares. Wang *et al.* (2002) adotaram para a transição entre condições em que predominam efeitos gravitacionais e de arrasto critério baseado no número de Froude modificado por Soliman (1986). O método é definido a partir das equações a seguir:

Efeitos de arrasto preponderantes

$$Fr_{so} > 8 \quad (2.127)$$

$$Nu_{anular} = 0,0274 \text{Pr}_L \text{Re}_L^{0,6792} x^{0,2208} \left(\frac{1,376 + 8X_{tt}^{1,655}}{X_{tt}^2} \right)^{0,5} \quad (2.128)$$

Efeitos gravitacionais preponderantes

$$Fr_{so} \leq 8 \quad (2.129)$$

$$Nu_{estrat} = \alpha Nu_{filme} + (1 - \alpha) Nu_{convectivo} \quad (2.130)$$

$$\alpha = \left[1 + \frac{1-x}{x} \left(\frac{\rho_V}{\rho_L} \right)^{2/3} \right]^{-1} \quad (2.131)$$

$$Nu_{filme} = 0,555 \left[\frac{\rho_L (\rho_L - \rho_V) g i_{LV} D^3}{k_L \mu_L (T_{sat} - T_{parede})} \right]^{1/4} \quad (2.132)$$

$$Nu_{convectivo} = 0,023 \text{Re}_L^{0,8} \text{Pr}_L^{0,4} \quad (2.133)$$

$$Fr_{so} = \begin{cases} 0,025 \text{Re}_L^{1,59} \left(\frac{1 + 1,09 X_{tt}^{0,039}}{X_{tt}} \right) \frac{1}{Ga^{0,5}} & \text{for } \text{Re}_L \leq 1250 \\ 1,26 \text{Re}_L^{1,04} \left(\frac{1 + 1,09 X_{tt}^{0,039}}{X_{tt}} \right) \frac{1}{Ga^{0,5}} & \text{for } \text{Re}_L > 1250 \end{cases} \quad (2.134)$$

Shah (2016) propuseram um método com base no método de Shah (2013), incorporando a correlação de Cavallini *et al.* (2006) para escoamentos sob predominância de efeitos de arrasto. No entanto, conforme Wang *et al.* (2002), o autor considerou efeitos gravitacionais relevantes com a redução dos efeitos convectivos do escoamento. O método é descrito pela equações a seguir:

$$h_{anular} = h_{1\phi} \left[1 + 1,128 x^{0,8170} \left(\frac{\rho_L}{\rho_V} \right)^{0,3685} \left(\frac{\mu_L}{\mu_V} \right)^{0,2363} \left(1 - \frac{\mu_L}{\mu_V} \right)^{2,144} \text{Pr}_L^{-0,1} \right] \quad (2.135)$$

$$h_{1\phi} = 0,023 \text{Re}_{L0}^{0,8} \text{Pr}_L^{0,4} \frac{k_L}{D} \quad (2.136)$$

$$h_{estrat} = 1,32 \text{Re}_L^{-1/3} \left[\frac{\rho_L (\rho_L - \rho_V) g k_L^3}{\mu_L^2} \right]^{1/3} \quad (2.137)$$

$$We_{VT} = \frac{G^2 D}{\rho_V \sigma} \quad (2.138)$$

$$J_V = \frac{xG}{[gD\rho_V(\rho_L - \rho_V)]^{0,5}} \quad (2.139)$$

$$Z = \left(\frac{1}{x-1} \right)^{0,8} p_{red}^{0,4} \quad (2.140)$$

$$\text{Para } We_{VT} > 100 \text{ e } J_V \geq 0,98(Z + 0,263)^{-0,62}$$

$$h = h_{anular} \quad (2.141)$$

$$\text{Para } J_V < 0,95(1,254 + 2,27Z^{1,249})^{-1}$$

$$h = h_{estrat} \quad (2.142)$$

Se a condição não encontra nos dos critérios acima, o CTC é estimado da seguinte forma:

$$h = h_{anular} + h_{estrat} \quad (2.143)$$

Jige, Inoue e Koyama (2016) desenvolveram um método para a previsão do CTC baseado no modelo de Haraguchi *et al.* (1994) *apud* Jige, Inoue e Koyama (2016) e em resultados experimentais levantados em seção de testes composta por multicanais retangulares de diâmetro hidráulico reduzido para os refrigerantes R32 e R1234ze(E), velocidade mássica entre 100 e 400 kg/m²s, temperatura de saturação de 40 e 60 °C. O método proposto considera como relevantes apenas efeitos de arrasto e tensão superficial, o que é razoável para minicanais, principalmente para geometrias não-circulares, pois nestas condições se verificam a ausência do padrão estratificado e o acúmulo de líquido nos vértices devido a efeitos de tensão superficial. O método de Jige, Inoue e Koyama (2016) é dado pelas seguintes relações:

$$Nu = \alpha Nu_{conv} (1 - \alpha) Nu_{1\phi} \quad (2.144)$$

onde α é a fração de vazio, calculada pelos autores através do modelo homogêneo, $Nu_{1\phi}$ corresponde a transferência de calor do escoamento monofásico referente a fase líquida, calculado pelas correlações de Gnielinski (1976) para $Re_L \geq 2000$ e de Hartnett e Kostic (1989) *apud* Jige, Inoue e Koyama (2016) para $Re_L < 2000$, respectivamente, apresentadas a seguir:

$$Nu_{1\phi} = \frac{\frac{f_L}{2} + (Re_L - 1000) Pr_L}{1 + 12,7 \left(\frac{f_L}{2} \right)^{1/2} \left(Pr_L^{2/3} - 1 \right)} \quad (2.145)$$

$$Nu_{1\phi} = 8,23(1 - 1,891AR + 2,22AR^2 - 0,894AR^3) \quad (2.146)$$

onde, AR é a razão de aspecto, f_L é o fator de atrito respectivo a fase líquida.

$$Nu_{conv} = (Nu_{Arrasto}^3 + Nu_{TS}^3)^{1/3} \quad (2.147)$$

onde, $Nu_{Arrasto}$ é o termo associado a preponderância de efeitos de arrasto e Nu_{TS} aos efeitos de tensão superficial. Os termos são definidos a seguir:

$$Nu_{Arrasto} = \frac{\phi_{V0}}{1 - x} \sqrt{f_{V0} \frac{\rho_L}{\rho_V}} Re_L^{0,5} (0,6 + 0,06 Re_L^{0,4} Pr_L^{0,3}) \quad (2.148)$$

$$Nu_{TS} = 0,51 \left[\frac{\rho_L i_{LV} \sigma D}{\mu_L k_L (T_{sat} - T_{parede})} \right]^{0,25} \quad (2.149)$$

$$\phi_{V0} = \sqrt{x^{1,8} + (1 - x)^{1,8} \frac{\rho_V}{\rho_L} \frac{f_{L0}}{f_{V0}} + 0,65 x^{0,68} (1 - x)^{1,43} \left(\frac{\mu_L}{\mu_V} \right)^{1,25} \left(\frac{\rho_V}{\rho_L} \right)^{0,75}} \quad (2.150)$$

$$\begin{aligned}
 f_{v0} &= \frac{C}{Re_{v0}} \quad \text{caso } Re_{v0} \leq 1500 \\
 f_{v0} &= \frac{0,046}{Re_{v0}^{0,2}} \quad \text{caso } Re_{v0} > 1500
 \end{aligned}
 \tag{2.151}$$

$$\begin{aligned}
 f_{L0} &= \frac{C}{Re_{L0}} \quad \text{caso } Re_{L0} \leq 1500 \\
 f_{L0} &= \frac{0,046}{Re_{L0}^{0,2}} \quad \text{caso } Re_{L0} > 1500
 \end{aligned}
 \tag{2.152}$$

$$C = 24(1 - 1,355AR + 1,947AR^2 - 1,701AR^3 + 0,956AR^4 - 0,254AR^5) \tag{2.153}$$

onde $C=16$ para canais circulares e AR é a razão de aspecto.

Ribatski e Da Silva (2016) levantaram 1877 dados experimentais oriundos de 15 laboratórios independentes disponíveis na literatura e indicaram o método de Cavallini *et al.* (2016) como o melhor, proporcionando desvio médio absoluto de 24 % e prevendo 80% dos resultados com desvios entre $\pm 30\%$, conforme ilustrado na Fig. 2.19. Os resultados experimentais coletados por Ribatski e da Silva (2016) dados obtidos por Yan e Lin (1999), Kim *et al.* (2003), Shin e Kim (2004), Park e Hrnjak (2009), Matkovic *et al.* (2009), Agarwal *et al.* (2010), Park *et al.* (2011), Oh e Son (2011), Derby *et al.* (2012), Goss e Passos (2013), Heo *et al.* (2013), Liu *et al.* (2013), Sakamatapan *et al.* (2013), Del Col *et al.* (2014), Del Col *et al.* (2015).

Finalmente, considerando que a maioria dos métodos de previsão do CTC são baseados em bancos de dados experimentais, ressalta-se a importância da adoção e execução de procedimentos adequados nestes estudos, de forma a obter dados confiáveis e reduzir as incertezas experimentais. Contribuem para a elevação destas incertezas resultados em títulos de vapor elevados e reduzidos, medições em regiões próximas da entrada e saída da seção de testes, instabilidades, incertezas propagadas na determinação do fluxo de calor, principalmente para valores elevados e reduzidos, oriundas dos erros das diferenças de temperatura entre o fluido e a parede do tubo, além da variação radial do CTC ao longo do perímetro de uma seção transversal.

Figura 2.19 – Comparação entre os resultados experimentais coletados na literatura por Ribatski e Da Silva (2016) e as respectivas previsões do método de Cavallini *et al.* (2006).

2.5.3 ESTUDOS DA LITERATURA SOBRE CTC EM CANAIS DE DIÂMETRO REDUZIDO

Esta subseção apresenta uma análise dos estudos sobre a transferência de calor durante a condensação no interior de canais de diâmetro reduzido e resultados de comparações entre métodos desenvolvidos para a determinação do coeficiente de transferência de calor e resultados experimentais. A Tab. 2.6 apresenta uma descrição esquemática de estudos da literatura envolvendo levantamentos de dados experimentais para o CTC durante a condensação no interior de canais baseados em minicanais únicos e multicanais. Nesta descrição compreende para cada estudo as características dos fluidos teste, diâmetro hidráulico, geometria da seção, material do canal, orientação do escoamento, temperatura de saturação, velocidade mássica, comprimento efetivo da seção de testes, técnica utilizada para determinação do CTC, título de vapor, fluxo de calor e coeficiente de transferência de calor.

Baseado neste contexto, o presente estudo tem como objetivo investigar a condensação no interior de canais de diâmetro reduzido, multicanais e geometria retangular. No entanto, a distribuição não uniforme do refrigerante no trocador de calor e instabilidades térmicas são características que podem ocorrer em multicanais, portanto é relevante comparar à resultados

levantados em aparatos e laboratórios independentes. Além disso, minicanais com geometrias não-circulares associadas aos efeitos de tensão superficial tendem a acumular condensado nos vértices dos cantos do canal, e conseqüentemente, uniformizar e reduzir a espessura de filme entre os cantos, incrementando o coeficiente de transferência de calor para condensação sob velocidade mássica reduzida.

Tabela 2.6 - Resumo dos estudos sobre transferência de calor durante a condensação em canais de diâmetro reduzido

Autores	Fluido	D_h [mm]/ Material	Orientação do escoamento	Geometria/ Configuração dos canais	T_{sat} [°C]	G [kg/m²s]	L [mm]/ pr[-]	Determinação do fluxo de calor	x [-] / q̇ [kW/m²]	CTC [kW/m²K]
Yang e Webb (1996)	R12	2,63; 1.56/Alumínio	Horizontal	Tubos achatados/ Multicanais	65	400-1400	508/ 0,41	Método de Wilson modificado/ Água resfriada escoando externamente em região anular	0,12-0,97/ 4-12	1-5
Zhang e Webb (1998)	R134a	0,96; 1/Alumínio	Horizontal	Circular; Retangular/ Multicanais	40;65	400-1000	508	Método de Wilson modificado/ Água resfriada escoando externamente em região anular	0,2-0,8	
Yan e Lin (1999)	R134a	2,0/ Cobre	Horizontal	Circular/ Multicanais	25-50	100; 150; 200	200/ 0,16- 0,32	Método de Wilson modificado/ Água resfriada com escoamento externo e cruzado	0,1-0,9/ 10; 20	1-5
Garimella e Bandhauer (2001)	R134a	0,76/ Alumínio	Horizontal	Quadrada/ Multicanais	--	150-750	304/--	Amplificação de sensores termoelétricos	0,15-0,8	2-10
Wang <i>et al.</i> (2002)	R134a	1,46/ Alumínio	Horizontal	Retangular/ Multicanais	45-63	75-750	610/ 0,28- 0,44	Água resfriada com escoamento externo e cruzado	0-0,95	0-8
Baird <i>et al.</i> (2003)	R123; R11	0,92; 1,95/ Cobre	Horizontal	Circular/ Singular	20-72	70-600	30/ 0,02- 0,1	Sensor termoelétrico Peltier (TEC)	0-1,0/ 15- 110	0,5-10
Koyama <i>et al.</i> (2003)	R134a	1,11; 0,8/ Alumínio	Horizontal	Circular/ Multicanais	47-65	100-700	600/0,3- 0,46	Sensor termoelétrico Peltier de 75 mm / Água resfriada com escoamento externo	0,0-1,0/--	--
Kim <i>et al.</i> (2003)	R410A; R22	1,41/ Alumínio	Horizontal	Canais achatados/ Multicanais	45	200-600	455/0,34	Método de Wilson modificado/ Água resfriada escoando externamente em região anular	0,1-0,9/ 5- 15	2-7
Shin e Kim (2004)	R134a	0,691/ Cobre	Horizontal	Circular/ Singular	40	100-600	171/ 0,25	Resfriamento por escoamento a ar resfriado	0,1-0,9/5- 20	2-12
Bandhauer <i>et al.</i> (2006)	R134a	0,506-1,524/ Alumínio	Horizontal	Circular/ Multicanais	--	150-750	304/--	Amplificação de sensores termoelétricos	0,15-0,85	1-14
Matkovic <i>et al.</i> (2009)	R134a; R32	0,96/ Cobre	Horizontal	Circular/ Singular	40	100-1200	230/ 0,25- 0,42	Determinação do perfil de temperatura da água resfriada/ Água resfriada escoando externamente em região anular	0,05-0,95/-	1-25
Park e Hrnjak (2009)	R744	0,89/ Alumínio	Horizontal	Circular/ Multicanais	-15;- 25	200-800	150/0,22- 0,31	Determinação do perfil de temperatura da água resfriada/ Água resfriada escoando externamente em região anular	0,1-0,9	1-10

Autores	Fluido	Dh [mm]/ Material	Orientação do escoamento	Geometria/ Configuração dos canais	Tsat [°C]	G [kg/m²s]	L [mm]/ pr[-]	Determinação do fluxo de calor	x [-] / $\dot{q}$ [kW/m²]	CTC [kW/m²K]
Del Col <i>et al.</i> (2010)	R1234yf	0,96/ Cobre	Horizontal	Circular/ Singular	24-40	200-1000	230/0,19- 0,3	Determinação do perfil de temperatura da água resfriada/ Água resfriada escoando externamente em região anular	0,1-0,85/--	1-12
Agarwal <i>et al.</i> (2010)	R134a	0,424-0,839/--	Horizontal	Quadrada; achatado; triangular; retangular; formato W e N / Multicanais	55	150-750	0,3048/ 0,36	Amplificação de sensores termoelétricos	0,15-0,85/ --	2-18
Quan <i>et al.</i> (2010)	água	0,127; 0,173 / Silicone	Horizontal	Trapezoidal/ Singular	--	54-559	60/--	Ar resfriado	0,25-0,8/--	50-200
Bohdal <i>et al.</i> (2011)	R134a; R404A	0.31-3.30/ Aço inoxidável	Horizontal	Circular/ Singular	20-40	100-1300	100/0,14- 0,25	Determinação do perfil de temperatura da água resfriada/ Água resfriada escoando externamente em região anular	0-1,0/--	0-15
Del Col <i>et al.</i> (2011)	R134a	1,23/ Cobre	Horizontal	Quadrada/ Singular	40	200-800	224/ 0,25	Determinação do perfil de temperatura da água resfriada/ Água resfriada escoando externamente em região anular	0,05-0,98/ 30-84	2-16
Oh e Son (2011)	R22; R134a; R410A	1,77/ Cobre	Horizontal	Circular/ Singular	40	450-1050	160/ 0,25; 0,3	Determinação do perfil de temperatura da água resfriada/ Água resfriada escoando externamente em região anular	0,07-0,95/-	2-20
Park <i>et al.</i> (2011)	R1234ze; R134a; R236fa	1,45/ Alumínio	Vertical	Retangular/ Singular	25-70	50-260	260/0,08- 0,52	Água resfriada escoando externamente em região anular	0-0,92/ 1- 62	1-3,5
Charun (2012)	R404A	1,4; 1,60; 1,94; 2,3; 3,3/ Aço inoxidável	Horizontal	Circular/ Singular	20-40	100-1000	100/--	Determinação do perfil de temperatura da água resfriada/ Água resfriada escoando externamente em região anular	0-1,0/ 2,5- 22,5	0-30
Del Col <i>et al.</i> (2012)	R290	0,96/ Cobre	Horizontal	Circular/ Singular	40	100-800	230/0,32	Determinação do perfil de temperatura da água resfriada/ Água resfriada escoando externamente em região anular	0-0,9/--	1-18
Derby <i>et al.</i> (2012)	R134a	1,0/ Cobre	Horizontal	Quadrada; triangular; semi- circular/ Multicanais	35; 45	75-450	100/ 0,21; 0,28	Sensor de fluxo de calor	0,05-0,9/ 23,5-46	1-7

Autores	Fluido	D_h [mm]/ Material	Orientação do escoamento	Geometria/ Configuração dos canais	T_{sat} [°C]	G [kg/m²s]	L [mm]/ pr[-]	Determinação do fluxo de calor	x [-] / q̇ [kW/m²]	CTC [kW/m²K]
Zhang <i>et al.</i> (2012)	R22; R410A; R407C	1,088; 1,28/ Aço inoxidável	Horizontal	Circular/ Singular	30; 40	300-600	200/ 0,23- 0,3	Água resfriada escoando externamente em região anular	0,1-0,9/--	0-8
Kim e Mudawar (2012)	FC72	1,0/ Cobre	Horizontal	Quadrada/ Multicanais	55	68-367	299/0,51	Sensor de fluxo de calor	0-1/--	1-10
Goss e Passos (2013)	R134a	0,77/ Cobre	Horizontal	Circular/ Multicanais	29; 33; 38	230-445	105/0,18- 0,24	Sensor termoeletrico Peltier (TEC)	0,55-1,0/ 17-53	10-50
Heo <i>et al.</i> (2013)	CO ₂	1,5/ Alumínio	Horizontal	Retangular/ Multicanais	-5; 0; 5	400-1000	400/ 0,41- 0,53	Método de Wilson modificado / Mistura (água+etileno-glicol) escoando externamente em região anular	0,0-1,0/ --	2-7
Liu <i>et al.</i> (2013)	R152a	1,152; 0,952/ Aço inoxidável	Horizontal	Circular; quadrada/ Singular	40; 50	200-800	336; 352/ 0,2; 0,26	Água resfriada escoando externamente em região anular	0,1-0,9/--	70
Sakamatapan et al. (2013)	R134a	1.1; 1.2/ Alumínio	Horizontal	Retangular/ Multicanais	35-45	340-690	250/0,21- 0,29	Água resfriada escoando externamente em região anular	0,1-0,9/ 15- 25	1,3-2,4
Del Col <i>et al.</i> (2014a)	R290	0,96/ Cobre	Horizontal	Circular/ Singular	40-41	100-1000	230/0,33	Determinação do perfil de temperatura da água resfriada/ Água resfriada escoando externamente em região anular	0,05-0,9/ 10-240	1-21
Del Col <i>et al.</i> (2014b)	R134a; R32	1,23/ Cobre	Horizontal; inclinada de 15° a 90 °	Quadrada/ Singular	40	100-390	224/0,25	Determinação do perfil de temperatura da água resfriada/ Água resfriada escoando externamente em região anular	0,05-0,9/--	1-12
Del Col <i>et al.</i> (2015)	R1234ze(E)	0,96/ Cobre	Horizontal	Circular/ Singular	40	100-800	230/0,21	Determinação do perfil de temperatura da água resfriada/ Água resfriada escoando externamente em região anular	0,05-0,85/--	1-13
Liu, Xiao e Li (2016)	R1234ze, R22	1,085; 0,952/Aço inoxidável	Horizontal	Quadrada; circular/ Singular	40;50	200-800	330;305	Determinação do perfil de temperatura da água resfriada/ Água resfriada escoando externamente em região anular	0,1-0,9/	2-10
Jige, Inoue e Koyama (2016)	R134a; R32; R1234ze(E) R410A	0.85/Alumínio	Horizontal	Retangular/ Multicanais	40;60	100-400	600/-	Sensor de fluxo de calor/ Circuito secundário água resfriada	0,05-0,95/ 3-15	1-11

Autores	Fluido	D_h [mm]/ Material	Orientação do escoamento	Geometria/ Configuração dos canais	T_{sat} [°C]	G [kg/m²s]	L [mm]/ p_r[-]	Determinação do fluxo de calor	x [-] / q̇ [kW/m²]	CTC [kW/m²K]
López-Belchí <i>et al.</i> (2016)	R290	1,16/ Alumínio	Horizontal	Quadrada/Multi canais	30; 40; 50	175-350	259/0,25- 0,4	Água resfriada escoando externamente a seção de testes	0,2- 0,85/15,76- 32,25	--

De maneira geral, os estudos listados na Tab. 2.6 indicam que o CTC decresce com a redução da velocidade mássica e do título de vapor, tanto para ensaios em canais únicos como em multicanais, independente da geometria da seção transversal. Resultado distinto foi observado por Jige, Inoue e Koyama (2016) para condensação em multi- minicanais, nos quais segundo os autores o CTC varia apenas marginalmente para condições de velocidade mássica de 100 kg/m²s e títulos de vapor entre 0,2 e 0,6 e temperaturas de saturação de 40 e 60°C.

Além disso, nos estudos listados na Tab. 2.6, observa-se uma distinção entre técnicas utilizadas para a determinação do CTC local. No entanto, não há metodologia de medição em destaque, visto que cada uma possui vantagens e desvantagens. Vale destacar que, a determinação experimental do fluxo de calor local durante a condensação em trocadores de calor constituídos por minicanais apresenta elevada dificuldade, uma vez que usualmente este é imposto através do escoamento de água resfriada em circuito auxiliar. É importante ressaltar a relevância na determinação do fluxo de calor local e das respectivas incertezas experimentais, visto que discrepâncias entre estudos são indicadas devido à influência deste parâmetro no coeficiente de transferência de calor.

Segundo Del Col e Bortolin (2014), número reduzido de autores efetuou investigações experimentais para escoamentos em velocidades mássicas correspondendo a condições em que efeitos de tensão superficial prevalecem. Este fato decorre da dificuldade na determinação do coeficiente de transferência de calor nestas condições com incertezas experimentais razoáveis, visto que as taxas de transferência de calor são inferiores em relação aos escoamentos de efeitos de arrasto predominantes. As incertezas experimentais elevadas para condições em que predominam efeitos de tensão superficial estão associadas a redução da variação da temperatura da água resfriada ao longo da seção de testes, aproximando os valores de temperatura entre duas posições de aquisição, aumentando os erros relativos as medidas. Além disso, o grau de subresfriamento da parede reduzido implica na propagação de incertezas elevadas no coeficiente de transferência de calor.

É importante salientar que, entre os estudos experimentais realizados para condensação em minicanais, a parcela de resultados experimentais levantados para refrigerantes com reduzido GWP é significativamente reduzida. Nesta última década, devido às diretrizes da União Européia para a substituição obrigatória do refrigerante R134a em sistemas de condicionamento de ar em automóveis, além da preocupação mundial com os malefícios dos

gases de efeito estufa, pesquisadores têm buscado qualificar a eficiência de novos fluidos refrigerantes.

Wang *et al.* (2002) indicaram a influência de efeitos de tensão superficial no CTC obtidos experimentalmente para minicanais, associando este comportamento a geometria não-circular dos canais da seção de testes. Entretanto, Derby *et al.* (2012) não verificaram efeitos significativos da geometria não-circular no CTC local.

Por meio de solução numérica para a condensação em minicanais, Wang e Rose (2006, 2007, 2011) indicaram a preponderância de efeitos de tensão superficial na distribuição da espessura do filme ao longo do perímetro do canal, considerando o escoamento de líquido em regime laminar e velocidade mássica reduzida. Resultados fornecidos por simulações desenvolvidas por Da Riva *et al.* (2012) corroboram a conclusão de Wang e Rose (2006), verificando efeitos de tensão superficial preponderantes para velocidades mássicas reduzidas.

Yang e Webb (1996) e Sakamatapan *et al.* (2013) constataram o incremento do CTC local com o acréscimo do fluxo de calor local para a condensação no interior de minicanais de geometria retangular utilizando técnicas experimentais distintas para a avaliação do fluxo de calor e do CTC. Comportamento similar foi observado por Baird *et al.* (2003) para condensação em canal único e geometria circular, principalmente títulos de vapor elevados. Não obstante, Yan e Lin (1999) observaram o incremento do CTC local com o decréscimo do fluxo de calor local sob condições similares. No entanto, é importante destacar nos resultados apresentados por Sakamatapan *et al.* (2013) que o incremento do CTC com a variação do fluxo de calor encontra-se inferior as de incertezas experimentais. Já, Shin e Kim (2004), Matkovic *et al.* (2009), Park *et al.* (2011), Derby *et al.* (2012) e Del Col *et al.* (2015) não verificam influência do fluxo de calor sob o CTC local. Vale ressaltar, conforme indicado por Ribatski e Da Silva (2016), o fato de provavelmente efeitos do fluxo de calor serem desprezíveis para condensação dominada por efeitos convectivos.

Yan e Lin (1999), Park e Hrnjak (2009), Derby *et al.* (2012), Zhang *et al.* (2012), Sakamatapan *et al.* (2013), Jige, Inoue e Koyama (2016) investigaram experimentalmente o efeito da temperatura de saturação no CTC durante a condensação dos refrigerantes R134a e CO₂. Yan e Lin (1999), Park e Hrnjak (2009), Zhang *et al.* (2012), Sakamatapan *et al.* (2013), Jige, Inoue e Koyama (2016), Garimella, Agarwal e Fronk (2016) observaram o incremento do CTC com o decréscimo da temperatura de saturação. Segundo Zhang *et al.* (2012), este comportamento está relacionado ao incremento do volume específico do vapor, implicando na

elevação da velocidade superficial da mistura, e consequentemente, dos efeitos convectivos, intensificando o CTC. Além disso, de acordo com Yan e Lin (1999), o efeito da temperatura de saturação se intensificou em condições de títulos de vapor elevados. No entanto, Derby *et al.* (2012), para temperaturas variando entre 35 e 45°C, não verificaram efeitos significativos da temperatura de saturação sob o CTC local.

Coleman e Garimella (2002), Bohdal *et al.* (2011), Charun (2012) e Zhang *et al.* (2012), Garimella, Agarwal e Fronk (2016) indicaram o incremento do coeficiente de transferência de calor local com a redução do diâmetro.

Baird *et al.* (2003) utilizaram resfriadores-termoelétrico para a condensação do refrigerante e determinação do fluxo de calor na seção de testes. Estes resfriadores são baseados no efeito Peltier, que foram previamente calibrados através do balanço de energia na seção de testes com escoamento monofásico de água. Já Shin e Kim (2004) utilizaram o fluxo de ar para o resfriamento do refrigerante. A seção de testes consiste em um tubo de diâmetro reduzido e externamente aletado, operando com escoamento cruzado de ar propelido por um ventilador e à montante do ventilador, o ar passa por um trocador de calor que opera com água resfriada no lado frio.

Matkovic *et al.* (2009) determinaram o fluxo de calor local a partir do perfil de temperatura da água ao longo da seção de testes e as temperaturas da parede e de saturação do refrigerante medidas diretamente por termopares, assim, resultando no coeficiente de transferência de calor. Destaca-se a importância na precisão dos sensores de temperatura, visto que as incertezas experimentais propagam erros na determinação do fluxo de calor local, os quais podem se elevar drasticamente dependendo das condições experimentais impostas. Del Col *et al.* (2010) e Del Col *et al.* (2012) utilizaram técnica similar, utilizando mesmo aparato experimental.

Del Col *et al.* (2010) compararam resultados experimentais para o refrigerante R1234yf com dados obtidos por Matkovic *et al.* (2009) para o R134a, concluindo coeficientes de transferência de calor superiores para o R134a sob condições experimentais similares. Os autores também observaram que o CTC para ambos refrigerantes são próximos, considerando títulos de vapor reduzidos em velocidades mássicas inferiores a 400 kg/m²s.

Oh e Son (2011) adotaram o método de resfriamento da seção de testes por água fria, a qual escoava em região anelar externa ao tubo de refrigerante, induzindo a transferência de calor

e a condensação do refrigerante. O fluxo de calor local foi determinado através do perfil de temperatura da água, medida por termopares fixados com 160 mm de distância entre si ao longo de uma seção de 1220 mm. As temperaturas das regiões de entrada e saída da seção de testes foram medidas com sensores Pt 100, onde também foram instalados os transdutores de pressão absoluta e diferencial com finalidade de determinar a perda de pressão ao longo desta seção. As temperaturas da parede do tubo foram obtidas a partir de termopares fixados nas superfícies superior, inferior e nas laterais da seção do tubo ao longo do seu comprimento. Os autores observaram que o padrão anular é predominante durante a condensação no interior de canais com diâmetro reduzido, aspecto relevante para a investigação da transferência de calor local.

Bohdal *et al.* (2011) e Charun (2012) adotaram o método de resfriamento da seção de testes por água resfriada escoando externamente ao tubo de refrigerante, conforme apresentado por estudos anteriores. A seção de teste é composta por nove segmentos, a qual totaliza 950 mm de comprimento. Para a determinação do fluxo de calor local foram medidas a partir de termopares as temperaturas da água em cada segmento da seção de testes. Também foram fixados termopares na superfície externa do tubo de refrigerante em cada segmento ao longo da seção de teste. Assim, foram estimadas as temperaturas da parede interna do tubo considerando a resistência térmica por condução. As temperaturas de saturação entrada e saída da seção de testes foram calculadas a partir das medições de pressão determinadas por transdutores localizados nestas regiões.

A Fig. 2.20 (a) apresentada por Su *et al.* (2009) ilustra o grau de discrepâncias entre resultados experimentais para o CTC local durante a condensação. A Fig. 2.20 (b) apresentada por Del Col e Bortolin (2014) ilustra as discrepâncias entre resultados experimentais considerando condições similares. Vale destacar que tais diferenças ocorrem ainda que os autores tenham utilizado técnicas similares para avaliação do CTC, conforme observado entre os estudos de Matkovic *et al.* (2009) para as condições $D=0,96$ mm e $G=400$ kg/m²s e Bohdal *et al.* (2011) para as condições $D=0,98$ mm e $G=386$ kg/m²s.

Comparações entre resultados experimentais levantados segundo os procedimentos experimentais descritos acima e métodos de previsão da literatura também são apresentadas. Baird *et al.* (2003) compararam seus resultados experimentais do CTC às previsões fornecidas por métodos de previsão disponíveis na literatura baseados em canais convencionais, entre eles Akers *et al.* (1959), Boyko e Kruzhilin (1967), Azer *et al.* (1972), Moser *et al.* (1998), Traviss

et al. (1973), Dobson e Chato (1998), Shah (1979) e verificaram que as previsões do CTC foram insatisfatórias.

Figura 2.20 – Comparações entre resultados experimentais de estudos distintos apresentados por (a) Su *et al.* (2009) e (b) Del Col e Bortolin (2014).

Del Col *et al.* (2010) e Matkovic *et al.* (2009) compararam seus resultados experimentais ao método de Cavallini *et al.* (2006), indicando previsões satisfatórias para condições de velocidades mássicas elevadas. No entanto, o método não foi adequado em prever o CTC para velocidades mássicas reduzidas. Este fato pode estar relacionado ao desenvolvimento do método com base em resultados experimentais para canais convencionais, visto que os mecanismos de transferência de calor que prevalecem durante a condensação se diferenciam para velocidades mássicas reduzidas em escoamento de macro e micro-escala, devido ausência do padrão estratificado em minicanais.

Oh e Son (2011) compararam seus resultados experimentais aos métodos de previsão, que em sua maioria, são baseados em canais convencionais, como Haraguchi *et al.* (1994), Cavallini *et al.* (2006), Shah (1979), Dobson e Chato (1998), Chen *et al.* (1987) e Yan e Lin (1999), sendo apenas o último baseado em minicanais. Segundo Oh e Son (2011), os métodos indicaram previsões insatisfatórias, incluindo o método de Yan e Lin (1999). Este fato também pode estar relacionado as características dos minicanais, visto que a base de dados levantada por Yan e Lin (1999) é composta por resultados experimentais para multicanais, os quais se diferem dos resultados de Oh e Son (2011) levantados para canais únicos.

Bohdal *et al.* (2011) compararam os resultados experimentais levantados às previsões respectivas de Akers *et al.* (1959) e Shah (1979), indicando insatisfatórias. Estes métodos também são baseados em dados experimentais para canais convencionais, tornando-os inadequados determinadas condições experimentais apresentadas por Bohdal *et al.* (2011). Charun (2012) também compararam os resultados experimentais levantados por eles às previsões proporcionadas por Cavallini *et al.* (2006) e verificaram discrepâncias significativas.

Ribatski e Da Silva (2016) levantaram um banco de dados experimentais da literatura, composto por 1877 dados oriundos de 15 estudos independentes para o coeficiente de transferência de calor durante a condensação em minicanais e compararam a 8 métodos de previsão frequentemente citados na literatura. A Tab. 2.7 ilustra os parâmetros estatísticos da análise comparativa, desvio médio absoluto e a fração de previsões com desvios inferiores a 30%, indicando o método de Cavallini *et al.* (2006) que melhor prevê o CTC para condensação em minicanais. No entanto, o método é inadequado em prever os dados experimentais de determinados estudo, o qual não se torna indicado para determinadas condições experimentais. Tal comportamento é razoável, considerando que o método de Cavallini *et al.* (2006) foi proposto com base em resultados para canais convencionais. Vale ressaltar que, entre os métodos de previsão avaliados, apenas Koyama *et al.* (2003) é desenvolvido com base em resultados para condensação em minicanais. Na Tab. 2.7, a ausência da avaliação de determinados estudos pelo método de Cavallini *et al.* (2006) se dá ao fato destes estudos não apresentarem adequadamente as condições experimentais, as quais são necessárias utilizadas como dados de entrada no método de previsão.

Tabela 2.7 - Parâmetros estatísticos resultantes da comparação entre o banco de dados experimentais para o CTC levantado na literatura por Ribatski e Da Silva (2016) e as respectivas previsões dos métodos avaliados.

	Cavallini e Zecchin (1974)		Shah (1979)		Dobson e Chato (1998)		Moser <i>et al.</i> (1998)		Cavallini <i>et al.</i> (2003)		Koyama <i>et al.</i> (2003)		Cavallini <i>et al.</i> (2006)		Shah (2009)	
	ε %	λ %	ε %	λ %	ε %	λ %	ε %	λ %	ε %	λ %	ε %	λ %	ε %	λ %	ε %	λ %
Yan e Lin (1999)	22,2	70,9	12,5	98,2	18,9	87,2	17,8	81,8	54,9	36,3	15,2	87,2	9,1	100,0	39,3	50,9
Kim <i>et al.</i> (2003)	61,9	5,2	45,5	20,0	54,8	10,0	21,8	84,2	20,9	73,6	11,1	100,0	--	--	25,6	50,0
Shin e Kim (2004)	22,8	63,3	18,3	80,0	20,7	70,0	24,9	56,6	25,4	60,0	35,7	31,6	17,5	78,5	31,5	38,3
Park e Hrnjak (2009)	62,5	17,6	43,3	49,0	52,2	25,4	29,7	49,0	27,3	58,8	17,7	88,2	25,4	54,9	50,6	19,6
Matkovic <i>et al.</i> (2009)	28,9	55,0	18,0	75,3	25,0	61,3	13,9	94,9	48,3	21,5	24,7	62,0	7,5	98,1	59,8	12,0
Agarwal <i>et al.</i> (2010)	39,1	54,8	30,4	62,2	32,2	62,2	26,9	62,2	34,4	45,1	30,3	48,9	22,8	74,0	50,4	14,8
Park <i>et al.</i> (2011)	29,1	52,1	35,9	43,4	32,3	39,1	11,3	100,0	12,5	91,3	12,6	82,6	9,7	100,0	47,8	30,4
Oh e Son (2011)	37,3	57,5	29,0	69,4	36,9	56,9	22,3	75,4	45,4	24,5	24,1	72,6	21,7	74,0	44,9	22,2
Derby <i>et al.</i> (2012)	28,5	54,4	22,1	75,2	23,9	69,1	21,2	73,7	21,5	74,1	27,2	57,1	14,9	88,8	30,6	52,5
Goss e Passos (2013)	43,4	12,5	52,8	0,0	42,0	12,5	67,1	0,0	70,9	0,0	63,1	0,0	--	--	63,2	0,0
Heo <i>et al.</i> (2013)	232	0,0	209,0	0,0	217,0	0,0	140,0	0,0	29,3	61,6	114	1,1	126,0	1,1	34,5	50,0
Liu <i>et al.</i> (2013)	37,2	31,4	21,5	75,7	34,6	31,4	17,2	85,7	22,1	67,1	16,1	85,7	12,6	98,5	41,7	24,2
Sakamatapan <i>et al.</i> (2013)	254	0,0	214,0	0,0	243,0	0,0	173,0	0,0	106,0	0,0	124,0	0,0	--	--	82,6	20,0
Del Col <i>et al.</i> (2014a)	54,4	3,1	66,1	9,5	45,4	15,8	16,4	92,0	44,3	22,2	9,0	100,0	12,1	100,0	57,0	20,6
Del Col <i>et al.</i> (2015)	16,9	90,0	11,9	100,0	18,2	86,3	10,4	95,4	28,8	54,5	25,3	72,2	6,4	100,0	42,5	31,8
Banco de dados completo	56	44,7	47,1	60,0	51,3	51,2	35,3	67,5	37,1	47,2	34,9	57,8	24,2	80,0	45,1	30,9

ε % - Porcentagem do desvio médio absoluto. λ % - Fração de estimativas com desvios inferiores a 30%. Os resultados em negrito indicam as melhores previsões.

Finalmente, conclui-se por meio deste capítulo a importância do levantamento de resultados experimentais para condensação em minicanais, principalmente para refrigerantes com reduzido impacto no aquecimento global (GWP), cujo número de estudo é ainda reduzido, e com incertezas reduzidas. Além disso, é relevante o desenvolvimento de novas metodologias para a determinação do fluxo de calor local durante a condensação no interior de canais de diâmetro reduzido, minimizando a propagação de incertezas. Vale salientar que a construção de bancos experimentais visa o desenvolvimento de métodos de previsão precisos para condições amplas e validações de modelos numéricos, conforme proposto por Wang e Rose (2011).

3 APARATO E PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

Inicialmente, este capítulo descreve o aparato experimental utilizado para o levantamento dos dados experimentais apresentado nesta tese. Este aparato encontra-se localizado no Laboratório de Transferência de Calor com Mudança de fase, da Universidade de Pádua (*Università Degli Studi di Padova*) na Itália. Esta bancada experimental foi construída com propósito de investigar a transferência de calor durante a condensação e a ebulição convectiva de refrigerantes. Em seguida são apresentados os procedimentos experimentais e de regressão de dados implementados para o estudo do coeficiente de transferência de calor local durante a condensação e a perda de pressão em escoamentos bifásicos.

Com intuito de validar o aparato e os procedimentos experimentais são apresentados os resultados para perda de pressão e coeficiente de transferência de calor durante o escoamento monofásico, soma-se a isto uma análise do efeito de condução realizada através do programa comercial COMSOL 3.1. Esta análise consiste em verificar o efeito de condução entre as subseções de teste, cujo efeito pode ser relevante na avaliação do fluxo de calor local.

3.1 APARATO EXPERIMENTAL

A Fig. 3.1 ilustra um diagrama esquemático do aparato experimental, composto dos seguintes circuitos fechados; (i) circuito de refrigerante, também denominado de circuito principal, (ii) circuito de água, (iii) circuito de solução anti-congelante, (iv) circuito de resfriamento por água de poço. Nesta figura, os componentes do aparato estão enumerados na seguinte ordem: (1) Bomba de refrigerante; (2) Tanque de regulação de pressão; (3) Medidor de vazão tipo Coriolis; (4) Evaporador; (5) Seção de superaquecimento; (6) água aquecida por resistências elétricas; (7) Banho termostático; (8) Pós-condensador; (9) Desumidificador; (10) Filtro; (11) Trocador de calor por placas planas; (12) Tanque; (13) Resfriador de líquido (*Chiller*); (14) Reservatório de água.

Figura 3.1 – Esquema ilustrativo do aparato experimental

A Figs. 3.2 e 3.3 ilustram imagens do aparato experimental registradas durante o estágio doutoral sanduíche. Os circuitos e a seção de testes são descritos detalhadamente nos próximos ítems.

Figura 3.2- Vista lateral do aparato experimental.

Figura 3.3- Vista superior do aparato experimental.

3.1.1 *CIRCUITO DE REFRIGERANTE*

O circuito de refrigerante encontra-se ilustrado esquematicamente na Fig. 3.4. Nela os símbolos T e P indicam as localizações de sensores para os registros da temperatura e pressão, respectivamente.

Figura 3.4 – Ilustração esquemática do circuito de refrigerante.

A Fig. 3.5 ilustra os processos ao qual o fluido de trabalho é submetido ao longo do circuito de testes. Os números indicados na Fig. 3.4 correspondem aos estados termodinâmicos indicados na Fig. 3.5.

Figura 3.5 – Diagrama Pressão vs. Entalpia do circuito principal para o R1234ze(E).

O deslocamento do fluido refrigerante (processo **I-II**) é dado pela microbomba de engrenagens, fabricada pela *Micropump* modelo GC-M23.JF5S.F. Esta bomba possui deslocamento volumétrico nominal de 0,81 ml/rev, pressão diferencial máxima de 870 kPa, pressão máxima de operação de 10300 kPa, rotação máxima recomendada de 6000 rpm, temperatura entre -46 °C a 177 °C e viscosidade entre 0,0002 e 1,5 Pa.s. Ela fornece vazão contínua sem oscilações de pressão. A vazão é determinada através de um variador de frequência que atua em um motor elétrico acoplado magneticamente a bomba.

A jusante da microbomba encontra-se uma conexão com o tanque de pressão, o qual é composto uma membrana que separa o refrigerante do nitrogênio fornecido por um cilindro conectado ao tanque de pressão. Ele atua no controle a pressão da linha do refrigerante através da regulação do volume de nitrogênio em seu interior a qual varia com a pressão imposta ao circuito principal. Todavia, este mecanismo de controle é limitado, visto que o inventário de refrigerante em adequada proporção é essencial na determinação da pressão de testes.

A vazão mássica do fluido refrigerante é determinada através de um medidor tipo Coriolis (processo **II-III**), cuja incerteza na medida é de $\pm 0,2\%$ do fundo de escala. O medidor

de vazão fornece para o sistema de aquisição de dados um sinal de 4 a 20mA. Assim, através de um resistor de $250\ \Omega$ com erro de 0,1%, ligado em série com o medidor de vazão e em paralelo aos terminais do canal do sistema de aquisição, ele produz um sinal de tensão, proporcional a vazão mássica. O processo **III-IV** está associado a uma perda de pressão local imposta por uma válvula de agulha, com intuito de reduzir a propagação de instabilidades ao longo da seção de testes.

A jusante da válvula de agulha o fluido refrigerante subresfriado escoa através de trocadores de calor do tipo tubo em tubo, onde é evaporado e superaquecido por meio de calor fornecido pela água aquecida do circuito auxiliar. Os processos de transferência de calor nestes trocadores encontram-se representados na Fig. 3.5 pelos trechos do circuito indicados por **VI-V** e **V-VI**. O ajuste fino do grau de superaquecimento do refrigerante na entrada da seção de testes se dá através de um terceiro trocador de calor do tipo tubo em tubo (processo **VI-XII**). Este ajuste é dado através da troca de calor entre o vapor e a água fornecida por um banho termostático, a qual circula em contra-corrente ao fluido de testes. O processo **VII-VIII** envolve a expansão do refrigerante em uma válvula do tipo agulha localizada a montante da seção de testes.

É importante mencionar, que o circuito de refrigerante possui uma linha alternativa (bypass) conectando região a jusante da válvula de agulha e a montante do terceiro trocador de calor tubo em tubo. Esta linha é utilizada em testes experimentais envolvendo ensaios para ebulição convectiva.

Na seção de testes o refrigerante é condensado através da água fria que circula externamente aos canais que a compõe, podendo na saída da seção deste encontrar-se em um estado de subresfriamento, conforme indicado no processo **VIII-IX**. À jusante da seção de testes encontra-se o pós-condensador, responsável por condensar o vapor remanescente da seção de testes e subresfriar o refrigerante, conforme indicado no processo **XI-X**, de forma que este se encontre subresfriado na entrada da bomba de engrenagens. No entanto, antes da microbomba o fluido de testes escoa ainda por um filtro secador e um para eliminação de particulados, respectivamente, indicados nos processos **X-XI** e **XI-XII**.

3.1.2 CIRCUITO DE ÁGUA

A Fig. 3.6 ilustra o circuito auxiliar de água, constituído basicamente por 3 subcircuitos conectados ao reservatório de água, localizado em uma plataforma 2,5 m acima da seção de testes. O subcircuito I compõe-se de uma bomba centrífuga e dois trocadores de calor do tipo placas, o subcircuito II contém uma bomba centrífuga, um medidor de vazão volumétrico eletromagnético e a seção de testes, e por fim, o subcircuito III consiste de uma bomba e uma região de aquecimento por resistências elétricas tipo fita, além de válvulas do tipo globo para manobras do escoamento e controle da vazão.

Figura 3.6 – Circuito de água

O reservatório de água é mantido a pressão atmosférica e é coberto em sua região superior, a qual pode ser removida manualmente em casos eventuais de manutenção. A temperatura da água no tanque é monitorada a partir de um termopar localizado em seu interior.

O subcircuito I, responsável pelo resfriamento da água, está conectado aos circuitos auxiliares de etileno-glicol/água e de água de poço, conforme ilustrado na Fig. 3.1. Nele, a partir de trocadores de calor do tipo placas, a água circulante em seu interior é resfriada através do circuito de etileno-glicol/água (temperatura mínima de -4°C), visando o controle da temperatura da água durante o levantamento dos dados experimentais.

No subcircuito II, a vazão da água da seção de testes é determinada por meio de um medidor eletromagnético instalado a montante da entrada desta. A partir da densidade da água avaliada com base em um sensor de temperatura do subcircuito, determina-se a vazão mássica. O medidor de vazão eletromagnético permite avaliar vazões volumétricas entre $1,8 \times 10^{-5} \text{ m}^3/\text{s}$ e $6,95 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$, correspondendo a fluxos mássicos entre 50 e 350 kg/m²s com erros de 0,5%.

O subcircuito III, cujo efeito de aquecimento tem por objetivo controlar a temperatura da água armazenada no reservatório de água (item 14 da Fig. 3.1) possui 5 conjuntos de resistências elétricas com potência nominal de 3,5 kW em cada.

3.1.3 *CIRCUITO DE ÁGUA/ETILENO-GLICOL*

O circuito de água/etileno-glicol, também denominado de circuito de solução anti-congelante, compõe-se de bomba centrífuga, tanque de regulação de pressão, filtro, chiller, reservatório de água/etileno-glicol, pós-condensador, transdutor de pressão e trocador de calor a placas, além de válvulas utilizadas para o controle do fluxo volumétrico ao longo da tubulação.

Este circuito, ilustrado esquematicamente na Fig. 3.7, é responsável pela circulação de água à temperaturas reduzidas no pós-condensador, com objetivo de condensar o vapor remanescente e subresfriar o refrigerante após a saída da seção de testes, assegurando a inexistência da fase vapor na entrada da bomba de engrenagens. Além disso, conforme previamente descrito, este circuito é responsável por resfriar a água que circula na seção de testes, através do trocador de calor de placas conectado ao subcircuito I.

O resfriamento da mistura de água e etileno-glicol é realizado através de um resfriador de líquido anticongelante (*chiller*), cujo calor é rejeitado para o circuito da água de poço. A solução anti-congelante é composta de 20% em massa de etileno-glicol em água, correspondendo a uma temperatura de congelamento de -7°C. Portanto, visando a segurança do aparato experimental, estabeleceu-se -4°C como temperatura mínima da mistura, a qual é controlada e ajustada eletronicamente através do chiller.

O reservatório à jusante do chiller armazena a solução anti-congelante de água e etileno-glicol com intuito de manter a temperatura constante no ingresso do pós-condensador. A

variação na temperatura na entrada do pós-condensador poderia comprometer as condições de regime permanente na seção de testes durante a aquisição dos dados experimentais.

Figura 3.7 – Circuito de solução de água/etileno-glicol.

O controle da pressão no interior do circuito de solução anti-congelante se faz com o objetivo de evitar pressões extremamente elevadas, que poderiam causar danos aos componentes da bancada experimental. Este circuito inclui ainda a montante da bomba centrífuga um filtro com finalidade de remover possíveis impurezas e resíduos presentes na solução de água e etileno-glicol.

3.1.4 *CIRCUITO DE ÁGUA DE POÇO*

O circuito de água de poço, ilustrado esquematicamente na Fig. 3.8, constitui de um filtro, chiller, válvula e trocador de calor a placas. A água captada do poço é utilizada na absorção do calor rejeitado pelo chiller a partir do seu condensador. Adicionalmente, quando necessário, é utilizada na regulação da temperatura da água que circula na seção de teste, através de um trocador de calor tipo placas, no qual circulam em contra-corrente a água do poço e do circuito de água. A temperatura da água captada do poço varia entre 15 e 18°C.

Figura 3.8 – Circuito da água de poço.

O filtro no circuito de água do poço é responsável pela remoção de impurezas e resíduos encontrados na água de captação. Uma válvula de agulha instalada a montante de trocador de calor tipo placas auxilia na determinação do fluxo volumétrico de água do poço neste componente, em condições nas quais não é necessário a transferência de calor entre o circuito da água de poço e o circuito de água. Esta válvula é mantida fechada.

3.1.5 SEÇÃO DE TESTES

A seção de testes, cujo registro fotográfico se encontra na Fig. 3.9, consiste em um conjunto de 36 minicanais paralelos de alumínio, ilustrados na Fig. 3.10, além de 14 módulos externos dispostos, conforme indicado na Fig. 4.11, que encontra-se a água resfriada responsável pelo resfriamento e condensação do fluido teste.

Figura 3.9 – Imagem da seção de testes sem isolamento térmico.

A estrutura de multicanais na qual circula o refrigerante possui 500 mm de comprimento, 58 mm de largura e 3 mm de altura. Os multicanais resultam da fixação de uma superfície usinada em alumínio ondulada no interior de um canal retangular, conforme ilustrado na Fig 3.10, formando 36 minicanais paralelos com 1,6 mm de diâmetro hidráulico, seção transversal aproximadamente retangular e área da seção transversal de aproximadamente 3,05 mm², totalizando uma área de seção transversal total para o escoamento do fluido de testes de 110 mm² para o conjunto de minicanais.

A seção de testes divide-se em 7 subseções com 8 termopares em cada subseção, localizados considerando a seção de testes posicionada horizontalmente nas regiões superior e inferior do canal de refrigerante, conforme indicados em vermelho na Fig. 3.11. Estes termopares do tipo T com diâmetro de 0,125 mm são utilizados para a determinação da temperatura na parede, totalizando 56 pontos de avaliação da temperatura superficial ao longo da seção de testes. A fixação destes termopares se deu em cavidades usinadas na superfície do canal, conforme ilustrado na Fig. 3.12, nas as quais os termopares foram inseridos e fixados, anteriormente a fixação dos módulos externos, nos quais escoam o fluido de resfriamento.

Figura 3.10 – Ilustração da estrutura de multi-minicanais na qual circula o fluido refrigerante.

Figura 3.11 – Diagrama esquemático da seção de testes.

Em cada subseção dois módulos para escoamento para água resfriada encontram-se instalados junto a estrutura de multicanais, conforme ilustrado na Fig. 3.11. Aplicou-se uma pasta a base de alumínio, com elevada condutividade térmica e espessura de 0,001 mm na superfície destes módulos, de forma a minimizar a resistência térmica de contato. Além disso, para cada subseção foi inserido em contato com a água uma termopilha com precisão de $\pm 0,03$ K, cujo objetivo é avaliar a variação da temperatura da água ao longo da seção de testes. Em cada módulo a água perpendicularmente ao escoamento do refrigerante, e considerando o conjunto de módulos escoam em contra-corrente ao fluido de testes, conforme ilustrado na Fig. 3.11.

Na região da entrada da seção de testes encontra-se um transdutor de pressão absoluta (P_{ent}) e um termopar tipo T (T_{ent}) em contato com o fluido refrigerante, com intuito de estimar a entalpia na entrada da seção de testes. Na saída da seção de testes encontra-se um termopar também do tipo T em contato com o fluido refrigerante. Um transdutor de pressão diferencial fornece a diferença de pressão entre a entrada e saída da seção de testes (Δp). Deste modo, com base no sinal do transdutor de pressão absoluta na entrada da seção de testes e do transdutor de pressão diferencial têm-se a pressão do refrigerante em sua saída.

Figura 3.12 – Ilustração do procedimento de fixação dos termopares na superfície do canal de refrigerante.

Os módulos de resfriamento consistem em blocos de alumínio de 156 mm de comprimento, 67 mm de largura e 14 mm de altura. Estes blocos possuem em seus interiores canais retangulares, nos quais circula a água de resfriamento. Estes canais possuem dispositivos denominados de turbuladores, responsáveis por intensificar efeitos de mistura do fluido e evitar a estratificação do escoamento ao longo de cada subseção. A intensificação de efeitos de mistura devido a estes turbuladores também proporciona o incremento do coeficiente de transferência de calor, elevando a precisão das medições experimentais.

3.2 PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

Neste ítem são descritos as condições e procedimentos experimentais adotados no presente estudo. Durante a campanha experimental, inicialmente acionava-se o sistema de bombeamento de água de poço e o resfriador de líquido anticongelante (*chiller*). Posteriormente, realizava-se ajuste grosseiro da pressão de saturação do fluido refrigerante através do acionamento dos trocadores de calor I (evaporador) e II (superaquecedor), regulando

manualmente a potência elétrica, a qual aquece a água circulante do circuito conectado a estes trocadores de calor. Durante este procedimento, avaliava-se a coerência dos sinais medidos pelos transdutores de temperatura e pressão ao longo do circuito, uma vez que as medidas de pressão devem apresentar desvios reduzidos decorrente da não circulação de fluido refrigerante, e a diferença de pressão indicada pelo transdutor diferencial deve ser nula.

Após a estabilização da temperatura do evaporador e da pressão no circuito de testes, iniciava-se a circulação de fluido refrigerante mediante acionamento da bomba de engrenagens. Assim, a vazão de refrigerante era controlada manualmente através do ajuste de frequência de alimentação da bomba, o qual é fornecida pelo inversor de frequência com leitura direta da vazão mássica no mostrador digital do transdutor Coriolis. Durante o processo de estabelecimento da vazão desejada, realizava-se ajuste fino da pressão do fluido refrigerante no circuito através de regulagem da pressão de gás nitrogênio no tanque de pressão. Adicionalmente, durante este procedimento avaliava-se a coerência nas medidas de temperatura ao longo do circuito de testes.

3.2.1 *ESCOAMENTO MONOFÁSICO*

Posteriormente ao procedimento inicial descrito anteriormente, os ensaios com escoamento monofásico foram realizados segundo dois procedimentos: (i) escoamento do refrigerante como líquido subresfriado; (ii) escoamento do refrigerante como vapor superaquecido. Foram adotados ambos procedimentos com intuito de abranger uma ampla faixa de número Reynolds.

Para os ensaios com escoamento monofásico da fase líquida, atuava-se em um válvula de esfera direcionando o fluxo de líquido subresfriado para a linha bypass do evaporador e do superaquecedor, de modo a manter o refrigerante líquido subresfriado até a entrada da seção de testes. A temperatura da superfície da seção de testes era ajustada através da temperatura e vazão da água que escoava externamente aos minicanais. Realizava-se o ajuste da temperatura da água no respectivo circuito (circuito ii) através de controle manual da potência fornecida pelas resistências elétricas (ver subcircuito iii da Fig. 3.6).

Já para o caso de escoamento monofásico de vapor superaquecido, o fluido é direcionado para o evaporador e superaquecedor de maneira similar ao procedimento adotado para escoamentos bifásicos de condensação. A temperatura da superfície da seção de testes era

ajustada através da temperatura e vazão da água que escoava externamente aos minicanais. A grau de subresfriamento do refrigerante era ajustada através da vazão do trocador de placas, o qual rejeita calor para o circuito secundário de solução anti-congelante. Ainda, o ajuste fino do grau de subresfriamento se dava controlando a temperatura da água do banho termostático, que troca calor com o fluido de testes no trocador de calor a montante da seção de testes.

O fluxo de calor aplicado à seção de testes teve seu valor limitado, de forma a fornecer subresfriamento/ superaquecimento mínimo na saída da seção de testes, evitando mudanças de fase que resultariam em erros na estimativa do CTC. Os procedimentos para ensaios focados na determinação de perda de pressão são similares aos descritos na presente seção. Após a obtenção da condição de regime permanente, definida para condição com vazão mássica e pressão estáveis, os dados indicados pelos transdutores e sensores eram aquicisionados. Posteriormente a obtenção dos resultados para uma condição experimental, os parâmetros do sistema eram ajustados para a nova condição experimental desejada, variando a vazão mássica, a temperatura da água circulante na seção de testes e o procedimento descrito era repetido.

3.2.2 *ESCOAMENTO BIFÁSICO*

Para a realização de ensaios em condições bifásicas durante condensação, posteriormente ao procedimento inicial descrito anteriormente era realizado o ajuste fino do superaquecimento desejado na entrada da seção de testes através do controle da temperatura do banho termostático, cuja água troca calor com o fluido de trabalho em trocador de calor a montante da seção de testes, aqui referido como trocador de calor II. Ressalta-se que o superaquecimento desejado mínimo na entrada da seção de testes era de 5 K.

Após o ajuste das condições do fluido de trabalho na entrada da seção de testes, realizava-se o ajuste da temperatura da água no circuito de água (circuito ii) através de acionamento manual das resistências elétricas (ver subcircuito iii da Fig. 3.6), e/ou ajuste da vazão através do trocador de placas que rejeita calor para a solução anticongelante proveniente do resfriador de líquido (*chiller*) (ver subcircuito I da Fig. 3.6), e/ou ainda pela atuação em válvulas do tipo globo, no caso da rejeição de calor para o circuito de água do poço. Durante este procedimento, ajustava-se a vazão de água através da seção de testes mediante controle da válvula de agulha indicada na Fig. 3.1, com leitura direta da vazão volumétrica, indicada por um mostrador digital do transdutor eletromagnético do circuito de água. Ressalta-se que a

temperatura da solução de água e etileno-glicol na saída do resfriador de líquido era ajustada em 4 °C por meio de controladores PID.

Posteriormente ao ajuste destes parâmetros, aguardava-se a obtenção da condição de regime permanente para a aquisição e registro dos sinais dos transdutores e sensores. Considera-se que a condição de regime permanente era atingida quando as oscilações e/ou variações da vazão mássica e pressão na entrada da seção de testes, ambas indicadas na interface do programa Labview, eram inferiores a incerteza de suas medições e assim os parâmetros experimentais para uma determinada condição experimental eram adquiridos e registrados.

Após a obtenção dos resultados para uma condição, realizava-se o ajuste do parâmetro variável da vazão mássica do refrigerante, temperatura e vazão mássica da água que circula na seção de testes e para a próxima condição desejada, realizava-se procedimentos similares acima descrito.

3.2.3 CONDIÇÕES EXPERIMENTAIS

Ensaio para escoamento monofásico foram realizados visando estimar transferências de calor com o ambiente externo e para validar balanços de energia utilizados na estimativa do fluxo de calor em cada subseção e do título de vapor ao longo da seção de testes.

A Tab. 3.1 apresenta as condições experimentais para as quais foram realizados ensaios com escoamento monofásico, sendo que a vazão mássica, e consequentemente a faixa de número de Reynolds, para o escoamento de líquido subresfriado foi limitada devido a capacidade do sistema de bombeamento. Números de Reynolds superiores foram alcançados apenas para o escoamento de vapor superaquecido, conforme indicado na Tab. 3.1, devido à viscosidade inferior.

A Tab. 3.2 apresenta as condições experimentais para os ensaios envolvendo a condensação do fluido refrigerante. As faixas de velocidade mássica foram limitadas devido a quantidade de fluido disponível e aspectos de segurança do aparato experimental, mais especificamente relacionados ao sistema de bombeamento e às elevadas pressões de trabalho. A Tab. 3.3 apresenta as propriedades termodinâmicas e de transporte dos refrigerantes R1234ze(E), R134a e R32, respectivos a temperatura de saturação de 40°C, permitindo comparar a influência dos refrigerantes na transferência de calor e perda de pressão.

Tabela 3.1 – Condições experimentais para escoamento monofásico

Fluidos	T_{sat} °C	T_{ent} °C	Re [-]	Parâmetros
R32	40	-3	835-4500	CTC
R32	15	55	15000-30000	CTC
R1234ze(E)	30	3-5	1425-3500	CTC
R1234ze(E)	31	45	11000-24000	CTC
R1234ze(E)	45	16	1000-4000	ΔP
R1234ze(E)	30	45	14000-28000	ΔP

Tabela 3.2 – Condições experimentais para os dados experimentais de condensação

Fluido	T_{sat} °C	x [-]	G [kg/m ² s]	$\dot{q}$ [kW/m ²]	Parâmetros	Dados experimentais
R32	40	1-0	55-225	3-28	CTC	1500-6000 W/m ² .K
R1234ze(E)	40	1-0	55-285	3-30	CTC	1200-4500 W/m ² .K
R1234ze(E)	21	0-1	55-300	-	ΔP	0,5-30 kPa

Tabela 3.3- Propriedades termodinâmicas e de transporte dos fluidos teste sob $T_{sat}=40^{\circ}\text{C}$.

Fluido	P_{sat}	ρ_L	ρ_v	i_{LV}	k_L	σ	C_{pL}	μ_L	Pr_L	GWP
	[MPa]	[kg/m ³]	[kg/m ³]	[kJ/kg]	[mW/m K]	[N/m]	[kJ/kgK]	[$\mu\text{Pa.s}$]	[-]	[-]
R1234ze(E)	0,77	1192	40,64	155	69	0,007	1,44	167	3,48	6
R134a	1.02	1147	50.09	163	75		1.50	161	3.24	1300
R32	2,48	893	73,27	237	115	0,004	2,16	95	1,79	550

3.3 REGRESSÃO DOS DADOS

Este ítem apresenta a metodologia adotada para a determinação dos parâmetros experimentais do escoamento bifásico, além dos resultados do gradiente de pressão e o coeficiente de transferência de calor local.

3.3.1 PARÂMETROS EXPERIMENTAIS

Definiu-se a velocidade mássica como razão entre a vazão mássica medida pelo medidor de vazão tipo Coriolis e a área interna da seção transversal do canal, segundo a seguinte relação:

$$G = \frac{\dot{m}}{A_{\text{int}}} \quad (3.1)$$

A área da seção transversal dos multicanais foi estimada através do processamento de imagens, utilizando os programas *Image J*, AutoCAD e MATLAB R2013a. Inicialmente, foi aplicado à imagem em níveis de cinza (Fig. 3.13 (a)) o método de binarização, atribuindo um entre dois valores possíveis para cada pixel, branco ou preto, a partir de um valor limiar, conforme ilustrado na Fig. 3.13 (c). Assim, ressaltou-se a área interna dos minicanais. Em sequência, foi aplicado o filtro passa-alta para detectar as bordas da imagem, delimitando o perímetro dos minicanais, conforme ilustrado na Fig. 3.13(d).

Figura 3.13 – Processamento de imagem da seção transversal de multicanais através do programa *Image J*.

As estimativas da área interna total e do perímetro dos minicanais foi realizada através do software *AutoCAD* a partir das imagens das Figs. 3.13 (b) e 3.13 (c), respectivamente. Além disso, verificou-se resultados similares em uma análise utilizando MATLAB R2013a.

A partir desta análise obteve-se uma área interna total de 110 mm² e um perímetro molhado de 275 mm. Assim, o diâmetro hidráulico foi calculado da seguinte forma:

$$D_h = \frac{4A_{\text{int}}}{Pt_{\text{canal}}} \quad (3.2)$$

onde, D_h é o diâmetro hidráulico, sendo A_{int} a área internal total da seção transversal e Pt_{canal} o perímetro total dos minicanais em contato com o fluido refrigerante.

Vale destacar que foram utilizados os perfis de entrada e saída da seção transversal para a estimativa de um valor médio da área internal total e do perímetro total dos minicanais, valores estes utilizados para o cálculo do diâmetro hidráulico.

3.3.2 COEFICIENTE DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR LOCAL

A taxa de calor transferida em cada subseção na região fria foi estimada a partir da equação a seguir:

$$Q_{\text{subsec}} = \dot{m}_a c_{pa} \Delta T_a \quad (3.3)$$

onde, Q_{subsec} é a taxa de transferência de calor em cada subseção, $\dot{m}_a$ é a vazão mássica da água avaliada pelo medidor de vazão volumétrico eletromagnético, c_{pa} é o calor específico da água à temperatura a a cada subseção e ΔT_a é a diferença entre temperaturas da água da subseção anterior e a subseção correspondente.

Assumindo que todo o calor rejeitado pelo refrigerante resulta no aquecimento da água resfriada, têm-se o fluxo de calor na seção dado pela seguinte relação:

$$\dot{q} = \frac{Q_{\text{subsec}}}{A_{\text{subsec}}} \quad (3.4)$$

onde, A_{subsec} é a área total de transferência de calor em contato com o fluido refrigerante de cada subseção.

Desta forma, define-se o coeficiente de transferência de calor a partir da relação a seguir:

$$h = \frac{\dot{q}}{\Delta T_{rp}} \quad (3.5)$$

onde, h é o coeficiente de transferência de calor quasi-local e ΔT_{rp} é a diferença de temperaturas entre o fluido refrigerante e a parede do canal.

A temperatura da parede é a média ponderada das temperaturas fornecidas por 8 termopares fixados na superfície de cada subseção. Estas temperaturas são corrigidas de forma a descontar efeitos de condução através da parede dos canais de alumínio, conforme a seguinte relação:

$$\Delta T_p = \frac{\dot{q}}{k_{al}} S_p \quad (3.6)$$

onde, k_{al} é a condutividade térmica do alumínio e S_p é a espessura da parede de alumínio compreendendo a superfície interna do canal e de contato com o termopar. A partir do cálculo de ΔT_p , determina-se a temperatura da parede, T_p , necessária na determinação de ΔT_{rp} .

A entalpia do refrigerante na entrada da seção de testes é estimada a partir da pressão (P_{en}) e temperatura do vapor superaquecido de refrigerante (T_{en}). Assim, a partir de balanços de energia em cada subseção e da entalpia do refrigerante na saída da subseção a montante, obteve-se a entalpia e o título de vapor de equilíbrio termodinâmico na subseção correspondente através das seguintes relações:

$$i_{sai} = i_{ent} - \frac{Q_{subsec}}{\dot{m}_r} \quad (3.7)$$

$$x_{sai} = \frac{i_{sai} - i_l}{i_{lv}} \quad (3.8)$$

$$x_{med} = \frac{x_{sai} - x_{ent}}{2} \quad (3.9)$$

onde, i_{sai} é a entalpia do refrigerante na saída da subseção, i_{ent} é a entalpia de entrada da subseção, $\dot{m}_r$ é a vazão mássica de refrigerante, x_{sai} é o título de vapor na saída da subseção,

i_l é a entalpia da fase líquida correspondente a temperatura do refrigerante na subseção e i_v é a entalpia de vaporização e x_{ned} é o título de vapor médio para cada subseção.

3.3.3 GRADIENTE DE PRESSÃO POR ATRITO

A perda de pressão ao longo da seção de testes foi avaliada a partir das pressões na entrada e saída da seção de testes fornecida pelo transdutor de pressão diferencial. Na estimativa da perda de pressão por atrito as parcelas gravitacional e aceleracional foram desprezadas por tratar-se de escoamento horizontal e adiabático. Desta forma, a perda de pressão por atrito foi estimada conforme a seguinte relação:

$$\Delta p_{atrito} = \Delta p_{med} - \Delta p_{ent} - \Delta p_{sai} \quad (3.10)$$

onde Δp_{med} é o valor fornecido pelo transdutor diferencial, Δp_{ent} e Δp_{sai} são as perdas de pressão devido as singularidades na saída e entrada da seção de testes.

Os efeitos da perda de pressão na entrada e saída da seção de testes durante o escoamento monofásico foram validados através do método de Idel'chick (1996) baseado em resultados para geometria similar a desde estudo e dado pelas seguintes equações:

$$\Delta p_{ent} = 2,5 \frac{G^2}{2\rho} \quad (3.11)$$

$$\Delta p_{sai} = 2,5 \frac{G^2}{2\rho} \quad (3.12)$$

Os efeitos da perda de pressão na entrada e saída da seção de testes durante o escoamento bifásico foram estimados através da correlação de Poliwoda (1992), conforme as seguintes equações:

$$\Delta p_{ent} = 2,5 \frac{G^2}{2\rho_v B} \quad (3.13)$$

$$\Delta p_{sai} = 2,5 \frac{G^2}{2\rho_v B} \quad (3.14)$$

onde, B é avaliado através das seguintes relações:

$$B = [\theta + 1,21(1 - \theta)x](1 - x)^{0,333} + x^{2,276} \quad (3.15)$$

$$\theta = \frac{\rho_v}{\rho_l} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v} \right)^{0,25} \quad (3.16)$$

A correlação proposta por Poliwoda (1992) foi ajustada com base em multiplicador bifásico, B , e o método de previsão de perda de pressão localizada para escoamento monofásico proposto por Idel'chick (1960), já consolidado na literatura. A correlação de Paliwoda (1992) apresenta também um coeficiente de resistência baseado na junção de expansão e contração e o cálculo baseado no comprimento equivalente, conforme proposto por Idel'chick (1960). Esta correlação foi adotada, pois foi desenvolvida com base em condições experimentais amplas, e segundo a literatura apresenta razoável acuracidade para previsão de resultados experimentais independentes

Finalmente, o gradiente de pressão por atrito na seção de testes é dado pela razão entre a perda de pressão por atrito e o comprimento da seção de testes, L , conforme a seguinte equação:

$$\frac{dp}{dz} = \frac{\Delta p_{atrito}}{L} \quad (3.17)$$

onde, o comprimento da seção de testes é 497 mm.

3.4 VALIDAÇÃO DO APARATO EXPERIMENTAL

Este ítem apresenta os procedimentos e resultados de validação do aparato experimental a partir de parâmetros determinados experimentalmente. Esta análise consiste em verificar a

coerência dos resultados experimentais para escoamento monofásico e compará-los com estimativas obtidas por meio de correlações consolidadas na literatura.

3.4.1 **BALANÇO DE ENERGIA**

Realizou-se uma análise de balanço de energia para escoamento monofásico ao longo da seção de testes com objetivo de verificar a taxa de calor efetivamente transferida do refrigerante para a água, de forma a avaliar a magnitude relativa dos erros nas estimativas do fluxo de calor local e do título de vapor.

Tal análise se baseou na comparação entre a taxa de calor rejeitada pelo refrigerante e absorvida pela água fria. As taxas de rejeição e absorção de calor foram determinadas, respectivamente, através da variação de entalpia do fluido refrigerante ao longo da seção de testes e da variação de temperatura da água avaliado por termopilhas ao longo das subseções de teste.

Desta forma, a parcela relativa de calor transferida com o ambiente é dada pela seguinte relação:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\dot{m}_r(i_{sai} - i_{ent}) - Q_{a\_ST}}{Q_{a\_ST}} \quad (3.18)$$

onde,

$$Q_{a\_ST} = \sum_{i=1}^7 (Q_{subsec}) \quad (3.19)$$

Nas equações acima, $\dot{m}_r$ é a vazão mássica do refrigerante, i_{sai} e i_{ent} são as entalpias do refrigerante na saída e entrada da seção de testes, respectivamente, Q_{a_ST} é a taxa de calor absorvida pela água ao longo do comprimento da seção de testes e é dada pelo somatório das taxas de calor absorvidas, Q_{subsec} , correspondendo ao calor absorvido pela água de resfriamento em cada subseção estimado através da Eq. (3.3).

Avaliou-se a relação $\Delta E/E$ para os refrigerantes R32 e R1234ze(E), e verificou-se valores de erros significativamente superiores para o primeira e última subseções de testes. A

Fig. 3.14 ilustra variação de $\Delta E/E$ com o número de Reynolds. Nela notam-se razões inferiores a 9% para número de Reynolds superiores a 3000.

Figura 3.14 – Avaliação do balanço de energia para o fluido R32

Visando verificar efeitos de condução axial entre as subseções de testes, devido a elevada espessura de aproximadamente 6,6 mm da parede de alumínio separando a água fria e o refrigerante, realizou-se uma análise numérica através do programa COMSOL Multiphysics 3.5.

Nas simulações adotou-se superaquecimentos para o refrigerante na entrada da seção de testes de 5K de superaquecimento a superaquecimento nulo do refrigerante na entrada da seção de testes, velocidades mássicas entre 50 e 200 kg/m²s, temperatura de saturação de 40 °C, escoamento de água contra-corrente e superfície externa adiabática. No domínio da geometria dos módulos de alumínio uma malha foi gerada automaticamente por uma ferramenta do software, conforme ilustrado na Fig 3.15(b), o qual foi refinada nas proximidades dos locais de aquisição da temperatura por termopares.

A análise dos efeitos de condução na parede de alumínio foi realizada a partir de dados de entrada obtidos experimentalmente, conforme os resultados de CTC na região fria, temperaturas do refrigerante e da água na entrada da seção de testes, temperaturas da água ao longo das subseções e condutividade térmica do alumínio.

Os resultados das análises numéricas foram comparados com as medições de temperaturas fornecidas pelos termopares na parede de alumínio, em posições equivalentes a fixação destes transdutores, conforme ilustrado na Fig 3.15 (c). A partir desta análise, foi possível concluir efeitos de condução axial na entrada e saída da seção de testes para títulos de vapor e velocidade mássica reduzidos durante a condensação, implicando em erros de até 14%. Com base nas análises apresentadas neste ítem, optou-se por excluir os dados obtidos para a primeira e última subseções da seção de testes, validando os resultados obtidos para as demais subseções.

A Fig. 3.16 ilustra a distribuição do campo de temperaturas obtido por meio da simulação para velocidade mássica de $200 \text{ kg/m}^2\text{s}$, temperatura da água na entrada de 23°C , temperatura de saturação do refrigerante de 40°C

Figura 3.15 - Análise numérica do efeito da condução axial no alumínio

Figura 3.16 – Campo de temperaturas obtido a partir de análise numérica do efeito da condução axial no alumínio.

3.4.2 GRADIENTE DE PRESSÃO MONOFÁSICO

Adotou-se para a validação do aparato e dos procedimentos de avaliação do gradiente de perda de pressão por atrito a comparação entre resultados experimentais e métodos de previsão da literatura reconhecidamente precisos. A Fig. 3.17 ilustra a comparação entre resultados experimentais e teóricos para o fator de atrito sob regime laminar e turbulento, estimados através de correlações clássicas da literatura para escoamento monofásico. Nesta figura, os resultados experimentais para números de Reynolds inferiores a 3000 para líquido subresfriado, enquanto aqueles para números de Reynolds superiores a 10000 foram levantados para vapor superaquecido.

Nas previsões do fator de atrito adotou-se Fanning e Churchill (1977) para o escoamento laminar, e as correlações de Blasius (1916), Churchill (1977) e Teplov apud I'delchik (1996) para o escoamento turbulento. A equação de Blasius (1916) foi proposta para tubos lisos, já as correlações de Churchill (1977) e Teplov apud I'delchik (1996) consideram a rugosidade

relativa da superfície do tubo. Maiores discrepâncias entre previsões e os dados experimentais são observados na região correspondente a transição entre os regimes laminar e turbulento, no entanto, segundo a Fig. 3.17 a transição entre o regime laminar e turbulento é adequadamente indicada pelos dados experimentais correspondentes a números de Reynolds de transição de aproximadamente 2000. Segundo a Fig. 3.17, as previsões apresentam-se satisfatórias para o fluido R1234ze(E) com a correlação de Blasius, apresentando erros inferiores a 9%.

Figura 3.17 - Comparação do fator de atrito para o escoamento monofásico do fluido R1234ze(E)

3.4.3 COEFICIENTE DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR MONOFÁSICO

Este item apresenta uma análise comparativa entre os resultados experimentais e estimados por correlações consolidadas na literatura para a avaliação do coeficiente de transferência de calor durante o escoamento monofásico.

É importante ressaltar que, a existência de turbuladores nos módulos de água da seção de testes proporcionam alterações consecutivas na direção do escoamento da água intensificando a mistura do fluido e perturbando o desenvolvimento da camada limite térmica, de forma a uniformizar a transferência de calor próximo a região da entrada. Além disso, proporciona redução da resistência térmica externa, atribuída ao incremento do coeficiente de transferência de calor.

As Figs. 3.18 e 3.19, ilustram as comparações entre estimativas segundo o método de previsão proposto por Gnielinski (1976) e resultados experimentais levantados no presente estudo para o coeficiente de transferência de calor monofásico. De forma geral, a correlação de Gnielinski (1976) previu satisfatoriamente, independentemente do fluido avaliado, os resultados de Nusselt para o escoamento monofásico sob condições de líquido subresfriado e vapor superaquecido, apresentado respectivamente nas Figs. 3.18 e 3.19.

Vale ressaltar que, os ensaios para condensação foram realizados sob condição de vapor superaquecido na entrada de testes, portanto para números de Reynolds superiores, correspondendo a desvios máximos de 11%.

O fato do método de Gnielinski (1976) e os resultados experimentais coincidirem de forma satisfatória valida o procedimento adotado para o levantamento do CTC. Além disso, corrobora os resultados referentes ao balanço de energia, e conseqüentemente, a temperatura do fluido refrigerante local e título de vapor durante a condensação.

Figura 3.18 - Comparação entre resultados experimentais e as estimativas de Gnielinski (1976) para líquido subresfriado

Figura 3.19 – Comparação entre resultados experimentais e as estimativas de Gnielinski (1976) vapor superaquecido.

3.5 INCERTEZAS EXPERIMENTAIS

Esta subseção apresenta uma análise de incertezas dos parâmetros medidos e de suas propagações através das grandezas estimadas como o fluxo de calor e o coeficiente de transferência de calor.

As Tabs. 3.4 e 3.5 apresentam as incertezas dos parâmetros medidos e estimados, respectivamente.

Tabela 3.4 – Incertezas experimentais dos instrumentos de medição.

Transdutor de pressão absoluta	±1 kPa
Transdutor de pressão diferencial	±200 Pa
Termopares tipo T calibrados	±0.05 K
Termopilha do tipo T calibrada	±0.03 K
Medidor de vazão mássico tipo Coriolis	±0.2 %
Medidor de vazão de água volumétrico tipo Eletromagnético	±1 %

Tabela 3.5 -Incertezas dos parâmetros estimados.

$\dot{q}$	<5%
G	<2%
x	<5%
$(dp/dz)_{2\phi}$	<14%
h	<12%

A propagação de incertezas foi efetuada com base no guia JCGM (2008), conforme descrito a seguir:

$$y = f(x_1, x_2, x_3 \dots x_n) \quad (3.20)$$

$$u^2(y) \cong \left[\frac{\partial f}{\partial x_1} \right]^2 u(x_1)^2 + \left[\frac{\partial f}{\partial x_2} \right]^2 u(x_2)^2 + \left[\frac{\partial f}{\partial x_3} \right]^2 u(x_3)^2 + \dots + \left[\frac{\partial f}{\partial x_n} \right]^2 u(x_n)^2 \quad (3.21)$$

onde y é a grandeza de saída relacionada aos parâmetros avaliados na entrada x_1, x_2, x_3 , e $u(x_i)$ é a incerteza de medição relacionada ao parâmetro x_i . A estimativa da incerteza do parâmetro CTC é representada segundo a Eq. (3.22), aplicando-se a metodologia de propagação de incertezas relacionadas as medições experimentais utilizadas na determinação do CTC.

$$u_{CTC} = \sqrt{\left(\frac{c_{pa} \Delta T_a}{A_{subsec} \Delta T_{p\_sat}} u_{\dot{m}_a} \right)^2 + \left(\frac{c_{pa} \Delta T_a}{A_{subsec} \Delta T_{p\_sat}} u_{\Delta T_q} \right)^2 + \left(\frac{c_{pa} \Delta T_a}{A_{subsec} \Delta T_{p\_sat}} u_{\Delta T_{p\_sat}} \right)^2} \quad (3.22)$$

O coeficiente de transferência de calor apresentou incerteza máxima de 12% para os dados correspondentes a fluxos de calor inferiores a 4kW/m² e inferiores a 4% para fluxos de calor superiores a 12 kW/m².

4 RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Este capítulo trata da descrição e discussão dos resultados experimentais levantados para o coeficiente de transferência de calor e perda de pressão durante a condensação no interior de canais de diâmetro reduzido. Apresentam-se análises paramétricas para o CTC quasi-local e o gradiente de pressão por atrito, identificando os efeitos da velocidade mássica, título de vapor, fluido refrigerante, fluxo de calor e da diferença entre as temperaturas do fluido refrigerante e a superfície do tubo.

Subsequentemente, os resultados experimentais levantados para o CTC e gradiente de pressão são comparados aos métodos de previsão da literatura, caracterizando aqueles que proporcionam as melhores estimativas do banco de dados obtido no presente estudo. Tal análise foi realizada mediante a avaliação de parâmetros estatísticos e do comportamento do CTC com o acréscimo do título de vapor.

O capítulo inclui ainda análises comparativas do desempenho dos refrigerantes baseada em um procedimento desenvolvido por Cavallini *et al.* (2010) e na razão entre a taxa de transferência de calor e a potência de bombeamento.

4.1 COEFICIENTE DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR

O banco de dados levantado compreende 1281 resultados experimentais para a condensação dos refrigerantes R32 e R1234ze(E) sob temperatura de saturação de 40 °C. A Fig. 4.1 ilustra a distribuição dos dados segregados de acordo com o fluido de ensaio e a faixa de velocidade mássica. Segundo esta figura, aproximadamente 60% e 40% dos dados experimentais foram levantados para o fluidos R1234ze(E) e R32, respectivamente. Resultados para o R1234ze(E) foram obtidos para velocidades mássicas de até 275 kg/m²s, no entanto, em tal condição não foi possível obter dados experimentais para o fluido R32. Devido a restrições operacionais do aparato experimental relacionadas a limitações em relação a pressão máxima do circuito e a ocorrência da cavitação na microbomba do circuito de testes.

Figura 4.1-Caracterização do banco de dados experimental para o coeficiente de transferência de calor levantado no presente estudo.

4.1.1 EFEITO DA VELOCIDADE MÁSSICA E TÍTULO DE VAPOR

As Figs. 4.2 e 4.3 ilustram os resultados experimentais para o coeficiente de transferência de calor para o fluido R1234ze (E) referentes as subseções 2 e 3, respectivamente, correspondentes a região inicial da seção de testes. De uma maneira geral, nota-se o incremento do CTC com o acréscimo do título de vapor. O efeito da velocidade mássica se torna aparente, isto é, apresenta diferenças superiores as incertezas dos resultados experimentais, apenas para $x > 0,9$ e velocidades mássicas superiores a 225 kg/m²s, conforme ilustrado na Fig. 4.2. Entretanto, vale ressaltar nestas figuras a tendência sistemática de elevação do CTC com o incremento da velocidade mássica em títulos de vapor elevados e valores de G superiores a 115 kg/m²s, ainda que as diferenças se encontrem dentro da faixa de incertezas experimentais. Este comportamento decorre da intensificação dos efeitos de arrasto (convectivos) no filme líquido condensado com o incremento da velocidade superficial da mistura associado ao acréscimo da velocidade mássica e do título de vapor.

Figura 4.2 -Efeitos da velocidade mássica e do título de vapor no CTC durante a condensação do R1234ze(E), resultados para a subseção 2.

Figura 4.3-Efeitos da velocidade mássica e do título de vapor no CTC durante a condensação do R1234ze(E), resultados para a subseção 3.

A Fig. 4.4 ilustra os efeitos do título de vapor e da velocidade mássica no CTC para condensação do refrigerante R32. De uma forma geral, as tendências são similares as observadas nas Figs. 4.2 e 4.3.

Figura 4.4-Efeitos da velocidade mássica e do título de vapor no CTC durante a condensação do R32, resultados para a subseção 3.

Os comportamentos ilustrados nas Figs. 4.2 a 4.4 referentes aos efeitos da velocidade mássica e do título de vapor no CTC são corroborados por estudos disponíveis na literatura, conforme indicados por Matkovic *et al.* (2009), Park e Hrnjak (2009), Agarwal, Bandhauer e Garimella (2010), Oh e Son (2011), Heo *et al.* (2013), Del Col *et al.* (2015), Jige, Inoue e Koyama (2016), Liu, Xiao e Li (2016). Del Col *et al.* (2015) indica que o efeito da velocidade mássica para o refrigerante R1234ze(E) se torna significativo a partir de velocidades mássicas superiores a 400 kg/m²s, correspondendo a valores significativamente superiores aos avaliados no presente estudo e próximo ao limite daqueles encontrados em aplicações.

Segundo o critério de transição entre padrões de escoamento proposto por Cavallini *et al.* (2006), ilustrado nas Figs. 4.5 e 4.6, para as condições experimentais avaliadas no presente estudo os dados para velocidades mássicas superiores a 115 kg/m²s encontram-se na região em que predominam efeitos de arrasto independentemente do fluido refrigerante. Tal fato não é corroborado pelos resultados ilustrados nas Figs. 4.2 e 4.3, em que de uma forma geral, efeitos da velocidade mássica no CTC implicaram em variações dentro da faixa de incertezas dos resultados experimentais para velocidades mássicas de até 275 kg/m²s. Vale mencionar que, apesar deste critério ter sido desenvolvido com base em resultados experimentais para escoamentos em tubos convencionais, segundo Matkovic *et al.* (2009), Del Col *et al.* (2015),

Lopez-Belchí *et al.* (2016), ele proporciona previsões razoáveis também quando aplicado a condensação em canais de seção transversal circular e diâmetros reduzidos.

Figura 4.5-Critério de transição entre os mecanismos predominantes da condensação segundo Cavallini *et al.* (2006) para $T_{\text{sat}}=40^\circ\text{C}$ e fluido R1234ze(E).

Figura 4.6-Critério de transição entre os mecanismos predominantes segundo Cavallini *et al.* (2006) para $T_{\text{sat}}=40^\circ\text{C}$ e fluido R32.

A Fig. 4.7 compara as condições experimentais dos dados levantados no presente estudo e o método de previsão de padrões de escoamento proposto por Wang *et al.* (2002),

desenvolvido com base no mapa de Breber, Palen e Taborek (1980). Wang *et al.* (2002) ajustaram correlações para transição entre padrões com base em resultados experimentais avaliados subjetivamente por meio de visualização para o refrigerante R134a e seção de testes de alumínio constituída por multicanais retangulares paralelos de diâmetro hidráulico de 1,46 mm. Segundo a Fig. 4.7, os dados do presente estudo correspondem ao padrão anular com a ausência de resultados para o padrão estratificado. Tal fato, em canais convencionais estaria associado ao incremento do CTC com a velocidade mássica devido a intensificação de efeitos convectivos. No entanto, tal comportamento não é corroborado pelos resultados indicados nas Figs. 4.2 a 4.4 para canais de diâmetro reduzido.

Figura 4.7- Comparação entre as condições experimentais do presente estudo e os critérios de transição entre padrões de escoamento de Wang *et al.* (2002).

A Fig. 4.8 ilustra a comparação entre o método de previsão de padrões de escoamento proposto por Kim e Mudawar (2012), desenvolvido a partir do método de Soliman (1986), e as condições experimentais correspondentes ao presente estudo. O método de Kim e Mudawar (2012) foi ajustado com base em dados experimentais caracterizados através de imagens do escoamento para o R72 e seção de testes constituída por multicanais retangulares paralelos de diâmetro hidráulico igual a 1 mm. Segundo o método de Kim e Mudawar (2012), os resultados obtidos para o CTC no presente estudo correspondem ao padrão bolhas alongadas. De forma similar, é esperado que efeitos convectivos predominem para este padrão, comportamento não corroborado pelos dados experimentais ilustrados nas Figs. 4.2 a 4.4. Vale salientar que a

ausência do padrão estratificado segundo ambos métodos de previsão ilustrados nas Figs. 4.7 e 4.8 indica a inexistência de condições em que predominam efeitos gravitacionais.

Figura 4.8- Comparação entre as condições experimentais do presente estudo e os critérios de transição entre padrões de escoamento de Kim e Mudawar (2012).

4.1.2 EFEITO DO FLUIDO REFRIGERANTE

As Figs. 4.9 e 4.10 ilustram comparações entre os resultados do coeficiente de transferência de calor para os refrigerantes R1234ze(E) e R32. Estas figuras também contêm linhas tracejadas, cujo objetivo é ilustrar modificações nas tendências dos resultados experimentais associadas a possíveis alterações nos mecanismos predominantes durante a condensação. De maneira geral, o refrigerante R32 proporciona coeficientes de transferência de calor superiores ao R1234ze(E). Nestas figuras, conforme indicado pelas linhas tracejadas, notam-se alterações no gradiente do CTC a partir de um determinado título de vapor independentemente do refrigerante avaliado. No entanto, com a redução do título de vapor e o preenchimento progressivo de todo o canal com fase líquida, é esperado que os dados tendam assintoticamente aos valores estimados por correlações para o escoamento monofásico turbulento. Além disso, as tendências do CTC parecem se manter até condições de escoamento de líquido monofásico em regime turbulento. Constata-se tal fato prolongando-se as linhas de tendência na Fig. 4.10, de forma a interceptar os pontos correspondentes as previsões para a fase líquida segundo o método de Gnielinski (1976) para os refrigerantes R1234ze(E) e R32.

No entanto, não se observa comportamento similar na Fig. 4.9 para a velocidade mássica inferior a $115 \text{ kg/m}^2\text{s}$, visto que os resultados previstos por Gnielinski (1976) são inferiores aos valores indicados através da intersecção do prolongamento das linhas tracejadas com o eixo vertical para $x=0$. Especula-se que tal comportamento está associado a relevância de efeitos de tensão superficial comparativamente aos efeitos convectivos em velocidades mássicas inferiores, de forma a fornecer resultados do CTC superiores àqueles previstos por métodos puramente convectivos.

Figura 4.9 - Comparação do CTC entre os refrigerantes avaliados no presente estudo para $G=115 \text{ kg/m}^2\text{s}$, correspondente a $Re_{L0} = 1139$ para R1234ze(E) e $Re_{L0} = 2129$ para R32.

Segundo a Fig. 4.9 para G igual a $115 \text{ kg/m}^2\text{s}$, ocorre a alteração do gradiente do CTC com a variação do título de vapor para valores de x iguais a aproximadamente a 0,8 e 0,6, para os refrigerantes R1234ze(E) e R32, respectivamente. Já, de acordo com a Fig. 4.10, para velocidade mássica de $225 \text{ kg/m}^2\text{s}$, este comportamento é antecipado ocorrendo para títulos de vapor superiores e iguais a 0,9 e 0,8 para os refrigerantes R1234ze(E) e R32, respectivamente.

A alteração do gradiente do CTC em títulos de vapor superiores para o refrigerante R1234ze(E) em relação ao R32, conforme ilustrado nas Figs. 4.9 e 4.10, está relacionada ao fato do incremento da velocidade superficial da mistura com o acréscimo do título de vapor ser significativamente superior para o R1234ze(E) em relação ao R32. Isto ocorre devido ao volume específico da fase vapor do R1234ze(E) ser aproximadamente duas vezes superior ao

do R32 para uma temperatura de saturação de 40°C. Este comportamento resulta na predominância de efeitos convectivos durante a condensação do R1234ze(E) em títulos de vapor superiores. O incremento do título de vapor correspondente a mudança de gradiente do CTC com a elevação da velocidade mássica de 115 para 225 kg/m²s corrobora tal hipótese.

Gradientes similares do CTC para ambos refrigerantes a partir de um determinado título de vapor parecem indicar a predominância de mecanismos de transferência de calor similares. Assim é possível especular que taxas de reduções próximas da velocidade superficial da mistura bifásica com a variação do título de vapor, associadas a efeitos induzidos por convecção forçada, justificam tal comportamento. Entretanto, uma variação do título de vapor de 0,6 para 0,3 para a velocidade mássica de 115 kg/m²s do refrigerante R1234ze(E), implica em uma redução da velocidade da mistura de 1,708 para 0,9058 m/s, enquanto para o R32 o decréscimo correspondente é de apenas 50% desta variação.

Figura 4.10 - Comparação do CTC entre os refrigerantes avaliados no presente estudo para $G=225$ kg/m²s, correspondente a $Re_{L0} = 2132$ para R1234ze(E) e $Re_{L0} = 3685$ para R32.

Considerando que a maioria dos métodos para previsão do CTC durante a condensação no interior de tubos se baseiam na combinação de efeitos de arrasto e gravitacionais, a Fig. 4.11 ilustra comparações entre os resultados experimentais para o CTC levantados neste estudo e valores correspondentes ao CTC médio para a condensação em película ao longo da superfície do duto, avaliados segundo o modelo de Nusselt. Com o objetivo de justificar tal análise ressalta-se o fato dos métodos de previsão de Wang *et al.* (2002), Cavallini *et al.* (2006), Shah

(2016) avaliarem a parcela da transferência de calor devido a efeitos gravitacionais baseados no modelo de Nusselt.

Figura 4.11 - Comparação entre os resultados experimentais (símbolos cheios) e as estimativas do CTC (símbolos vazios) através do modelo de Nusselt para o R1234ze(E).

Nesta análise, adotou-se como condição de similaridade entre a condensação em película e no interior de dutos o subresfriamento da parede avaliado experimentalmente. A Fig. 4.11 ilustra tais comparações para os refrigerantes R1234ze(E) e R32.

Segundo a Fig. 4.11(a) que ilustra resultados para velocidade mássica de $55 \text{ kg/m}^2\text{s}$, condições nas quais efeitos gravitacionais são predominantes segundo o método de Cavallini *et al* (2006), o modelo de Nusselt superestima os resultados experimentais para o R1234ze(E). O mesmo não se verifica para velocidades mássicas superiores, pois o grau de subresfriamento da parede avaliado experimentalmente se eleva, implicando em coeficientes de transferência de calor estimados segundo o modelo de Nusselt inferiores devido a maior espessura média do filme líquido. No entanto, com o incremento de G a contribuição de efeitos de arrasto da fase vapor tendem a intensificar efeitos convectivos e promover a redução da espessura do filme líquido médio devido ao arrasto axial na interface. Assim, têm-se a intensificação da transferência de calor, justificando o incremento das diferenças entre os CTCs experimentais e estimados segundo o modelo de Nusselt com o acréscimo da velocidade mássica.

A análise da Fig. 4.11(b) indica que o modelo de Nusselt superestima os resultados experimentais independentemente da velocidade mássica. Entretanto, de forma análoga, a Fig 4.11(a) para o R1234ze(E), o CTC segundo Nusselt decresce com o incremento da velocidade mássica, enquanto segundo os resultados experimentais o CTC se eleva com o acréscimo de G . Neste contexto, vale ressaltar que os resultados experimentais foram levantados para canais de diâmetros reduzidos e geometria retangular, características que favorecem a relevância de efeitos de tensão superficial. A geometria retangular dos canais favorece o acúmulo de líquido condensado nos cantos, conforme ilustrado esquematicamente na Fig. 4.12, redistribuindo as fases de líquido e vapor, e tendendo a suprimir o escoamento descendente do filme líquido devido a efeitos gravitacionais e reduzindo a relevância deste mecanismo. Além disso, o acúmulo do líquido nos vértices resulta em filmes menos espessos, e consequentemente, coeficientes de transferência de calor locais superiores nas regiões entre cantos. Tal comportamento pode resultar em CTCs médios ao longo perímetro do canal superiores aos observados para um canal circular de diâmetro hidráulico similar. Isto ocorre devido a supressão relativas de efeitos gravitacionais com a redução do diâmetro e o fato da espessura do filme líquido no canal circular torna-se aproximadamente uniforme para uma determinada seção transversal.

Os métodos de previsão de padrões de escoamento de Wang *et al.* (2002) e Kim e Mudawar (2012), conforme ilustrados nas Figs. 4.7 e 4.8, indicam a ausência do padrão estratificado, corroborando a hipótese de efeitos gravitacionais relativamente inferiores aos de arrasto e de tensão superficial para os dados levantados neste estudo.

Figura 4.12 – Ilustração esquemática da distribuição do filme líquido envolto ao canal retangular.

Segundo o método de previsão do CTC proposto por Jige, Inoue e Koyama (2016), o número de Nusselt para a condensação no interior de canais retangulares de diâmetro hidráulico reduzido é dado pela superposição de efeitos convectivos e de tensão superficial, considerando apenas os padrões de escoamento anular e bolhas alongadas, conforme descrito no Capítulo 3. Neste método a parcela do coeficiente de transferência de calor em condições em que predominam efeitos de tensão superficial é dada pela seguinte relação:

$$h_{TS} = 0,51 \left[\frac{\rho_L i_{LV} \sigma D}{k_L \mu_L (T_{sat} - T_p)} \right]^{0,25} \frac{k_L}{D} \quad (4.1)$$

onde h_{TS} é o coeficiente de transferência de calor para a região em que efeitos de tensão superficial preponderam.

As Figs. 4.13 e 4.14 ilustram comparações entre os dados experimentais para o CTC e a parcela correspondente a efeitos de tensão superficial estimada a partir da Eq. (4.1) para os refrigerantes R1234ze(E) e R32, respectivamente. Segundo a Fig. 4.14, os resultados experimentais para o refrigerante R32 e velocidade mássica de 55 kg/m²s são capturados adequadamente através da Eq. (4.1). Já os resultados para as velocidades mássicas superiores e o refrigerante R1234ze(E) são subestimados por esta equação. Tal resultado parece razoável, pois efeitos convectivos tendem a predominar com a elevação da velocidade mássica. Além disso, o volume específico da fase vapor em temperatura de saturação de 40 °C para o

R1234ze(e) é aproximadamente 80% superior ao R32, implicando em velocidades superficiais da mistura e, conseqüentemente, efeitos convectivos para uma mesma velocidade mássica superiores em relação ao R32. Ainda, especula-se que este comportamento está associado a densidade da fase líquida do R1234ze(E) ser aproximadamente 35% superior a do R32. Desta maneira, os efeitos gravitacionais apresentam relevância inferior para o refrigerante R32, contribuindo para a preponderância das forças capilares.

Figura 4.13 - Comparação entre os resultados experimentais (símbolos cheios) e a parcela do CTC (símbolos vazios) atribuída a efeitos de tensão superficial estimada segundo a Eq. (4.1) para o R1234ze(E).

Contudo, os resultados experimentais sugerem que efeitos de tensão superficial preponderam sobre os gravitacionais para velocidade mássica de $55 \text{ kg/m}^2\text{s}$. Este comportamento aparentemente é ressaltado para o refrigerante R32, conforme indicado na Fig. 4.14, visto que as estimativas segundo a Eq. (4.1) considerando apenas efeitos de tensão superficial são próximas aos resultados experimentais. Especula-se que efeitos gravitacionais são ainda menos relevantes para o R32 em razão da sua densidade da fase líquida sob temperatura de saturação de $40 \text{ }^\circ\text{C}$ ser 25% inferior a do R1234ze(E). É fato que a preponderância de efeitos gravitacionais ou de tensão superficial está relacionada a combinação de fatores que envolvem a geometria do canal, propriedades do fluido refrigerante e a temperatura de saturação. Assim, conclui-se que a associação entre a geometria retangular e a reduzida densidade da fase líquida intensificam a supressão de efeitos gravitacionais, tornando os efeitos de tensão superficial preponderantes.

Figura 4.14- Comparação entre os resultados experimentais (símbolos cheios) e a parcela do CTC (símbolos vazios) atribuída a efeitos de tensão superficial estimada segundo a Eq. (4.1) para o R32.

4.1.3 EFEITO DA DIFERENÇA ENTRE AS TEMPERATURAS DA PAREDE E DO FLUIDO

As Figs. 4.15 a 4.17 ilustram o comportamento do coeficiente de transferência de calor com a variação da diferença entre as temperaturas da parede e do fluido para os refrigerantes R1234ze(E) e R32. Notam-se efeitos do ΔT_{rp} no CTC marginalmente superiores as incertezas experimentais apenas para $G = 55 \text{ kg/m}^2\text{s}$, enquanto para velocidades mássicas superiores o CTC independe do grau de subresfriamento da superfície para os resultados do refrigerante R1234ze(E). Segundo a Fig. 4.15, nota-se o acréscimo da transferência de calor com a redução do grau de subresfriamento da parede para o refrigerante R1234ze(E).

A distinção entre os comportamentos das Figs. 4.16 e 4.17 para o refrigerante R1234ze(E) em relação a Fig. 4.15 parece estar relacionada a contribuição de efeitos gravitacionais no processo de condensação para $G = 55 \text{ kg/m}^2\text{s}$ e ao fato destes tornarem-se desprezíveis para velocidades mássicas superiores a $115 \text{ kg/m}^2\text{s}$. Atribui-se tal comportamento ao incremento de efeitos convectivos com o acréscimo da velocidade mássica.

Já os resultados para o refrigerante R32 sugerem comportamento distinto em relação ao R1234ze(E) para velocidade mássica de $55 \text{ kg/m}^2\text{s}$, visto que os efeitos do grau de

subresfriamento foram irrelevantes no CTC. Tal comportamento corrobora os resultados indicados no ítem 4.1.2, que relaciona aparentemente a predominância dos efeitos de tensão superficial aos efeitos gravitacionais nestas condições para o R32. Não foi possível segregar um número maior de dados experimentais segundo condições de ΔT_{rp} fixas para o refrigerante R32.

Figura 4.15 – Efeito do ΔT_{rp} no CTC durante a condensação dos refrigerantes R1234ze(E) e R32 para velocidade mássica de $55 \text{ kg/m}^2\text{s}$.

As Figs. 4.16 e 4.17 ilustram a irrelevância do grau de subresfriamento no CTC para as velocidades de 115 e 225 kg/m²s independentemente do refrigerante, comportamento atribuído a elevação dos efeitos convectivos com o incremento da velocidade mássica.

Figura 4.16 - Efeito do ΔT_{rp} no CTC durante a condensação dos refrigerantes R1234ze(E) e R32 para velocidade mássica de 115 kg/m²s.

Figura 4.17 - Efeito do ΔT_{rp} no CTC durante a condensação dos refrigerantes R1234ze(E) e R32 para velocidade mássica de 225 kg/m²s

4.1.4 ANÁLISE DOS MÉTODOS DE PREVISÃO

Este ítem apresenta a comparação entre os resultados experimentais e os métodos de previsão do CTC propostos na literatura para a condensação no interior de tubos horizontais. Esta avaliação envolve uma análise comparativa de tendências do comportamento e dos parâmetros estatísticos, incluindo o erro médio absoluto e a parcela de dados estimados com desvios em relação aos dados experimentais entre 20% e 30%.

Define-se o erro médio absoluto a partir da seguinte relação:

$$MAE = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left| \frac{Valor_{CAL} - Valor_{EXP}}{Valor_{EXP}} \right| \quad (4.2)$$

onde $Valor_{EXP}$ e $Valor_{CAL}$ correspondem, respectivamente, aos resultados experimentais e estimados através do método de previsão avaliado, e N ao número de dados envolvidos na análise.

Adotou-se como critério para a seleção dos métodos avaliados os seguintes aspectos: (i) características da seção de testes e das condições experimentais próximas a do presente estudo; (ii) métodos frequentemente indicados na literatura por fornecerem previsões razoáveis de bases de dados experimentais oriundas de laboratórios independentes.

As Tabs. 4.1 e 4.2 indicam os parâmetros estatísticos resultantes das comparações efetuadas, incluindo o erro médio absoluto (MAE) e as parcela dos dados experimentais estimados com desvios entre $\pm 20\%$ ($\eta_{20\%}$) e $\pm 30\%$ ($\eta_{30\%}$).

Tabela 4.1-Parâmetros estatísticos resultantes da comparação entre o banco de dados experimental completo e as previsões correspondentes.

<i>Métodos de previsão do CTC</i>	<i>MAE [%]</i> <i>Total</i>	<i>$\eta_{20\%}$ [%]</i> <i>Total</i>	<i>$\eta_{30\%}$ [%]</i> <i>Total</i>
Soliman (1968) <i>apud</i> Soliman (1986)	34,2	29,3	47,2
Traviss <i>et al.</i> (1973)	27,6	44,7	65,4
Cavallini e Zecchin (1974)	37,5	26,2	43,3
Shah (1979)	30,6	37,6	49,3
Soliman (1986)	30,1	42,2	59,0
Moser <i>et al.</i> (1998)	26,1	46,2	60,6
Dobson e Chato (1998)	40,2	26,7	39,8
Wang <i>et al.</i> (2002)	23,2	45,8	67,5
Koyama <i>et al.</i> (2003)	72,3	0,1	0,6
*Cavallini <i>et al.</i> (2006)	17,4	62,8	87,1
Shah (2009)	30,1	38,1	51,0
Shah (2013)	24,4	52,6	61,3
Shah (2016)	26,5	41,4	62,9
*Jige, Inoue e Koyama (2016)	13,3	82,0	97,6

*Métodos de previsão que forneceram as melhores estimativas.

Segundo a Tab. 4.1, os métodos propostos por Jige, Inoue e Koyama (2016) e Cavallini *et al.* (2006) forneceram os melhores resultados para o banco de dados completo, prevendo 97,6% e 87,1% dos resultados com desvios inferiores a 30%, respectivamente.

A Tab. 4.2 indica que os métodos de Jige, Inoue e Koyama (2016) e Shah (2016) forneceram melhores resultados para o refrigerante R1234ze(E), prevendo 97% e 92,5% dos dados experimentais com desvios inferiores a 30%, respectivamente. Enquanto os métodos de Jige, Inoue e Koyama (2016) e Cavallini *et al.* (2006) forneceram os melhores resultados para o refrigerante R32, prevendo 87,9 % e 81,4 % dos dados experimentais com desvios inferiores a 30%. Em geral, os métodos de previsão forneceram melhores previsões para o refrigerante R1234ze(E) em relação ao R32.

Tabela 4.2- Parâmetros estatísticos resultantes da comparação entre o banco de dados para os fluidos R1234ze(E) e R32 e as previsões correspondentes.

<i>Métodos de previsão do CTC</i>	<i>MAE[%]</i> <i>R1234ze</i>	<i>$\eta_{20\%}$[%]</i> <i>R1234ze</i>	<i>$\eta_{30\%}$[%]</i> <i>R1234ze</i>	<i>MAE[%]</i> <i>R32</i>	<i>$\eta_{20\%}$[%]</i> <i>R32</i>	<i>$\eta_{30\%}$[%]</i> <i>R32</i>
Soliman (1968) <i>apud</i> Soliman (1986)	28,3	42,7	58,6	40,1	15,9	35,9
Traviss <i>et al.</i> (1973)	25,3	44,5	77,1	29,9	44,8	53,8
Cavallini e Zecchin (1974)	35,6	33,9	37,0	39,5	18,5	49,6
Shah (1979)	29,7	37,9	44,1	31,6	37,3	54,6
Soliman (1986)	26,8	47,1	72,2	33,4	37,3	45,8
Moser <i>et al.</i> (1998)	23,9	47,6	68,3	28,3	44,8	53,0
Dobson e Chato (1998)	40,3	32,6	35,2	40,1	20,7	44,4
Wang <i>et al.</i> (2002)	19,8	59,9	69,6	26,6	31,7	65,3
Koyama <i>et al.</i> (2003)	54,1	0,0	0,9	90,5	0,2	0,4
*Cavallini <i>et al.</i> (2006)	18,7	50,7	92,1	16,0	74,9	82,1
Shah (2009)	28,5	38,9	47,3	31,6	37,3	54,6
Shah (2013)	24,6	48,5	56,8	24,2	56,8	65,7
*Shah (2016)	17,7	57,3	93,8	35,2	25,5	31,9
*Jige, Inoue e Koyama (2016)	17,5	72,2	98,2	9,2	91,8	97,0

*Métodos de previsão que forneceram as melhores estimativas.

As Figs. 4.18 a 4.20 ilustram comparações entre os resultados experimentais levantados no presente estudo e as respectivas previsões a partir dos métodos avaliados que forneceram as melhores estimativas para estes resultados.

A Fig. 4.18 apresenta a comparação entre os resultados experimentais e as previsões a partir do método proposto por Jige, Inoue e Koyama (2016), que conforme indicado na Tab.

4.2, apresentou as melhores estimativas para ambos fluidos, prevendo 98,2% e 97% dos resultados com desvios inferiores a 30%. Já os métodos de previsão desenvolvidos por Shah (2016) e Cavallini *et al.* (2006), ilustrados nas Figs. 4.19 e 4.20, proporcionaram as segundas melhores estimativas dos dados para os fluidos R1234ze(E) e R32, prevendo 93,8% e 82,1% dos resultados com desvios inferiores a 30%, respectivamente.

É importante destacar que o método de Jige, Inoue e Koyama (2016) teve seu ajuste realizado para um banco de dados experimental envolvendo condições similares a do presente estudo, isto é, uma seção de testes baseada em multi- minicanais e geometria da seção transversal retangular, refrigerantes R1234ze(E) e R32, entretanto, para diâmetros hidráulicos entre 0,75 e 1 mm, assim inferiores ao do presente estudo igual a 1,6 mm. Todavia, as previsões dos CTCs obtidas por Jige, Inoue e Koyama (2016) foram satisfatórias para o banco de dados experimental levantado neste estudo.

Figura 4.18– Comparação entre os resultados experimentais do CTC e as respectivas previsões fornecidas pelo método de Jige, Inoue e Koyama (2016).

Figura 4.19 - Comparação entre os resultados experimentais do CTC e as respectivas previsões fornecidas pelo método de Cavallini *et al.* (2006).

Figura 4.20 – Comparação entre os resultados experimentais do CTC e as previsões fornecidas através do método de Shah (2016).

O método de previsão proposto por Cavallini *et al.* (2006) foi desenvolvido com base no ajuste empírico através de um banco de dados caracterizado por resultados para condensação

em canais convencionais ($D_h > 3$ mm), únicos e com geometria circular. Nota-se na Fig. 4.19 que o método de Cavallini *et al.* (2006) não captura adequadamente as tendências dos resultados experimentais, visto que as estimativas para o R1234ze(E) e R32 são segregadas em dois grupos para cada refrigerante. As previsões subestimadas correspondem às velocidades mássicas de 55 e 115 kg/m²s, enquanto as subestimadas a valores de G iguais a 175 a 275 kg/m²s. Tal comportamento está relacionado ao critério de transição entre a predominância de efeitos de arrasto e gravitacionais, conforme proposto por Cavallini *et al.* (2006). Entretanto, segundo indicado previamente, para o presente estudo é provável ausência do padrão estratificado. Isto implica que embora o método de Cavallini *et al.* (2006) indique uma parcela de dados em que efeitos gravitacionais são preponderantes, isto não corresponde ao comportamento do CTC levantado experimentalmente.

O método de Shah (2016) obteve previsões satisfatórias para os dados experimentais do refrigerante R1234ze(E), no entanto se mostrou inadequado para o refrigerante R32. Shah (2016) desenvolveu seu método com base na combinação dos métodos de Shah (2009) e de Cavallini *et al.* (2006) e o ajuste dos coeficientes empíricos através de resultados obtidos para minicanais.

As Figs. 4.21 a 4.24 ilustram os desvios das previsões em relação aos resultados experimentais para os métodos que forneceram as melhores estimativas. Nestas figuras os resultados encontram-se segregados segundo as velocidades mássicas e os fluidos de ensaio. De acordo com a Fig. 4.21, os dados experimentais para o refrigerante R32 são superestimados pelo método de Jige, Inoue e Koyama (2016), enquanto para o R1234(E) os resultados são subestimados, independentemente da velocidade mássica.

Já o método de Cavallini *et al.* (2006) concentra os desvios superiores a 20% em velocidades mássicas superiores independentemente do refrigerante, conforme ilustrado na Fig. 4.22. Nestas condições em que efeitos de arrasto predominam era esperado que este método proporcionasse as melhores previsões. Além disso, o método de Cavallini *et al.* (2006) indicou uma maior dispersão dos desvios em velocidade mássica de 50 kg/m²s independentemente do refrigerante, resultado similar apresentado nas comparações com os métodos de Wang *et al.* (2002) e Shah (2016), ilustradas nas Figs. 4.23 e 4.24. Este resultado pode estar associado ao fato dos métodos de Cavallini *et al.* (2006), Wang *et al.* (2002) e Shah (2016) serem desenvolvidos com base em padrões de escoamento considerando condições em que predominam apenas efeitos de arrasto e gravitacionais. No entanto, conforme indicado

previamente, efeitos de tensão superficial ignorados por este autores, são relevantes durante a condensação em microescala. Vale ressaltar que os efeitos considerados como relevantes por Cavallini *et al.* (2006), trata-se de hipótese razoável para seu estudo, visto que este método foi desenvolvido com base em resultados para canais circulares convencionais.

Figura 4.21 - Ilustração do efeito da velocidade mássica nos desvios de previsões do método de Jige, Inoue e Koyama (2016) em relação aos dados experimentais.

Figura 4.22 - Ilustração do efeito da velocidade mássica dos nesvios de previsões do método de Cavallini *et al.* (2006) em relação aos dados experimentais.

Figura 4.23 - Ilustração do efeito da velocidade mássica nos desvios do método de Wang *et al.* (2002) em relação aos dados experimentais.

Figura 4.24 - Ilustração do efeito da velocidade mássica nos desvios do método de Shah (2016) em relação aos dados experimentais.

Os métodos de Shah (2016) e Wang *et al.* (2002), embora pretensamente desenvolvidos para condições de microescala em multicanais para geometrias retangular e quadrada, não consideraram efeitos de tensão superficial em suas proposições, portanto é razoável não capturarem adequadamente as tendências dos resultados do presente estudo. Além disso, o fato

de efeitos de tensão superficial apresentarem-se relevantes principalmente para o refrigerante R32, conforme discussão apresentada no ítem 4.1.2, corrobora a dispersão de desvios superior para este fluido em relação ao R1234ze(E), observada para os métodos de Cavallini *et al.* (2006), Wang *et al.* (2002) e Shah (2016) nas Figs. 4.22 , 4.23 e 4.24.

É importante salientar que o método de Jige, Inoue e Koyama (2016) foi desenvolvido considerando padrões de escoamento, relacionados a uma superposição de efeitos de arrasto, gravitacionais e de tensão superficial, os quais mostram-se relevantes através da análise dos resultados experimentais.

Por fim, ressalta-se no presente estudo a opção pela não proposição de uma nova correlação para o CTC durante a condensação em canais retangulares de diâmetros hidráulicos reduzidos. Tal escolha considera primeiramente que o método de previsão seria baseado em um banco de dados restrito, contendo resultados para dois refrigerantes, um diâmetro hidráulico e temperatura de saturação única. Além disso, justifica-se também a ausência da proposição de uma novo método de previsão se deve a constatação de previsões satisfatórias dos resultados experimentais e da captura de suas tendências através do método de Jige, Inoue e Koyama (2016), indicado neste estudo para as previsões do CTC em condições similares as desta investigação. Este método além de prever mais de 97% dos resultados experimentais com uma margem de erro de 30%, teve aproximadamente 60% de suas previsões dentro da margem de incerteza dos resultados experimentais do CTC.

4.2 GRADIENTE DE PRESSÃO POR ATRITO

No presente estudo levantou-se 113 dados experimentais para a perda de pressão para o fluido R1234ze(E) durante o escoamento bifásico sob condições adiabáticas. A Fig. 4.25 ilustra a distribuição dos resultados experimentais segundo as velocidades mássicas avaliadas.

Figura 4.25 -Caracterização do banco de dados experimental da perda de pressão levantado no presente estudo, $T_{\text{sat}}=21^{\circ}\text{C}$.

4.2.1 EFEITO DA VELOCIDADE MÁSSICA E TÍTULO DE VAPOR

Os resultados experimentais levantados no presente estudo, ilustrados na Fig. 4.26, indicam o incremento do gradiente de pressão por atrito com a elevação da velocidade mássica. Tal comportamento, já esperado é frequentemente indicado na literatura (Sempértegui-Tapia e Ribatski (2016), Del Col *et al.* (2015), Kim e Mudawar (2014), Da Silva e Ribatski (2013), Choi *et al.* (2008), Revellin e Thome (2007c)) e está relacionado ao incremento de efeitos de dissipação viscosa e entre as fases com a elevação da velocidade da mistura bifásica.

A Fig. 4.26 também ilustra o efeito do título de vapor no gradiente de pressão por atrito, evidenciando seu incremento com a elevação do título de vapor até um valor máximo, a partir do qual seu valor decresce abruptamente. Nesta figura nota-se ainda que a elevação da velocidade mássica implica na redução do título de vapor correspondente ao gradiente de pressão por atrito máximo.

Sempértegui-Tapia e Ribatski (2016), Del Col *et al.* (2015), Da Silva e Ribatski (2013) indicaram tendências similares as do presente estudo, ressaltando a ocorrência dos pontos de máximo nas curvas do gradiente de pressão por atrito para valores de título de vapor elevados. Thome (2008) associa tal comportamento a região correspondente ao início da secagem de

parede. Já, Shedd (2010) e Da Silva e Ribatstki (2013) indicam fenômenos distintos a este como responsáveis por este comportamento.

Figura 4.26 - Efeitos da velocidade mássica e do título de vapor no gradiente de pressão por atrito, R1234ze(E), $T_{\text{sat}}=21^{\circ}\text{C}$.

Segundo Shedd (2010), a drástica redução do gradiente de pressão após o pico ocorre devido a supressão de perturbações interfaciais associadas a ondulações na superfície do filme. Estas ondas incrementariam a tensão de cisalhamento interfacial da mistura bifásica, relacionada ao escoamento da fase vapor no regime turbulento. De acordo com o estudo de Cousins e Hewitt (1968) apud Shedd (2010), as ondas interfaciais surgem em condições correspondentes a números de Reynolds do filme líquido superiores a 200. Entretanto, Shedd (2010) destaca que estes autores não forneceram evidências sobre os mecanismos físicos indutores do surgimento destas ondas.

Da Silva e Ribatski (2013) também relacionaram o pico do gradiente de pressão ao surgimento de perturbações interfaciais e argumentaram que a redução do título de vapor correspondente a este gradiente máximo com o incremento da velocidade mássica está associada a redução da espessura do filme líquido. Com o incremento da velocidade superficial, a intensificação do desprendimento de gotículas do filme líquido com o acréscimo da velocidade mássica, tende a favorecer tal comportamento, de forma que as condições necessárias para a manutenção destas ondulações ocorram em título de vapor inferiores. Da

Silva e Ribatski (2013) corroboraram a existência deste mecanismo através de imagens do escoamento obtidas por uma câmera de alta velocidade indicando que a secagem de parede e o ponto de máximo no gradiente de pressão não estão associados.

4.2.2 ANÁLISE DOS MÉTODOS DE PREVISÃO PARA O GRADIENTE DE PRESSÃO POR ATRITO

De forma análoga a análise do CTC, este item apresenta uma comparação entre os resultados experimentais e os métodos disponíveis na literatura para a previsão do gradiente de pressão por atrito durante o escoamento bifásico. A presente análise envolve comparações de tendências, do erro médio absoluto e das parcelas de dados estimados com desvios entre $\pm 20\%$ e $\pm 30\%$. O erro médio absoluto é calculado a partir da Eq. (4.2).

A Tab. 4.3 apresenta os parâmetros estatísticos resultantes da comparação entre métodos de previsão da literatura e o banco de dados experimental levantado neste estudo. A seleção dos métodos de previsão comparados se baseou nos seguintes critérios: (i) reputação e frequência de sua indicação na literatura como método preciso na previsão de bancos de dados independentes; (ii) grau de similaridade entre as características do banco de dados utilizado no ajuste dos coeficientes e expoentes empíricos do método e as condições experimentais avaliadas no presente estudo.

Tabela 4-3 - Parâmetros estatísticos resultantes da comparação entre os dados do gradiente de pressão e as previsões correspondentes.

<i>Métodos de previsão</i>	<i>MAE[%]</i> <i>Total</i>	<i>$\eta_{20\%}[%]$</i> <i>Total</i>	<i>$\eta_{30\%}[%]$</i> <i>Total</i>
Cicchitti <i>et al.</i> (1960)	20	72	81
Chisholm (1967)	17	61	69
Friedel (1979)	42	24	45
Müller-Steinhagen e Heck (1986)	21	57	74
Mishima e Hibiki (1996)	53	7	12
Cioncolini <i>et al.</i> (2009)	78	2	8
*Da Silva e Ribatski (2013)	13	86	94
Del Col <i>et al.</i> (2013)	29	79	84
Sempértegui-Tapia e Ribatski (2016)	14	77	88
*Jige, Inoue e Koyama (2016)	11	94	99

*Métodos de previsão que forneceram as melhores estimativas.

Segundo a Tab. 4.3, os métodos de previsão propostos por Jige, Inoue e Koyama (2016) e Da Silva e Ribatski (2013) forneceram as melhores estimativas dos dados levantados, prevendo 99% e 94% dos resultados experimentais com desvios inferiores a 30%, respectivamente.

A Fig. 4.27 ilustra comparações entre os resultados experimentais para o gradiente de pressão por atrito e as estimativas segundo os métodos de previsão de Jige, Inoue e Koyama (2016), Da Silva e Ribatski (2013) e Sempértegui-Tapia e Ribatski (2016), classificados consecutivamente como aqueles fornecendo as melhores previsões. É importante ressaltar que Jige, Inoue e Koyama (2016) ajustaram seu método utilizando resultados experimentais para condições próximas a do presente estudo, cuja seção de testes consiste de multicanais retangulares de dimensões reduzidas.

As correlações propostas por Da Silva e Ribatski (2013) e Sempértegui-Tapia e Ribatski (2016) foram desenvolvidas com base no método de previsão de Müller-Steinhagen e Heck (1986) e resultados experimentais levantados para minicanais de seção singular, conforme descrito na seção 2.4.2. Sempértegui-Tapia e Ribatski (2016) ajustaram uma correlação para o fator de atrito com base no diâmetro equivalente incluindo dados para seções transversais com geometrias não circulares.

A Fig. 4.28 ilustra comparações entre os dados experimentais levantados neste estudo para o gradiente de pressão por atrito e as previsões fornecidas por métodos que, embora desenvolvidos para canais convencionais, são freqüentemente comparados na literatura com resultados para minicanais. Já a Fig. 4.29, ilustra uma comparação similar envolvendo os métodos para minicanais que apresentaram desvios superiores. Vale mencionar que o método de Del Col *et al.* (2013) apresentou discrepâncias superiores para resultados correspondentes a gradientes de pressão por atrito inferiores a 3 kPa/m. No entanto, este método prevê satisfatoriamente os resultados respectivos a gradientes de pressão por atrito superiores. O banco de dados experimentais de Mishima e Hibiki (1996) inclui mistura água e ar, fato que explica discrepâncias significativas, pois tais fluidos apresentam propriedades de transporte substancialmente distintas dos refrigerantes R32 e R1234ze(E) nas fases líquida e de vapor.

As Figs. 4.27 a 4.29 indicaram maiores desvios para gradientes de pressão reduzidos, correspondentes as velocidades mássicas e títulos de vapor inferiores. Nestas condições somente os métodos de Jige, Inoue e Koyama (2016) e Da Silva e Ribatski (2013) capturaram adequadamente os resultados experimentais.

Figura 4.27 - Comparação entre os resultados experimentais do gradiente de pressão por atrito e as estimativas segundo os métodos da literatura.

Figura 4.28 - Comparação entre os resultados experimentais do gradiente de pressão por atrito e as previsões obtidas pelos métodos disponíveis na literatura.

Figura 4.29 - Comparação entre os resultados experimentais do gradiente de pressão por atrito e as previsões obtidas pelos métodos disponíveis na literatura.

As Figs. 4.30 a 4.32 ilustram a variação dos desvios com a velocidade mássica para os métodos que apresentaram as melhores previsões. De forma geral, segundo estas figuras, desvios superiores ocorrem para velocidades mássicas reduzidas. No entanto, vale destacar que os métodos de previsão que forneceram resultados insatisfatórios (Del Col *et al.*, 2013; Müller-Steinhagen e Heck, 1986; Cicchitti *et al.*, 1960) embora com desvios médios elevados, forneceram previsões razoáveis para velocidades mássicas elevadas, prevendo 93% dos resultados para $G > 200 \text{ kg/m}^2\text{s}$ com desvios inferiores a 30%. É importante destacar também que condições de velocidades mássicas reduzidas correspondem a incertezas experimentais superiores. Todavia, os métodos propostos por Mishima e Hibiki (1986) e Cioncolini *et al.* (2009) são inadequados para a previsão dos resultados levantados no presente estudo independentemente da faixa de velocidade mássica.

As Figs. 4.33 a 4.35 ilustram o comportamento do gradiente de pressão com a variação do título de vapor e das velocidades mássicas segundo os métodos propostos por Jige, Inoue e Koyama (2016) e Da Silva e Ribatski (2013). Adicionalmente, as figuras ilustram comparações com o método de Friedel (1979), visto que este método foi desenvolvido com base em um banco de dados experimentais extenso e abrangendo amplas faixas de condições.

Figura 4.30- Ilustração do efeito da velocidade mássica nos desvios proporcionados pelo método de Jige, Inoue e Koyama (2016) em relação aos dados experimentais.

Figura 4.31 - Ilustração do efeito da velocidade mássica nos desvios do método de Da Silva e Ribatski (2013) em relação aos dados experimentais.

Figura 4.32 - Ilustração do efeito da velocidade mássica nos desvios do método de Sempértegui-Tapia e Ribatski (2013) em relação aos dados experimentais

Figura 4.33 – Comparação das tendências do gradiente de pressão por atrito entre os resultados experimentais e métodos de previsão da literatura.

Figura 4.34 - Comparação das tendências do gradiente de pressão por atrito entre os resultados experimentais e métodos de previsão da literatura.

Figura 4.35 - Comparação das tendências do gradiente de pressão por atrito entre os resultados experimentais e métodos de previsão da literatura.

Observa-se que os métodos de previsão de Jige, Inoue e Koyama (2016) e Da Silva e Ribatski (2013) capturam satisfatoriamente as tendências dos resultados experimentais

Jaqueline Diniz da Silva

independentemente do título de vapor para $G=200 \text{ kg/m}^2\text{s}$. No entanto, os métodos indicam gradientes de pressão máximos para títulos de vapor superiores em relação aos dados experimentais, conforme ilustrado nas Figs. 4.33 a 4.35.

O método de Friedel (1979) superestimou os resultados experimentais, independente da velocidade mássica e do título de vapor. Os métodos de Jige, Inoue e Koyama (2016) e Da Silva e Ribatski (2013) subestimaram os dados para velocidade mássica de $250 \text{ kg/m}^2\text{s}$. É importante destacar que o banco experimental levantado por Jige, Inoue e Koyama (2016) para o desenvolvimento do seu método envolve condições próximas a do presente estudo.

As análises comparativas indicam que o método de Jige, Inoue e Koyama (2016) é adequado para a previsão dos resultados experimentais obtidos neste estudo, tanto adotando-se como critério os parâmetros estatísticos como a captura das tendências dos resultados para o gradiente de pressão. O método de Da Silva e Ribatski (2013) também se mostra adequado para a previsão dos resultados experimentais do presente estudo. Finalmente, de forma análoga ao coeficiente de transferência de calor, com base na análise comparativa apresentada neste item, optou-se pelo não desenvolvimento de um novo método para previsão do gradiente de perda de pressão por atrito para as condições experimentais avaliadas neste estudo. Assim, recomenda-se a utilização de Jige, Inoue e Koyama (2016), o qual previu 94% dos resultados experimentais com desvios inferiores a 20%. Além disso, 72% das suas previsões são inferiores a margem de incertezas dos dados experimentais levantados no presente estudo.

4.3 ANÁLISE COMPARATIVA DE DESEMPENHO DOS REFRIGERANTES

Este item trata da avaliação comparativa do desempenho dos refrigerantes R1234ze(E), R32 e R134a associados a seção de testes baseada em multicanais de diâmetros reduzidos e geometria retangular avaliada no presente estudo.

Esta análise se baseia nos seguintes critérios de avaliação: (i) na taxa da transferência de calor por unidade de potência de bombeamento; (ii) no critério proposto por Cavallini *et al.* (2010) desenvolvido para a avaliação do desempenho de refrigerante durante a condensação no interior de canais, o qual incorpora efeitos relacionados a diferença de temperatura entre o fluido refrigerante e a temperatura da parede e a redução da temperatura de saturação durante a condensação associada a perda de pressão. Ambos efeitos estão relacionados ao potencial de transferência de calor e a elevação de seus valores implica em trabalho adicional do compressor.

Jaqueline Diniz da Silva

Os métodos de previsão do CTC e da perda de pressão propostos por Jige, Inoue e Koyama (2016) foram utilizados no cálculo do CTC e da perda de pressão nesta análise. Tal opção se deu pelo fato destes métodos terem demonstrado serem suficientemente precisos por meio de comparações com os dados levantados no presente estudo.

Critério de Cavallini *et al.* (2010)

Cavallini *et al.* (2010) desenvolveram seu critério a partir do argumento que a redução da temperatura de saturação média, e conseqüentemente da diferença de temperatura média efetiva, ambas associadas a perda de pressão, estão relacionadas a necessidade de trabalho adicional do compressor. Desta forma indicaram que o parâmetro apropriado para a avaliação do desempenho não é o gradiente de pressão, mas sim a redução da temperatura de saturação, a qual pode ser escrita como:

$$\frac{dT_{sat}}{dx} = \frac{dT}{dp_{atrito}} \frac{dp_{atrito}}{dz} \frac{dz}{dx} \quad (4.3)$$

Através da equação de Clausius-Clapeyron aplicado ao primeiro termo a direita da Eq. (4.3) e assumindo um balanço de energia para o elemento dz durante a condensação com o título variando entre 1 e 0, tem-se segundo Cavallini *et al.* (2010):

$$\frac{dT_{sat}}{dx} = \frac{GDT_{sat}}{4h\Delta T_{rp}} \left(\frac{1}{\rho_L} - \frac{1}{\rho_V} \right) \left(\frac{dp}{dz} \right)_{atrito} \quad (4.4)$$

Segundo os autores, a equação acima possui dois termos de penalidade: (i) $\frac{dT_{sat}}{dx}$ associado a perda de pressão por atrito do refrigerante; (ii) ΔT_{rp} relacionado ao potencial de diferença de temperaturas associado ao processo de transferência de calor. Assim, os autores definiram o fator de penalização por condensação como o produto destes dois termos, definido através da seguinte equação:

$$PF = \Delta T_{rp} \frac{dT_{sat}}{dx} = \frac{GDT_{sat}}{4h} \left(\frac{1}{\rho_L} - \frac{1}{\rho_V} \right) \left(\frac{dp}{dz} \right)_{atrito} \quad (4.5)$$

Neste estudo avaliou-se o desempenho dos refrigerantes a partir do valor de PF , considerando o CTC similares iguais a 2060 W/m²K para título de vapor e temperatura de saturação. A Fig. 4.36 apresenta a variação do coeficiente de transferência de calor para os

refrigerantes avaliados nesta análise considerando velocidades mássicas que proporcionam um CTC igual a $2060 \text{ W/m}^2\text{K}$ para um título de vapor de 0,5 e uma temperatura de saturação de 40°C . Segundo tal condição correspondente as velocidades mássicas a $275 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $220 \text{ kg/m}^2\text{s}$ e $55 \text{ kg/m}^2\text{s}$, respectivamente, para os refrigerantes R1234ze(E), R134a e R32..

Figura 4.36 - Velocidades mássicas correspondentes ao CTC de $2060 \text{ W/m}^2\text{K}$, título de vapor de 0,5 e temperatura de saturação de 40°C .

A Fig. 4.37 ilustra os fatores de penalidade resultantes dos refrigerantes R1234ze(E), R32 e R134a para as condições correspondente ilustradas na Fig. 4.36, indicando o R32 com desempenho superior em relação ao R1234ze(E) e R134a. Já o R1234ze(E) apresenta o desempenho inferior em relação ao R134a.

Figura 4.37 – Comparação entre os fatores de penalidade entre os refrigerantes R1234ze(E), R32 e R134a respectivos as condições apresentadas na Fig. 4.36.

Critério baseado na razão entre a taxa de transferência de calor por unidade de potência de bombeamento

As Figs. 4.38 a 4.42 ilustram comparações da razão entre a taxa de transferência de calor e o potência de bombeamento para os refrigerantes R1234ze(E), R134a e R32. Esta razão foi estimada a partir da seguinte relação:

$$\psi = \frac{A/L \cdot h \Delta T_{rp}}{\Delta P/L \cdot Q} \quad (4.6)$$

onde A é a área total da seção transversal dos canais retangulares, h é o coeficiente de transferência de calor, ΔT_{rp} é o grau de subresfriamento da parede dos canais, $\Delta P/L$ é o gradiente de pressão e Q é a vazão volumétrica de refrigerante calculada a partir da densidade da fase líquida, considerando a temperatura na entrada da bomba de engrenagens do aparato experimental.

Nesta análise, os coeficientes de transferência de calor e a perda de pressão foram estimados através dos métodos propostos por Jige, Inoue e Koyama (2016) devido as previsões satisfatórias dos resultados experimentais do presente estudo, conforme indicado previamente.

As comparações ilustradas nas Figs. 4.38 a 4.42 indicam desempenho superior para o refrigerante R32 seguido do R134a e com R1234ze(E) apresentando o pior resultado independentemente da velocidade mássica. Segundo as Figs. 4.38 a 4.40 para $G \leq 175 \text{ kg/m}^2\text{s}$ a taxa de transferência de calor por unidade de potência de bombeamento, Ψ , decresce com a redução do título de vapor. Entretanto, para velocidades mássicas superiores este decréscimo se verifica apenas até um determinado título de vapor, a partir do qual reduções adicionais de x implicam no aumento de Ψ . Esta alteração de tendência do Ψ ocorre para títulos superiores para o R32, com este refrigerante apresentando desempenho drasticamente superior aos demais. Isto se dá devido reduzida perda de pressão para o R32 em condições de título de vapor reduzido.

Vale salientar que os resultados para o parâmetro ψ corrobora aos resultados encontrados utilizando o método de avaliação do desempenho desenvolvido por Cavallini *et al.* (2010). Entretanto, vale destacar que embora a análise realizada indique um melhor desempenho em termos de eficiência termodinâmica para o refrigerante R32, independente do método de avaliação utilizado, seu potencial de impacto a mudanças climáticas (GWP) é superior ao do R1234ze(E), apesar de ser inferior em relação ao refrigerante HCFC-R134a.

Figura 4.38 - Análise do potencial de transferência de calor por potência de bombeamento para velocidade mássica de $55 \text{ kg/m}^2\text{s}$.

Figura 4.39 - Análise do potencial de transferência de calor por potência de bombeamento para velocidade mássica de 115 kg/m²s.

Figura 4.40 - Análise do potencial de transferência de calor por potência de bombeamento para velocidade mássica de 175 kg/m²s.

Figura 4.41 - Análise do potencial de transferência de calor por potência de bombeamento para velocidade mássica de $225 \text{ kg/m}^2\text{s}$.

Figura 4.42 - Análise do potencial de transferência de calor por potência de bombeamento para velocidade mássica de $275 \text{ kg/m}^2\text{s}$.

5 CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES

A presente tese trata de um estudo teórico-experimental sobre a condensação no interior de multi-minicanais de geometria retangular. Ele envolve ampla revisão da literatura e o levantamento de resultados experimentais para o coeficiente de transferência de calor durante a condensação e a perda de pressão por atrito dos refrigerantes R1234ze(E) e R32. Com base nos dados obtidos, analisam-se os mecanismos de transferência de calor predominantes durante a condensação em canais de micro-escala. É apresentada também uma avaliação dos métodos de previsão disponíveis na literatura por meio de comparações com os resultados levantados neste estudo. Finalmente, realiza-se uma análise comparativa de desempenho dos refrigerantes R1234ze(E) e R32 em relação ao R134a. A seguir, este capítulo apresenta as principais conclusões extraídas a partir deste estudo e recomendações para trabalhos futuros.

5.1 CONCLUSÕES

A partir das análises da literatura e dos dados experimentais levantados é possível indicar as seguintes conclusões:

- O gradiente de pressão por atrito se eleva com o incremento da velocidade mássica e com o incremento do título de vapor até um valor máximo, a partir do qual seu valor decresce abruptamente. Verifica-se o pico do gradiente de pressão por atrito para títulos de vapor elevados e o incremento da velocidade mássica implica na sua ocorrência para títulos de vapor inferiores. Tal comportamento é similar ao indicado em estudos para canais de geometria circular (Da Silva e Ribatski, 2013; Del Col *et al.*, 2015; Sempértegui-Tapia e Ribatski; 2016);
- De maneira geral, os métodos de Jige, Inoue e Koyama (2016), Da Silva e Ribatski (2013), Del Col *et al.* (2013), Sempértegui-Tapia e Ribatski (2016) proporcionaram previsões satisfatórias para os gradientes de pressão por atrito segundo parâmetros estatísticos. O método de Jige, Inoue e Koyama (2016) é também adequado adotando-se como critério a captura das tendências dos resultados experimentais para o gradiente de pressão. Desta forma, recomenda-

se a utilização deste método para a previsão da perda de pressão por atrito em minicanais retangulares para os refrigerantes R1234ze(E) e R32, pois previu 94% dos resultados experimentais com desvios inferiores a 20% e apresenta 72% das suas previsões com desvios inferiores a margem de incertezas dos dados experimentais levantados no presente estudo. É importante destacar que Jige, Inoue e Koyama (2016) ajustaram seu método utilizando resultados experimentais para condições próximas a do presente estudo, cuja seção de testes consiste de multicanais retangulares de dimensões reduzidas;

- O coeficiente de transferência de calor se eleva com o acréscimo do título de vapor e da velocidade mássica apenas para $x > 0,9$ e velocidades mássicas superiores a 225 kg/m²s. O efeito da velocidade mássica no CTC torna-se superior as incertezas dos resultados experimentais com seu valor elevando-se com o incremento de G . No entanto, vale destacar a verificação de uma tendência sistemática de elevação do CTC com o incremento da velocidade mássica em títulos de vapor elevados e valores de G superiores a 115 kg/m²s, ainda que as diferenças se encontrem dentro da faixa das incertezas experimentais;
- Por meio de comparações das condições experimentais correspondentes aos dados levantados no presente estudo com os métodos de previsão de padrões de escoamento propostos por Wang *et al.* (2002) e Kim e Mudawar (2012) é possível indicar a ausência do padrão estratificado. Tal fato explica a constatação da inexistência de comportamentos para o CTC que possam estar associados a condições em que predominam efeitos gravitacionais;
- O refrigerante R32 proporciona coeficientes de transferência de calor superiores ao R1234ze(E). Constatou-se ainda o incremento do gradiente do CTC a partir de um determinado título de vapor independentemente do refrigerante avaliado. De modo geral, verificou-se que tal comportamento ocorre para títulos de vapor superiores com o incremento da velocidade mássica.
- A elevação do gradiente do CTC ocorre em títulos de vapor superiores para o refrigerante R1234ze(E) em relação ao R32. Este comportamento está relacionado ao fato do incremento da velocidade superficial da mistura com o acréscimo do título de vapor ser significativamente superior para o R1234ze(E) em relação ao R32.

- Resultados experimentais sugerem que efeitos de tensão superficial preponderaram sobre os gravitacionais e de arrasto para velocidade mássica de 55 kg/m²s e temperatura de saturação de 40°C, independentemente do refrigerante. Tal comportamento parece se intensificar para o refrigerante R32. Deste modo, conclui-se que a associação entre a geometria retangular e a reduzida densidade da fase líquida intensificam a supressão de efeitos gravitacionais, tornando os efeitos de tensão superficial preponderantes;
- Verificou-se o incremento do CTC com a grau de subresfriamento da parede apenas para $G = 55 \text{ kg/m}^2\text{s}$, tornando seu efeito marginal para o refrigerante R1234ze(E). Atribui-se tal comportamento ao incremento de efeitos convectivos com o acréscimo da velocidade mássica. Já para o refrigerante R32, os resultados indicam efeitos irrelevantes do grau de subresfriamento da parede no CTC independentemente da velocidade mássica avaliada. Tal comportamento corrobora aparentemente a predominância dos efeitos de tensão superficial aos efeitos gravitacionais para $G = 55 \text{ kg/m}^2\text{s}$, intensificada para R32 em relação ao R1234ze(E).
- Os métodos de Jige, Inoue e Koyama (2016) e Cavallini *et al.* (2006) forneceram previsões estaticamente satisfatórias para os refrigerantes R1234ze(E) e R32. Já o método de Shah (2016) proporcionou previsões satisfatórias apenas para o R1234ze(E). Além disso, as análises comparativas indicam que o método de Jige, Inoue e Koyama (2016) é adequado para a previsão dos resultados experimentais obtidos neste estudo para o CTC, prevendo 97% dos resultados experimentais com desvios inferiores a 30% e apresenta aproximadamente 60% das suas previsões com desvios inferiores a margem de incertezas dos dados experimentais levantados na presente tese.
- Com base na razão entre a taxa de transferência de calor por unidade de potência de bombeamento e no potencial de transferência de calor proposto por Cavallini *et al.* (2010) verificou-se que o desempenho é superior para o refrigerante R32 seguido do R134a com o R1234ze(E) apresentando o pior resultado, independentemente da velocidade mássica.

5.2 RECOMENDAÇÃO PARA TRABALHOS FUTUROS

Com base no levantamento e análise de resultados experimentais para refrigerantes de reduzido *GWP* (*Global Warming Potential*), buscando relacionar os efeitos dos parâmetros experimentais e os mecanismos de transferência de calor durante a condensação, e uma extensa análise da literatura efetuada os seguintes temas são relacionados para pesquisas futuras:

- Realização de ensaios de perda de pressão e coeficiente de transferência de calor para outros refrigerantes com reduzido *GWP* (*Global Warming Potential*), destacando-se os refrigerantes naturais como isobutano (R-600), propano (R290) e propileno (R1270). Vale salientar que estes refrigerantes apresentam elevado índice de inflamabilidade e em certos casos toxicidade (amônia), implicando em vantagens quando utilizado em minicanais, devido a redução de inventário de refrigerante;
- Estudos sobre o efeito da rugosidade superficial do canal no coeficiente de transferência de calor bifásico durante a condensação em canais de micro-escala;
- Levantamento experimentais do CTC com a variação de parâmetros como temperatura de saturação, diâmetro e geometria do canal, com intuito de ampliar o banco de resultados experimentais para o desenvolvimento de novos métodos de previsão para distintas aplicações. É importante salientar que estudos para canais únicos seriam indicados de forma a se obter uma maior compreensão dos fenômenos em escoamentos de micro-escala;
- Experimentos com canais transparentes de forma a possibilitar a visualização dos padrões de escoamento e do aprisionamento do líquido nos cantos por efeitos de tensão superficial durante a condensação no interior de canais de micro-escala. Tais informações seriam relevantes para a proposição de novos métodos de previsão do CTC e da perda de pressão por atrito e na otimização da estrutura. Estes resultados poderiam ser utilizados na validação de modelos com solução numérica, como o estudo de Wang e Rose (2011), os quais uma vez corroborados por meio de resultados experimentais, poderiam ser utilizados como ferramentas de projeto;

6 REFERÊNCIAS

AGARWAL, A.; GARIMELLA, S. Modeling of pressure drop during condensation in circular and noncircular microchannels. *Journal of fluids engineering*, v. 131, n. 1, p. 011302, 2009.

AGARWAL, A.; BANDHAUER, T. M.; GARIMELLA, S. Measurement and modeling of condensation heat transfer in non-circular microchannels. *International Journal of Refrigeration*, v. 33, n. 6, p. 1169-1179, 2010.

AL-HAJRI, E.; SHOOSHTARI, A. H.; DESSIATOUN, S.; OHADI, M. M. Performance characterization of R134a and R245fa in a high aspect ratio microchannel condenser. *International journal of refrigeration*, v. 36, n. 2, p. 588-600, 2013.

AKERS, W.W., DEANS, H.A, CROSSER, O.K. Condensing heat transfer within horizontal tubes. *Chemical engineering progress symposium series*, vol. 55, n. 29, pp. 171-176, 1959.

ALI, R., PALM, B., MAQBOOL, M. H. Experimental Investigation of Two-Phase Pressure Drop in a Microchannel. *Heat Transfer Engineering*, vol. 32, n. 13–14, pp. 1126–1138, 2011.

AZER, Naim Z.; MONALL, P. E.; LEUNG, Hung C. Effects of heat stress on performance. *Ergonomics*, v. 15, n. 6, p. 681-691, 1972.

BAKER, O. (1954). Simultaneous flow of oil and gas. *Oil and Gas Journal.*, Vol. 53, pp. 185-195.

BAIRD, J. R.; FLETCHER, D. F.; HAYNES, B. S. Local condensation heat transfer rates in fine passages. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 46, n. 23, p. 4453-4466, 2003.

BANDHAUER, T. M., AGARWAL, A., GARIMELLA, S. Measurement and modeling of condensation heat transfer coefficients in circular microchannels, *J. Heat Transfer*, vol.128, pp. 1050–1059, 2006.

- BANSAL, G; CHEN, J. H. Direct numerical simulations of autoignition in stratified dimethyl-ether (DME)/air turbulent mixtures. *Combustion and Flame*, v. 162, n. 3, p. 688-702, 2015.
- BARNEA, D.; LUNINSKI, Y.; TAITEL, Y. Flow Pattern in Horizontal and Vertical Two-Phase Flow in Small Diameter Pipes, *Can. J. Chem. Eng.*, vol. 61, pp. 617-620, 1983.
- BEATTIE, D. R. H.; WHALLEY, P. B. A Simplified Two-Phase Frictional Pressure Drop Prediction Method. *Int. J. Multiphase Flow*, vol. 8, pp. 83– 87, 1982.
- BOHDAL, T.; CHARUN, H.; SIKORA, M. Comparative investigations of the condensation of R134a and R404A refrigerants in pipe minichannels. *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, vol. 54, pp. 1963-1974, 2011.
- BOYKO, L.D., KRUSHILIN, G. N. Heat transfer and hydraulic resistance during condensation of steam in a horizontal tube in a bundle of tubes. *Int. J. Heat Mass and Transfer*, vol. 10, p. 361, 1967.
- BREBER, G.; PALEN, J. W.; TABOREK, J. Prediction of horizontal tubeside condensation of pure components using flow regime criteria. *J. Heat Transfer., Transac. ASME*, vol. 102 , n. 3, pp. 471–476, 1980.
- CAVALLINI, A. and ZECCHIN, R. High Velocity Condensation of Organic Refrigerants Inside Tubes, 8th International Congress of Refrigeration, Vol. 2, Washington DC, pp. 193-200, 1971.
- CAVALLINI, A., ZECCHIN, R. Dimensionless Correlation for Heat Transfer in Forced Convection Condensation, *Proceedings of the 5th International Heat Transfer Conference, JSME*, pp. 309-313, 1974.
- CAVALLINI, A.; DEL COL, D.; LONGO, G.A.; ROSSETO L. Condensation heat transfer with refrigerants, in: *Proceedings of the Two-Phase Flow Modeling and Experimentation Conference, ETS, Pisa*, vol. 1, pp. 71–88, 1999.
- CAVALLINI, A.; DEL COL, D.; LONGO, G.A.; ROSSETO L. Experimental investigation on condensation heat transfer and pressure drop of new HFC refrigerants (R134a, R125, R32, R410A, R236ea) in a horizontal tube. *Int. J. Refrig.*, vol.24, pp. 73–87, 2001.

- CAVALLINI, A., CENSI G., DEL COL, D., DORETTI, L., LONGO, G.A., ROSSETO L. Condensation of halogenated refrigerants inside smooth tubes. HVAC R Research; 8:429–51, 2002.
- CAVALLINI, A.; DEL COL, D.; DORETTI, L.; MATKOVIC, M.; ROSSETO, L.; ZILIO, C. Condensation Heat Transfer inside Multiport Minichannels, 2nd Int. Conference on Microchannels and Minichannels, Rochester, June 17–19, pp. 625–632, 2004; Heat Transfer Engineering, vol. 26, pp. 45–55, 2005.
- CAVALLINI, A., DEL COL, D., DORETTI, L., MATKOVIC, M., ROSSETO, L., ZILIO, C. Condensation in horizontal smooth tubes: a new heat transfer model for heat exchanger design, Heat Transfer Eng., vol. 27, n. 8, pp. 31–38, 2006.
- CAVALLINI, A.; DEL COL, D.; MATKOVIC, M.; ROSSETO, L. Frictional pressure drop during vapour–liquid flow in minichannels: Modelling and experimental evaluation. International Journal of Heat and Fluid Flow, vol. 30, pp. 131–139, 2009.
- CAVALLINI, A.; BROWN, J. S.; DEL COL, D.; ZILIO, C. In-tube condensation performance of refrigerants considering penalization terms (exergy losses) for heat transfer and pressure drop. International Journal of Heat and Mass Transfer, v. 53, n. 13, p. 2885–2896, 2010.
- CAVALLINI, A., DEL COL, D., ROSSETO, L. Heat transfer and pressure drop of natural refrigerants in minichannels (low charge equipment). Int. Journal of Refrigeration. vol. 36, pp. 287–300, 2013.
- CELATA, G. P. Single- and two-phase flow heat transfer in micropipes. In: 5th European Thermal-Science Conference, Netherlands, 2008.
- CHADDUCK, J.B. Filme condensation of vapor in horizontal tubes. Refrigeration Engineering, vol. 65, n° 4, pp. 36, 1957.
- CHANG, Yu-Juei et al. A generalized friction correlation for louver fin geometry. International journal of heat and mass transfer, v. 43, n. 12, p. 2237–2243, 2000.
- CHARUN, H. Thermal and flow characteristics of the condensation of R404A refrigerant in pipe minichannels. International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 55, pp. 2692–2701, 2012.

- CHATO, J.C. Laminar condensation inside horizontal and inclined tubes. *ASHRAE J.*, vol. 4, n° 4, pp. 36, 1962.
- CHEN, I. Y.; YANG, K.; CHANG, Y.; YANG, C. Two-phase pressure drop of air-water and R 410a in small horizontal tubes. *Int. J. Multiphase Flow*, vol. 27, pp. 1293-1299, 2001.
- CHEN, L.; TIAN, Y. S.; KARAYIANNIS, T. G. "The effect of tube diameter on vertical two-phase flow regimes in small tubes." *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 49, pp. 4220-4230, 2006.
- CHISHOLM, D. A theoretical basis for the Lockhart-Martinelli correlation for two-phase flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 10, pp. 1767-1778, 1967.
- CHOI, J.Y., KEDZIERSKI, M.A., DOMANSKI, P.A. A generalized pressure drop correlation for evaporation and condensation of alternative refrigerants in smooth and micro-fin tubes, NISTIR 6333, 1–50, 1999.
- CHUNG, P. M.; KAWAJI, M. The effect of channel diameter on adiabatic two-phase flow characteristics in microchannels. *Int. Journal of Multiphase Flow*, vol. 30, pp. 735-761, 2004.
- CHURCHILL, Stuart W. Friction-factor equation spans all fluid-flow regimes. *Chemical engineering*, v. 84, n. 24, p. 91-92, 1977.
- CICCHITTI, A.; LOMBARDI, C.; SILVESTRI M.; SOLDAINI, G.; ZAVATTARELLI, R. Two-Phase Cooling Experiments-Pressure Drop, Heat Transfer and Burnout Measurements, *Energ. Nucl.*, vol. 7, pp. 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, pp.1138–1148, 2009.
- COLEMAN, J. W.; GARIMELLA, S., Characterization of two-phase flow patterns in small diameter round and rectangular tubes. *Int. J. Heat Mass Trans.*, vol. 42, n. 15, pp. 2869–2881, 1999.

- COLEMAN, J. W.; GARIMELLA, S., Two-phase flow regime transitions in microchannel tubes: the effect of hydraulic diameter, Orlando, FL:American Society of Mechanical Engineers, Heat Transfer Division, pp. 71–83, 2000.
- COLEMAN, J. W.; GARIMELLA, S. Two-phase flow regimes in round, square and rectangular tubes during condensation of refrigerant R134a. *Int. J. Refrig.*, vol. 26, n. 1, pp. 117–128, 2003.
- COLLIER, J. G.; THOME, J. R. Convective boiling and condensation. Third Edition. Claredon Press: Oxford, 1994.
- DAMIANIDES, C. A.; WESTWATER, J. M. Two-phase flow patterns in a compact heat exchanger and in small tubes. In: *Proceedings 2nd UK National Conference On Heat Transfer*, vol. 2, Glasgow, Scotland, pp. 1257–1268, 1988.
- DA RIVA, E.; DEL COL, D.; GARIMELLA, S. V. The importance of turbulence during condensation in a horizontal circular minichannel. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 55, n. 13, p. 3470-3481, 2012.
- DA SILVA, J.D.; TIBIRIÇÁ, C.B., RIBATSKI, G. Two-phase frictional pressure drop and flow boiling heat transfer for R245fa in a 1.1mm Tube, In: *23rd. IIR International Congress of Refrigeration*, Prague, Czech Republic, 2011.
- DA SILVA, J.D. Estudo teórico-experimental da perda de pressão durante a ebulição convectiva de refrigerantes halogenados no interior de microcanais circulares. Dissertação. Escola de Engenharia de São Carlos (EESC), Universidade de São Paulo. São Carlos. 2012.
- DA SILVA, J. D.; RIBATSKI, G. "Two-phase frictional pressure drop of halocarbon refrigerants inside small diameter tubes: data analyses and the proposition of a new frictional pressure drop correlation." *Proceedings, 8th International Conference on Multiphase Flow (ICMF 2013)*, Jeju, Korea. 2013.
- DEL COL, D., TORRESIN, D., CAVALLINI, A. Heat transfer and pressure drop during condensation of the low GWP refrigerant R1234yf. *International Journal of Refrigeration*, vol. 33, pp. 1307-1318, 2010.

- DEL COL, D.; BORTOLIN, S.; CAVALLINI, A.; MATKOVIC, M.; ROSSETO, L. Effect of cross sectional shape during condensation in a single square minichannel. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 54, n. 17, p. 3909-3920, 2011.
- DEL COL, D.; BORTOLIN, S.; BORTOLATO, M.; ROSSETO, L. Condensation heat transfer and pressure drop with propane in a minichannel. *International Refrigeration and Air-conditioning Conference*, pp. 2572, 2012.
- DEL COL, D.; BISSETO, A.; BORTOLATO, M.; TORRESIN, D.; ROSSETO, L. Experiments and updated model for two phase frictional pressure drop inside minichannels. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 67, pp. 326-337, 2013.
- DEL COL, D., BORTOLIN, S. Condensation in minichannels: experimental investigation and numerical modelling. 101 EURO THERM Seminar – HEAT 2014.
- DEL COL, D.; BORTOLATO, M.; BORTOLIN, S. Comprehensive experimental investigation of two-phase heat transfer and pressure drop with propane in a minichannel. *International Journal of Refrigeration*, v. 47, p. 66-84, 2014.
- DEL COL, D.; BORTOLATO, M.; AZZOLIN, M.; BORTOLIN, M. Condensation heat transfer and two-phase frictional pressure drop in a single minichannel with R1234ze (E) and other refrigerants. *International Journal of Refrigeration*, v. 50, p. 87-103, 2015.
- DERBY, M., LEE, H. J., PELES, Y., JESSEN, M. K., Condensation heat transfer in square, triangular, and semi-circular mini-channels, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 55, n. 1–3, pp. 187-197, 2012.
- DOBSON, M. K.; CHATO, J. C., Condensation in smooth horizontal tubes. *J. Heat Trans., Transac. ASME*, vol. 120, n. 1, pp. 193–213, 1998.
- DUCOULOMBIER, M. Carbon dioxide flow boiling in a single microchannel—Part II: Heat transfer. *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 35, n. 4, pp. 597-611, 2011.
- DUKLER, A. E.; WICKS, M.; CLEVELAND, R. G. Pressure Drop and Hold-Up in Two-Phase Flow. Part A—A Comparison of Existing Correlation, Part B—An Approach Through Similarity Analysis, *AIChE J.*, 10, pp. 38– 43, 1964.

- DUTKOWSKI, K. Air–Water Two-Phase Frictional Pressure Drop in Minichannels. *Heat Transfer Engineering*, vol. 31, n. 4, pp. 321–330, 2010.
- EL-HAJAL, J.; THOME, J. R.; CAVALLINI, A., Condensation in horizontal tubes, part 1: two-phase flow pattern map. *Int. J. Heat Mass Trans.*, vol. 46, n.18, pp. 3349–3363, 2003.
- FELCAR, H. O. M.; RIBATSKI, G.; JABARDO, J. M. S. A Gas-Liquid Flow Pattern Predictive Method for Macro- and Mini-Scale Round Channels, In: 10th UK National Heat Transfer Conference, Edinburgh, UK, 2007.
- FELCAR, H. O. M.; RIBATSKI, G. Avaliação de métodos preditivos para perda de carga durante o escoamento bifásico e a ebulição convectiva em micro-canais, in: *Proceedings of the 1st Brazilian Meeting on Boiling, Condensation and Multiphase Flow*, Florianópolis, Brazil, paper MF-104, 2008.
- FIELD, Brandon S.; HRNJAK, Pega. Adiabatic two-phase pressure drop of refrigerants in small channels. *Heat Transfer Engineering*, v. 28, n. 8-9, p. 704-712, 2007.
- FRIEDEL, L. Improved friction pressure drop correlations for horizontal and vertical two-phase pipe flow, *European Two-Phase Flow Group Meeting*, Paper E2, Ispra, Italy, 1979.
- FRONK, B. M., e GARIMELLA, S. Heat transfer and pressure drop during condensation of ammonia in microchannels. *Proceedings of the ASME 2012 3rd Micro/Nanoscale Heat & Mass Transfer International Conference*. Atlanta, Georgia, 2012.
- FUKANO, T.; KARIYASAKI, A., Characteristics of gas–liquid two-phase flow in a capillary tube. *Nucl. Eng. Des.*, vol.141, pp. 59–68, 1993.
- GARCIA, F.; GARCIA, R.; PADRINO, J. C.; MATA, C.; TRALLERO, J. L.; JOSEPH, D. D. Power Law Composite Power Law Friction Factor Correlations for Laminar Turbulent Gas–Liquid Flow in Horizontal Pipelines,” *Int. J. Multiphase Flow*, vol. 29, pp. 1605–1624, 2003.
- GARIMELLA, S.; BANDHAUER, T. M. *Measurement of Condensation Heat Transfer Coefficients in Microchannel Tubes*, New York, NY, United States, American Society of Mechanical Engineers, p. 243. 2001.
- GARIMELLA, S.; KILLION, J. D.; COLEMAN, J.. An Experimentally Validated Model for Two-Phase Pressure Drop in the Intermittent Flow Regime for Noncircular

Microchannels. TRANSACTIONS-AMERICAN SOCIETY OF MECHANICAL ENGINEERS JOURNAL OF FLUIDS ENGINEERING, v. 125, n. 5, p. 887-894, 2003.

GARIMELLA, Srinivas; AGARWAL, Akhil; KILLION, Jesse D. Condensation pressure drop in circular microchannels. Heat Transfer Engineering, v. 26, n. 3, p. 28-35, 2005.

GNIELINSKI, Volker. New equations for heat and mass-transfer in turbulent pipe and channel flow. International chemical engineering, v. 16, n. 2, p. 359-368, 1976.

GOSS, G.; PASSOS, J. C. Heat transfer during the condensation of R134a inside eight parallel microchannels. International Journal of Heat and Mass Transfer, v. 59, p. 9-19, 2013.

GOSS, G.; OLIVEIRA, J. L. G.; PASSOS, J. C. Pressure drop during condensation of R-134a inside parallel microchannels. International Journal of Refrigeration, v. 56, p. 114-125, 2015.

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, n. 13, pp. 2694-2702, 2010.

HEO, J.; PARK, H.; YUN, Rin. Condensation heat transfer and pressure drop characteristics of CO₂ in a microchannel. International journal of refrigeration, v. 36, n. 6, p. 1657-1668, 2013.

HULBURT, E.; NEWELL, T. Prediction of the Circumferential Film Thickness Distribution in Horizontal Annular Gas-liquid Flow, J. Fluids Engineering, vol. 122, pp. 396-402, 2000.

IDELCHIK, I. E.; FRIED, Erwin. Handbook of hydraulic resistance. 1996.

JASSIM, E.W.; NEWELL, T.A. Prediction of two-phase pressure drop and void fraction in microchannels using probabilistic flow regime mapping. Int. J. Heat and Mass Transfer, vol. 49, pp. 2446-2457, 2006.

JASSIM, E.W.; NEWELL, T.A.; CHATO, J.C. Probabilistic Determination of Two-Phase Flow Regimes in Horizontal Tubes Utilizing an Automated Image Recognition Technique, Experiments In Fluids, vol. 42, pp. 563-573, 2007

- JASTER, H.; KOSKY, P. G. (1976). Condensation heat transfer in a mixed flow regime. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 19, pp. 95-99.
- JIGE, D.; INOUE, N.; KOYAMA, S. Condensation of refrigerants in a multiport tube with rectangular minichannels. *International Journal of Refrigeration*, v. 67, p. 202-213, 2016.
- KANDLIKAR, S. G.; GRANDE, W.J. Evolution of micro channel flow passages- Thermo hydraulic performance and fabrication technology, *Heat Transfer Engineering*, vol. 24, pp. 3-17, 2003.
- KANDLIKAR, S. G. Scale Effects on Flow Boiling in Microchannels: A Fundamental Perspective, *Int. Journal Thermal Sciences*, vol. 49, pp. 1073-1085, 2010.
- 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*, v. 38, n. 1, p. 209-225, 2016.
- KATTAN, N.; THOME, J.R.; FAVRAT, D. Flow boiling in horizontal tubes: Part 1—Development of a diabatic two phase flow pattern map. *J. Heat Transfer*, vol. 120, pp. 140–147, 1998.
- KAWAHARA, A.; CHUNG P. M. Y.; KAWAJI, M., Investigation of two-phase flow pattern, void fraction and pressure drop in a microchannel, *Int. J. Multiphase Flow*, vol. 28, pp. 1411–1435, 2002.
- KEW, P.; CORNWELL, K. Correlations for Prediction of Boiling Heat Transfer in Small Diameter Channels, *Appl. Thermal Eng.*, vol. 17, pp. 705-715, 1997.
- KIM, N. H, CHO, J. P, KIM, J. O., YOUN, B., Condensation Heat Transfer of R-22 and R-410A in Flat Aluminum Multi-Channel Tubes with or without Micro-Fins. *Int. J. of Refrigeration*, vol. 26, pp. 830–839, 2003.
- KIM, S-M.; MUDAWAR, I. Flow condensation in parallel micro-channels—Part 2: Heat transfer results and correlation technique. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 55, n. 4, p. 984-994, 2012.
- KIM, S-M.; KIM, J.; MUDAWAR, I. Flow condensation in parallel micro-channels—Part 1: Experimental results and assessment of pressure drop correlations. *International journal of heat and mass transfer*, v. 55, n. 4, p. 971-983, 2012.

- KIM, A. M.; MUDAWAR, I. Review of databases and predictive methods for pressure drop in adiabatic, condensing and boiling mini/micro-channel flows. *Int. Journal Heat and Mass Transfer*. vol. 77, pp. 74-97, 2014.
- KOSKY, P. G.; STAUB, F. W., Local condensing heat transfer coefficients in the annular flow regime, *AIChE J.*, vol.17, pp. 1037–1043, 1971.
- KOYAMA, S., KUWAHARA, K., NAKASHITA, K., KUDO, S., YAMAMOTO, K. An Experimental Study on Pressure Drop and Local Heat Transfer Characteristics of Refrigerant R134a Condensing in a Multi-Port Extruded Tube, IIF-IIR- Commission B1, Paderborn, Germany, 2001.
- KOYAMA, S., KUWAHARA, K., NAKASHITA, K., KUDO, S., YAMAMOTO, K. An experimental study on condensation of refrigerant R134a in a multi-port extruded tube. *International Journal of refrigeration*, Vol. 24, pp. 425-432, 2003.
- KUTATELADZE, S. S.; LEONT'EV, AIs. Film cooling with a turbulent gaseous boundary layer. *Thermal Physics at High Temperatures*, v. 1, p. 281-290, 1963.
- LEE, H. J., LEE, S. Y. Pressure drop correlations for two-phase flow within horizontal rectangular channels with small heights, *Int J Multiphase Flow*, vol. 27, pp. 783-796, 2001.
- LIN, S., KWOK, C. C. K., LI, R. Y., CHEN, Z. H., CHEN, Z. Y. Local frictional pressure drop during vaporization for R-12 through capillary tubes, *Int. J. Multiphase Flow*, vol. 17, 95–102, 1991.
- LIU, N.; LI, J. M.; SUN, J.; WANG, H.S. Heat transfer and pressure drop during condensation of R152a in circular and square microchannels. *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 47, pp. 60–67, 2013.
- LIU, N; LI, J. Experimental study on pressure drop of R32, R152a and R22 during condensation in horizontal minichannels. *Experimental Thermal and Fluid Science*, v. 71, p. 14-24, 2016.
- LIU, N; XIAO, H; LI, J. Experimental investigation of condensation heat transfer and pressure drop of propane, R1234ze (E) and R22 in minichannels. *Applied Thermal Engineering*, v. 102, p. 63-72, 2016.

- LOCKHART, R. W; MARTINELLI, R. C. Proposed correlation of data for isothermal two-phase, two component flow in pipes. *Chem. Engineering Prog.*, vol. 45, pp. 39-48, 1949.
- LÓPEZ-BELCHÍ, A.; ILLÁN-GOMEZ, F.; VERA-GARCIA, F.; GARCÍA-CASCALES, J. R. Experimental condensing two-phase frictional pressure drop inside mini-channels. Comparisons and new model development. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 75, p. 581-591, 2014.
- LÓPEZ-BELCHÍ, A.; ILLÁN-GOMEZ, F.; VERA-GARCIA, F.; GARCÍA-CASCALES, J. R.. Condensing two-phase pressure drop and heat transfer coefficient of propane in a horizontal multiport mini-channel tube: Experimental measurements. *International Journal of Refrigeration*, v. 68, p. 59-75, 2016.
- MANDHANE, J. M., GREGORY, G. A., and AZIZ, K., A flow pattern map for gas–liquid flow in horizontal pipes, *Int. J. Multiphase Flow*, vol.4, pp. 537–553, 1974.
- MATKOVIC, M., CAVALLINI, A., DEL COL, D., ROSSETO, L. Experimental study on condensation heat transfer inside a single circular minichannel *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 52, pp. 2311-2323, 2009.
- MC ADAMS, W. H., WOODS, W. K., BRYAN, R. L. Vaporisation Inside Horizontal Tubes—II—Benzene–Oil Mixtures. *ASME J. Heat Transfer*, vol. 64, pp. 193–200, 1942.
- MEHENDALE, S. S.; JACOBI, A. M.; SHAH, R. K. Fluid flow and heat transfer at micro- and meso-scales with application to heat exchanger design. *Applied Mechanics Reviews*, v. 53, n. 7, p. 175-194, 2000.
- MISHIMA, K., HIBIKI, T.. Some characteristics of air-water two-phase flow in small diameter vertical tubes. *Int. J. Multiphase Flow*, vol. 22, pp. 703–712, 1996.
- MOSER, K.W., WEBB, R. L. A new equivalent reynolds number model for a condensation in smooth tubes. *Transactions of the ASME*, vol. 120, pp. 410-417, 1998.
- MÜLLER-STEINHAGEN, H., e HECK, K. A simple friction pressure drop correlation for two-phase flow in pipes, *Chem. Eng. Process*, vol. 20, pp. 297–308, 1986.
- NEMA, GARIMELLA and FRONK (2014). Flow regime transitions during condensation in microchannels. *Int. J. Refrigeration*, vol. 40, pp. 227-240, 2014.

- NUSSELT, M. Die Oberflächen Kondensation des wasserdampfes, Zeitschrift des vereines Deutscher Ingenieure, vol. 60, n° 541, 1916.
- OH, H. K., SON, C. H. Condensation heat transfer characteristics of R-22, R-134a and R-410A in a single circular microtube. *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 35, pp. 706–716, 2011.
- ONG, C. L., THOME, J. R. Macro-to-micro channel transition in two-phase flow: Part 1 – Two-phase flow patterns and film thickness measurements. *Exp. Thermal and Fluid Science*, vol. 35, n. 1, pp. 37-47, 2011.
- OWENS, W. L. Two-Phase Pressure Gradient. *International Development in Heat Transfer*, ASME, New York, Pt. II, 1961.
- PALEN, J. W., BREBER, G., TABOREK, J. Prediction of flow regimes in horizontal tube side condensation. *J. Heat Transfer Engineering*, Vol. 1, n. 2, pp. 47-57, 1979.
- PALIWODA, A. Generalized method of pressure drop calculation across pipe components containing two-phase flow of refrigerants. *International journal of refrigeration*, v. 15, n. 2, p. 119-125, 1992.
- PARK, C. Y.; HRNJAK, P. CO₂ condensation heat transfer and pressure drop in multi-port microchannels. In: 3rd IIR Conference on Thermophysical Properties and Transfer Processes of Refrigerants, Boulder, CO, June 23-26, 2009.
- PARK, J. E.; VAKILI-FARAHANI, F.; CONSOLINI, L.; THOME, J. R. Experimental study on condensation heat transfer in vertical minichannels for new refrigerant R1234ze (E) versus R134a and R236fa. *Experimental Thermal and Fluid Science*, v. 35, n. 3, p. 442-454, 2011.
- PEHLIVAN, K., HASSAN, I., VAILLANCOURT, M. Experimental study on two-phase flow and pressure drop in millimeter-size channels. *Applied Thermal Engineering*, vol. 26, pp. 1506-1514, 2006.
- QU, W., MUDAWAR, I. Measurement and prediction of pressure drop in two-phase micro-channel heat sinks, *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 46, pp. 2737–2753, 2004.

- QUAN, X.; DONG, L.; CHENG, P. Determination of annular condensation heat transfer coefficient of steam in microchannels with trapezoidal cross sections. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 53, n. 19, p. 3670-3676, 2010.
- REVELLIN, R., THOME, J.R. Experimental investigation of R-134a and R-245fa two-phase flow in microchannels for different flow, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 28, pp. 63-71, 2007a.
- REVELLIN, R., THOME, J. R. A new type of diabatic flow pattern map for boiling heat transfer in microchannels, *J. Micromech. Microeng.*, vol. 17, pp. 788–796, 2007b.
- REVELLIN, R., THOME, J. R. Adiabatic two-phase frictional pressure drop in microchannel. *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 31, pp. 673-685, 2007c.
- 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, *Exp. Thermal Fluid Science*, vol. 31, pp. 1-19, 2006.
- RIBATSKI, G. A critical overview on the recent literature concerning flow boiling and two-phase flows inside micro-scale channels. *Experimental Heat Transfer*, v. 26, n. 2-3, p. 198-246, 2013.
- RIBATSKI, G., DA SILVA, J. D. Condensation in Microchannels, in: S.K. Saha (Ed.), *Microchannel Phase Change Transport Phenomena*, pp. 287–324, 2016. ISBN: 9780128043189
- ROUHANNI, S. Z. e AXELSSON, E. Calculation of void volume fraction in the subcooled and quality boiling regions. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 13, pp.383-393. 1970.
- SAISORN, S., WONGWISES, S. Flow pattern, void fraction and pressure drop of two-phase air–water flow in a horizontal circular micro-channel. *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 32, n. 3, p. 748-760, 2008.
- SAKAMATAPAN, K.; KAEW-ON, J.; DALKILIC, A. S.; MAHIAN, O.; WONGWISES S. Condensation heat transfer characteristics of R-134a flowing inside the multiport minichannels. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 64, p. 976-985, 2013.

- SARDESAI, R. G., OWEN, R. G., PULLING, D. J., Flow regimes for condensation of a vapour inside a horizontal tube. *Chem. Eng. Sci.*, Vol. 36, n.7, pp. 1173–1180, 1981.
- SEMPÉRTEGUI-TAPIA, D. F.; RIBATSKI, G. Two-phase frictional pressure drop in horizontal microscale channels: Experimental data analysis and prediction method development. *International Journal of Multiphase Flow* (In Review), 2016.
- SHAH, N.M., A general correlation for heat transfer during film condensation inside pipes. *Int. Heat Transfer*, vol. 22, pp. 547-556, 1979.
- SHAH, M.M. An Improved and Extended General Correlation for Heat Transfer During Condensation in Plain Tube. *HVAC&R RESEARCH*, Vol. 15, pp. 889-913, 2009.
- SHAH, M.M. General correlation for heat transfer during condensation in plain tubes: further development and verification. *ASHRAE Transactions*, v. 119, p. 3, 2013.
- SHAH, M.M. A correlation for heat transfer during condensation in horizontal mini/micro channels. *International Journal of Refrigeration*, v. 64, p. 187-202, 2016.
- SHEDD, T. A., Two-phase internal flow: Toward a theory of everything, 13th Brazilian Congress of Thermal Sciences and Engineering, Uberlândia – Brazil, 2010.
- SHIN, J. S., KIM, M. H. An experimental study of condensation heat transfer inside a mini-channel with a new measurement technique. *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 30, pp. 311–325, 2004.
- SMITH, S. L., Void fractions in two- phase flow: a correlation based upon an equal velocity head model. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Thermodynamics and Fluid Mechanics Group*, pp. 647–657, 1969.
- SOLIMAN, H. M. e AZER, N. Z. Flow Patterns during Condensation inside a Horizontal Tube. *ASHRAE Trans.*, vol. 77., partI, pp. 211, 1971.
- SOLIMAN, H. M., On the annular-to-wavy flow pattern transition during condensation inside horizontal tubes. *Can. J. Chem. Eng.*, vol. 60, n. 4, pp. 475–481, 1982.
- SOLIMAN, H. M., Correlation of mist-to-annular transition during condensation. *Can. J. Chem. Eng.*, vol. 61, n. 2, pp.178–182, 1983.

- SOLIMAN, H. M., Mist-annular transition during condensation and its influence on the heat transfer mechanism. *Int. J. Multiphase Flow*, vol.12, n. 2, pp. 277–288, 1986.
- SUN, Licheng; MISHIMA, Kaichiro. Evaluation analysis of prediction methods for two-phase flow pressure drop in mini-channels. *International Journal of Multiphase Flow*, v. 35, n. 1, p. 47-54, 2009.
- SUO, M., GRIFFITH, P. Two-phase flow in capillary tubes. *J. Basic Eng*, pp. 576–582, 1964.
- SU, Q., YU, G. X., WANG, H. S., ROSE, J. W. Microchannel condensation : Correlations and theory. *Int. Journal of refrigeration*, vol. 32, pp. 1149-1152, 2009.
- TABATABAI, A. e FAGHRI, A., A new two-phase flow map and transition boundary accounting for surface tension effects in horizontal miniature and micro tubes. *J. Heat Trans.*, vol. 123, n. 5, pp. 958–968, 2001.
- TAITEL, Y., DUKLER, A. E. A Model for Predicting Flow Regime Transitions in Horizontal and Near Horizontal Gas–Liquid Flow, *AIChE J.*, vol. 22, pp. 47–55, 1976.
- TANDON, T. N., VARMA, H. K., and GUPTA, C. P., New flow regimes map for condensation inside horizontal tubes. *J. Heat Trans.*, vol. 104, n. 4, pp. 763–768, 1982.
- TANDON, T. N., VARMA, H. K., and GUPTA, C. P., Prediction of flow patterns during condensation of binary mixtures in a horizontal tube, *J. Heat Trans.*, *Transac. ASME*, vol. 107, n. 2, pp. 424–430, 1985.
- TENG, H., CHENG, P., e ZHAO, T. S., “Instability of Condensate Film And Capillary Blocking In Small-Diameter-Thermosyphon Condensers,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 42, pp. 3071–3083, 1999.
- THOME, JOHN R. *Engineering Data Book III*. EPFL, Switzerland, 2008.
- THOME. J. R., EL-HAJAL, J., CAVALLINI, A. Condensation in horizontal tubes, part 2: new heat transfer model based on flow regimes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 46, pp. 3365–3387, 2003.

- TIBIRIÇÁ, C. B., DA SILVA, J. D., RIBATSKI, G. Experimental Investigation of Flow Boiling Pressure Drop of R134a in a Microscale Horizontal Smooth Tube. *Journal of Thermal Science and Engineering Application*, vol. 3, pp. 0110061 - 0110068, 2011.
- TIBIRIÇÁ, C. B.; RIBATSKI, G. Two-phase frictional pressure drop and flow boiling heat transfer for R245fa in a 2.32-mm tube. *Heat Transfer Engineering*, v. 32, n. 13-14, p. 1139-1149, 2011.
- TIBIRIÇÁ, C. B.; RIBATSKI, G. Flow patterns and bubble departure fundamental characteristics during flow boiling in microscale channels. *Experimental Thermal and Fluid Science*, v. 59, p. 152-165, 2014.
- TRAN, T. N., CHYU, M. -C., WAMBSGANSS, M. W., FRANCE, D. M., Two phase pressure drop of refrigerants during flow boiling in small channels: an experimental investigation and correlation development, *Int. J. Multiphase Flow*, vol. 26, pp. 1739–1754, 2000.
- TRAVISS, D. P., ROHSENOW, W. M., Flow regimes in horizontal two-phase flow with condensation, *ASHRAE Transac.*, vol.79(Part 2), pp. 31–39, 1973.
- TRAVISS, D. P., ROHSENOW, W. M., e BARON, A. B. Forced-convection condensation inside tubes: a heat transfer equation for condenser design, *ASHRAE Transac.*, vol. 79 (Part 1), pp. 157–165, 1973.
- TRIPPLET, K. A., GHIAASIAAN, S. M., ABDEL-KHALIK, S. I., SADOWSKI, D. L., Gas–liquid two-phase flow in microchannels part I: two-phase flow patterns. *Int. J. Multiphase Flow*, vol. 25, pp. 377–394, 1999.
- ULLMANN, A., BRAUNER, N. The Prediction of Flow Pattern Maps in Minichannels, In: 44th European Two-Phase Flow Group Meeting, École Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL) Lausanne, Switzerland, 2006.
- WALLIS, GRAHAM B. One-dimensional two-phase flow. McGraw-Hill: New York, 1969.
- WANG, W. W., RADCLIFF, T. D., CHRISTENSEN, R. N. A condensation heat transfer correlation for milimeter-scale tubing with flow regime transition. *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 26, pp. 473-485, 2002.

- WANG, H. S.; ROSE, J. W. Film condensation in microchannels: effect of tube inclination. In: ASME 4th International Conference on Nanochannels, Microchannels, and Minichannels. American Society of Mechanical Engineers, 2006. p. 133-137.
- WANG, H., GARIMELLA, S.V., MURTHY, J.Y. Characteristics of an evaporating thin film in a microchannel. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 50, pp. 3933–3942, 2007.
- WANG, H. S.; ROSE, John W. Theory of heat transfer during condensation in microchannels. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 54, n. 11, p. 2525-2534, 2011.
- WANG, H. S.; ROSE, J. W. Theoretical investigation of condensation on low-finned tubes. *Proc. Heat SET*, 2007.
- ZHANG, R. L.; WEBB, M. Heat transfer and friction in small diameter channels. *Microscale Thermophysical Engineering*, v. 2, n. 3, p. 189-202, 1998.
- WHITE, FRANK M. *Fluid Mechanics*. Fourth Edition. Mc Graw-Hill. ISBN: 0072281928, 1998.
- WOJTAN, L. Experimental and analytical investigation of void fraction and heat transfer during evaporation in horizontal tubes. 2004. Tese de Doutorado. ÉCOLE POLYTECHNIQUE FÉDÉRALE DE LAUSANNE.
- YAN, Y. Y.; LIN, T. F., Condensation Heat Transfer and Pressure Drop of Refrigerant R134a in a Small Pipe, *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 42, pp. 697–708, 1999.
- YANG, C. Y. e SHIEH, C. C., Flow pattern of air–water and two-phase R-134a in small circular tubes. *Int. J. Multiphase Flow*, vol. 27, n. 7, pp. 1163–1177, 2001.
- YANG, C. Y.; WEBB, R. L. Condensation of R-12 in small hydraulic diameter extruded aluminum tubes with and without micro-fins. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 39, n. 4, p. 791-800, 1996.
- ZHANG, M., WEBB, R. L. Correlation of two-phase friction for refrigerants in small-diameter tubes, *Exp. Thermal Fluid Sci.*, vol. 25, pp. 131–139, 2001.

ZHANG, H. LI, J. M., WANG, B. X. Experimental investigation of condensation heat transfer and pressure drop of R22, R410A and R407C in mini-tubes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol.55, pp. 3522–353, 2012.

ZIVI, S. M. Estimation of steady- state steam void-fraction by means of the principle of minimum entropopy production. ASME, 1964.

ZUBER, N. e FINDLAY, J.A. Average volumetric concentration in two-phase flow systems. *Journal of Heat Transfer - Transactions of the ASME*, pp. 453-468, november 1965.

7 APÊNDICE

Este ítem apresenta a Tab. A.1 com os métodos de previsão do coeficiente de transferência de calor avaliados no presente estudo. A maioria dos métodos foram desenvolvidos com base em resultados empíricos para escoamentos de macro-escala, visto que estudos experimentais para condensação em canais convencionais compreende uma parcela massiva em relação a microcanais.

Tabela 7.1 – Métodos de previsão para CTC local durante a condensação

Soliman (1968) apud Soliman (1986)– Desenvolvimento com base em canais convencionais $6,096 < V_v < 304,8m/s$ $0,03 < x < 0,99$ $1 < Pr < 10$
$F_{atrito} = 0,0225 \frac{G^2}{\rho_v} Re_{v0}^{-0,2} \left[x^{1,8} + 5,7 \left(\frac{\mu_L}{\mu_v} \right)^{0,0523} (1-x)^{0,47} x^{1,33} \left(\frac{\rho_v}{\rho_L} \right)^{0,261} \right. \\ \left. + 8,11 \left(\frac{\mu_L}{\mu_v} \right)^{0,105} (1-x)^{0,94} x^{0,86} \left(\frac{\rho_v}{\rho_L} \right)^{0,522} \right]$ $F_{acel} = \frac{DG^2}{4\rho_v} \left(-\frac{dx}{L} \right) \left[2(1-x) \left(\frac{\rho_v}{\rho_L} \right)^{\frac{2}{3}} + \left(\frac{1}{x} - 3 + 2x \right) \left(\frac{\rho_v}{\rho_L} \right)^{\frac{4}{3}} + (2x - 1 - \beta + \beta x) \right. \\ \left. \left(\frac{\rho_v}{\rho_L} \right)^{\frac{1}{3}} + \left(2\beta - \frac{\beta}{x} - \beta x \right) \left(\frac{\rho_v}{\rho_L} \right)^{\frac{5}{3}} + 2(1-x-\beta+\beta x) \left(\frac{\rho_v}{\rho_L} \right) \right]$ $\beta = \begin{cases} 2 & \text{for } Re_L \leq 2000 \\ 1,25 & \text{for } Re_L > 2000 \end{cases}$

F_{grav} é desprezado em casos de escoamentos horizontais.

$$F_{Total} = F_{atrito} + F_{acel} + F_{grav}$$

$$h = 0,036 \frac{k_L \rho_L^{0,5}}{\mu_L} \text{Pr}_L^{0,65} F_{Total}^{1/2}$$

Traviss et al. (1973) - Desenvolvimento com base em canais convencionais

$$F = \begin{cases} 0,707 \text{Pr}_L \text{Re}_L^{0,5} & \text{for } \text{Re}_L < 50 \\ 5 \text{Pr}_L + 5 \ln(1 + 5 \text{Pr}_L (0,09636 \text{Re}_L^{0,585} - 1)) & \text{for } 50 \leq \text{Re}_L \leq 1125 \\ 5 \text{Pr}_L + 5 \ln(1 + 5 \text{Pr}_L) + 2,5 \ln(0,00313 \text{Re}_L^{0,812}) & \text{for } \text{Re}_L > 1125 \end{cases}$$

$$X_u = \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0,9} \left(\frac{\rho_v}{\rho_L} \right)^{0,5} \left(\frac{\mu_L}{\mu_v} \right)^{0,1}$$

$$h = \frac{k_L}{D} \left(\frac{1}{X_u} + \frac{2,85}{X_u^{0,476}} \right) \left(\frac{0,15 \text{Pr}_L \text{Re}_L^{0,9}}{F} \right)$$

Cavallini e Zecchin (1974) - Desenvolvimento com base em canais convencionais

$$Nu = 0,023 \text{Re}_L^{0,8} \text{Pr}_L^{0,33} \left[2,64 \left(1 + \frac{\rho_L}{\rho_v} \right)^{0,5} \left(\frac{x}{1-x} \right) \right]^{0,8}$$

$$h = Nu \frac{k_L}{D}$$

Shah (1979) - Desenvolvimento com base em canais convencionais

$$h_{1\phi} = 0,023 \text{Re}_{L0}^{0,8} \text{Pr}_L^{0,4} \frac{k_L}{D}$$

$$\text{Re}_{L0} = \frac{G(1-x)D}{\mu_L}$$

$$h_{2\phi} = h_{1\phi} \left[(1-x)^{0,8} + \frac{3,8 \cdot x^{0,76} (1-x)^{0,04}}{P_{red}^{0,38}} \right]$$

Soliman et al. (1986) - Desenvolvimento com base em canais convencionais

$$We = \begin{cases} 2,45 \text{Re}_V^{0,64} \frac{(\mu_L^2 / \rho_V \sigma D)^{0,3}}{\phi_V^{0,4}} & \text{Re} \leq 1250 \\ 0,85 \text{Re}_V^{0,79} \left(\frac{\mu_V^2}{\rho_V \sigma D} \right)^{0,3} \left[\left(\frac{\mu_V}{\mu_L} \right)^2 \left(\frac{\rho_L}{\rho_V} \right) \right]^{0,084} \left(\frac{X_{tt}}{\phi_V^{2,55}} \right)^{0,157} & \text{Re} > 1250 \end{cases}$$

$$\phi_V = 1 + 1,09 X_{tt}^{0,039}$$

$$X_{tt} = \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0,9} \left(\frac{\rho_V}{\rho_L} \right)^{0,5} \left(\frac{\mu_L}{\mu_V} \right)^{0,1}$$

$$\mu_m = \left(\frac{x}{\mu_V} + \frac{1-x}{\mu_L} \right)^{-1}$$

$$\text{Re}_{2\phi} = \frac{GD}{\mu_{2\phi}}$$

$$\mu_{2\phi} = \left(\frac{x}{\mu_V} + \frac{1-x}{\mu_L} \right)^{-1}$$

$$Nu = 0,00345 \text{Re}_{2\phi}^{0,9} \left(\frac{\mu_L i_{lv}}{k_L (T_{sat} - T_{parede})} \right)^{1/3}$$

$$h = Nu \frac{k_L}{D}$$

Dobson e Chato (1998)-Desenvolvimento com base em canais convencionais.

Fr_{so} - Número de Froude modificado por Soliman (1982, 1983)

$$Fr_{so} = \begin{cases} 0,025 \text{Re}_L^{1,59} \left(\frac{1 + 1,09 X_{tt}^{0,039}}{X_{tt}} \right) \frac{1}{Ga^{0,5}} & \text{for } \text{Re}_L \leq 1250 \\ 1,26 \text{Re}_L^{1,04} \left(\frac{1 + 1,09 X_{tt}^{0,039}}{X_{tt}} \right) \frac{1}{Ga^{0,5}} & \text{for } \text{Re}_L > 1250 \end{cases}$$

$$Fr > 20,$$

$$Nu_{anular} = 0,023 \text{Re}_L^{0,8} \text{Pr}_L^{0,4} \left(1 + \frac{2,22}{X_{tt}^{0,89}} \right)$$

$$h_{ondulado} = \left[\frac{0,023 \text{Re}_{V0}^{0,12} \left(\frac{Ga \text{Pr}_L}{Ja_L} \right)^{0,25}}{1 + 1,11 X_{tt}^{0,58}} + \left(1 - \frac{\theta_L}{\pi} \right) Nu_{estrat} \right] \frac{k_L}{D}$$

$$Ga = \frac{g\rho_L(\rho_L - \rho_V)D^3}{\mu_L^2}$$

$$Ja_L = \frac{c_{p,L}(T_{sat} - T_p)}{i_{LV}}$$

$$Nu_{estrat} = \left[0,0195 Re_L^{0,8} Pr_L^{0,4} \left(1,376 + \frac{c_1}{X_u^{c_2}} \right) \right] \frac{k_L}{D}$$

$$c_1 = 4,172 + 5,48 \cdot Fr_L - 1,564 \cdot Fr_L^2$$

$$c_2 = 1,773 + 0,169 \cdot Fr_L$$

Moser et al. (1998) - Desenvolvimento com base em canais convencionais

$$A = (1-x)^2 + x^2 \frac{\rho_L f_{V0}}{\rho_V f_{L0}}$$

$$B = x^{0,78} (1-x)^{0,24} \left(\frac{\rho_L}{\rho_V} \right)^{0,91} \left(\frac{\mu_V}{\mu_L} \right)^{0,19} \left(1 - \frac{\mu_V}{\mu_L} \right)^{0,7}$$

$$\phi_{L0} = \left[A + \frac{3,24B}{Fr^{0,045} We^{0,035}} \right]^{1/2}$$

$$\rho_p = \left(\frac{x}{\rho_V} + \frac{1-x}{\rho_L} \right)^{-1}$$

$$Fr = \frac{G^2}{gD\rho_{2\phi}^2}$$

$$We = \frac{G^2 D}{\rho_{2\phi} \sigma}$$

$$f_{L0} = \begin{cases} \frac{16}{Re_{L0}} & Re_{L0} \leq 2100 \\ 0,079 Re_{L0}^{-0,25} & Re_{L0} > 2100 \end{cases}$$

$$f_{V0} = \begin{cases} \frac{16}{Re_{V0}} & Re_{V0} \leq 2100 \\ 0,079 Re_{V0}^{-0,25} & Re_{V0} > 2100 \end{cases}$$

$$\text{Re}_{eq} = \phi_{L0}^{8/7} \text{Re}_{L0}$$

$$c1 = 0,126 \text{Pr}_L^{-0,448}$$

$$c2 = -0,113 \text{Pr}_L^{-0,536}$$

$$h = \left[\frac{0,0994^{c1} \text{Re}_L^{c2} \text{Re}_{eq}^{1+0,875c1} \text{Pr}_L^{0,815}}{(1,58 \ln(\text{Re}_{eq}) - 3,28) \left(2,58 \ln(\text{Re}_{eq}) + 13,7 \text{Pr}_L^{2/3} - 19,1 \right)} \right] \frac{k_L}{D}$$

Wang et al. (2002) - Desenvolvimento com base em microcanais

Padrão de escoamento anular

$$Fr_{so} > 8$$

$$Nu_{anular} = 0,0274 \text{Pr}_L \text{Re}_L^{0,6792} x^{0,2208} \left(\frac{1,376 + 8X_t^{1,655}}{X_t^2} \right)^{0,5}$$

$$X_t = \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0,9} \left(\frac{\rho_V}{\rho_L} \right)^{0,5} \left(\frac{\mu_L}{\mu_V} \right)^{0,1}$$

Padrão de escoamento estratificado

$$Fr_{so} \leq 8$$

$$Nu_{estrat} = \alpha Nu_{filme} + (1 - \alpha) Nu_{convectivo}$$

$$\alpha = \left[1 + \frac{1-x}{x} \left(\frac{\rho_V}{\rho_L} \right)^{2/3} \right]^{-1}$$

$$Nu_{filme} = 0,555 \left[\frac{\rho_L (\rho_L - \rho_V) g i_{LV} D^3}{k_L \mu_L (T_{sat} - T_{Wall})} \right]^{1/4}$$

$$Nu_{convectivo} = 0,023 \text{Re}_L^{0,8} \text{Pr}_L^{0,4}$$

$$Fr_{so} = \begin{cases} 0,025 \text{Re}_L^{1,59} \left(\frac{1 + 1,09 X_t^{0,039}}{X_t} \right) \frac{1}{Ga^{0,5}} & \text{for } \text{Re}_L \leq 1250 \\ 1,26 \text{Re}_L^{1,04} \left(\frac{1 + 1,09 X_t^{0,039}}{X_t} \right) \frac{1}{Ga^{0,5}} & \text{for } \text{Re}_L > 1250 \end{cases}$$

Koyama et al. (2003) - Desenvolvimento com base em microcanais

$$Nu = (Nu_F^2 + Nu_B^2)^{1/2}$$

Termo de condensação por convecção forçada

$$Nu_F = 0,0152(1 + 0,6Pr_L^{0,8}) \left(\frac{\phi_V}{X_{tt}} \right) Re_L^{0,77}$$

$$\phi_V^2 = 1 + 21(1 - e^{-0,319D})X_{tt} + X_{tt}^2$$

Termo de condensação controlada pelo filme líquido

$$Nu_B = 0,725H(\xi) \left(\frac{Ga Pr_L}{P_h} \right)^{1/4}$$

$$H(\xi) = \xi + \{10[(1 - \xi)^{0,1} - 1] + 1,7(10^{-4}) Re_{L0}\} \sqrt{\xi} (1 - \sqrt{\xi})$$

$$Ga = \frac{g \rho_L^2 D^3}{\mu_L^2}$$

$$P_h = \frac{c_{p-L}(T_{sat} - T_{parede})}{i_{LV}}$$

$$\xi = \left[1 + \frac{\rho_V}{\rho_L} \left(\frac{1-x}{x} \right) \left(0,4 + 0,6 \sqrt{\frac{\frac{\rho_L}{\rho_V} + 0,4 \frac{1-x}{x}}{1 + 0,4 \frac{1-x}{x}}} \right) \right]^{-1}$$

Cavallini et al. (2006) - Desenvolvimento com base em canais convencionais

$$J_V^T = \left\{ 7,5 / (4,3 X_{tt}^{1,111} + 1) \right\}^{-3} + C_T^{-3} \Bigg\}^{-1/3}$$

$$J_V = \frac{xG}{(gD\rho_V(\rho_L - \rho_V))^{0,5}}$$

$$X_{tt} = \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0,9} \left(\frac{\rho_V}{\rho_L} \right)^{0,5} \left(\frac{\mu_L}{\mu_V} \right)^{0,1}$$

$$C_T = 1,6 \quad \text{hidrocarbonetos}$$

$$C_T = 2,4 \quad \text{outros}$$

$$\Delta T - \text{independente } (J_V > J_V^T)$$

$$h_{anular} = h_{1\phi} \left[1 + 1,128x^{0,8170} \left(\frac{\rho_L}{\rho_V} \right)^{0,3685} \left(\frac{\mu_L}{\mu_V} \right)^{0,2363} \left(1 - \frac{\mu_L}{\mu_V} \right)^{2,144} \text{Pr}_L^{-0,1} \right]$$

$$\Delta T - \text{dependente } (J_V \leq J_V^T)$$

$$h_D = \left[h_A \left(\frac{J_V^T}{J_V} \right)^{0,8} \right] c \left(\frac{J_V}{J_V^T} \right) + J_V$$

$$h_{1\phi} = 0,023 \text{Re}_{L0}^{0,8} \text{Pr}_L^{0,4} \left(\frac{k_L}{D} \right)$$

$$h_{estrat} = 0,725 \left\{ 1 + 0,741 \left[\frac{(1-x)}{x} \right]^{0,3321} \right\}^{-1} \left[\frac{k_L^3 \rho_L (\rho_L - \rho_V) g i_{LV}}{\mu_L D \Delta T} \right]^{0,25} + (1-x^{0,087}) h_{1\phi}$$

Shah (2009) - Desenvolvimento com base em canais convencionais

$$h_I = h_{1\phi} \left(\frac{\mu_L}{14\mu_V} \right)^n \left[(1-x)^{0,8} + \frac{3,8x^{0,76}(1-x)^{0,04}}{p_{red}^{0,38}} \right]$$

$$n = 0,0058 + 0,557 p_{red}$$

$$h = h_I \text{ Regime I quando } J_V \geq 0,98(Z + 0,263)^{-0,62}$$

$$h = h_I + h_{Nu} \text{ Regime II quando } J_V < 0,98(Z + 0,263)^{-0,62}$$

$$Z = \left(\frac{1}{x-1} \right)^{0,8} P_{red}^{0,4}$$

$$h_{1\phi} = 0,023 \text{Re}_{L0}^{0,8} \text{Pr}_L^{0,4} \frac{k_L}{D}$$

$$h_{Nu} = 1,32 \text{Re}_L^{-1/3} \left[\frac{\rho_L (\rho_L - \rho_V) g k_L^3}{\mu_L^2} \right]^{1/3}$$

$$J_V = \frac{xG}{[gD\rho_V(\rho_L - \rho_V)]^{0,5}}$$

Shah (2013) - Desenvolvimento com base em canais convencionais

Método de Shah (2009), modificado pela as condições de transição descritas a seguir:

$$h = h_I \quad \text{Regime I quando } J_V \geq 0,98(Z + 0,263)^{-0,62}$$

$$h = h_I + h_{Nu} \quad \text{Regime II quando } J_V < 0,95(1,254 + 2,27Z^{1,249})^{-1}$$

Shah (2016) - Desenvolvimento com base em microcanais

Método de previsão baseado em Shah (2013) e Cavallini *et al.* (2006)

$$h_I = h_{I\phi} \left[1 + 1,128x^{0,8170} \left(\frac{\rho_L}{\rho_V} \right)^{0,3685} \left(\frac{\mu_L}{\mu_V} \right)^{0,02363} \left(1 - \frac{\mu_L}{\mu_V} \right)^{2,144} \text{Pr}_L^{-0,1} \right]$$

$$h_{I\phi} = 0,023 \text{Re}_{L0}^{0,8} \text{Pr}_L^{0,4} \frac{k_L}{D}$$

$$h_{Nu} = 1,32 \text{Re}_L^{-1/3} \left[\frac{\rho_L (\rho_L - \rho_V) g k_L^3}{\mu_L^2} \right]^{1/3}$$

$$We_{VT} = \frac{G^2 D}{\rho_V \sigma}$$

$$J_V = \frac{xG}{[gD\rho_V(\rho_L - \rho_V)]^{0,5}}$$

$$Z = \left(\frac{1}{x-1} \right)^{0,8} P_{red}^{0,4}$$

Quando, $We_{VT} > 100$ e $J_V \geq 0,98(Z + 0,263)^{-0,62}$

$$h = h_I$$

Quando, $J_V < 0,95(1,254 + 2,27Z^{1,249})^{-1}$

$$h = h_{Nu}$$

Se a condição não encontra-se em nenhum dos critérios acima, o coeficiente de transferência de calor é estimado da seguinte forma:

$$h = h_I + h_{Nu}$$

Jige, Inoue e Koyama (2016) - Desenvolvimento com base em microcanais

$$Nu = \alpha Nu_{an} (1 - \alpha) Nu_{Ls}$$

$$Nu_{an} = \left(Nu_{An,F}^3 + Nu_{An,TS}^3 \right)^{1/3}$$

$$Nu_{An,F} = \frac{\phi_{V0}}{1-x} \sqrt{f_{V0} \frac{\rho_L}{\rho_V} Re_L^{0,5} (0,6 + 0,06 Re_L^{0,4} Pr_L^{0,3})}$$

$$Nu_{An,TS} = 0,51 \left[\frac{\rho_L i_{LV} \sigma D}{\mu_L k_L (T_{sat} - T_{parede})} \right]^{0,25}$$

$$\phi_{V0} = \sqrt{x^{1,8} + (1-x)^{1,8} \frac{\rho_V}{\rho_L} \frac{f_{L0}}{f_{V0}} + 0,65 x^{0,68} (1-x)^{1,43} \left(\frac{\mu_L}{\mu_V} \right)^{1,25} \left(\frac{\rho_V}{\rho_L} \right)^{0,75}}$$

AR – Razão de aspecto

Circulares $C = 16$

Rectangular $C = 24(1 - 1,355AR + 1,947AR^2 - 1,701AR^3 + 0,956AR^4 - 0,254AR^5)$

$$f_{V0} = \frac{C}{Re_{V0}} \quad se \quad Re_{V0} \leq 1500$$

$$f_{V0} = \frac{0,046}{Re_{V0}^{0,2}} \quad se \quad Re_{V0} > 1500$$

$$f_{L0} = \frac{C}{Re_{L0}} \quad se \quad Re_{L0} \leq 1500$$

$$f_{L0} = \frac{0,046}{Re_{L0}^{0,2}} \quad se \quad Re_{L0} > 1500$$

$$\alpha = \frac{x}{x + (1-x)(\rho_V/\rho_L)}$$

Se $Re_L < 2000$

$$Nu_{Ls} = 8,23(1 - 1,891AR + 2,22AR^2 - 0,894AR^3)$$

Se $Re_L \geq 2000$

$$Nu_{Ls} = \frac{\frac{f_L}{2} + (\text{Re}_L - 1000)\text{Pr}_L}{1 + 12,7 \left(\frac{f_L}{2} \right)^{1/2} \left(\text{Pr}_L^{2/3} - 1 \right)}$$