



UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA
"JÚLIO DE MESQUITA FILHO"
Câmpus de Ilha Solteira

UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA "JÚLIO DE MESQUITA FILHO"
FACULDADE DE ENGENHARIA
CÂMPUS DE ILHA SOLTEIRA

ISABELA IGNÁCIO DA SILVA

**INFLUÊNCIA DA INTERAÇÃO FLUIDO-SUPERFÍCIE SOBRE A
DINÂMICA DE NUCLEAÇÃO DE BOLHAS DE VAPOR
EM CAVIDADES ARTIFICIAIS**

Ilha Solteira
2021

PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA

ISABELA IGNÁCIO DA SILVA

**INFLUÊNCIA DA INTERAÇÃO FLUIDO-SUPERFÍCIE SOBRE A
DINÂMICA DE NUCLEAÇÃO DE BOLHAS DE VAPOR
EM CAVIDADES ARTIFICIAIS**

Dissertação apresentada à Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira, Universidade Estadual Paulista “Júlio de Mesquita Filho” como parte dos requisitos para obtenção do título de Mestre.

Área de Conhecimento: Ciências Térmicas.

Orientadora: Profa. Dra. Elaine Maria Cardoso

Coorientador: Prof. Dr. Jeferson Diehl de Oliveira

FICHA CATALOGRÁFICA

Desenvolvido pelo Serviço Técnico de Biblioteca e Documentação

S586i Silva, Isabela Ignácio da.
Influência da interação fluido-superfície sobre a dinâmica de nucleação de bolhas de vapor em cavidades artificiais / Isabela Ignácio da Silva. -- Ilha Solteira: [s.n.], 2021
76 f. : il.

Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual Paulista. Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira. Área de conhecimento: Ciências Térmicas, 2021

Orientador: Elaine Maria Cardoso
Coorientador: Jeferson Diehl de Oliveira
Inclui bibliografia

1. Ciências térmicas. 2. Ebulição. 3. Dinâmica de bolha de vapor.

CERTIFICADO DE APROVAÇÃO

TÍTULO DA DISSERTAÇÃO: INFLUÊNCIA DA INTERAÇÃO FLUIDO-SUPERFÍCIE SOBRE A DINÂMICA DE NUCLEAÇÃO DE BOLHAS DE VAPOR EM CAVIDADES ARTIFICIAIS

AUTORA: ISABELA IGNÁCIO DA SILVA

ORIENTADORA: ELAINE MARIA CARDOSO

COORIENTADOR: JEFERSON DIEHL DE OLIVEIRA

Aprovada como parte das exigências para obtenção do Título de Mestra em ENGENHARIA MECÂNICA, área: Ciências Térmicas pela Comissão Examinadora:



Profa. Dra. ELAINE MARIA CARDOSO (Participação Virtual)

Coordenadoria de Curso de Engenharia Aeronáutica / Câmpus Experimental de São João da Boa Vista - UNESP

Dr. REINALDO RODRIGUES DE SOUZA (Participação Virtual)

Departamento de Engenharia Mecânica / Universidade do Minho - Portugal

Prof. Dr. THIAGO ANTONINI ALVES (Participação Virtual)

Departamento Acadêmico de Mecânica / Universidade Tecnológica Federal do Paraná - UTFPR

Ilha Solteira, 06 de agosto de 2021

AGRADECIMENTOS

A Deus, fonte de infinita sabedoria e bondade, por ter me permitido chegar até aqui.

À Prof.^a Dr.^a. Elaine Maria Cardoso, pela orientação, confiança, oportunidade e paciência.

Ao Prof. Dr. Jeferson Diehl de Oliveira, pela orientação e auxílio neste projeto.

Aos meus pais, Sirlei Lopes da Silva e José Antônio Ignácio da Silva, por caminharem junto comigo durante este percurso, não deixando faltar carinho, apoio e compreensão.

Ao meu irmão José Augusto Ignácio da Silva, pelo apoio incansável e por ser fonte de inspiração.

Aos amigos e demais familiares, pela companhia, colaboração e amizade.

Ao grupo de pesquisa Nest-n (Núcleo de Estudos em Transferência de Calor e Nanotecnologia), pela oportunidade e auxílio durante a realização deste trabalho.

Ao Leonardo Lachi Manetti pela paciência, disposição e auxílio em cada etapa desse projeto.

Ao Bruno de Andrade, companheiro de projeto e laboratório, por todo auxílio durante o desenvolvimento deste trabalho.

Ao Anderson Giacomelli Fortes pela fundamental colaboração no projeto e desenvolvimento do sensor óptico.

Ao técnico Gilberto Antonio de Brito pelo apoio na confecção do aparato experimental deste trabalho.

Ao amigo Magaiver pelo auxílio na confecção da cavidade artificial.

Ao PPGEM e à Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP), processo número 2019/13895-2, pelo apoio financeiro e institucional.

RESUMO

A constante procura por técnicas que otimizem o processo de transferência de calor, incluindo mudança de fase, torna necessária a compreensão da dinâmica da bolha de vapor no processo de ebulição. Dessa forma, o presente trabalho tem como objetivo o estudo da dinâmica da bolha de vapor, no regime de ebulição nucleada, por meio de testes experimentais sobre uma superfície de cobre plana com cavidade artificial, analisando as etapas de crescimento e partida da bolha de vapor. O fluido de trabalho analisado foi o HFE-7100, em condições saturadas. A pesquisa envolveu a construção de um aparato experimental, assim como o desenvolvimento de técnicas experimentais e de análise de resultados. Aspectos envolvendo a formação e crescimento das bolhas de vapor, isto é, o diâmetro e frequência de partida de bolhas foram estudados por meio da análise de dados experimentais obtidos por um sensor óptico e pela visualização do fenômeno de ebulição. Além disso, o presente estudo envolveu a caracterização da superfície testada, utilizando técnicas de microscopia eletrônica de varredura (MEV) e Stereo. As correlações de Lim e Bang (2020), Kim e Kim (2006) e Kutateladze e Gogonin (1979) mostraram-se satisfatórias para predizer os resultados experimentais acerca do diâmetro de partida de bolha. Por meio de regressão de dados experimentais deste trabalho e baseando-se no modelo de Kim e Kim (2006), propôs-se uma correlação para predição do diâmetro de partida de bolhas de vapor, válida para $10 \leq Ja \leq 90$ e com um desvio menor que 1% em relação aos dados experimentais. Além disso, um aumento no fluxo de calor aplicado e, conseqüentemente, no superaquecimento da superfície acarretou em um aumento na frequência de partida das bolhas. A análise por escoamento óptico (*optical flow*) identificou campos de velocidade e vorticidade causados pela microconvecção – modo de transferência de calor predominante na ebulição nucleada de acordo com a literatura.

Palavras-chave: dinâmica da bolha de vapor; sítio único de nucleação; cavidade artificial; diâmetro e frequência de partida.

ABSTRACT

The constant search for techniques that optimize the heat transfer process, including phase change, makes it necessary to understand the vapor bubble dynamics in the boiling process. Thus, the present work aims to study the heat transfer mechanisms and dynamics of the vapor bubble in the nucleate boiling regime by using experimental tests on a plain copper surface with an artificial cavity and analyzing the stages of growth and departure of the vapor bubble. The working fluid analyzed was HFE-7100 in saturated conditions. Aspects of the formation and growth of vapor bubbles – the diameter and frequency of bubble departure – were studied by analyzing experimental data obtained by an optical sensor and visualizing the boiling phenomenon. Besides, the present study involved the characterization of the tested surface using scanning electron microscopy (SEM) and Stereo techniques. The diameters (D_d) and frequencies (f) of bubbles obtained were compared with models and correlations found in the literature. The correlations of Lim and Bang (2020), Kim and Kim (2006) e Kutateladze and Gogonin (1979) proved to be satisfactory to predict the experimental results regarding the bubble departure diameter. Through the regression of experimental data and based on the model of Kim and Kim (2006), a correlation was proposed to predict the departure diameter of vapor bubbles for $10 \leq Ja \leq 90$ and with a deviation lower than 1% compared to experimental data. Furthermore, an increase in the heat flux and, consequently, in the wall superheat led to an increase in the bubbles departure frequency. Optical Flow analysis identified the velocity and vorticity fields caused by micro convection – predominant heat transfer mode in nucleated boiling.

Keywords: vapor bubble dynamics; single nucleation site; artificial cavity; departure diameter and frequency.

LISTA DE FIGURAS

| | |
|--|----|
| Figura 1 - Representação da curva de ebulição em fio de níquel-cromo. | 17 |
| Figura 2 - Cavidades com gás aprisionado servindo como sítio de nucleação de bolhas. | 19 |
| Figura 3 - Ciclo de vida de uma bolha de vapor..... | 20 |
| Figura 4 - Mecanismos de transferência de calor existentes durante o regime de ebulição nucleada..... | 20 |
| Figura 5 - Diferenciação da micro e macrocamada..... | 21 |
| Figura 6 - Forças agindo no crescimento de uma bolha de vapor de raio R sobre uma superfície aquecida..... | 23 |
| Figura 7 - Representação do ângulo de contato e das tensões de adesão e superficial. | 24 |
| Figura 8 - Cavidades artificiais produzidas para estudo da dinâmica de nucleação de bolhas de vapor..... | 25 |
| Figura 9 - Fotos de coalescência vertical entre bolhas sucessivas provenientes do mesmo sítio de nucleação, para um superaquecimento $\Delta T \approx 5,9$ K (tempo entre as fotos é de $\Delta t \approx 0,33$ ms). | 27 |
| Figura 10 – Princípio de funcionamento de um sensor óptico..... | 33 |
| Figura 11 – Caracterização da superfície feita no (a) Stereo com ampliação de 4x; (b) Stereo com ampliação de 8x; (c) MEV com magnitude 200 X; (d) MEV com magnitude 1000 X.... | 35 |
| Figura 12 – Material (epóxi Silaex) utilizado para evitar os sítios parasitas..... | 36 |
| Figura 13 - Representação esquemática do sensor óptico acoplado à bancada experimental. . | 37 |
| Figura 14 - Circuito da fonte de alimentação..... | 38 |
| Figura 15 - Circuito amplificador..... | 38 |
| Figura 16 - Circuito do filtro passa baixa..... | 39 |
| Figura 17 – Desenho esquemático do aparato experimental..... | 40 |
| Figura 18 – Bancada experimental para o estudo da dinâmica da bolha de vapor..... | 41 |
| Figura 19 - Câmara de ebulição..... | 41 |
| Figura 20 - Vista explodida da seção de testes. 1) Superfície aquecedora; 2) Anéis de vedação; 3) Peça de politetrafluoretileno; 4) Base de cobre..... | 42 |
| Figura 21 - Desenho esquemático da seção de testes com a localização dos termopares..... | 43 |
| Figura 22 - Exemplo de perfis lineares de temperatura usados para estimar as temperaturas da parede para fluxo de calor aplicado de 15, 20, 25, 30, 35,40, e 45 kW/m ² | 44 |
| Figura 23 - Comparação entre o fluxo de calor imposto com base nas medições de corrente e tensão e o fluxo de calor estimado a partir do perfil linear..... | 45 |

| | |
|---|----|
| Figura 24 - Padrão estabelecido na medição de diâmetro de partida das bolhas de vapor (<i>software Tracker</i> [®])..... | 47 |
| Figura 25 - Corpos semiesféricos usados para estimativa da incerteza na medição do diâmetro da bolha de vapor..... | 48 |
| Figura 26 – Sinal do sensor para (a) ausência de bolhas de vapor e (b) presença de bolhas de vapor. | 49 |
| Figura 27 - Imagens de câmera de alta velocidade de uma bolha de vapor para $q'' = 15 \text{ kW/m}^2$ | 50 |
| Figura 28 - Imagens de câmera de alta velocidade de uma bolha de vapor para $q'' = 20 \text{ kW/m}^2$ | 50 |
| Figura 29 - Imagens de câmera de alta velocidade de uma bolha de vapor para $q'' = 25 \text{ kW/m}^2$ | 50 |
| Figura 30 - Imagens de câmera de alta velocidade de uma bolha de vapor para $q'' = 30 \text{ kW/m}^2$ | 51 |
| Figura 31 - Imagens de câmera de alta velocidade de uma bolha de vapor para $q'' = 35 \text{ kW/m}^2$ | 51 |
| Figura 32 - Imagens de câmera de alta velocidade de uma bolha de vapor para $q'' = 40 \text{ kW/m}^2$ | 51 |
| Figura 33 - Imagens de câmera de alta velocidade de uma bolha de vapor para $q'' = 45 \text{ kW/m}^2$ | 52 |
| Figura 34 – Comparação do diâmetro de bolha (D_d) experimental com modelos da literatura. | 54 |
| Figura 35 – Comparação entre os valores de frequência de partida obtidos experimentalmente no presente estudo e aqueles obtidos por Hutter et al. (2010), para uma cavidade cilíndrica de 0,1 mm de profundidade..... | 55 |
| Figura 36 – (a) Bolha de vapor e análise do campo de (b) velocidade e (c) vorticidade para o fluxo de calor aplicado de 35 kW/m^2 | 57 |
| | |
| Figura A1 - Aparato experimental utilizado para calibração de termopares. | 73 |
| | |
| Figura B1 - Domínio temporal e espectral para um mesmo sinal. | 74 |
| Figura B2 - Script no Matlab para obter a PSD do sinal causado pelas bolhas de vapor..... | 75 |

LISTA DE TABELAS

| | |
|---|----|
| Tabela 1 - Valores típicos de CTC para diferentes processos de transferência de calor. | 14 |
| Tabela 2 – Modelos e correlações para o diâmetro de partida de bolha (D_d). | 30 |
| Tabela 3 – Modelos e correlações para a frequência de partida de bolha (f). | 31 |
| Tabela 4 - Propriedades termofísicas de fluidos dielétricos e água, a 1 atm e 25 °C. | 32 |
| Tabela 5 – Diâmetro de partida de bolha e ($t_w + t_g$), para cada fluxo aplicado. | 52 |
| | |
| Tabela A1 – Curvas de calibração dos termopares e suas incertezas. | 72 |

LISTA DE SÍMBOLOS

| | |
|-----------|---|
| Ar | número de Arquimedes [-] |
| C | capacidade térmica [J/K] |
| C_{pl} | calor específico da fase líquida a pressão constante [J/kg·K] |
| D_d | diâmetro de partida de bolha [m] |
| D_s | diâmetro da cavidade [m] |
| f | frequência de partida de bolha [1/s] |
| g | aceleração da gravidade [m/s ²] |
| h | coeficiente de transferência de calor [W/m ² ·K] |
| h_{lv} | calor latente de vaporização [J/kg] |
| I_R | Robinson e Judd (2004) critério [-] |
| Ja | número de Jakob [-] |
| k_c | condutividade térmica do cobre [W/m·K] |
| L | distância entre os termopares [mm] |
| L_c | comprimento de capilaridade $(\sigma/g\Delta\rho)^{1/2}$ [mm] |
| P | pressão [Pa] |
| P_c | pressão na cavidade [Pa] |
| Pr | número de Prandtl [-] |
| p_{sat} | pressão de saturação [Pa] |
| q'' | fluxo de calor [W/m ²] |
| R_b | raio da bolha de vapor [m] |
| S | tamanho do padrão hidrofóbico [mm] |
| t_g | tempo de crescimento [s] |
| t_w | tempo de espera [s] |
| T_p | temperatura de parede [K] |
| T_{sat} | temperatura de saturação do líquido [K] |
| u | incerteza experimental |
| V_b | volume de partida de bolha [m ³] |
| v_l | volume específico [m ³ /kg] |

Letras Gregas

| | |
|----------|--|
| α | difusividade térmica [m ² /s] |
|----------|--|

| | |
|--------------|---|
| α_l | difusividade térmica do líquido [m^2/s] |
| σ | tensão superficial [N/m] |
| ρ_l | massa específica da fase líquida [kg/m^3] |
| ρ_v | massa específica da fase vapor [kg/m^3] |
| θ | ângulo de contato [$^\circ$] |
| $\Delta\rho$ | variação de massa específica [kg/m^3] |
| μ_v | viscosidade dinâmica do vapor [$\text{kg}/\text{m}\cdot\text{s}$] |
| μ_l | viscosidade dinâmica do líquido [$\text{kg}/\text{m}\cdot\text{s}$] |
| ω | frequência angular [Hz] |

SIGLAS

CTC – Coeficiente de Transferência de Calor

DAM – Desvio Absoluto Médio, sendo $DAM = \frac{\sum_{i=1}^N \left| \frac{\text{valor previsto} - \text{valor experimental}}{\text{valor experimental}} \right|}{N} \times 100$

DC – *Direct Current* (Corrente Contínua)

FFT – *Fast Fourier Transform* (Transformada Rápida de Fourier)

FPS – *Frames per second* (Quadros por segundo)

HFE – Hidrofluoreter

LED – *Light-emitting Diode* (Diodo emissor de luz)

LDR – *Light Dependent Resistor* (Resistor dependente de luz)

MEV – Microscopia eletrônica de varredura

NI – *National Instruments*

PSD – *Power Spectral Density* (Densidade espectral de potência)

TRIMPOT - *Trimmer potentiometer* (Potenciômetro ajustável)

SUMÁRIO

| | | |
|--------------|--|----|
| 1 | INTRODUÇÃO | 14 |
| 2 | OBJETIVOS | 16 |
| 3 | FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA E REVISÃO BIBLIOGRÁFICA | 17 |
| 3.1 | CURVA DE EBULIÇÃO | 17 |
| 3.1.1 | Regime de Ebulição Nucleada | 18 |
| 3.2 | DINÂMICA DE NUCLEAÇÃO DA BOLHA DE VAPOR | 23 |
| 3.3 | NUCLEAÇÃO DE BOLHAS DE VAPOR EM CAVIDADES ARTIFICIAIS | 25 |
| 3.4 | MODELOS E CORRELAÇÕES PARA DIÂMETRO E FREQUÊNCIA DE PARTIDA DE BOLHA | 28 |
| 3.5 | FLUIDO DE TRABALHO HFE-7100 | 32 |
| 3.6 | SENSORES ÓPTICOS | 33 |
| 3.7 | CONCLUSÃO DA REVISÃO BIBLIOGRÁFICA | 34 |
| 4 | METODOLOGIA EXPERIMENTAL | 35 |
| 4.1 | PREPARAÇÃO DA SUPERFÍCIE DE AQUECIMENTO | 35 |
| 4.2 | SENSOR ÓPTICO | 36 |
| 4.3 | APARATO EXPERIMENTAL | 39 |
| 4.4 | PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL | 45 |
| 4.4.1 | Análise de diâmetro de partida e ciclo de vida de bolhas por meio da visualização | 46 |
| 4.5 | INCERTEZA EXPERIMENTAL | 47 |
| 5 | RESULTADOS E DISCUSSÃO | 49 |
| 5.1 | SENSOR ÓPTICO E VISUALIZAÇÃO DO CICLO DE VIDA DA BOLHA DE VAPOR | 49 |
| 5.2 | DIÂMETRO E FREQUÊNCIA DE PARTIDA DE BOLHAS | 53 |
| 5.3 | ANÁLISE DO ESCOAMENTO ÓPTICO | 56 |
| 6 | CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS | 59 |
| 7 | REFERÊNCIAS | 61 |

| | |
|---|-----------|
| APÊNDICE A – CALIBRAÇÃO TERMOPARES | 71 |
| APÊNDICE B – TRANSFORMADA DE FOURIER E SCRIPT EM MATLAB® PARA OBTENÇÃO DO PSD (<i>POWER SPECTRAL DENSITY</i>)..... | 74 |

1 INTRODUÇÃO

O processo de ebulição consiste na mudança de estado líquido para o vapor, no qual bolhas de vapor são formadas a partir do contato do líquido com uma superfície sólida superaquecida, sendo a temperatura da superfície maior do que a temperatura de saturação do líquido (DAHARIYA; BETZ, 2019). Devido às altas taxas de transferência de calor associadas à ebulição, a mesma é aplicada em diversas áreas da indústria tecnológica, desde grandes usinas de geração de energia até o resfriamento de microprocessadores eletrônicos e resfriamento de células fotovoltaicas. Independente da escala de tecnologia, a indústria está continuamente exigindo trocadores de calor mais eficientes e compactos. Desta forma, a transferência de calor através da mudança de fase, como a ebulição, é de grande interesse acadêmico e científico (BI et al., 2014).

A Tabela 1 mostra a faixa de valores típicos do coeficiente de transferência de calor para vários processos de transferência de calor. Uma vez que os processos de convecção com mudança de fase estão associados a elevados coeficientes de transferência de calor (CTC) – por exemplo, no regime de ebulição nucleada obtém-se valores de CTC cerca de cinquenta vezes maior do que aquele encontrado em convecção monofásica forçada (ÇENGEL; GHAJAR; KANOGLU, 2012) – o estudo da dinâmica de bolhas de vapor torna-se fundamental, podendo servir de base para criação de dispositivos mais eficientes na realização de trocas térmicas, como aqueles usados em microprocessadores eletrônicos, resfriamento de células fotovoltaicas e até mesmo em grandes usinas de geração de energia (SARKER et al., 2017; MOTEZAKKER et al., 2019).

Tabela 1 - Valores típicos de CTC para diferentes processos de transferência de calor.

| Processo | h [W/m²K] |
|--------------------------------------|--|
| Convecção Natural | |
| Gases | 2 – 25 |
| Líquidos | 50 – 1000 |
| Convecção Forçada | |
| Gases | 25 – 250 |
| Líquidos | 100 – 20.000 |
| Convecção com mudança de fase | |
| Ebulição e condensação | 2.500 – 100.000 |

Fonte: (BEJAN, 1984).

Os mecanismos que regem o fenômeno de ebulição dependem da dinâmica de crescimento e partida das bolhas de vapor e, estas por sua vez, dependem principalmente de fatores como: configurações geométricas de superfície (tamanho, espessura e rugosidade da superfície), propriedades termofísicas do fluido de trabalho, dentre outros (KIM, 2009; MCHALE; GARI-MELLA, 2010). Assim, entender o comportamento térmico e fluidodinâmico de uma bolha de vapor durante seu ciclo de vida (nucleação - crescimento - partida) é primordial para o estudo da ebulição nucleada e sua consequente aplicação no desenvolvimento de novas tecnologias para melhorar a eficiência de sistemas térmicos. A opção por um sítio único de nucleação permite reduzir o número de variáveis que possam influenciar a análise fluidodinâmica e térmica do fenômeno, além de facilitar a visualização do processo.

Para entender os fenômenos associados à nucleação, crescimento e partida de bolhas, alguns autores (NAM et al., 2011; ZAMOUM; COMBEAU; TADRIST, 2018) desenvolveram testes experimentais para analisar um único sítio de nucleação. Resultados acerca da frequência e diâmetro de partida de bolhas de vapor, bem como, interação entre sítios de nucleação e coalescência das bolhas foram obtidos (BI et al., 2014; OOI et al., 2018; COULIBALY; BI; CHRISTOPHER, 2019). Outros autores realizaram simulações numéricas para analisar o crescimento de uma bolha (ZHAO; LI; ZHANG, 2011; CHEN; WU; UTAKA, 2018; CHENG; GUO; PENG, 2019) e a dinâmica de bolhas de vapor (LI et al., 2015; SARKER et al., 2017; OZBEY et al., 2019).

Em geral, o efeito das características da superfície sobre o processo de ebulição depende da condutividade térmica do material, interações entre superfície sólida, líquido e vapor, forma e dimensões dos sítios de nucleação (microestrutura). Todos esses parâmetros estão interligados, porém devido à complexidade do fenômeno físico, esses efeitos acabam sendo estudados separadamente. Ainda, alguns desses efeitos são dependentes do método de tratamento da superfície, processo de fabricação, etc., dificultando uma estimativa quantitativa desses efeitos sobre a transferência de calor.

2 OBJETIVOS

2.1 OBJETIVO GERAL

Esta pesquisa tem como principal objetivo analisar a influência da interação fluido-superfície sobre a dinâmica da nucleação de bolhas de vapor em uma única cavidade artificial, sobre superfície de cobre, utilizando o fluido dielétrico HFE-7100 em condições saturadas.

2.2 OBJETIVOS ESPECÍFICOS

Para a realização deste trabalho, alguns objetivos específicos foram definidos, como:

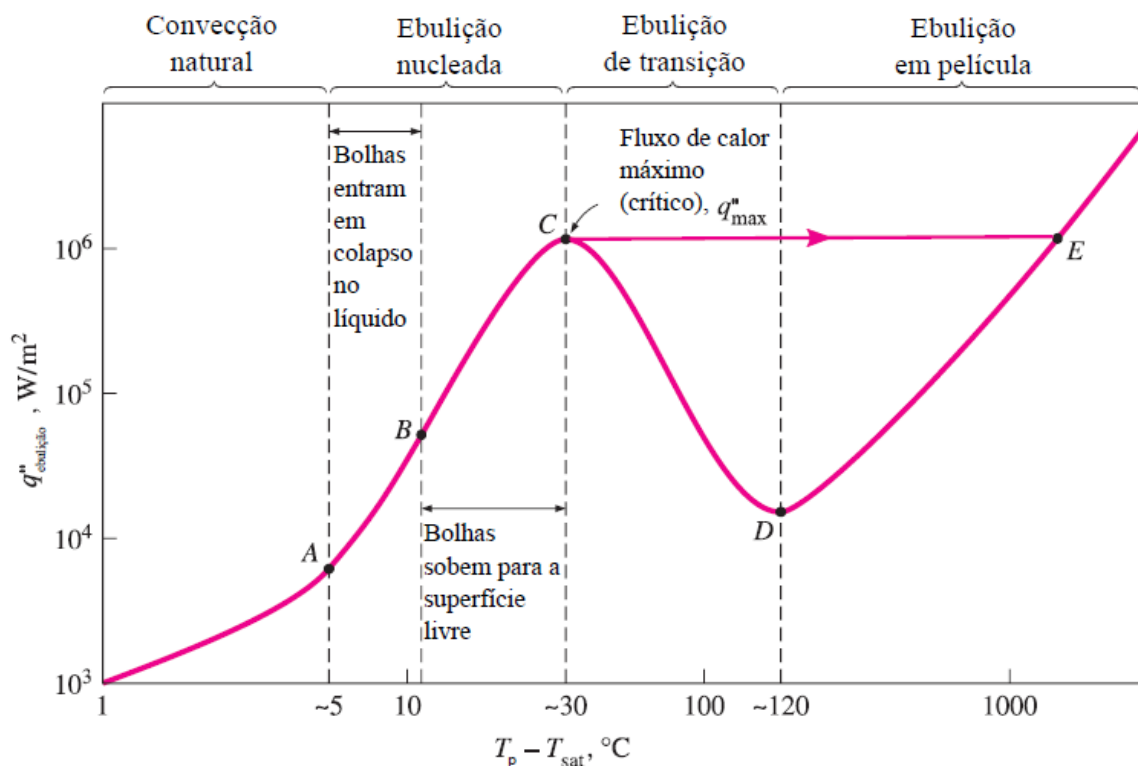
- Implementar um sensor óptico com base em Oliveira et al. (2017) para obter a frequência de partida das bolhas de vapor;
- Pesquisar, na bibliografia existente, sobre modelos e correlações para predição de diâmetro e frequência de partida de bolhas a fim de comparar com os dados experimentais obtidos;
- Utilizar o *software Tracker*[®] para obtenção de diâmetro e frequência de partida de bolhas a partir das filmagens dos testes experimentais;
- Propor uma correlação para predição do diâmetro de partida de bolhas a partir do banco de dados experimental;
- Analisar do campo de velocidade e vorticidade ao redor da bolha de vapor por meio do *optical flow*.

3 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA E REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

3.1 CURVA DE EBULIÇÃO

A ebulição é o processo de mudança de estado líquido para o vapor, onde há a formação e despreendimento de bolhas de vapor devido ao contato do líquido com uma superfície sólida superaquecida, isto é, a temperatura da superfície deve ser superior do que a temperatura de saturação do líquido. A primeira curva de ebulição foi levantada por Nukiyama (1934) através do aquecimento elétrico de um fio horizontal de níquel-cromo submerso em água. Para cada fluxo de calor aplicado, diferentes valores de temperatura da superfície foram observados juntamente com diferentes regimes de transferência de calor. A Figura 1 mostra a curva de ebulição obtida pelo experimento, a qual envolve o fluxo de calor entregue ao fluido, q'' , em função do superaquecimento da superfície, $T_p - T_{sat}$, submersa no líquido.

Figura 1 - Representação da curva de ebulição em fio de níquel-cromo.



Fonte: Adaptado (ÇENGEL; GHAJAR, 2012).

Conforme a potência é aplicada, tem-se o aumento da temperatura na superfície. O primeiro estágio na Figura 1 é o modo de transferência de calor por convecção natural, devido à força de

campo gravitacional (DHIR, 1998). O ponto A corresponde ao início do regime de ebulição nucleada (do inglês *onset nucleate boiling*, ONB), onde bolhas de vapor aparecem na superfície devido a pré-existência de gases nas cavidades da superfície aquecida (CARDOSO, 2010). O regime de ebulição nucleada entre os pontos A e B é caracterizado pela formação isolada de bolhas sobre a superfície, onde a densidade de sítios ativos de nucleação e a frequência de partida de bolhas aumentam com o aumento do superaquecimento da superfície. A ebulição nucleada passa de bolhas isoladas para nucleação totalmente desenvolvida a partir do ponto B, quando as bolhas formam colunas de vapor na direção vertical, se coalescendo com as bolhas formadas em cavidades vizinhas e formando grandes cogumelos de vapor até atingir o ponto C, conhecido como fluxo de calor crítico (do inglês *critical heat flux*, CHF), onde acontece a secagem da superfície (*dryout*), causando a degradação da transferência de calor. Quando o fluxo de calor é imposto, a curva passa rapidamente do ponto C para o E causando a falha (rompimento ou queima) do aquecedor (*burnout*). Quando a temperatura é imposta, o regime de transição (região CD) é descrito por uma camada intermitente de vapor instável sobre a superfície e por bolhas de vapor; e, a região DE é denominada de regime de ebulição em película, caracterizado por uma película ondulada contínua de vapor sobre a superfície, onde a transferência de calor ocorre por condução e radiação através do vapor (CAREY, 1992).

3.1.1 Regime de Ebulição Nucleada

Dentre todos os regimes existentes no processo de ebulição, deve-se destacar a região de ebulição nucleada (região AC). Nessa região a transferência de calor é mais eficiente, uma vez que é possível aplicar elevados fluxos de calor na superfície mantendo um baixo superaquecimento da mesma, *i.e.*, o coeficiente de transferência de calor, h , é maior nesse regime do que nos demais (SATTARI et al., 2014; HASSANPOUR; VAFERI; MASOUMI, 2018; MANETTI et al., 2020).

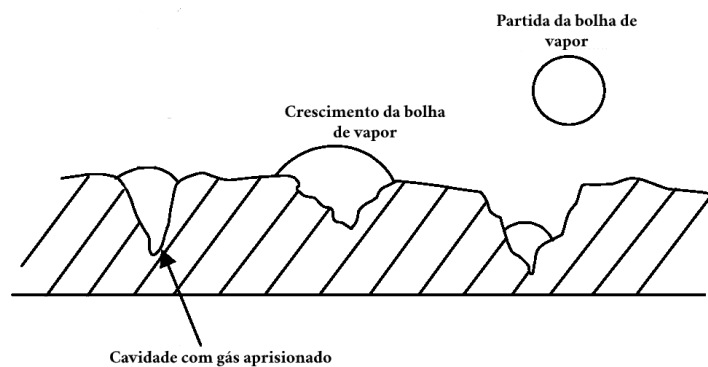
Pela lei de Resfriamento de Newton, o coeficiente de transferência de calor é definido como

$$h = \frac{q''}{T_p - T_{sat}(p_{sat})} \quad (1)$$

onde q'' é o fluxo de calor e, $T_p - T_{sat}(p_{sat})$ é a diferença entre a temperatura da superfície e a temperatura de saturação do fluido, à pressão de saturação.

A ebulição nucleada é um processo de não equilíbrio, onde o líquido se encontra em um estado metaestável e necessita de uma leve perturbação/ativação para que se dê início à nucleação de bolhas. Essa perturbação vem de gases aprisionados em cavidades presentes em todas as superfícies reais, denominados sítios de nucleação. Esses podem ser sulcos, ranhuras ou impurezas nas superfícies onde ocorre o surgimento/nucleação da bolha de vapor, conforme ilustra a Figura 2 (CAREY, 1992).

Figura 2 - Cavidades com gás aprisionado servindo como sítio de nucleação de bolhas.



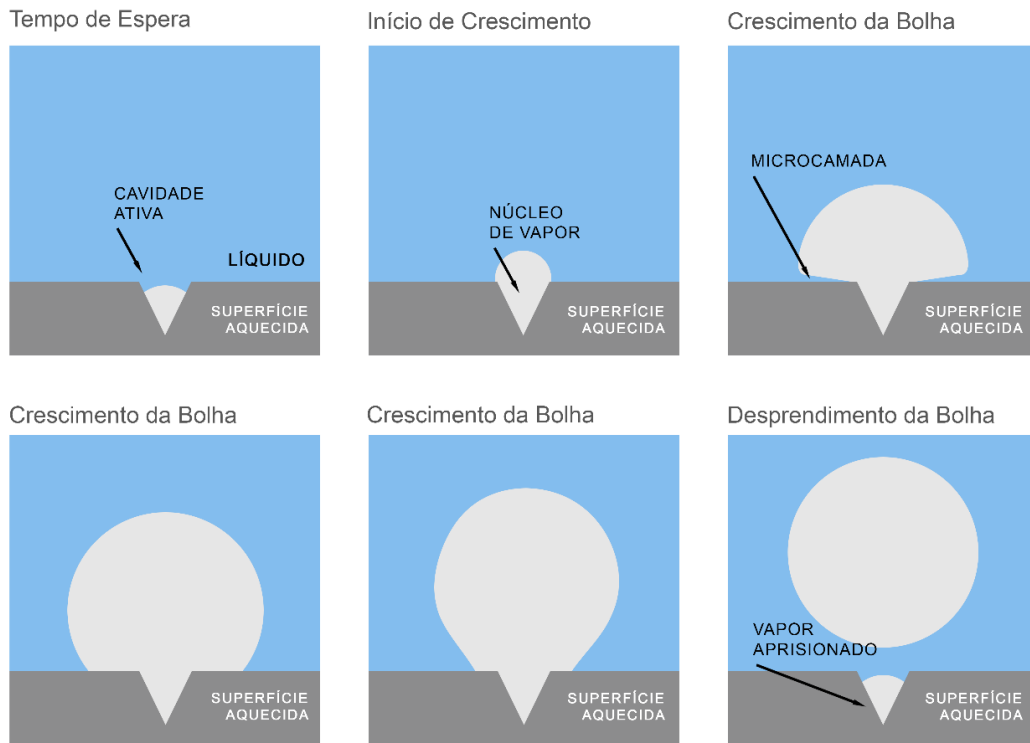
Fonte: Elaboração da própria autora.

Os sítios de nucleação podem interagir entre si, e como existem as bolhas de vapor formadas e o fluido ao seu redor, esses interagem nas seguintes formas: i) térmica, entre a bolha de vapor e a superfície aquecida; ii) térmica, entre os sítios de nucleação; iii) fluidodinâmica, entre as bolhas de vapor e o fluido; iv) fluidodinâmica, entre as bolhas de vapor (ZHANG; SHOJI, 2003).

Após a nucleação da bolha de vapor em uma cavidade da superfície, inicia-se um processo cíclico de formação, crescimento e desprendimento de bolhas, como demonstra a Figura 3. Esse processo é dividido em dois períodos: tempo de espera, t_w , e tempo de crescimento, t_g . Quando a bolha se destaca da superfície, uma quantidade de líquido aquecido é arrastada em direção ao seio do líquido e um pequeno núcleo de vapor permanece na cavidade ativa, não havendo o crescimento imediato de uma nova bolha. Isso ocorre devido ao afluxo de líquido frio de outras regiões próximas ao sítio de nucleação. Para a nucleação de uma nova bolha, há então o tempo de espera, t_w , caracterizado pelo tempo que a superfície leva pra atingir as condições favoráveis para o crescimento da bolha, ou seja, o tempo para a parede elevar sua temperatura e aquecer suficientemente o líquido próximo a cavidade. O crescimento da bolha se dará enquanto as forças que a mantêm na superfície forem superiores àquelas que tendem a removê-la. Assim,

entre o início do crescimento e o desprendimento da bolha, tem-se o chamado tempo de crescimento, t_g (RIBATSKI, 2002).

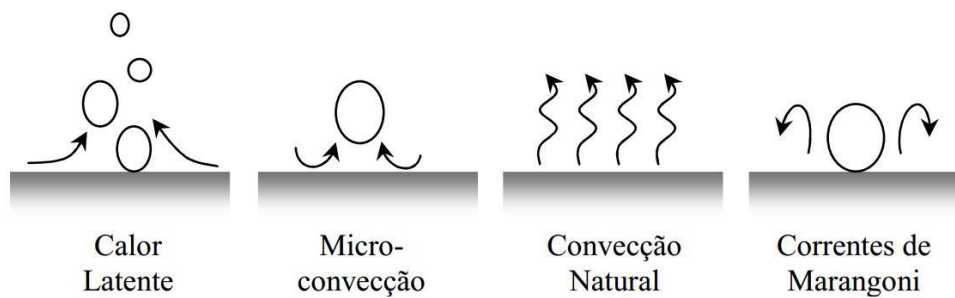
Figura 3 - Ciclo de vida de uma bolha de vapor.



Fonte: Elaboração da própria autora.

No regime de ebulição nucleada, o elevado valor do CTC é atribuído a diferentes efeitos ou mecanismos de transferência de calor no momento de desprendimento da bolha (Figura 4), como: calor latente devido à mudança de fase; a microconvecção resultante do desprendimento das bolhas de vapor da superfície aquecida; a convecção natural; e, a termocapilaridade ou correntes de Marangoni, causadas pelos gradientes de tensão superficial na interface líquido-vapor e associada ao movimento de líquido na parede aquecida (KIM, 2009; CARDOSO, 2010; ALHENDAL; TURAN; HOLLINGSWORT, 2013).

Figura 4 - Mecanismos de transferência de calor existentes durante o regime de ebulição nucleada.



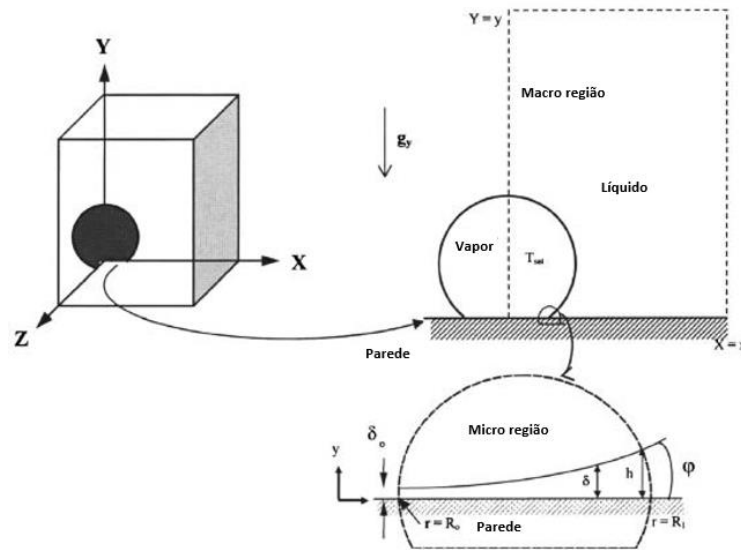
Fonte: (CARDOSO, 2010).

O desenvolvimento de um modelo geral capaz de representar os diferentes mecanismos, que interagem combinadamente no regime de ebulição nucleada desenvolvida (elevados fluxos de calor), deve considerar os transportes de energia e de massa através do calor latente e de energia através da microconvecção. A contribuição do calor latente pode ser calculada pela medida da taxa de fluxo de volume de vapor de uma superfície aquecida. A microconvecção pode ser estimada subtraindo a quantidade de calor latente do total de transferência de calor nos casos de ebulição nucleada totalmente desenvolvida. A frequência de partida e o tamanho das bolhas de vapor podem ser obtidos medindo o volume das bolhas individuais e contando o número de bolhas que partem da superfície em um dado período de tempo, porém essa técnica só é viável para baixos fluxos de calor (KIM et al., 2002; KIM et al., 2015).

Além dos mecanismos de transferência de calor apresentados, há também a formação de uma microcamada durante o crescimento da bolha. A microcamada consiste na formação de uma fina película de líquido adsorvida na base da bolha. Conforme a bolha cresce ocorre a evaporação de líquido da microcamada e a condensação de vapor na parte superior da bolha, provocando a remoção de calor da superfície aquecida (MOGHADDAM; KIGER, 2009; URBANO et al., 2018).

Moore e Mesler (1961) foram os primeiros a estudarem o mecanismo de evaporação da microcamada. Eles descobriram que, sob determinadas condições, as bolhas podem assumir a forma semiesférica, deixando, durante seu crescimento, uma camada de líquido superaquecido de espessura reduzida junto à superfície aquecida, denominada de microcamada (Figura 5). De acordo com Urbano (2018), a microcamada apresenta espessura menor que dez microns e comprimento de até a ordem de um milímetro.

Figura 5 - Diferenciação da micro e macrocamada.



Fonte: Adaptado (DHIR; WARRIER; AKTINOL, 2013).

Alguns pesquisadores atribuem a alta taxa de transferência de calor por ebulição ao fenômeno da evaporação da microcamada, como Stephan e Hammer (1994) que mostraram que o calor retirado por essa região (microcamada) corresponde a 38% do total de calor retirado da superfície. Autores como Kim (2009) e Kawanami (2011) mostraram a importância da microcamada no processo de ebulição em testes experimentais. Porém, trabalhos como de Colin et al. (2017) mostram que ainda não há consenso na literatura sobre o grau de importância desse mecanismo.

Reafirmando a divergência existente entre autores em relação à importância de cada mecanismo, Rohsenow (1952) concluiu que o mecanismo de transferência de calor dominante é o de convecção do líquido a partir do desprendimento das bolhas de vapor. De forma similar, Moghaddam e Kiger (2009) afirmam que o processo de microconvecção é tão influente no processo de transferência de calor por ebulição quanto os efeitos da microcamada, listados anteriormente. Já Kunkelmann e Stephan (2010), a partir de simulações, mostraram ainda que existe variação do campo de temperatura do aquecedor, espacial e temporalmente, indicando que a condução transiente também deve ser considerada na análise do processo térmico.

Assim, apesar de se conhecer os mecanismos de transferência de calor, muito ainda se discute sobre qual a contribuição relativa de cada um durante a nucleação e desprendimento de bolha de vapor. O que se pode afirmar é que o coeficiente de transferência de calor é fortemente influenciado pela dinâmica de nucleação da bolha de vapor. Dada à importância da sua compreensão e a necessidade de estudar os mecanismos de transferência de calor envolvidos,

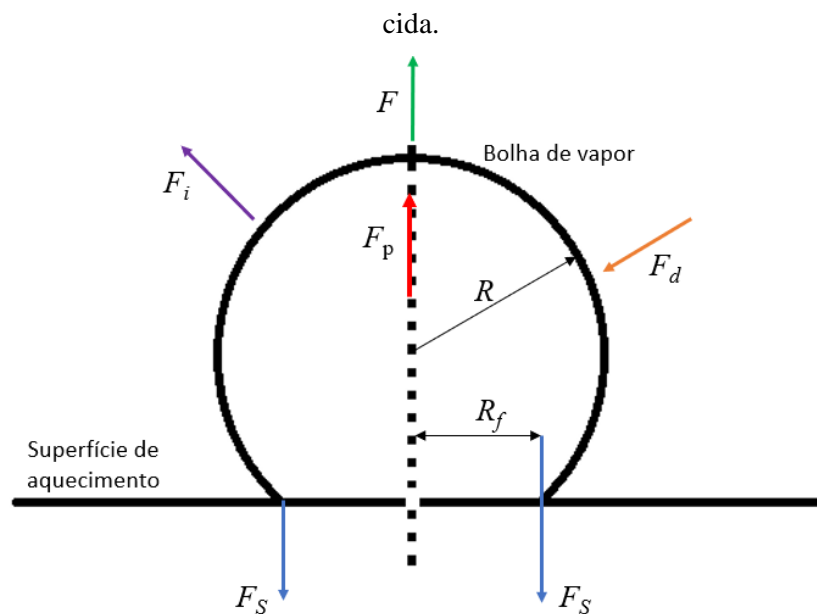
autores vêm dedicando sua atenção para esse assunto através de testes experimentais, como Sielaff (2014) e Gao et al. (2019).

3.2 DINÂMICA DE NUCLEAÇÃO DA BOLHA DE VAPOR

A análise das forças que atuam em uma bolha de vapor foi objeto de estudo de muitos autores, como Van der Geld et al. (2012), Sugrue e Buongiorno (2016), Alam et al. (2016) e Raj, Pathak e Khan (2017). Na maioria dos modelos propostos, a tensão superficial tende a agir de forma a manter a bolha junto a superfície. Já os efeitos de empuxo, que dependem da orientação da superfície, favorecem o desprendimento da bolha em superfícies com face aquecida voltada para cima. Em superfícies com face aquecida voltada para baixo, o empuxo atua pressionando a bolha em direção à superfície, dificultando seu desprendimento.

De acordo com Eastman (1984), podem-se observar cinco forças agindo sobre a bolha de vapor (Figura 6), as quais são: força de empuxo (F); força de inércia (F_i); força de arrasto (F_d); força de tensão superficial (F_s); e força de pressão (F_p). Quando as forças fluidodinâmicas que atuam sobre a bolha superam a tensão superficial, a mesma parte da superfície (QU; MUDAWAR, 2002).

Figura 6 - Forças agindo no crescimento de uma bolha de vapor de raio R sobre uma superfície aquecida.

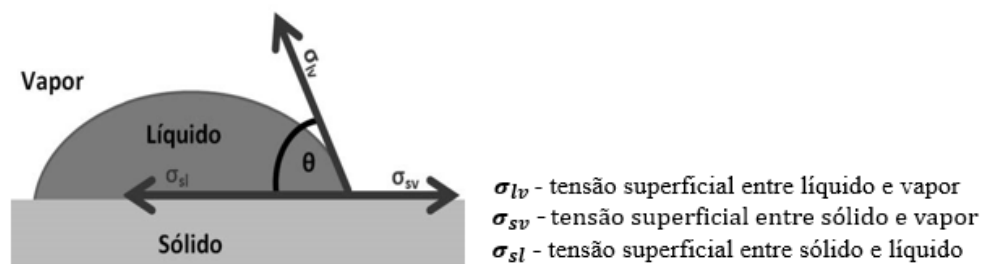


Fonte: Adaptado (EASTMAN, 1984).

A força de tensão superficial (F_s) é devido à atração do líquido pela superfície. Já a força de arrasto (F_d) surge pelo crescimento da bolha em um fluido viscoso, sendo que muitos autores não a consideram em suas análises. A força de empuxo (F) segue o princípio de Arquimedes, o qual diz que “um corpo submerso em um fluido estacionário está sujeito a uma força igual ao peso do fluido deslocado”. Para uma bolha estacionária e totalmente envolvida pelo líquido, a força de pressão (F_p) é zero, porém, quando a bolha está presa a uma superfície, esta força de pressão é expressiva e calculada a partir da área da base que a bolha ocupa. Por fim, a força de inércia (F_i) tende a puxar a bolha para longe da superfície. Por desempenhar um papel muito pequeno no crescimento da bolha, a força de inércia é desconsiderada por muitos autores. Nos casos em que bolhas de vapor apresentam altas velocidades (alto número de Reynolds), entretanto, a força de inércia deve ser significativa (EASTMAN, 1984; MANICA; KLASEBOER; CHAN, 2015).

Um dos parâmetros que influencia no processo de ebulição é o ângulo de contato (θ) entre a superfície aquecida e o fluido de trabalho, conforme indica a Figura 7. Líquidos com pequena afinidade com a superfície tendem a se juntar e repelir-se da superfície, enquanto líquidos com grande afinidade tendem a se espalhar sobre a superfície, formando um filme. Essa afinidade entre líquidos e sólidos é denominada molhabilidade, que por sua vez é quantificada por meio do ângulo de contato. Combinações sólido-líquido com grande afinidade são consideradas molhantes (possuem baixo ângulo de contato), enquanto a classificação não-molhante é atribuída à interação sólido-líquido com pouca afinidade e altos ângulos de contato (CAREY, 1992).

Figura 7 - Representação do ângulo de contato e das tensões de adesão e superficial.



Fonte: Adaptado (CILOGLU; BOLUKBASI, 2015).

A interação que ocorre entre um sólido e dois ou mais fluidos pode ser tratada como o resultado da competição entre as forças de adesão, entre o líquido e o sólido, e as forças de coesão, no interior do líquido. As forças coesivas são forças moleculares de atração que fazem com que as moléculas do próprio líquido fiquem unidas, e resultam na tensão superficial de

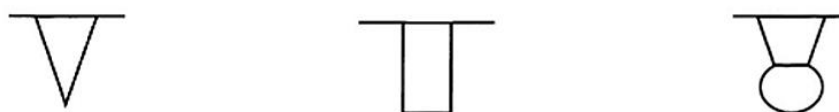
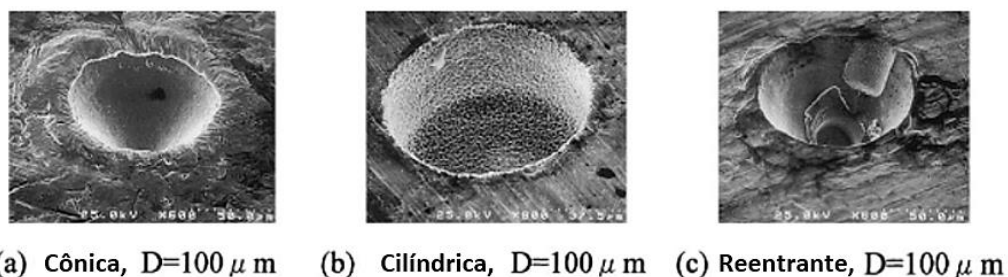
líquidos e sólidos (quando imersos em vácuo), enquanto as forças de aderência atuam entre um líquido e a superfície de um sólido quando estes estão em contato direto, resultando na tensão superficial (ou interfacial) relacionada à interação de gases (ou líquidos) com sólidos (PRYDATKO et al., 2018).

3.3 NUCLEAÇÃO DE BOLHAS DE VAPOR EM CAVIDADES ARTIFICIAIS

Mikic e Rohsenow (1969) foram os primeiros a considerar a influência da rugosidade da superfície sobre os mecanismos da ebulição nucleada. Seus estudos mostraram que as superfícies rugosas ou as que sofreram adição de sítios ou cavidades artificiais tendem a aumentar a transferência de calor por ebulição.

Alguns autores estudaram experimentalmente a dinâmica de nucleação da bolha de vapor em cavidades artificiais. Shoji e Takagi (2001) analisaram três tipos de cavidades artificiais sobre uma superfície de cobre plana: cônica, cilíndrica e reentrante, conforme Figura 8. Para obter a cavidade cônica, pressionou-se a ponta de diamante de um microdurômetro sobre a superfície; a cavidade cilíndrica foi obtida por usinagem de descarga elétrica; e a cavidade reentrante foi fabricada em duas etapas, sendo que, primeiro obteve-se uma cavidade cônica e depois, por usinagem de descarga elétrica, criou-se outra cavidade dentro da cavidade cônica já existente. Os resultados obtidos indicaram que, enquanto as cavidades cônicas produziram bolhas intermitentes com grandes flutuações de temperatura e exigiram um superaquecimento alto para iniciar a nucleação, as cavidades cilíndricas e reentrantes apresentaram um processo de nucleação contínuo e estável a partir de um superaquecimento menor.

Figura 8 - Cavidades artificiais produzidas para estudo da dinâmica de nucleação de bolhas de vapor.



Fonte: Adaptado (SHOJI; TAKAGI, 2001).

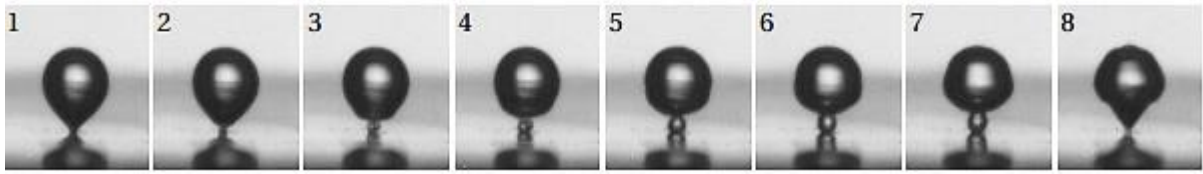
Outros autores dedicaram-se em analisar a interação entre cavidades artificiais próximas entre si, relacionando o diâmetro e a frequência de partida de bolhas. Esse foi o caso de Zhang e Shoji (2003) e Bi et al. (2014), que encontraram resultados semelhantes quanto ao arranjo dos sítios de nucleação. Diferentes arranjos de cavidades artificiais e o espaçamento entre elas afetam fortemente o tipo de coalescência, o diâmetro de partida e a frequência de partida das bolhas de vapor, além de influenciar na distribuição do fluxo de calor na superfície aquecida. Os sítios de nucleação que estão muito próximos resultam em coalescência horizontal entre bolhas adjacentes, enquanto grandes distâncias de separação entre os sítios resultam em bolhas únicas, sem coalescência.

Zamoum, Combeau e Tadrist (2018) analisaram a influência da orientação da superfície de aquecimento sobre a transferência de calor em cavidade artificial. Em seus resultados, obtiveram que quanto maior o ângulo de inclinação da superfície aquecida, maior será o CTC. Nas situações de inclinação de 180° da superfície (superfície aquecida voltada para baixo) observou-se que a transferência de calor é controlada pela remoção da camada térmica superaquecida (quando a bolha de vapor desliza pela superfície), e com inclinação 0° (superfície aquecida voltada para cima) a convecção natural é o modo de transferência de calor dominante.

Gao (2019) estudou a formação de bolha em condições sub-atmosféricas, comparando diferentes fluidos de trabalho a fim de obter uma correlação para o diâmetro de partida de bolha. Para a água, um dos fluidos de trabalho analisado, devido à baixa densidade de vapor e a alta tensão superficial, obteve-se que o diâmetro da bolha aumentou conforme diminuiu-se a pressão. Assim, o autor concluiu que o tamanho e a forma da bolha de vapor observados são diferentes daqueles observados sob condições atmosféricas, sendo que quanto menor a pressão, maior o tamanho da bolha.

A presença de uma única cavidade artificial pode resultar na coalescência vertical de bolhas de vapor. De acordo com Bonjour, Clausse e Lallemand (2000), esse fenômeno ocorre quando a velocidade de crescimento de uma nova bolha é superior à velocidade da bolha anterior, fazendo com que essas bolhas se aglutinem para formar uma única bolha alongada ao longo do eixo vertical, como indica a Figura 9. Segundo Buyevich e Webbon (1996) isso pode dificultar o movimento do líquido frio em direção à parede aquecida e levar prematuramente à crise de ebulição, atingindo rapidamente o fluxo de calor crítico.

Figura 9 - Fotos de coalescência vertical entre bolhas sucessivas provenientes do mesmo sítio de nucleação, para um superaquecimento $\Delta T \approx 5,9$ K (tempo entre as fotos é de $\Delta t \approx 0,33$ ms).



Fonte: (SIEDEL, 2012).

Para fornecer uma análise consistente do crescimento da bolha é útil determinar se ele ocorre por efeitos difusivos ou de inércia. Robinson e Judd (2004) propuseram um critério para indicar se o crescimento da bolha seria controlado por difusão ou se os efeitos de inércia, associados à energia cinética do líquido circundante, seriam mais significativos. Com base em um argumento de escala simples, o critério foi colocado como

$$I_R = \left(\frac{4}{27}\right) \left(\frac{\sigma}{\rho_l \alpha_l^2}\right) \frac{R_b}{Ja^2} \begin{cases} \ll 1 \rightarrow \text{controlado por efeitos de inércia} \\ \gg 1 \rightarrow \text{controlado por efeitos difusivos} \end{cases} \quad (2)$$

onde R_b corresponde ao raio da bolha de vapor, considerado aqui como o raio da cavidade, e Ja é o número adimensional de Jakob, que indica a relação entre a energia absorvida de forma sensível e de forma latente, definido como

$$Ja = \frac{\rho_l c_{pl} (T_p - T_{sat})}{\rho_v h_{lv}} \quad (3)$$

Em relação à influência do fluxo de calor aplicado ou do superaquecimento da superfície, a principal consequência possível no crescimento da bolha é uma modificação da taxa de geração de vapor, causando uma modificação da taxa de crescimento da bolha e possivelmente do volume da mesma. A taxa de geração de vapor está fortemente relacionada ao gradiente de temperatura no fluido ao redor da bolha e, portanto, ao superaquecimento da superfície. Consequentemente, esse parâmetro foi escolhido como referência para a análise do presente estudo.

3.4 MODELOS E CORRELAÇÕES PARA DIÂMETRO E FREQUÊNCIA DE PARTIDA DE BOLHA

O emprego de câmeras de alta velocidade na visualização do processo de ebulição possibilitou revelar detalhes dos aspectos fluidodinâmicos envolvidos durante as fases de crescimento, de desenvolvimento e desprendimento das bolhas de vapor da superfície aquecida. Assim, as seguintes variáveis: (a) diâmetro médio de partida de bolha; (b) frequência média de partida de bolha; e, (c) densidade média local de sítios de nucleação, têm sido revisadas permitindo o desenvolvimento de novos modelos, combinando previsões e resultados obtidos experimentalmente (MIKIC; ROHSENOW, 1969; WALLIS, 1969; CORNWELL; BROWN, 1978; WANG; DHIR, 1993; KOLEV, 2006; MCHALE; GARIMELLA, 2010).

O diâmetro de partida da bolha (D_d) consiste no parâmetro final ou equivalente da bolha de vapor no instante após essa partir da superfície de aquecimento, podendo ser determinado pelo equilíbrio de forças que agem na bolha ou experimentalmente. Para medir o diâmetro de partida de bolha experimentalmente, utiliza-se uma câmera de alta velocidade para capturar as imagens/vídeos da bolha e, em seguida, essas imagens são analisadas com o auxílio de um *software* de processamento de imagens, calculando o diâmetro equivalente das bolhas. Esse tipo de medição só é possível no início do regime de ebulição nucleada, com baixos fluxos de calor sendo aplicados na superfície. Além disso, através do equilíbrio de forças na bolha de vapor crescente, antes da sua partida da superfície de aquecimento (instante final correspondente ao tempo de crescimento), é possível também calcular o diâmetro de partida de bolhas (MOHANTY; DAS, 2017; CHANG; FERNG, 2019).

A frequência de partida da bolha (f) depende do tempo de espera e de crescimento da bolha de vapor; é definida como o inverso do período de tempo entre duas nucleações durante a ebulição nucleada. Experimentalmente, é medida contando o número total de bolhas que emergem de uma cavidade durante uma escala de tempo de registro obtida pelas filmagens do fenômeno de ebulição (MOHANTY; DAS, 2017; MICHAIE; GUGLIELMINI; PRIARONE, 2017). A frequência de partida de bolhas de vapor em uma única cavidade durante a ebulição pode ser escrita como

$$f = \frac{1}{t_g + t_w} \quad (4)$$

onde t_g consiste no tempo de crescimento da bolha e t_w , no tempo de espera da bolha.

O diâmetro de partida de bolha e a frequência de partida são encontrados em muitas correlações para o CTC. Para obter esses parâmetros consideram-se aspectos físicos envolvendo a nucleação, o crescimento e o desprendimento das bolhas, além do aquecimento do líquido junto à superfície (RIBATSKI, 2002).

Fritz, em 1935, através do equilíbrio entre as forças de empuxo e de tensão superficial no ponto de partida da bolha, foi o primeiro a formular uma correlação entre o diâmetro de partida da bolha da superfície aquecida em função do ângulo de contato θ , conforme mostra a Equação 5.

$$D_d = 0,0208\theta \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)}} \quad (5)$$

sendo g , a aceleração da gravidade; σ , a tensão superficial; e, ρ_l e ρ_g , as massas específicas da fase líquida e da fase gasosa, respectivamente.

Com base no modelo de Fritz (1935), outros autores o modificaram e obtiveram novos modelos, como Cole e Rohsenow (1968) que introduziram o número adimensional de Jakob modificado em função somente da temperatura crítica do fluido de trabalho e uma constante C para substituir o ângulo de contato. Alguns estudos, como o de Hamzekhiani, Falahieh e Akbari (2014) e Thiagaranjam et al. (2015), utilizaram dados experimentais para obter uma correlação para o diâmetro de partida de bolha, encontrando por meio de redução de dados diferentes valores para a constante C .

As Tabelas 2 e 3 mostram modelos e correlações para o diâmetro e frequência de partida da bolha de vapor, respectivamente, encontrados na literatura. Da mesma forma que Jakob e Fritz (1931), Zuber (1963) e Mikic e Rohsenow (1969), as correlações consideram, em sua maioria, as propriedades termofísicas do fluido de trabalho, o ângulo de contato, o tamanho da cavidade, o tempo de espera e de crescimento da bolha.

Tabela 2 – Modelos e correlações para o diâmetro de partida de bolha (D_d).

| Autores | Modelos/Correlações |
|------------------------------|---|
| Fritz (1935) | $D_d = 0,0208\theta \left(\frac{\sigma}{g\Delta\rho}\right)^{0,5}$ |
| Borinshansky e Fokin (1963) | $D_d = 5,0 \times 10^5 \left(\frac{P}{P_c}\right)^{-0,46}$ |
| Cole e Shulman (1966) | $D_d = 0,04Ja \left[\frac{2\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}\right]^{\frac{1}{2}}$ |
| Cole e Rohsenow (1968) | $D_d = CJa^{\frac{5}{4}} \left(\frac{\sigma}{g\Delta\rho}\right)^{0,5}$ |
| Kutateladze e Gogonin (1979) | $D_d = 0,5(1 + 10^5 C), p/C < 0,06$ $C = \left(\frac{Ja}{Pr}\right) \left\{ \left(\frac{g\rho_l(\rho_l - \rho_v)}{\mu_l^2}\right) \left(\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}\right)^{\frac{3}{2}} \right\}^{-1}$ |
| Kocamustafaogullari (1983) | $D_d = 2,64 \times 10^{-5} \left(\frac{\sigma}{g\Delta\rho}\right)^{0,5} \left(\frac{\Delta\rho}{\rho_l}\right)$ |
| Stephan (1992) | $D_d = 0,25 \left[1 + \left(\frac{Ja}{Pr}\right)^2 \frac{100000}{Ar} \right]^{\frac{1}{2}} \left(\frac{2\sigma}{g\Delta\rho}\right)^{0,5}$ |
| Lee et al. (2003) | $D_d = \left(50\alpha\sqrt{27} Ja \sqrt{\frac{\rho_l}{\sigma}} \right)^2$ |
| Kim e Kim (2006) | $D_d = 0,1649 \left(\frac{\sigma}{g\Delta\rho}\right)^{0,5} Ja^{0,7}$ |
| Phan et al. (2010) | $D_d = (6\sqrt{3}/2)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} - 1\right)^{\frac{1}{3}} \tan \theta^{-\frac{1}{6}} L_c$ |
| Nam et al. (2011) | $D_d = \sqrt{24(\sin\theta)^2/(2 + 3\cos\theta - (\cos\theta)^3)} \left[\frac{\sigma}{g\Delta\rho}\right]^{1/2}$ |
| Hamzekhani et al. (2014) | $D_d = \sqrt{\left(\frac{\sigma}{g\Delta\rho}\right) \left(\frac{\mu_v v_b}{\sigma \cos\theta}\right)^{0,25} \left(\frac{\rho_l C_{pl} \Delta T}{\rho_v h_{lv}}\right)^{0,775} \left[\frac{g\rho_l \Delta\rho}{\mu_l^2} \left(\frac{\sigma}{g\Delta\rho}\right)^{1,5}\right]^{0,05}}$ |
| Lim e Bang (2020) | $D_d = \left[\frac{24\sigma}{\pi(\rho_l - \rho_v)} S\right]^{\frac{1}{3}}$ |

Tabela 3 – Modelos e correlações para a frequência de partida de bolha (f).

| Autores | Modelos/Correlações |
|----------------------------|---|
| Jakob e Fritz (1931) | $fD_d = 0,078$ |
| Jakob (1949) | $fD_d = \left[\frac{\sigma g \Delta \rho}{\rho_l^2} \right]^{\frac{1}{4}}$ |
| Peebles e Garber (1953) | $fD_d = 1,18 \left[\frac{t_g}{t_g + t_w} \right] \left[\frac{\sigma g \Delta \rho}{\rho_l^2} \right]^{\frac{1}{4}}$ |
| McFadden e Grassman (1962) | $fD_d^{0,5} = 1,75$ |
| Zuber (1963) | $fD_d = \left(\frac{1,18}{2} \right) \left[\frac{\sigma g \Delta \rho}{\rho_l^2} \right]^{\frac{1}{4}}$ |
| Hatton e Hall (1966) | $fD_d^{0,5} = \left[\frac{4g(\rho_l - \rho_v)}{3\rho_l} \right]^{1/2}$ |
| Ivey (1967) | $fD_d^{0,5} = 0,9g^{\frac{1}{2}}$ |
| Mikic e Rohsenow (1969) | $f^{\frac{1}{2}}D_d = \left(\frac{4}{\pi} \right) Ja \sqrt{3\pi\alpha_l} \left[\left(\frac{t_g}{t_g + t_w} \right)^{\frac{1}{2}} + \left(1 + \frac{t_g}{t_g + t_w} \right)^{\frac{1}{2}} - 1 \right]$ |
| Malenkov (1971) | $fD_d = \frac{V_b}{\pi} \left(1 - \frac{q}{V_b \rho_v h_{lv}} \right)$ |
| Stephan (1992) | $fD_d = \frac{1}{\pi} \left[\frac{g}{2} \left(D_d - \frac{4\sigma}{\rho_l g D_d} \right) \right]^{\frac{1}{2}}$ |
| Kumada e Sakashita (1995) | $f = \frac{0,215 \left[\frac{g(\rho_l - \rho_v)}{\rho_l} \right]^{\frac{5}{9}}}{(v_l D_d^3)^{\frac{1}{9}}}$ |
| Sakashita e Ono (2009) | $f = 0,6 \left[\frac{g \Delta \rho}{\rho_l} \right]^{\frac{2}{3}} \left\{ v_l \left[\frac{g \Delta \rho \rho_l^2 v_l^4}{\sigma^3} \right]^{-0,25} \right\}^{-\frac{1}{3}}$ |
| Hamzekhiani et al. (2015) | $f = 0,015 \left(\frac{g^{0,75} \Delta \rho^{0,25}}{\sigma^{0,25}} \right) \left(\frac{q}{g^{0,75} \Delta \rho^{0,25} \sigma^{0,75}} \right)^{0,44} \left(\frac{g^{0,75} \Delta \rho^{0,25} D_d}{\sigma^{0,5}} \right)^{0,88}$ |

Pode-se observar que muitas correlações se concentram no fenômeno físico da ebulição, prevendo o diâmetro e a frequência de partida da bolha de vapor. Entretanto, sua aplicação diminui consideravelmente quando os parâmetros se desviam do intervalo para os quais a correlação foi desenvolvida. Assim, é importante realizar uma análise que melhore a compreensão dos mecanismos fundamentais envolvidos no processo de ebulição.

3.5 FLUIDO DE TRABALHO HFE-7100

Uma das vantagens da ebulição em piscina (*pool boiling*) é o contato direto entre superfície de aquecimento e líquido, ou melhor dizendo, interface sólido-líquido, que elimina a resistência de contato. Entretanto, líquidos com alta condutividade elétrica, como a água, não são recomendados. Assim, fluidos como fluorcarbonos (FC-72, FC-82) e hidrofluoroéteres (HFE-7100, HFE-7200, HFE-7300) mostram-se soluções adequadas devido as propriedades dielétricas e inertes, além de serem estáveis, não inflamáveis e não reativas (LIANG; MUDAWAR, 2019; MANETTI et al., 2020).

Os fluidos FC-72 e HFE-7100 apresentam um baixo ponto de ebulição ($T_{sat} \approx 60$ °C a pressão de 1 atm), característica importante para manter os componentes eletrônicos a baixas temperaturas de operação (< 85 °C) (MANETTI et al., 2020). Somado a todos esses pontos, o HFE-7100 é um excelente fluido no que diz respeito às propriedades ambientais, uma vez que possui ODP = 0 (potencial de destruição da camada de ozônio) e GWP₁₀₀ = 320 (potencial de aquecimento global) (3M Company®, 2002).

Além de ter um potencial de aquecimento global muito menor do que os fluidos dielétricos, o HFE-7100 possui maior calor latente de vaporização se comparados com outros fluidos refrigerantes e, portanto, maior potencial de refrigeração de diferentes sistemas eletrônicos, conforme indica a Tabela 4 (EL-GENK; BOSTANCI, 2003; MISALE; GUGLIELMINI; PRIARONE, 2011; SOUZA; PASSOS; CARDOSO, 2014; WANG et al., 2017; KIYOMURA, 2017; KIYOMURA et al., 2020; MANETTI et al., 2020).

Tabela 4 - Propriedades termofísicas de fluidos dielétricos e água, a 1 atm e 25 °C.

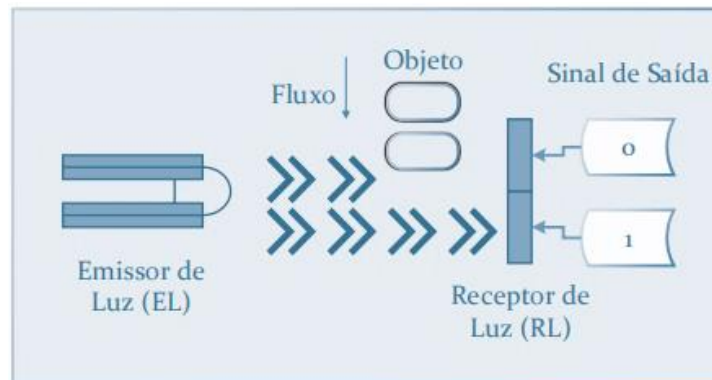
| | FC-72 | FC-87 | HFE-7000 | HFE-7100 | HFE-7300 | Água |
|--|-------|-------|----------|----------|----------|------|
| Ponto de ebulição (°C) | 56 | 30 | 34 | 61 | 98 | 100 |
| Densidade (kg/m³) | 1680 | 1650 | 1400 | 1510 | 1660 | 997 |
| Viscosidade dinâmica (kg/m·s)×10⁻⁴ | 6,4 | 4,5 | 4,5 | 5,8 | 11,8 | 8,9 |
| Calor específico (J/kg·K) | 1100 | 1100 | 1300 | 1183 | 1140 | 4182 |
| Condutividade térmica (W/mK) | 0,057 | 0,056 | 0,075 | 0,069 | 0,063 | 0,61 |
| Calor latente de vaporização (kJ/kg) | 88 | 103 | 142 | 112 | 102 | 2257 |
| Tensão superficial (mN/m) | 10 | 9 | 12,4 | 13,6 | 15 | 72 |
| ODP | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | - |
| GWP (ITH-100 anos) | >5000 | >5000 | 530 | 320 | 200 | - |

Fonte: (Adaptação de LEONG; HO; WONG, 2017).

3.6 SENSORES ÓPTICOS

O princípio de funcionamento de um sensor óptico é baseado na interrupção da luz por um objeto não translúcido – alvo a ser detectado –, o qual interrompe o feixe de luz entre o emissor (LED ou *laser*) e o receptor (LDR), provocando uma variação no sinal de saída no receptor (DAUM, 2013). A Figura 10 exemplifica o funcionamento de um sensor óptico.

Figura 10 – Princípio de funcionamento de um sensor óptico.



Fonte: (RIBEIRO, 2017).

O uso de sensores ópticos que captam a fração de vazio em escoamentos multifásicos para caracterização dos padrões existentes nesse tipo de escoamento é cada vez mais comum. As técnicas que empregam sensores ópticos vêm sendo implementadas por diversos pesquisadores (JANA et al., 2007) onde, entre o emissor e o receptor, encontra-se o duto em que o fluido escoava. O fluido de escoamento atua como o meio de propagação da incidência de luz e, o receptor deve ser capaz de medir as variações causadas pela passagem de bolhas, gerando um sinal elétrico que, posteriormente, será associado às características da bolha ou ao padrão de escoamento (FIGUEREDO; COPETTI, 2018).

Visto a importância da dinâmica da nucleação durante o processo de transferência de calor por ebulição, há a necessidade de tecnologias capazes de fornecer meios para análises com maior precisão, tendo em vista que são processos de difícil visualização (devido à coalescência das bolhas de vapor à medida que aumenta-se o fluxo de calor). Pesquisadores têm investigado experimentalmente a dinâmica da nucleação por meio de imagens sincronizadas de câmeras de alta velocidade e de câmera de infravermelho (GERARDI et al., 2010; DUAN et al., 2013; PONTES et al., 2020), capturando informações no tempo e no espaço sobre a nucleação, partida e frequência de bolhas de vapor. Também, utilizam-se de técnicas como a implementação de um sistema de velocimetria por imagem de partículas (PIV) para visualizar o campo de

escoamento (TEODORI; MOITA; MOREIRA, 2013; HASSAN; ESTRADA-PEREZ; YOO, 2014; NARAYAN; SRIVASTAVA; SINGH, 2019) em torno da bolha de vapor crescente. Ressalta-se que as técnicas aqui mencionadas (câmeras de alta velocidade, câmera de infravermelho, PIV) são de difícil implementação devido ao alto custo (equipamentos importados), além de ter a desvantagem, no caso do PIV, da adição de partículas ao fluido de trabalho impactando nos mecanismos de transferência de calor e nucleação.

Assim, outras técnicas podem ser utilizadas para a obtenção da frequência de partida de bolha, como por exemplo, o uso de sensor óptico, cuja vantagem está no fato de não ter interferência direta nas medidas dos sinais obtidos e nas frequências características associadas ao fenômeno físico.

3.7 CONCLUSÃO DA REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

A síntese da revisão bibliográfica apresentada previamente mostra que esta é uma área que merece ser investigada visando explicações sobre os mecanismos de transferência de calor envolvidos na dinâmica da bolha durante a ebulição em piscina. Podem-se citar algumas questões: qual a influência da interação fluido-superfície sobre a dinâmica de nucleação das bolhas de vapor? Como as propriedades termofísicas do fluido afetam a formação, crescimento e partida das bolhas de vapor? Qual mecanismo de transferência de calor é predominante durante a formação, crescimento e o desprendimento das bolhas?

Assim, no presente trabalho foi abordado o início do regime de ebulição nucleada tendo como superfície de aquecimento uma superfície de cobre plana com a adição de um único sítio de nucleação, utilizando HFE-7100 como fluido de trabalho (em condições de saturação para a pressão local, $p_{atm} = 98$ kPa). O trabalho incluiu o desenvolvimento de um sensor óptico de resistência variável, capaz de converter um sinal elétrico em valores de frequência, para análise de parâmetros como, frequência e diâmetro de partida de bolhas de vapor.

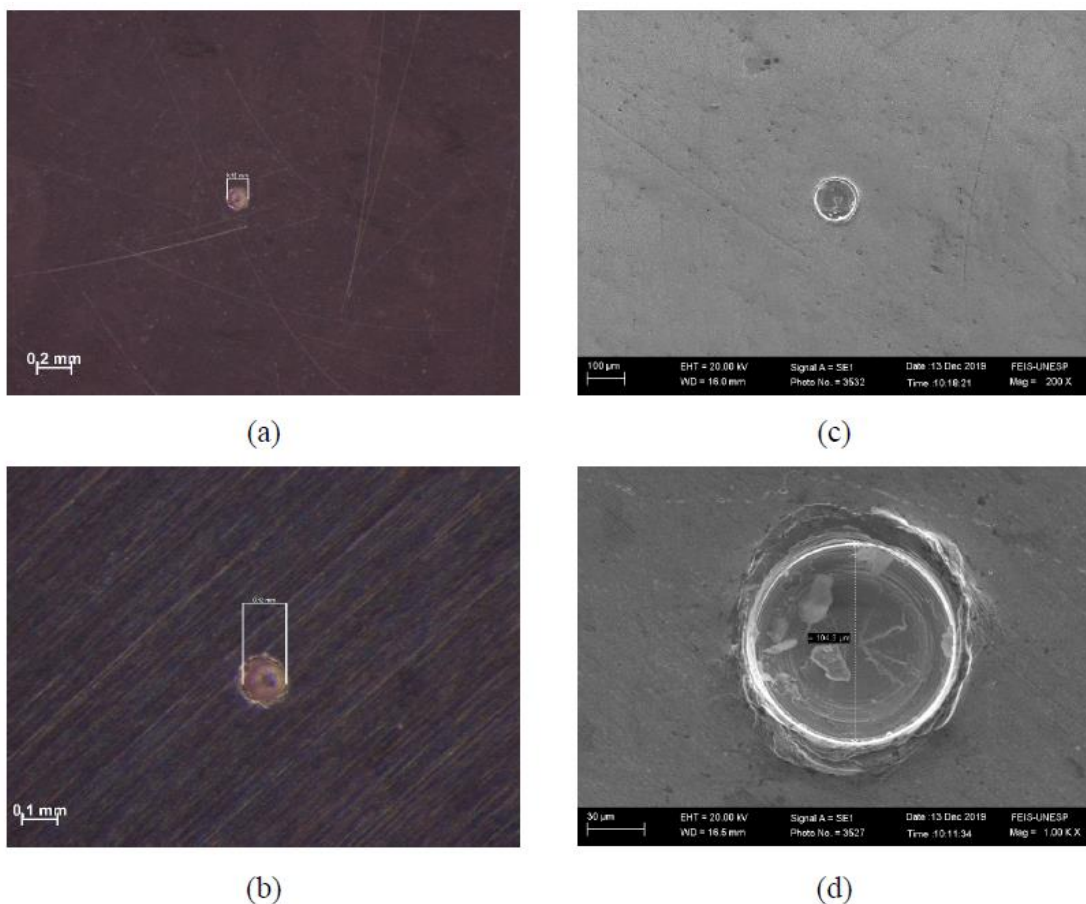
4 METODOLOGIA EXPERIMENTAL

4.1 PREPARAÇÃO DA SUPERFÍCIE DE AQUECIMENTO

A superfície de aquecimento utilizada nos experimentos consiste em uma superfície de cobre plana com uma única cavidade artificial localizada no seu centro geométrico. A superfície apresenta seção quadrada de 16 mm x 16 mm e altura de 33 mm.

Antes de se obter a cavidade artificial, a superfície de aquecimento foi polida mecanicamente com pasta abrasiva de alumina. A cavidade artificial foi produzida por micro usinagem de precisão com uma broca de 0,1 mm de diâmetro; as dimensões da cavidade correspondem a 100 μm de diâmetro e 100 μm de profundidade. A caracterização da superfície foi feita utilizando o microscópio eletrônico de varredura, MEV, e o microscópio Stereo, conforme Figura 11.

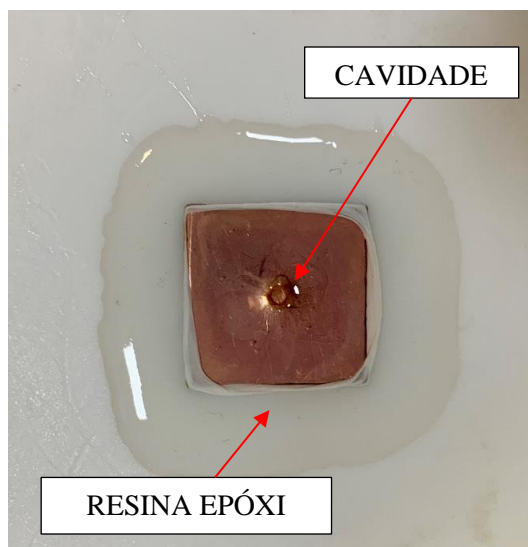
Figura 11 – Caracterização da superfície feita no (a) Stereo com ampliação de 4x; (b) Stereo com ampliação de 8x; (c) MEV com magnitude 200 X; (d) MEV com magnitude 1000 X.



Fonte: Elaboração da própria autora.

Para garantir que houvesse nucleação de bolhas de vapor somente a partir do sítio de nucleação produzido por microusinagem (evitando também sítios parasitas no contato cobre-Teflon[®]), a superfície foi polida mecanicamente com pasta abrasiva de alumina (0,3 μm) e uma resina epóxi de baixa viscosidade e com resistência à temperatura foi utilizada. A resina utilizada – vendida no Brasil pela Silaex, nomeada de SQ2004 (diglicidil éter de bisfenol A) com endurecedor SQ3154 (endurecedor a base de poliamida) em uma mistura de 2/1 ou 100/50 – foi escolhida de acordo com suas propriedades de boa fluidez, facilidade de processamento, elevada resistência química, boa adesão, estabilidade aos ciclos térmicos, bem como o fato de não liberar subprodutos (a condutividade térmica da resina está na faixa de 0,15 - 0,25 W/m·K, conforme Lee e Neville (1982) e Garrett e Rosenberg (1974)). Aplicou-se resina com auxílio de uma lente de aumento a fim que essa não inundasse a cavidade e impossibilita-se a nucleação de bolhas de vapor, como ilustra a Figura 12.

Figura 12 – Material (epóxi Silaex) utilizado para evitar os sítios parasitas.



Fonte: Elaboração da própria autora.

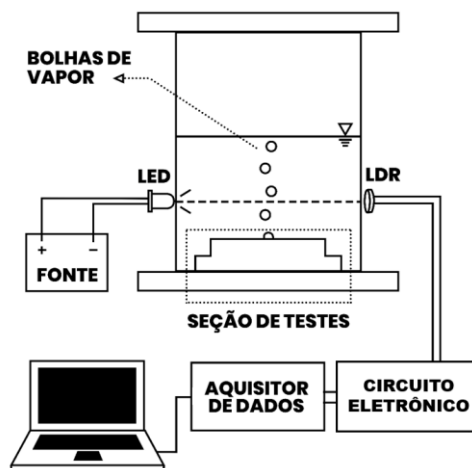
4.2 SENSOR ÓPTICO

Um dos diferenciais desse trabalho apoia-se no projeto, fabricação e implementação de um sensor óptico capaz de captar sinais da passagem das bolhas de vapor, de modo que a partir desse sinal pode-se determinar, via tratamento adequado, valores de frequência características para o regime de ebulição nucleada. Destacam-se duas principais vantagens no uso deste sensor; seu baixo custo comparado a outros métodos utilizados para estudar tais parâmetros e o fato de

sua aplicação não ser intrusiva, de modo que a sua presença não causa alteração no fenômeno físico estudado, fornecendo assim resultados totalmente livres de interferências.

O sensor é constituído basicamente de um diodo emissor de luz (LED – *Light Emitting Diode*) de alto brilho, um sensor de foto resistência (LDR – *Light Dependent Resistor*) e um circuito eletrônico de filtragem de frequência e amplificação. A variação do brilho causada pela estrutura da interface líquido-vapor altera o valor da resistência elétrica do LDR. Tal variação de resistência é transformada em uma variação de tensão elétrica por meio de um circuito eletrônico constituído de filtro passa-baixa e um amplificador operacional. Por sua vez, o sinal convertido em tensão elétrica é gerenciado por um sistema de aquisição de dados da *National Instruments* modelo NI USB-6009 e, por fim, os dados obtidos são tratados utilizando o Matlab[®]. A Figura 13 apresenta o esquema do conjunto sensor, filtragem e sistema de aquisição acoplado à bancada experimental.

Figura 13 - Representação esquemática do sensor óptico acoplado à bancada experimental.

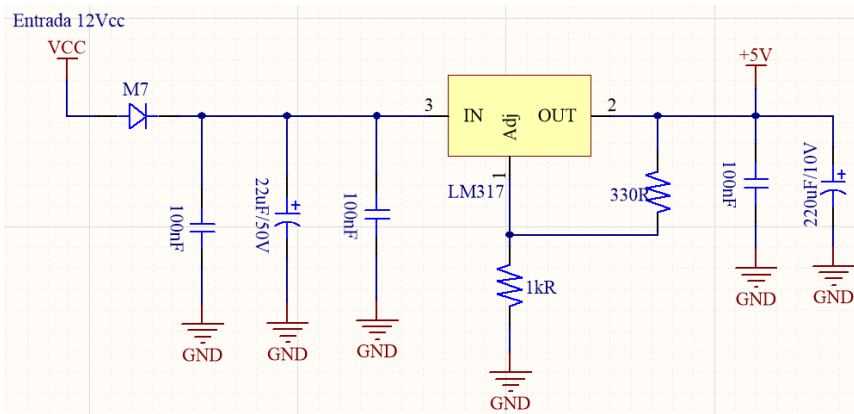


Fonte: Elaboração da própria autora.

A fixação do sensor na bancada experimental foi realizada utilizando um aparato móvel de madeira. Esse aparato é capaz de deslizar sobre a base da câmara de ebulição, facilitando o alinhamento entre o LED, LDR e as bolhas de vapor. Após o posicionamento do sensor foi de grande importância garantir, por meio de um ajuste fino, que a tensão fornecida ao LED fosse suficiente para gerar um feixe de luz com intensidade luminosa controlada, de modo que não fosse tão intensa ao ponto de não ser perceptível à passagem da bolha de vapor, e nem tão fraca, impossibilitando a saturação do LDR. O circuito eletrônico do sensor é dividido em 03 circuitos internos, sendo:

1) Fonte DC-DC: os componentes discretos usados na placa funcionam com uma alimentação de 5 V, então para regular a tensão da fonte externa de 12 V para 5 V é utilizado o regulador de tensão linear LM317. Esse circuito é representado na Figura 14. Nota-se na imagem que, além do LM317, temos um diodo M7 na entrada para proteger todo o sistema contra inversão de polaridade, assim como uma série de capacitores cuja função é filtrar possíveis ruídos de sinais gerados pela rede elétrica e pela fonte de alimentação externa.

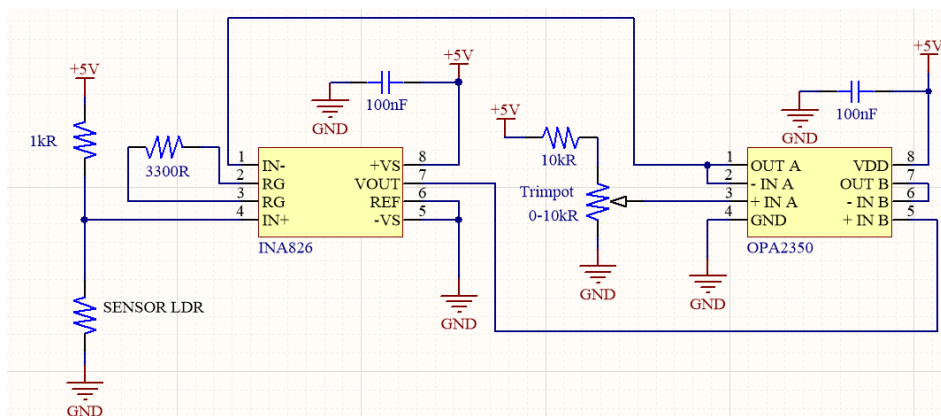
Figura 14 - Circuito da fonte de alimentação.



Fonte: Elaboração da própria autora.

2) Circuito amplificador: a variação de resistência elétrica do LDR é convertida em um sinal de tensão utilizando um resistor em série com o LDR. Após isso, esse sinal de tensão elétrica foi amplificado em 16 vezes de forma diferencial em relação a um valor de tensão ajustado com o auxílio de TRIMPOT (do inglês, *trimmer potentiometer*, consiste em um potenciômetro miniatura ajustável). Para fazer essa amplificação, foi utilizado o amplificador de instrumentação INA826, conforme apresentado na Figura 15.

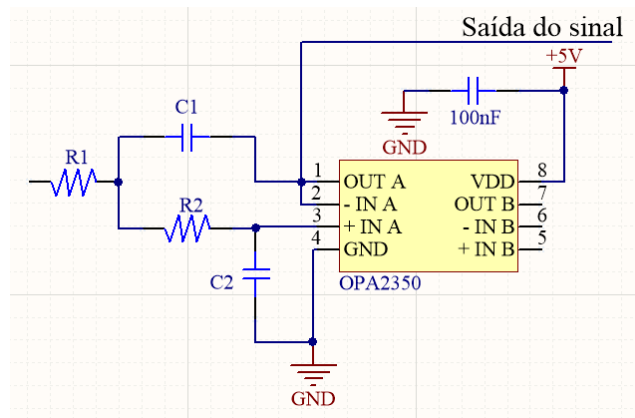
Figura 15 - Circuito amplificador.



Fonte: Elaboração da própria autora.

3) Circuito do filtro passa baixa: o último circuito desenvolvido da placa eletrônica é um filtro passa baixa ativo de segunda ordem ajustado para filtrar frequências superiores a 500 Hz. O objetivo desse filtro é eliminar qualquer ruído presente nos sinais que sejam irradiados ou conduzidos ao sensor. Utiliza-se o circuito integrado OPA2350 para o projeto do filtro, conforme apresentado na Figura 16.

Figura 16 - Circuito do filtro passa baixa.

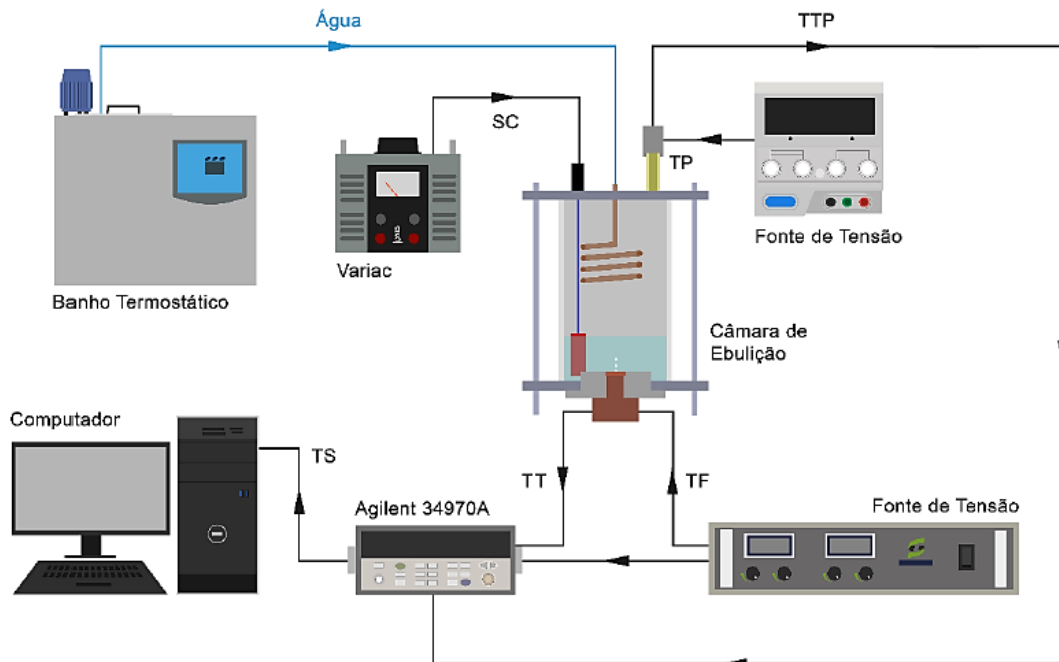


Fonte: Elaboração da própria autora.

4.3 APARATO EXPERIMENTAL

Na Figura 17 tem-se um desenho esquemático do aparato experimental indicando os principais componentes tais como a seção de testes, o banho termostático, a fonte de alimentação, o sistema de controle de temperatura do líquido, o sistema de aquisição de dados e o computador para aquisição e pré-tratamento dos dados. A fonte de potência FCC 75-30i LED de até 750 W, com tensão elétrica variando entre 0 – 300 Vcc, está conectada à resistência elétrica do tipo cartucho (300 W/220 V). As aquisições dos sinais dos termopares, da tensão elétrica do transdutor de pressão e da tensão aplicada na resistência são feitas por meio de um sistema *Agilent* 34970A.

Figura 17 – Desenho esquemático do aparato experimental.

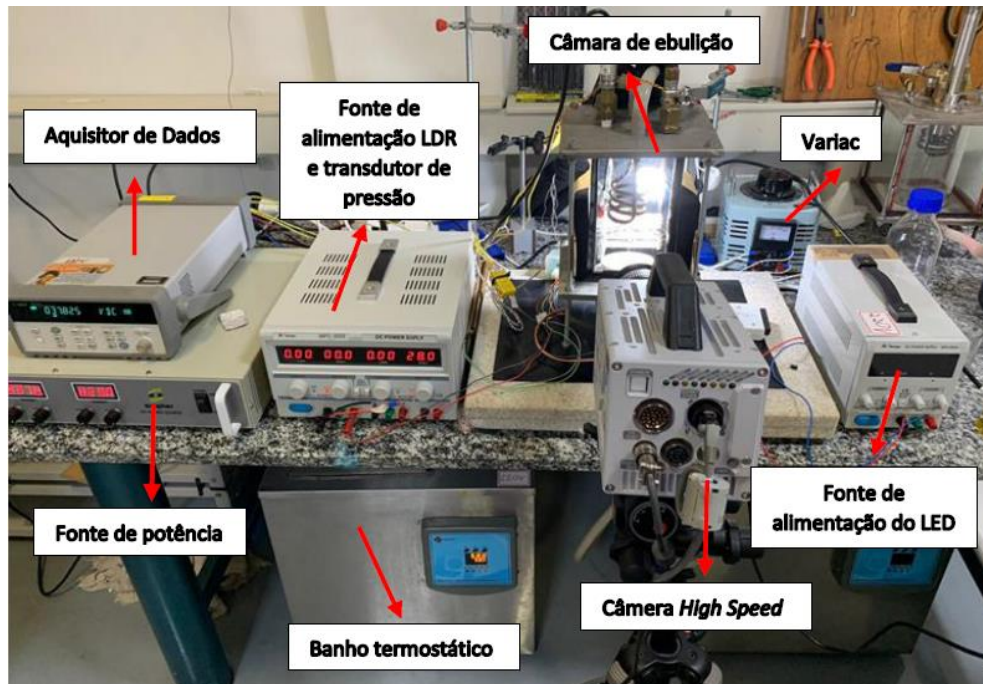


SC - Sistema de controle da temperatura do líquido
 TF - Tensão da fonte de potência
 TS - Todos os sinais
 TP - Transdutor de pressão
 TT - Tensão dos termopares
 TTP - Tensão do transdutor de pressão

Fonte: Elaboração da própria autora.

A Figura 18 mostra a bancada experimental construída no Laboratório de Escoamento Bi-fásico, localizado no Departamento de Engenharia Mecânica - UNESP/FEIS. Uma câmera de alta velocidade (Photron FASTCAM SA3 60K M3), com taxa de 1000 fps e um sistema de iluminação são utilizados para visualização e aquisição de imagens do processo de ebulição junto à seção de testes.

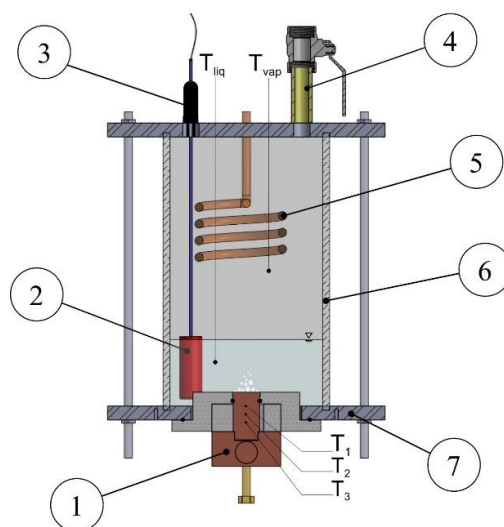
Figura 18 – Bancada experimental para o estudo da dinâmica da bolha de vapor.



Fonte: Elaboração da própria autora.

A câmara de ebulição consiste em uma cuba de vidro de 5 mm de espessura e dimensões 100 x 100 x 200 mm, duas chapas de aço inoxidável AISI 316 com dimensões de 150 x 150 x 10 mm, um condensador tipo serpentina de cobre e a seção de testes, conforme mostra a Figura 19.

Figura 19 - Câmara de ebulição.



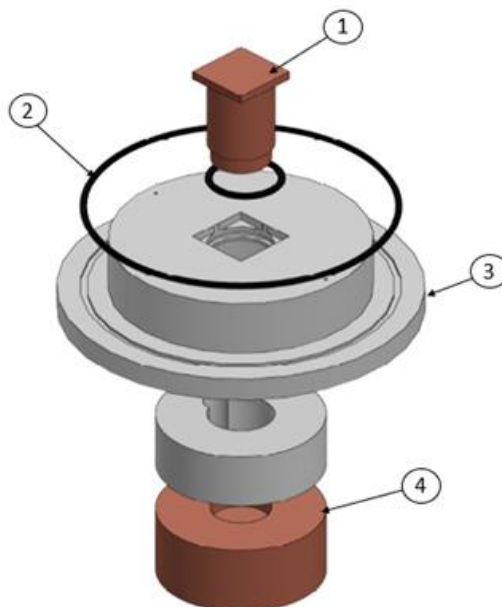
- 1) Seção de testes
- 2) Resistência auxiliar
- 3) Transdutor de pressão
- 4) Válvula para carregamento do fluido
- 5) Condensador de cobre
- 6) Cuba de vidro
- 7) Placa de aço inox

Fonte: Elaboração da própria autora.

Para as vedações da câmara de ebulição e da cuba de vidro é utilizada borracha nitrílica e silicone. A resistência auxiliar é utilizada com o objetivo de manter a temperatura do fluido de trabalho nas condições de saturação ($T_{sat} = 60 \text{ }^\circ\text{C}$). Um banho ultra termostático QUIMIS, modelo Q214M2, é utilizado para controlar a temperatura do condensador do tipo serpentina localizado na parte superior da câmara de ebulição. Um transdutor de pressão OMEGA PXM 309 - 002A10V faz a aferição da pressão no interior da câmara de ebulição, a qual é mantida na pressão atmosférica ($p_{atm} = 98 \text{ kPa}$) durante os ensaios. Na parte superior da câmara de ebulição uma válvula é utilizada para realizar o vácuo e o carregamento do fluido de trabalho.

A seção de testes (Figura 20) consiste de um tarugo de cobre com o topo de seção quadrada (16 mm x 16 mm) e o corpo cilíndrico (16 mm de diâmetro e 60 mm de altura). Há três termopares tipo K (calibração detalhada no Apêndice A), com 0,50 mm de diâmetro, fixados no interior de orifícios com 1 mm de diâmetro localizados ao longo do eixo axial do cilindro de cobre, a fim de determinar a temperatura superficial. Os orifícios são preenchidos com pó de cobre para evitar a presença de ar. A parte inferior do cilindro de cobre possui uma rosca M16 para acoplar a seção de teste à base do bloco de cobre.

Figura 20 - Vista explodida da seção de testes. 1) Superfície aquecedora; 2) Anéis de vedação; 3) Peça de politetrafluoretileno; 4) Base de cobre.



Fonte: Elaboração da própria autora.

Na base do bloco de cobre é alocada uma resistência elétrica tipo cartucho capaz de fornecer um fluxo de calor máximo de 45 kW/m^2 através da seção de testes. A resistência elétrica de

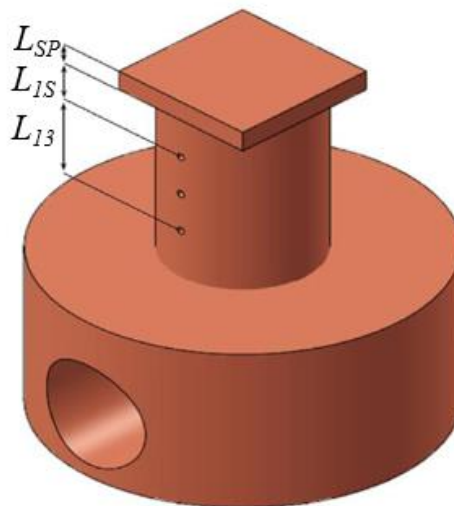
200 Ω , a qual não sofreu variação durante os testes realizados, é alimentada por uma fonte de potência regulável (0 – 300 V) de até 750 W (*SUPLIER FCC 75-30i*). O isolamento térmico da seção de testes consiste em uma peça de politetrafluoretileno com 57,4 mm de espessura e, a parte do bloco de cobre, que permanece no exterior da câmara de ebulição, é isolada termicamente com uma fita de fibra de cerâmica capaz de suportar temperaturas de até 1260 °C.

A aquisição dos sinais dos termopares alocados no cilindro de cobre (Figura 21) foi realizada por um sistema de aquisição de dados *Agilent* modelo 34970A. Utilizando as medidas obtidas pelos três termopares e a partir da lei de Fourier da condução, considerando condução unidimensional e regime permanente, calculou-se o fluxo de calor médio transferido para o fluido de trabalho como,

$$\bar{q}'' = \frac{\pi}{4} \cdot k_c \cdot \frac{\Delta T_{13}}{L_{13}} \quad (6)$$

onde, k_c é a condutividade térmica do cobre na temperatura média do cilindro; $\pi/4$ é devido a seção reta quadrada da superfície superior em contato com o fluido e, L_{13} é a distância entre os termopares 1 e 3 (12,0 mm).

Figura 21 - Desenho esquemático da seção de testes com a localização dos termopares.



Fonte: Elaboração da própria autora.

Na Figura 21, L_{1S} corresponde à distância do termopar 1, o primeiro orifício de cima para baixo, até o fim da seção circular (5 mm) e L_{SP} corresponde à altura da seção quadrada (3 mm). A partir da aquisição dos valores de temperatura obtida pelos três termopares posicionados no

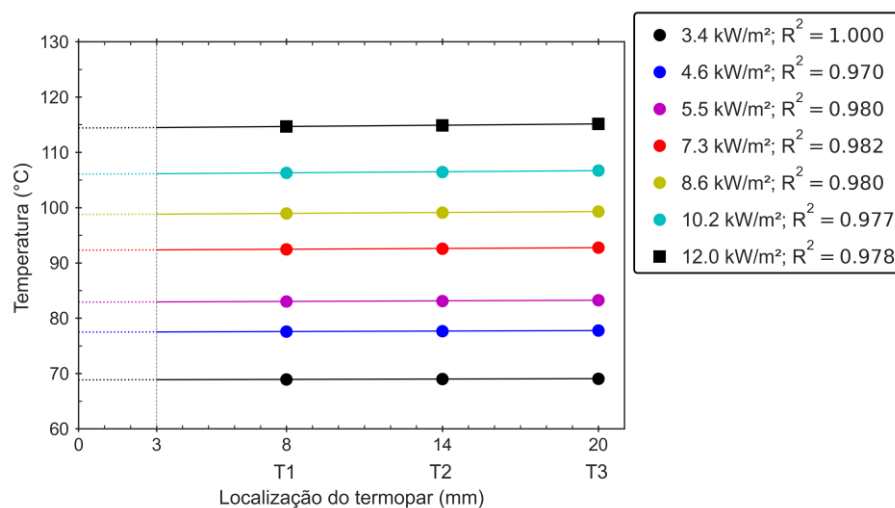
tarugo de cobre, considerando condução unidimensional em regime permanente, calculou-se a temperatura da superfície (T_p) usando novamente a Lei de Fourier entre o termopar 1 e a parede da superfície, admitindo as perdas radiais desprezíveis,

$$T_p = T_1 - \frac{\bar{q}''}{k_{Cu}} \cdot \frac{4}{\pi} L_{1s} - \frac{\bar{q}''}{k_{Cu}} \cdot L_{sp} \quad (7)$$

Ressalta-se que T_p não é dada diretamente por um termopar a fim de evitar retroação no fenômeno de ebulição, e que a distância L_{1s} é maior que as demais devido ao sistema de vedação da bancada (*O-ring*) ficar posicionado logo acima do termopar T_1 . Assim, a distância foi a mínima possível dentro das limitações técnicas do aparato experimental.

A fim de verificar o perfil de temperatura linear entre os termopares, a Figura 22 mostra os perfis de temperatura ao longo do eixo central do cilindro de cobre com base nas medições dos termopares (1, 2 e 3) para diferentes fluxos de calor. De acordo com a Figura 22, curvas lineares ajustadas com R-quadrado maior que 0,97 são obtidas. Portanto, a suposição de perdas de calor desprezíveis na direção radial parece razoável, conforme relatado anteriormente por Kiyomura et al. (2017) e Wu et al. (2019); caso contrário, um perfil linear não se ajustaria aos dados obtidos experimentalmente.

Figura 22 - Exemplo de perfis lineares de temperatura usados para estimar as temperaturas da parede para fluxo de calor aplicado de 15, 20, 25, 30, 35,40, e 45 kW/m².

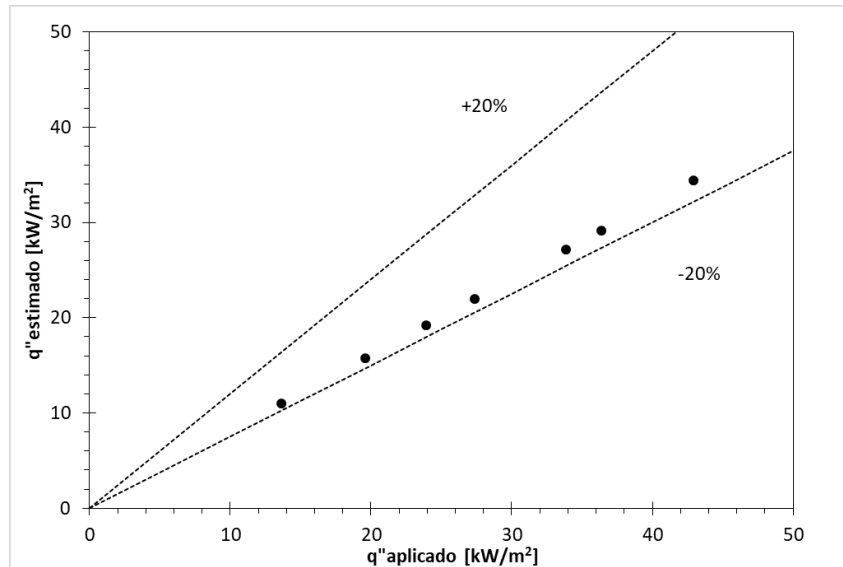


Fonte: Elaboração da própria autora.

Ressalta-se que o intervalo de fluxo aplicado na superfície, de 15 a 45 kW/m², corresponde a uma faixa de fluxo de calor baixo, onde se tem usualmente perdas térmicas da ordem de 20%

(KIYOMURA et al., 2020; MANETTI et al., 2020). A Figura 23 mostra uma comparação realizada entre o fluxo de calor imposto com base nas medições de corrente e tensão e o fluxo de calor estimado a partir do perfil linear, a qual revela perdas de calor sempre inferiores a 20%.

Figura 23 - Comparação entre o fluxo de calor imposto com base nas medições de corrente e tensão e o fluxo de calor estimado a partir do perfil linear.



Fonte: Elaboração da própria autora.

4.4 PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

Todos os testes experimentais foram realizados utilizando HFE-7100 como fluido de trabalho, em condições saturadas à pressão atmosférica ($p_{atm} = 98$ kPa). As condições saturadas foram asseguradas mantendo a diferença entre a temperatura do fluido de trabalho (dentro da câmara de ebulição) e a temperatura de saturação (estimada pela medida da pressão por um barômetro) dentro da faixa de incerteza do termopar, $\pm 0,3$ °C.

Antes de cada ensaio, realizou-se vácuo na câmara de ebulição até que a pressão interna da mesma permanecesse abaixo de 10 kPa, o suficiente para fazer o carregamento do fluido. A câmara foi então carregada com 400 ml do fluido de trabalho (o mesmo volume de fluido de trabalho foi utilizado em todos os testes), sendo a pressão na câmara equalizada com a pressão atmosférica após o carregamento. As condições de testes foram determinadas por monitoramento da pressão e temperatura dentro da câmara de ebulição.

Uma vez estabilizadas as condições iniciais e o processo de ebulição iniciado, o fluxo de calor imposto foi crescente, variando entre 15 a 45 kW/m², que correspondem a baixos fluxos

de calor (fluxos de calor mais elevados impossibilitam a visualização do fenômeno, devido à coalescência vertical das bolhas de vapor e pela resina não suportar altos valores de temperatura). A fim de garantir a estabilização do regime, cada patamar de fluxo de calor aplicado teve duração de 1500 segundos, mas somente os dados de temperatura para os últimos 500 segundos do intervalo de testes foram considerados na análise. A condição de estabilização do regime caracterizou-se por variações na temperatura dentro da faixa de incerteza de sua medição.

Depois de estabilizado cada fluxo de calor aplicado na seção de testes, realizou-se a filmagem do fenômeno de ebulição utilizando uma câmera de alta velocidade (*High-speed Photron FASTCAM SA3* com 1000 fps e resolução de 1024×1024 pixels) com lente Macro 100 mm e um sistema de iluminação contendo LEDs e difusor de luz. Juntamente com a filmagem, foi realizada a captura do sinal das bolhas pelo sensor óptico, com frequência de aquisição de 24 kHz e faixa do sinal de voltagem de 0 a 5 V.

Para cada fluxo de calor aplicado na superfície, o sinal obtido pelo sensor óptico foi analisado através da FFT – Transformada Rápida de Fourier (*Fast Fourier Transform*) para obter a frequência de partida de bolhas durante a ebulição. O espectro de potência foi estimado através da FFT finita de um sinal original. Aplicou-se uma janela de tempo (*Hanning window*) a cada amostra para selecionar um subconjunto dos dados e reduzi-los, a fim de proporcionar uma entrada e saída mais gradual e evitar anomalias no espectro estimado (BENDAT; PIERSOL, 1980; OLIVEIRA, 2017). Welch (1967) desenvolveu um método para obter os espectros de potência usando a FFT, onde o sinal original é dividido em vários outros mais curtos, com superposição. Esta função foi utilizada neste trabalho por meio de um algoritmo em Matlab[®] R2017a, sendo que o *script* do programa se encontra no Apêndice B.

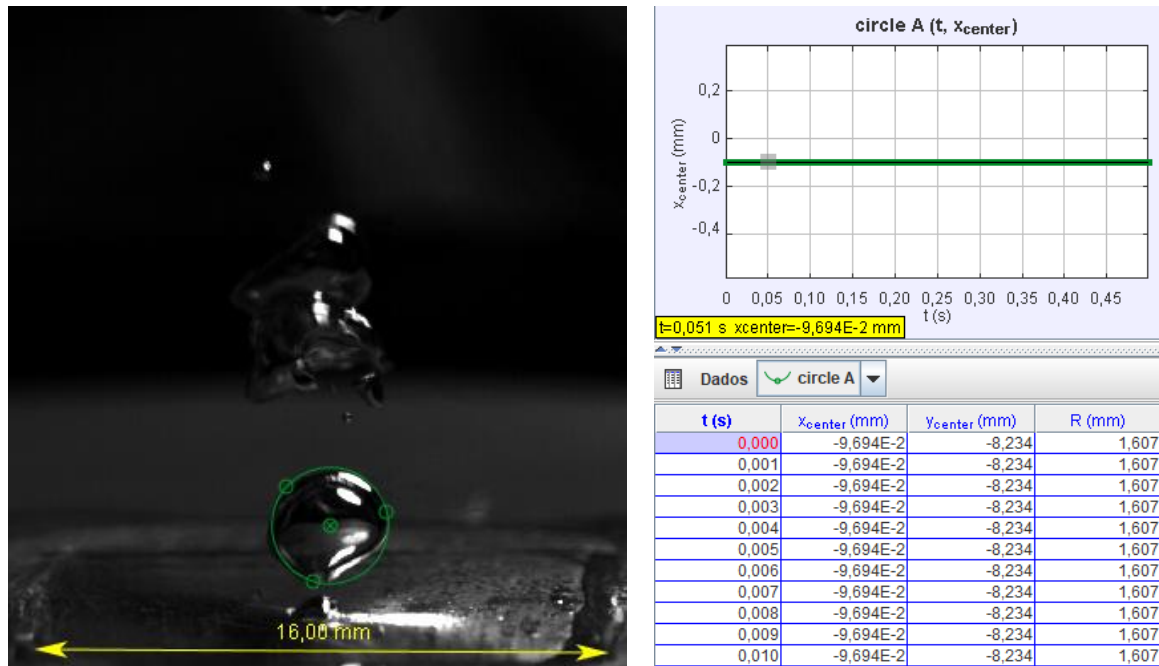
4.4.1 Análise de diâmetro de partida e ciclo de vida de bolhas por meio da visualização

O diâmetro de partida de bolha foi medido utilizando-se o *software Tracker*[®], através da visualização das filmagens obtidas pela câmera de alta velocidade.

Para medir o diâmetro de partida de bolha usou-se a ferramenta *circle fitter* e foram medidos os diâmetros em 2 frames (ou 2 ms) posteriores ao desprendimento da bolha da superfície, obtendo a média dessas duas medidas, a fim de evitar erros associados à deformação da bolha de vapor devido à sua ascensão no líquido. Esse procedimento foi repetido para 5 bolhas diferentes, obtendo a média final do diâmetro de partida de bolha para cada fluxo aplicado. A Figura 24 mostra o procedimento de análise adotado.

Para garantir que as medidas realizadas a partir do *software Tracker*[®] sejam condizentes com as medidas reais, utiliza-se como dado de entrada uma medida conhecida através da fita de calibração (no caso, fixa-se um dos lados da superfície de cobre que mede 16 mm).

Figura 24 - Padrão estabelecido na medição de diâmetro de partida das bolhas de vapor (*software Tracker*[®]).



Fonte: Elaboração da própria autora.

Para analisar o ciclo de vida da bolha de vapor, analisou-se o tempo de crescimento e de espera utilizando a mesma técnica empregada para determinação do diâmetro de partida. Uma vez que cada *frame* representa 1 ms, observou-se o crescimento e desprendimento da bolha em função do tempo, sendo possível verificar e contabilizar o período de espera e crescimento, $t_w + t_g$. Esse procedimento foi repetido para 5 bolhas diferentes ao longo da filmagem para se obter a média aritmética das medições.

4.5 INCERTEZA EXPERIMENTAL

A calibração dos termopares está detalhada no Apêndice A, sendo a incerteza de medição encontrada de $\pm 0,3$ °C. A incerteza da distância entre os termopares foi dada pela resolução do

paquímetro utilizado (0,01 mm). Já, a incerteza do transdutor de pressão dada pelo fabricante, *Omega Engineering*[®], corresponde a ± 0.05 kPa. A incerteza de medição combinada para o fluxo de calor e o superaquecimento da superfície foi baseada no guia para expressão da incerteza de medição GUM (BUREAU, 2008), conforme as Equações 8 e 9.

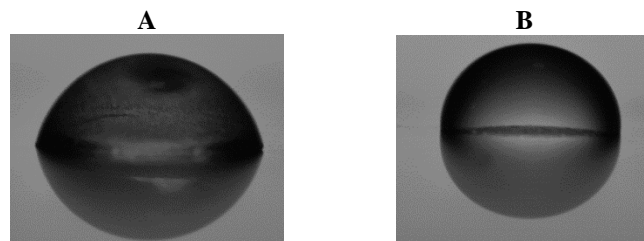
$$\frac{u(\bar{q}''')}{\bar{q}'''} = \sqrt{\left(\frac{u(\Delta T_{12})}{3\Delta T_{12}}\right)^2 + \left(\frac{u(\Delta T_{23})}{3\Delta T_{23}}\right)^2 + \left(\frac{u(\Delta T_{13})}{3\Delta T_{13}}\right)^2 + \left(\frac{u(\Delta L_{12})}{3L_{12}}\right)^2 + \left(\frac{u(L_{23})}{3L_{23}}\right)^2 + \left(\frac{u(L_{13})}{3L_{13}}\right)^2} \quad (8)$$

$$\frac{u(T_p - T_{sat})}{T_p - T_{sat}} = \sqrt{\left(\frac{u(T_1 - T_{sat})}{T_1 - T_{sat}}\right)^2 + \left(\frac{u(\bar{q}''')}{\bar{q}'''}\right)^2 + \left(\frac{u(L_{1p})}{L_{1p}}\right)^2} \quad (9)$$

A incerteza experimental para o fluxo de calor tende a diminuir com o seu aumento, variando entre 5 a 20%.

A incerteza do diâmetro da bolha de vapor utilizando as medidas realizadas utilizando o *software Tracker*[®] foi estimada por meio da comparação com diâmetros conhecidos de corpos semiesféricos de vidro (corpos A e B, Figura 25).

Figura 25 - Corpos semiesféricos usados para estimativa da incerteza na medição do diâmetro da bolha de vapor.



Fonte: Elaboração da própria autora.

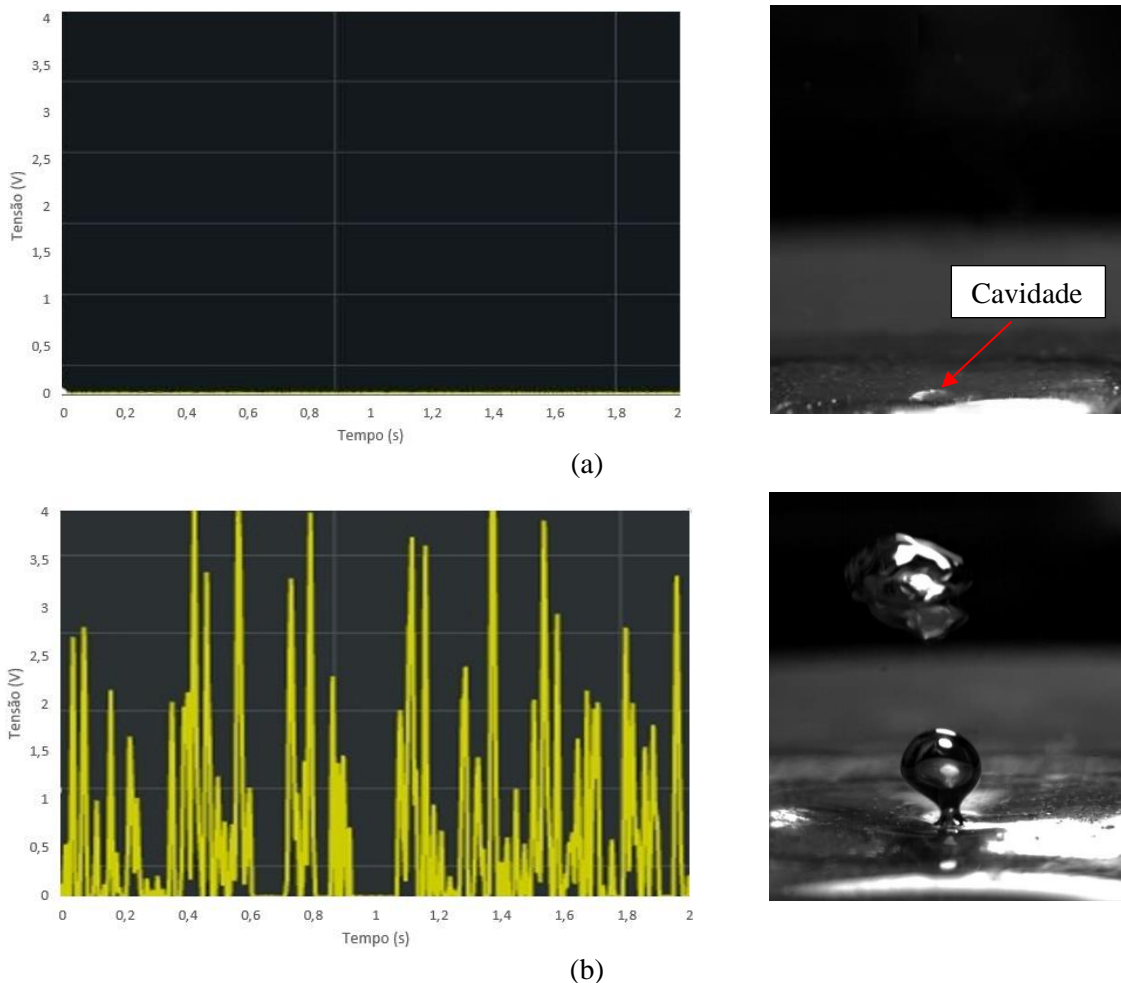
Operadores distintos e independentes analisaram cada imagem e mediram seu diâmetro usando o *software Tracker*[®], sem terem informações dos resultados entre si. O desvio absoluto médio (DAM) foi de aproximadamente 4%.

5 RESULTADOS E DISCUSSÃO

5.1 SENSOR ÓPTICO E VISUALIZAÇÃO DO CICLO DE VIDA DA BOLHA DE VAPOR

A utilização do sensor óptico para determinar a frequência de partida de bolha funciona da seguinte forma: toda vez que uma bolha cruza a linha LED - LDR há uma variação da voltagem do sinal. No instante em que o LED incide luz diretamente sobre o LDR o máximo valor de resistência interna é obtido com uma baixa tensão. Na ausência de bolhas, o sinal do sensor permanece em aproximadamente 0 V, enquanto na presença delas, ele varia de 3 a 4 V. Para tal análise, foi usado o *software* DAQESPRESS na entrada analógica, de modo que em seu mostrador pode-se observar a variação de tensão em função do tempo sempre que há sítio de nucleação ativo. A Figura 26a e 26b indica o comportamento do sinal do sensor óptico obtido a partir da ausência e presença de bolhas, respectivamente.

Figura 26 – Sinal do sensor para (a) ausência de bolhas de vapor e (b) presença de bolhas de vapor.



Fonte: Elaboração da própria autora.

Após a validação do sensor, os primeiros testes em regime de ebulição nucleada foram realizados conforme procedimento descrito anteriormente. As frequências características de partida de bolhas de vapor, obtidas via Matlab® pela função Welch (WELCH, 1967), e a visualização do ciclo de vida da bolha, tratada pelo *software Tracker*®, estão apresentadas nas Figuras 27 a 33 para cada fluxo aplicado.

Figura 27 - Imagens de câmera de alta velocidade de uma bolha de vapor para $\bar{q}'' = 15 \text{ kW/m}^2$.

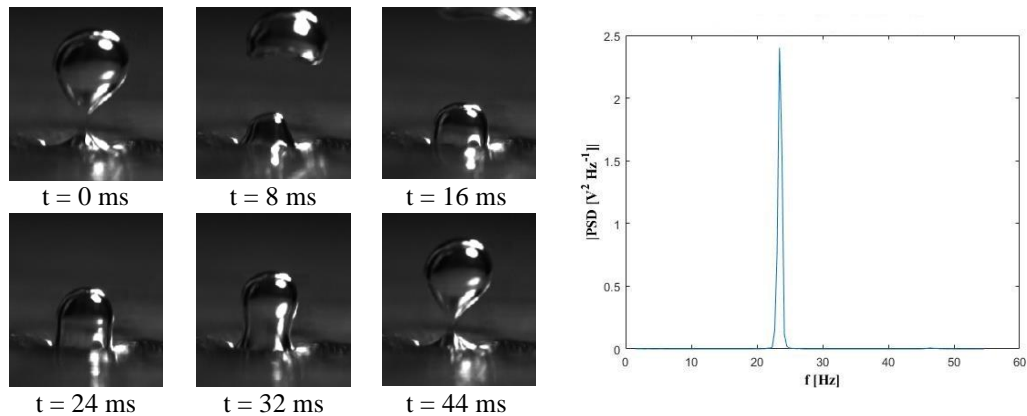


Figura 28 - Imagens de câmera de alta velocidade de uma bolha de vapor para $\bar{q}'' = 20 \text{ kW/m}^2$.

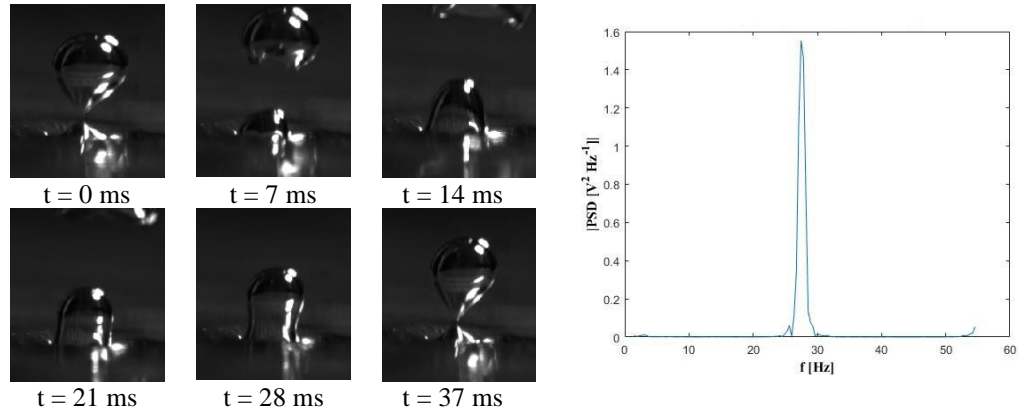


Figura 29 - Imagens de câmera de alta velocidade de uma bolha de vapor para $\bar{q}'' = 25 \text{ kW/m}^2$.

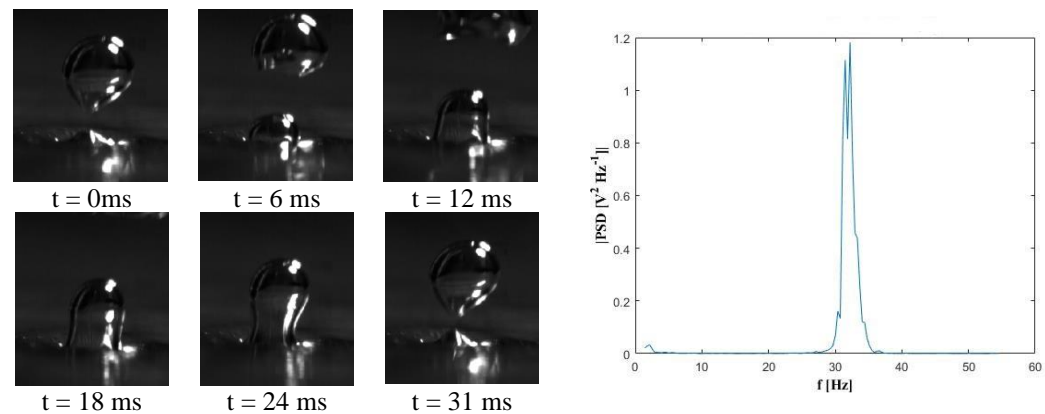


Figura 30 - Imagens de câmera de alta velocidade de uma bolha de vapor para $\bar{q}'' = 30 \text{ kW/m}^2$.

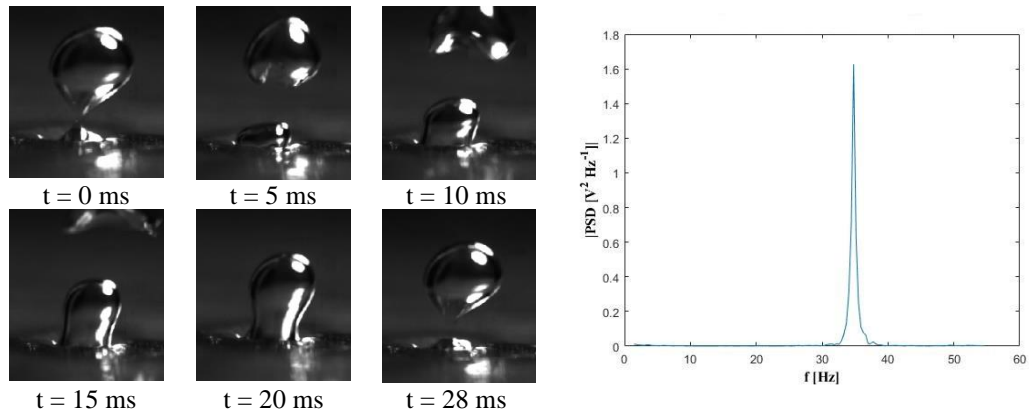


Figura 31 - Imagens de câmera de alta velocidade de uma bolha de vapor para $\bar{q}'' = 35 \text{ kW/m}^2$.

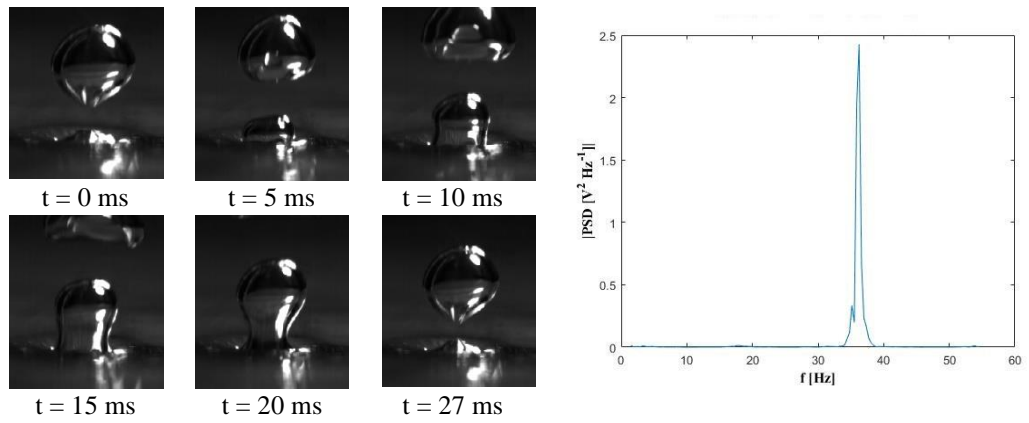


Figura 32 - Imagens de câmera de alta velocidade de uma bolha de vapor para $\bar{q}'' = 40 \text{ kW/m}^2$.

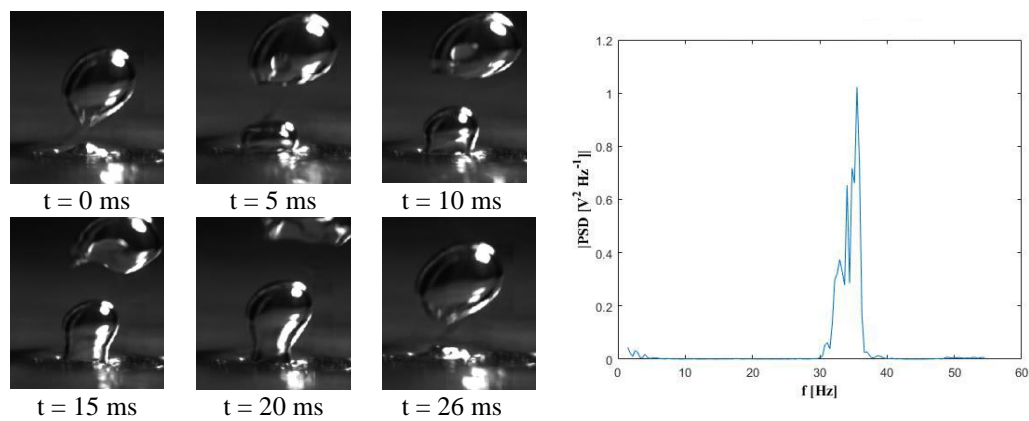
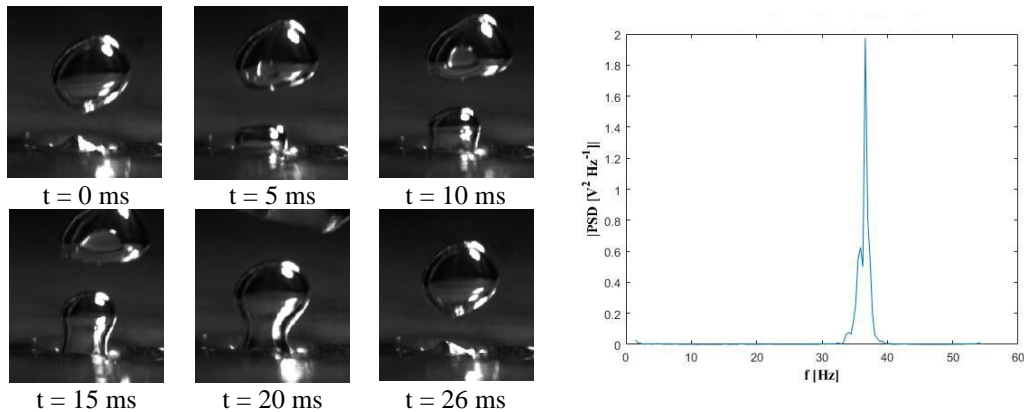


Figura 33 - Imagens de câmera de alta velocidade de uma bolha de vapor para $\bar{q}'' = 45 \text{ kW/m}^2$.



A Tabela 5 mostra os resultados obtidos a partir da visualização do fenômeno em termos de diâmetro de partida de bolhas, período de espera e de crescimento ($t_w + t_g$) e frequência de partida de bolhas para os dois métodos utilizados, sensor e processamento de imagens.

Tabela 5 – Diâmetro de partida de bolha e ($t_w + t_g$), para cada fluxo aplicado.

| Fluxo Aplicado [kW/m ²] | t_g+t_w [ms] | Frequência Tracker [Hz] | Frequência Sensor [Hz] | Diâmetro Tracker [mm] |
|--|----------------|----------------------------|---------------------------|--------------------------|
| 15 | 44 | 22,73 | ≈ 23 | 2,33 |
| 20 | 37 | 27,02 | ≈ 27 | 2,79 |
| 25 | 31 | 32,25 | ≈ 32 | 2,83 |
| 30 | 28 | 35,71 | ≈ 35 | 2,96 |
| 35 | 27 | 37,03 | ≈ 37 | 3,09 |
| 40 | 26 | 38,46 | ≈ 38 | 3,25 |
| 45 | 26 | 38,46 | ≈ 38 | 3,32 |

Fonte: Elaboração da própria autora.

Pode-se observar que a análise da frequência de bolhas de vapor realizada com o sensor óptico forneceu valores satisfatórios em relação aos obtidos com a câmera de alta velocidade e *software Tracker*[®], com desvio absoluto médio de 0,9%.

Assim como indicado por Hutter et al. (2010), observou-se que o tempo de espera entre a partida de uma bolha e a nucleação de outra diminuiu com o aumento do superaquecimento da parede. A frequência característica da bolha de vapor varia na faixa de 22 a 38 Hz para a faixa do número de Jakob testado no presente estudo; indicando resultados coerentes com aqueles encontrados na literatura para baixos fluxos de calor (GUENNOUN et al., 2003; ZHANG; SHOJI, 2003; SAKASHITA; ONO, 2009; HUTTER et al., 2010; CHANG et al., 2010; DONG; QUANG; CHENG, 2014; HAMZEKHANI et al., 2015).

A partir das imagens obtidas pela câmera de alta velocidade e pós-processamento, constatou-se que a frequência de partida das bolhas aumentou (em média 9%) com o nível de superaquecimento da superfície. O diâmetro de partida da bolha de vapor foi quase invariante (variações dentro de $\pm 5\%$) para diferentes níveis de superaquecimento; assim, os mecanismos que governam a partida da bolha de vapor não parecem ser significativamente afetados pelo nível de superaquecimento, isto é, o balanço entre a tensão superficial e a força de empuxo desempenha um papel mais significativo na partida da bolha se comparado a outros processos térmicos, como a convecção, que se tornam cruciais para altos níveis de superaquecimento.

5.2 DIÂMETRO E FREQUÊNCIA DE PARTIDA DE BOLHAS

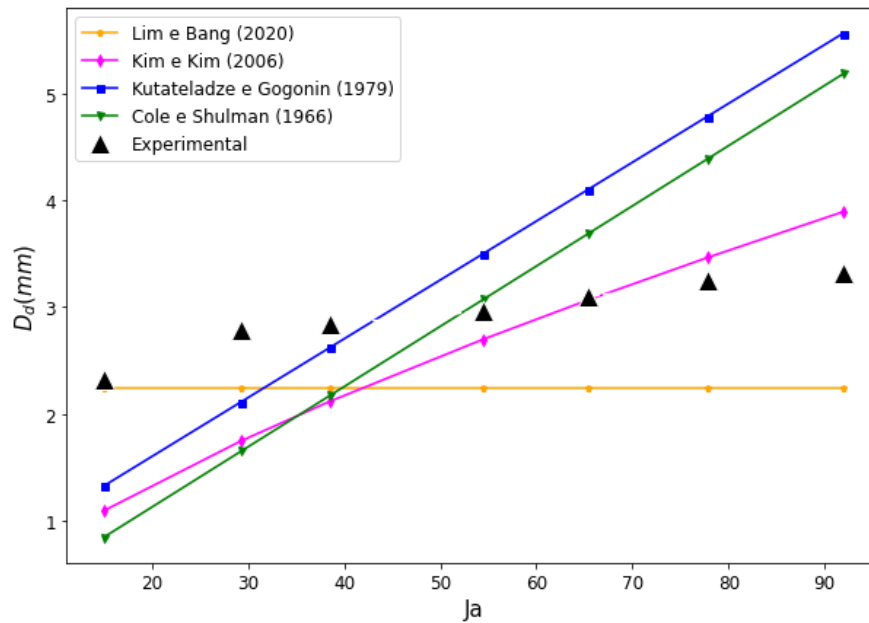
Os números de Jakob obtidos nesse estudo são baixos, sendo $14 \leq Ja \leq 92$. Para esta faixa de número de Jakob, o critério de Robinson e Judd (2004) está entre 5 e 198, o que indica que o crescimento da bolha é definitivamente controlado pela difusão e as influências inerciais são desprezíveis.

Os resultados experimentais para o diâmetro de partida de bolha, obtidos pela visualização do fenômeno e tratados pelo *software Tracker*[®], foram comparados com correlações e modelos apresentados na Tabela 2, seção 3.4. A análise foi realizada em função do número adimensional de Jakob, cuja definição foi apresentada na seção 3.3, a fim de considerar o efeito do superaquecimento sobre a dinâmica de crescimento e partida da bolha de vapor.

Os dados analisados indicam que a nucleação de bolhas de vapor ocorreu a partir do fluxo aplicado de 15 kW/m^2 (correspondendo a um superaquecimento, $\Delta T \approx 9 \text{ }^\circ\text{C}$ e $Ja \approx 14$), cujo resultado é semelhante aos encontrados por Bonjour, Clausse e Lallemand (2000) e Sielaff (2014); tem-se que para baixos fluxos de calor aplicados ($\leq 45 \text{ kW/m}^2$), a influência do superaquecimento da superfície sobre a frequência de partida da bolha de vapor não é significativa.

Adicionalmente, ao analisar os dados para o diâmetro de partida da bolha de vapor na Figura 34, a correlação de Lim e Bang (2020) independe do superaquecimento da superfície e, apesar disso, é a que melhor descreve o comportamento dos dados experimentais (DAM de, aproximadamente, 24%) por levar em consideração o tamanho da cavidade artificial, objeto de estudo desse trabalho. As correlações de Cole e Shulman (1966) e Kutateladze e Gogonin (1979) e, mais recentemente, a de Kim e Kim (2006) incorporam a influência das propriedades do fluido e do número de Jakob (levam em consideração o superaquecimento da superfície), mostrando que a tendência prevista por esses modelos representa satisfatoriamente os dados experimentais (DAM, em média, 30%).

Figura 34 – Comparação do diâmetro de bolha (D_d) experimental com modelos da literatura.



Fonte: Elaboração da própria autora.

A partir da correlação para o diâmetro de partida de Kim e Kim (2006), a qual apresentou menor desvio absoluto médio em relação aos dados experimentais (21%), realizou-se uma regressão de dados (baseando-se nos dados apresentados na Figura 34) para obter uma correlação ajustada aos dados obtidos no presente trabalho,

$$D_d = 1,439 \left[\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right] Ja^{0,1859} \quad (10)$$

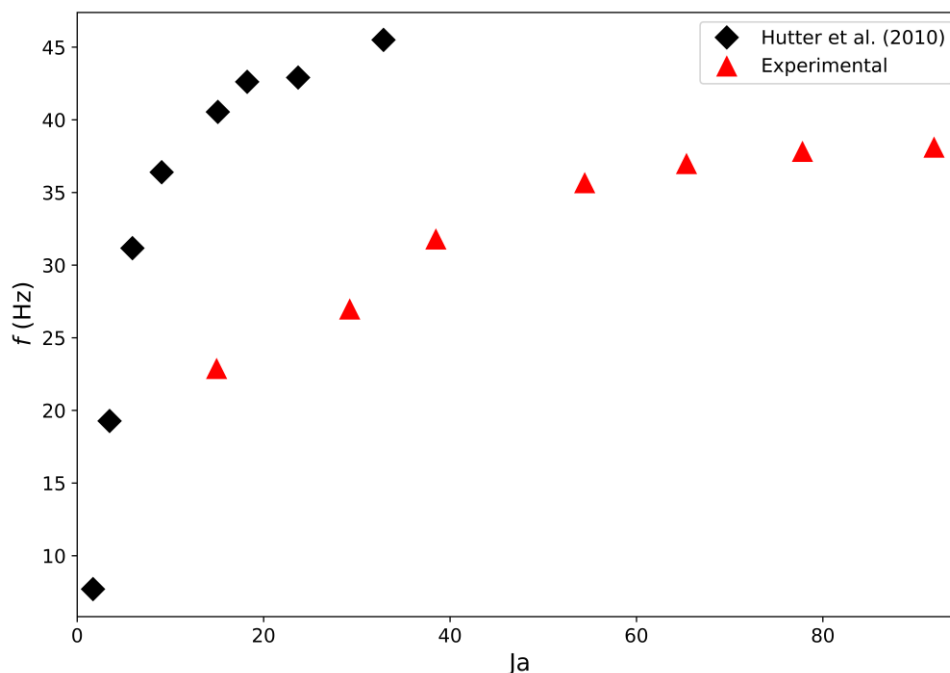
A correlação proposta é válida para $10 \leq Ja \leq 90$, apresentando DAM < 1% em relação aos dados experimentais. Vale ressaltar que a correlação de Kim e Kim (2006) foi desenvolvida para baixos e altos números de Jakob, dentro de uma faixa de incerteza de $\pm 20\%$.

As correlações/modelos apresentadas na Tabela 3 para predição de frequência de partida da bolha de vapor foram desenvolvidas para ebulição em macroescala onde, geralmente, tem-se que f diminui à medida que D_d aumenta, correlacionando-a na forma $fD_d^n = c$, com c sendo uma constante e n um expoente variando entre 1/2 e 3 dependendo das condições experimentais (Tabela 3). Porém, no presente trabalho, quando a nucleação ocorre a partir de uma única cavidade, a frequência aumenta quase linearmente com o fluxo de calor aplicado (consequentemente, com o superaquecimento da superfície), como também relatado por Hutter et al. (2010).

Quando apenas uma única cavidade artificial está presente na superfície aquecida, em vez de nuclear outros locais, verificou-se que a frequência de partida da bolha aumenta para aumentar a taxa de transferência de calor. Ambos os comportamentos para f e D_d com o aumento do número de Jakob (ou superaquecimento da superfície) também foram observados nos trabalhos de Chang et al. (2010) e Thiagarajan et al. (2015).

Hutter et al. (2010) realizaram um estudo experimental da ebulição nucleada do fluido FC-72 em cavidades artificiais cilíndricas, com diferentes profundidades, e para diferentes valores de pressão. Os autores obtiveram resultados acerca de diâmetro e frequência de bolhas por meio do processamento das imagens obtidas com a filmagem do fenômeno de ebulição. A cavidade com profundidade de 0,1 mm (análoga a do presente estudo) foi submetida a fluxos de calor entre 0,85 e 36 kW/m²; como resultado, à medida que o superaquecimento da superfície aumentou, a frequência de partida da bolha de vapor também aumentou (similar aos resultados obtidos no presente estudo, conforme apresentado na Figura 35).

Figura 35 – Comparação entre os valores de frequência de partida obtidos experimentalmente no presente estudo e aqueles obtidos por Hutter et al. (2010), para uma cavidade cilíndrica de 0,1 mm de profundidade.



Fonte: Elaboração da própria autora.

Ademais, o desvio absoluto médio (DAM) entre os dados experimentais obtidos no presente estudo e aqueles obtidos por Hutter et al. (2010) foi de 18,8%, indicando boa concordância para o comportamento dos dados de frequência de partida de bolha obtidos.

Pode-se concluir que o conhecimento do diâmetro de partida da bolha, tempo de espera e crescimento, tensão superficial, fluxo de calor aplicado e demais propriedades termofísicas do fluido de trabalho são necessários para a determinação da frequência de partida da bolha de vapor com maior precisão; dessa forma, uma correlação para a frequência de partida da bolha de vapor (e também para o diâmetro de partida da bolha) pode ser desenvolvida considerando parâmetros como rugosidade da superfície, tamanho da cavidade, pressão do sistema e outros parâmetros de interação sólido-líquido importantes no fenômeno de nucleação (uma análise adimensional da frequência de partida da bolha pode levar a uma melhor correlação, com desvios menores em relação aos dados experimentais).

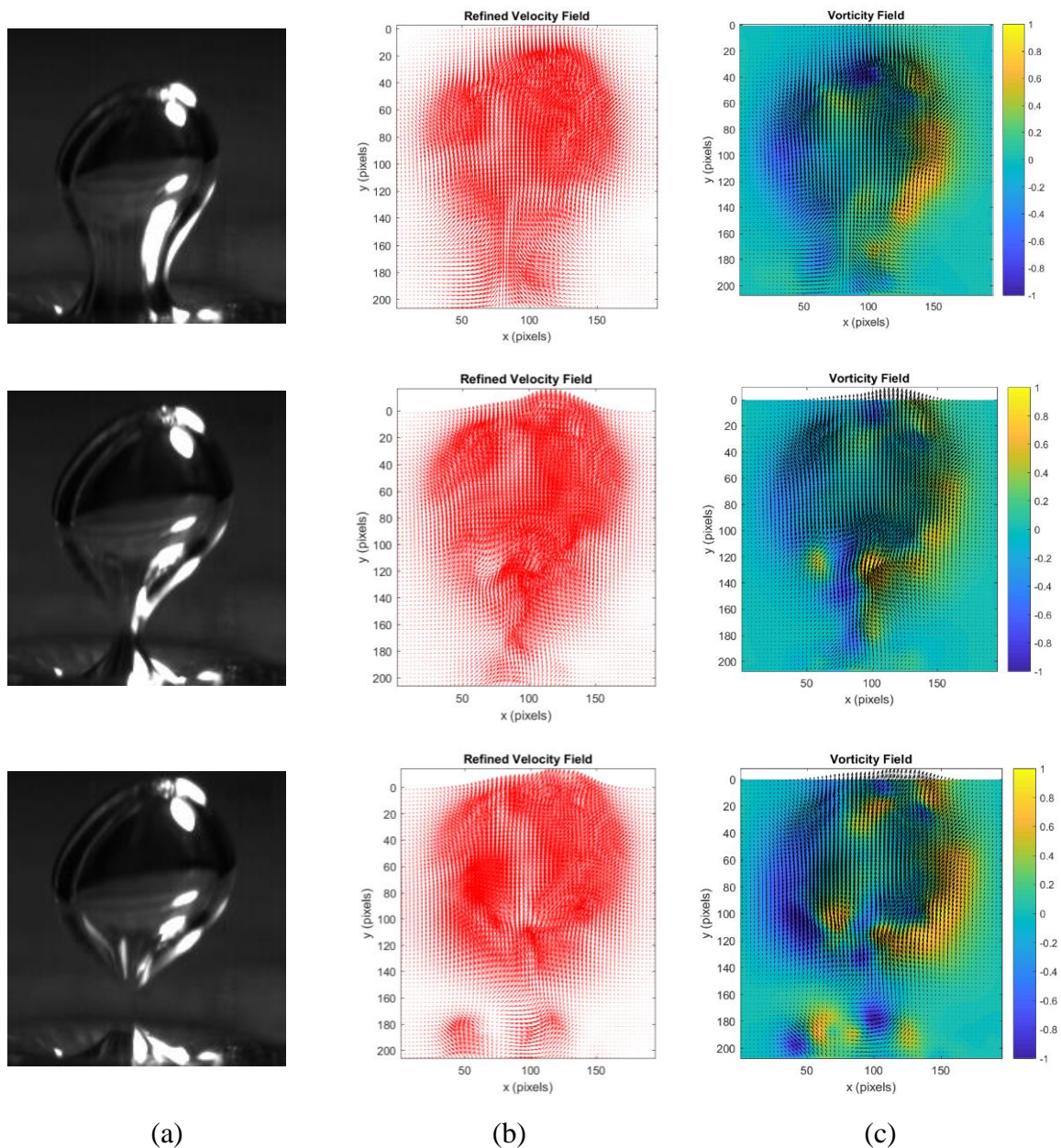
5.3 ANÁLISE DO ESCOAMENTO ÓPTICO

A análise do escoamento óptico consiste no estudo dos campos de velocidade que descrevem a dinâmica de um objeto ocorrida entre dois quadros consecutivos de imagens. Assim, analisou-se o crescimento de uma bolha de vapor sobre a cavidade artificial utilizando o programa *OpenOpticalFlow*, desenvolvido por Liu (2017), em um código aberto em Matlab[®] para extração de campos de velocidade e visualização de fluxos a partir de imagens obtidas das filmagens de testes experimentais.

Como o código analisa apenas um par de imagens por vez, optou-se, nesse estudo, pelo uso de 10 frames em sequência para observação do comportamento da velocidade da interface da bolha ao longo do tempo.

O *OpenOpticalFlow* foi utilizado para obter matrizes com os vetores de velocidades, linhas de correntes, campos de velocidade e vorticidade para o fluxo de 35 kW/m² com $\Delta T \approx 39$ °C. A Figura 36 mostra os resultados obtidos para o campo de velocidade e vorticidade.

Figura 36 – (a) Bolha de vapor e análise do campo de (b) velocidade e (c) vorticidade para o fluxo de calor aplicado de 35 kW/m^2 .



Fonte: Elaborado pela própria autora.

Observa-se que as oscilações do campo de velocidade aumentam em amplitude e frequência com o crescimento da bolha. O campo de velocidade está diretamente relacionado ao aparecimento de vórtices que se separam da parte inferior da bolha, oriundos do movimento do fluido causado pela microconvecção. A existência de vórtices na frente da bolha é causada por flutuações de velocidade perto da interface líquido-vapor. A dinâmica do campo de velocidade da interface da bolha pode causar influência na transferência de calor junto da região da superfície encoberta pela bolha, conforme os dados experimentais do coeficiente de transferência de calor

na região de secagem obtidos por Jung e Kim (2014). Comportamentos similares dos campos de velocidade têm sido observados na literatura tanto em condições experimentais de acordo com Duan et al. (2013) quanto em simulações numéricas, usando diferentes métodos, como os demonstrados por Son e Dhir (2008), Wang e Cai (2017), Sato e Niceno (2018), Ling e Tao (2018), Urbano et al. (2018) e Li et al. (2020).

6 CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS

Nesse trabalho foi realizada uma análise da dinâmica da bolha de vapor, levantando parâmetros como o diâmetro e frequência de partida de bolhas na ebulição em piscina para o fluido HFE-7100, a $T_{sat} = 60 \text{ °C}$ e $p_{atm} = 98 \text{ kPa}$, sobre uma superfície de cobre contendo uma única cavidade artificial. Por meio da visualização do fenômeno e da análise sensorial, as seguintes conclusões são apresentadas:

- O sensor óptico desenvolvido foi validado com sucesso, mostrando ser capaz de analisar a frequência de partida de bolha de vapor em diferentes condições de testes;
- Os dois métodos utilizados (sensor óptico e câmera de alta velocidade) para o cálculo da frequência de partida de bolhas mostraram-se eficientes e confiáveis, com desvio médio entre eles de apenas 0,9%;
- Os valores obtidos para a frequência de partida de bolhas, na faixa de 20 a 40 Hz, são consistentes com os encontrados na literatura para baixos valores de fluxos de calor (SAKASHITA; ONO, 2009; HUTTER et al., 2010; CHANG et al., 2010; DONG; QUANG; CHENG, 2014; HAMZEKHANI, 2015);
- As correlações de Lim e Bang (2020), Kim e Kim (2006) e Kutateladze e Gogonin (1979) predizem satisfatoriamente os dados experimentais para o diâmetro de saída da bolha, com um desvio absoluto médio de 30%;
- Para a frequência de partida das bolhas, os dados experimentais mostraram a mesma tendência relatada por Chang et al. (2010) e Thiagarajan et al. (2015), onde um aumento no fluxo de calor aplicado e, conseqüentemente, no superaquecimento da superfície acarreta em um aumento na f .
- A correlação proposta para predição do diâmetro de partida de bolha de vapor, baseando-se na regressão dos dados experimentais obtidos no presente estudo, mostrou-se satisfatória (desvio absoluto médio menor que 1% para $10 \leq Ja \leq 90$).
- A análise *Optical Flow* identificou os campos de velocidade e vorticidade causados pela microconvecção – modo de transferência de calor predominante na ebulição nucleada de acordo com Rohsenow (1952) e Moghaddam e Kiger (2009).

Apesar dos esforços, a visualização do fenômeno de ebulição para fluxos de calor moderados e elevados ($> 50 \text{ kW/m}^2$) não pode ser realizada neste trabalho devido às características da superfície e do sistema de aquecimento. Então, futuros trabalhos consistirão em aprimorar a

visualização do fenômeno de ebulição a fim de auxiliar na análise dos resultados obtidos nesse trabalho, principalmente na análise da interação entre dois ou mais sítios de nucleação artificiais. Outro fator importante que necessita de estudos mais aprofundados é a influência do ângulo de contato (molhabilidade) na dinâmica da bolha de vapor; para tal, fazem-se necessárias alterações no aparato experimental (seção de testes) para possibilitar o uso de fluidos como a água, por exemplo.

REFERÊNCIAS

- 3M PRODUCT BROCHURE, **3M Novec™ engineered fluid HFE-7100 for heat transfer**, [S. l.: s. n.], 2002.
- ALAM, T. et al. Force analysis and bubble dynamics during flow boiling in silicon nanowire microchannels. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, Oxford, v. 101, p. 915-926, 2016.
- ALHENDAL, Y.; TURAN, A.; HOLLINGSWORTH, P. Thermocapillary simulation of single bubble dynamics in zero gravity. **Acta Astronautica**, Oxford, v. 88, p. 108-115, 2013.
- BEJAN, A. **Convection heat transfer**. Nova York: John Wiley & Sons, 1984.
- BENDAT, J.S.; PIERSOL, A. G. **Engineering applications of correlation and spectral analysis**. New York: [s. n.], 1980.
- BI, J. et al. Effects of nucleation site arrangement and spacing on bubble coalescence characteristics. **Experimental Thermal and Fluid Science**, Philadelphia, v. 52, p. 116-127, 2014.
- BONJOUR, J.; CLAUSSE, M.; LALLEMAND, M. Experimental study of the coalescence phenomenon during nucleate pool boiling. **Experimental Thermal and Fluid Science**, Philadelphia, v. 20, n. 3-4, p. 180-187, 2000.
- BORINSHANSKY, V.M.; FOKIN, F.S. **Heat transfer and hydrodynamics in steam generators**. Tr TsKTI; 62, 1963.
- BUYEVICH, Y.A.; WEBBON, B.W. The isolated bubble regime in pool nucleate boiling, **Int. J. Heat Mass Transf.**, Oxford, v. 40, n. 2, p. 365-377, 1996.
- BUREAU INTERNATIONAL DES POIDS ET MESURES; **Organisation International de normalisation**. Guide to the expression of uncertainty in measurement. International Organization for Standardization, 2008.
- CARDOSO, E.M. **Intensificação da ebulição nucleada em espaços confinados**. 2010. 159 f. Tese (Doutorado em Engenharia Mecânica) - Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina - UFSC, Florianópolis, 2010.
- CAREY, V. **Liquid–Vapor Phase-Change Phenomena**. Hemisphere Publishing Corporation, 1992.
- CHANG, Y.S. et al. Behavior of thermal bubbles formed from a single nucleation site. **Journal of mechanical science and technology**, Heidelberg, v. 24, n. 1, p. 415-420, 2010.
- CHANG, Y.H.; FERNG, Y.M. Experimental investigation on bubble dynamics and boiling heat transfer for saturated pool boiling and comparison data with previous works. **Applied Thermal Engineering**, Oxford, v. 154, p. 284-293, 2019.

- CHEN, Z.; WU, F.; UTAKA, Y. Numerical simulation of thermal property effect of heat transfer plate on bubble growth with microlayer evaporation during nucleate pool boiling. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, Oxford, v. 118, p. 989-996, 2018.
- CHENG, N.; GUO, Y.; PENG, C. A numerical simulation of single bubble growth in sub-cooled boiling water. **Annals of Nuclear Energy**, Oxford, v. 124, p. 179-186, 2019.
- CILOGLU, D.; BOLUKBASI, A. A comprehensive review on pool boiling of nanofluids. **Applied Thermal Engineering**, Oxford, v. 84, p. 45-63, 2015.
- COLE, R.; ROHSENOW, W.M. Correlation of bubble departure diameters for boiling of saturated liquids. **Chem Eng Prog Symp Ser**, New York, v. 65, n. 92, p. 211-3, 1968.
- COLE, R.; SHULMAN, H.L. Bubble departure diameters at subatmospheric pressures. *In: Chem. Eng. Prog. Symp.* [S. l.: s. n.], 1966. p. 6-16.
- COLIN, C. et al. Nucleate pool boiling in microgravity: recent progress and future prospects. **Comptes Rendus Mécanique**, [s. l.], v. 345, n. 1, p. 21-34, 2017.
- CORNWELL, K.; BROWN, R. D. Boiling surface topography. *In: International Heat Transfer Conference Digital Library*. Begel House Inc., 1978.
- COULIBALY, A.; BI, J.; CHRISTOPHER, D.M. Experimental investigation of bubble coalescence heat transfer during nucleate pool boiling. **Experimental Thermal and Fluid Science**, Philadelphia, v. 104, p. 67-75, 2019.
- ÇENGEL, Y.A.; GHAJAR, A.J. adaptado por Kanoglu, M.; tradução: Lino, FAM; revisão técnica: Ismail, KAR **Transferência de calor e massa: uma abordagem prática**. 4th edição. Porto Alegre, AMGH, 2012.
- DAHARIYA, S.; BETZ, A.R. High pressure pool boiling: Mechanisms for heat transfer enhancement and comparison to existing models. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, Oxford, v. 141, p. 696-706, 2019.
- DAUM, H.H. **Sensor óptico para monitoração de escoamento bifásico em golfadas. Dissertação de Mestrado**. Universidade Tecnológica Federal do Paraná, 2013.
- DHIR, V.K. Boiling heat transfer. **Annual review of fluid mechanics**, Palo Alto, v. 30, n. 1, p. 365-401, 1998.
- DHIR, V.K.; WARRIER, G.R.; AKTINOL, E. Numerical simulation of pool boiling: a review. **Journal of Heat Transfer**, New York, v. 135, n. 6, p. 061502, 2013.
- DONG, L.; QUAN, X.; CHENG, P. An experimental investigation of enhanced pool boiling heat transfer from surfaces with micro/nano-structures. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, Oxford, v. 71, p. 189-196, 2014.
- DUAN, X. et al. Synchronized high-speed video, infrared thermometry, and particle image velocimetry data for validation of interface-tracking simulations of nucleate boiling phenomena. **Experimental Heat Transfer**, Philadelphia, v. 26, n. 2-3, p. 169-197, 2013.

EASTMAN, R. Dynamics of bubble departure. In: 19TH THERMOPHYSICS CONFERENCE, p. 1707, 1984.

EL-GENK, M.S.; BOSTANCI, H. Saturation boiling of HFE-7100 from a copper surface, simulating a microelectronic chip. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, Oxford, v. 46, n. 10, p. 1841-1854, 2003.

ENSUS. Disponível em <https://ensus.com.br/analise-de-vibracao-tipos-de-sinais-transformada-de-fourier-e-psd/>. Acesso em: 10 jun. 2021.

FIGLIOLA, R.S.; BEASLEY, D.E. **Teoria e projeto para medições mecânicas**. 4. ed. Rio de Janeiro: LTC, 2007.

FIGUEREDO, M.G.; COPETTI, J.B. Análise comparativa de dois sensores ópticos para a caracterização experimental do escoamento bifásico ar-água. **Revista Liberato**, Novo Hamburgo, v. 19, n. 31, p. 67-84, 2018.

FRITZ, W. Maximum volume of vapor bubbles. **Phys Z.**, [s. l.], v. 36, p. 379–384, 1935.

GAO, W. et al. Experimental investigation on bubble departure diameter in pool boiling under sub-atmospheric pressure. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, Oxford, v. 134, p. 933-947, 2019.

GARRETT, K. W.; ROSENBERG, H. M. The thermal conductivity of epoxy-resin/powder composite materials. **Journal of Physics D: Applied Physics**, Bristol, v. 7, n. 9, p. 1247, 1974.

GERARDI, C. et al. Study of bubble growth in water pool boiling through synchronized, infrared thermometry and high-speed video. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, Oxford, v. 53, n. 19-20, p. 4185-4192, 2010.

GONÇALVES, L.A. **Um Estudo sobre a Transformada Rápida de Fourier e seu uso em Processamento de Imagens**. Porto Alegre: URGS-Instituto de Matemática, 2004.

GUENNOUN, F. et al. Experimental investigation of a particular traveling bubble cavitation. In: INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON CAVITATION, 5th, 2003.

HAMZEKHANI S.; FALAHIEH M.M.; AKBARI A. Bubble departure diameter in nucleate pool boiling at saturation: pure liquids and binary mixtures. **Int J Refrig**, [s. l.], v. 46, p. 50–58, 2014.

HAMZEKHANI, S. et al. Experimental study on bubble departure frequency for pool boiling of water/NaCl solutions. **Heat and Mass Transfer**, Oxford, v. 51, n. 9, p. 1313-1320, 2015.

HASSAN, Y.A.; ESTRADA-PEREZ, C.E.; YOO, J.S. Measurement of subcooled flow boiling using Particle Tracking Velocimetry and infrared thermographic technique. **Nuclear Engineering and Design**, [s. l.], v. 268, p. 185-190, 2014.

HASSANPOUR, M.; VAFERI, B.; MASOUMI, M.E. Estimation of pool boiling heat transfer coefficient of alumina water-based nanofluids by various artificial intelligence (AI) approaches. **Applied Thermal Engineering**, Oxford, v. 128, p. 1208-1222, 2018.

HATTON, P.; HALL, I.S. Photographic study of boiling on prepared surfaces. *In: PROCEEDINGS OF THE 3RD INTERNATIONAL HEAT TRANSFER CONFERENCE*, AIChE;4(2).p. 24–37, 1966.

HUTTER, C. et al. Experimental pool boiling investigations of FC-72 on silicon with artificial cavities and integrated temperature microsensors. **Experimental Thermal and Fluid Science**, Philadelphia, v. 34, n. 4, p. 422-433, 2010.

IVEY, H.J. Relationships between bubble frequency, departure diameter and rise velocity in nucleate boiling. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, Oxford, v. 10, n. 8, p. 1023-1040, 1967.

JAKOB, M.; FRITZ, W. Versuche uber den verdampfungsvorgang. **Forsch auf dem Geb Des Ing**, [s. l.], v. 2, p. 435–447, 1931.

JAKOB, M. **Heat Transfer**. New York: Wiley and Sons, 1949. Chapter 29.

JANA, A.K. *et al.* An optical probe for liquid–liquid two-phase flows. **Measurement Science and Technology**, v. 18, n. 5, p. 1563, 2007.

JUNG, S., KIM, H. An experimental method to simultaneously measure the dynamics and heat transfer associated with a single bubble during nucleate boiling on a horizontal surface. **Int. J. Heat Mass Transf.**, Oxford, v. 73 p. 365-375, 2014.

KAWANAMI, O. et al. **Experiment on nucleate pool boiling in microgravity by using transparent heating surface**: analysis of surface heat transfer coefficients. *Journal of Physics Conference Series*. 2011.

KIM, J.; KIM, M.H. On the departure behaviors of bubble at nucleate pool boiling. **International journal of multiphase flow**, Oxford, v. 32, n. 10-11, p. 1269-1286, 2006.

KIM, J.H. et al. Mechanism of nucleate boiling heat transfer enhancement from microporous surfaces in saturated FC-72. **J. Heat Transfer**, [s. l.], v. 124, n. 3, p. 500-506, 2002.

KIM, J. Review of nucleate pool boiling heat transfer mechanisms. **International Journal of Multiphase Flow**, Oxford, v. 35, p. 1067–1076, 2009.

KIM, D.E. et al. Critical heat flux triggering mechanism on micro-structured surfaces: Coalesced bubble departure frequency and liquid furnishing capability. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, Oxford, v. 91, p. 1237-1247, 2015.

KIYOMURA, I.S. et al. A predictive model for confined and unconfined nucleate boiling heat transfer coefficient. **Applied Thermal Engineering**, Oxford, v. 127, p. 1274-1284, 2017.

- KIYOMURA, I.S. et al. An analysis of the effects of nanoparticles deposition on characteristics of the heating surface and ON pool boiling of water. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, Oxford, v. 106, p. 666-674, 2017.
- KIYOMURA, I.S. et al. Effect of microfin surfaces on boiling heat transfer using HFE-7100 as working fluid. *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, Amsterdam, v. 42, n. 7, p. 1-13, 2020.
- KOCAMUSTAFAOGULLARI, G. Pressure dependence of bubble departure diameter for water. **Int Commun Heat Mass Transf**, Oxford, v. 10, p. 501–509, 1983.
- KOLEV, N.I. Uniqueness of the elementary physics driving heterogeneous nucleate boiling and flashing. **Nuclear Engineering and Technology**, Daejeon, v. 38, n. 2, p. 175-184, 2006.
- KUMADA, T.; SAKASHITA, H. Pool boiling heat transfer-I. measurement and semiempirical relations of detachment frequencies of coalesced bubbles. **Int J Heat Mass Transf**, Oxford, v. 38, n. 6, p. 969–77, 1995.
- KUNKELMANN, C.; STEPHAN, P. Numerical simulation of the transient heat transfer during nucleate boiling of refrigerant HFE-7100. **International Journal of Refrigeration**, Paris v. 33, n. 7, p. 1221-1228, 2010.
- KUTATELADZE, S.S; GOGONIN II. Growth rate and detachment diameter of a vapor bubble in free convection boiling of a saturated liquids. **High Temp**, [s. l.], v. 17, p. 667–71, 1979.
- LEE, H.C. et al. Single bubble growth in saturated pool boiling on a constant wall temperature surface. **Int J Multiph Flow**, [s. l.], v. 29, p. 1857–1874, 2003.
- LEE, H.; NEVILLE, K. **Handbook of Epoxy Resins**. McGraw Hill: New York, NY, USA, pp. 14–24, 1982.
- LEONG, K.C.; HO, J.Y.; WONG, K.K. A critical review of pool and flow boiling heat transfer of dielectric fluids on enhanced surfaces. **Applied Thermal Engineering**, Oxford, v. 112, p. 999-1019, 2017.
- LI, M.; MOORTGAT, J.; BOLOTNOV, I.A. Nucleate boiling simulation using interface tracking method. **Nuclear Engineering and Design**, Amsterdam, v. 369, p.110813, 2020.
- LI, Z.D. et al. Numerical simulation of bubble dynamics and heat transfer with transient thermal response of solid wall during pool boiling of FC-72. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, Oxford, 84, 409-418, 2015.
- LIANG, G.; MUDAWAR, I. Review of pool boiling enhancement by surface modification. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, Oxford, v. 128, p. 892-933, 2019.
- LIM, D.Y.; BANG, I.C. Controlled bubble departure diameter on biphilic surfaces for enhanced pool boiling heat transfer performance. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, Oxford, v. 150, p. 119360, 2020.

- LING, K.; TAO, W.Q. Numerical simulation of nucleate boiling in shallow liquid. *Computer and Fluids*, v. 164, p. 35-40, 2018.
- LIU, T. OpenOpticalFlow: an open source program for extraction of velocity fields from flow visualization images. *Journal of Open Research Software*, v. 5, n. 1, 2017.
- MALENKOV, I.G. Detachment frequency as a function of size of vapor bubbles (transl.). *Inzh Fiz Zh*;20(2):988, 1971.
- MANETTI, L.L. et al. Effect of copper foam thickness on pool boiling heat transfer of HFE-7100. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, Oxford, v. 152, p. 119547, 2020.
- MANETTI, L.L. et al. Pool boiling heat transfer of HFE-7100 on metal foams. *Experimental Thermal and Fluid Science*, Philadelphia, v. 113, p. 110025, 2020.
- MANICA, R.; KLASEBOER, E.; CHAN, D.Y.C. Force balance model for bubble rise, impact, and bounce from solid surfaces. *Langmuir*, v. 31, n. 24, p. 6763-6772, 2015.
- MATLAB ®. Matrix Laboratory. Tool: <https://la.mathworks.com/products/matlab.html>
- MCFADDEN, P.W.; GRASSMANN, P. The relation between bubble frequency and diameter during nucleate pool boiling. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, Oxford, v. 5, n. 3-4, p. 169-173, 1962.
- MCHALE, J.P.; GARIMELLA, S.V. Bubble nucleation characteristics in pool boiling of a wetting liquid on smooth and rough surfaces. *International Journal of Multiphase Flow*, v. 36, n. 4, p. 249-260, 2010.
- MICHAIE, S.; RULLIÈRE, R.; BONJOUR, J. Experimental study of bubble dynamics of isolated bubbles in water pool boiling at subatmospheric pressures. *Experimental Thermal and Fluid Science*, Philadelphia, v. 87, p. 117-128, 2017.
- MIKIC, B.B.; ROHSENOW, W.M. A new correlation of pool-boiling data including the effect of heating surface characteristics. *Journal of Heat Transfer*, New York, v. 91, n. 2, p. 245-250, 1969.
- MISALE, M.; GUGLIELMINI, G.; PRIARONE, A. Nucleate boiling and critical heat flux of HFE-7100 in horizontal narrow spaces. *Experimental thermal and fluid science*, Philadelphia, v. 35, n. 5, p. 772-779, 2011.
- MOGHADDAM, S., KIGER, K. Physical mechanisms of heat transfer during single bubble nucleate boiling of FC-72 under saturation conditions-I. **Experimental investigation. International Journal of Heat and Mass Transfer**, Oxford, v. 52, n. 5-6, p. 1284-1294, 2009.
- MOHANTY, R.L.; DAS, M.K. A critical review on bubble dynamics parameters influencing boiling heat transfer. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, v. 78, p. 466-494, 2017.
- MOORE, F.D.; MESLER, R.B. The Measurement of Rapid Surface Temperature Fluctuations during Nucleate Boiling of Water. *AIChE J.* 7:620-624, 1961.

- MOTEZAKKER, A.R. et al. Optimum ratio of hydrophobic to hydrophilic areas of biphilic surfaces in thermal fluid systems involving boiling. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, Oxford, v. 135, p. 164-174, 2019.
- NAM, Y. et al. Single bubble dynamics on a superhydrophilic surface with artificial nucleation sites. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 54, n. 7-8, p. 1572-1577, 2011.
- NARAYAN, S.; SRIVASTAVA, A.; SINGH, S. Rainbow schlieren-based direct visualization of thermal gradients around single vapor bubble during nucleate boiling phenomena of water. *International Journal of Multiphase Flow*, v. 110, p. 82-95, 2019.
- NUKIYAMA, S. The maximum and minimum value of the q transmitted from metal to boiling water under atmospheric pressure. *Journal Japan Society of Mechanical Engineers*, v.37, p. 367-374, 1934.
- OLIVEIRA, J.D. et al. Análise experimental da ebulição convectiva de hidrocarbonetos em um mini canal de seção circular. 2017. Tese (Doutorado em Engenharia Mecânica) - Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina - UFSC, Florianópolis, 2017.
- OOI, Z.J. et al. Experimental investigation of variability in bubble departure characteristics between nucleation sites in subcooled boiling flow. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, Oxford, 118, 327-339, 2018.
- OZBEY, A. et al. On bubble dynamics in subcooled nucleate boiling on a platinum wire. *International Journal of Thermal Sciences*, 137, 1-12, 2019.
- PEEBLES, F.N; GARBER, H.J. Study on motion of gas bubbles in liquids. *Chem Eng Prog*;49:88-97, 1953.
- PHAN, H.T. et al. A model to predict the effect of contact angle on the bubble departure diameter during heterogeneous boiling. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, v. 37, n. 8, p. 964-969, 2010.
- PONTES, P. et al. Experimental description of bubble dynamics and heat transfer processes occurring on the pool boiling of water on biphilic surfaces, *Applied Thermal Engineering*, Oxford, 178, 2020.
- PRYDATKO, A.V. et al. Contact angle measurement of free-standing square-millimeter single-layer graphene. *Nature communications*, v. 9, n. 1, p. 1-7, 2018.
- QU, W.; MUDAWAR, I. Experimental and numerical study of pressure drop and heat transfer in a single-phase micro-channel heat sink. *Int. Journal of Heat and Mass Transfer*, v.45, 12, p. 2549-2565, 2002.
- RAJ, S.; PATHAK, M.; KHAN, M.K. An analytical model for predicting growth rate and departure diameter of a bubble in subcooled flow boiling. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, Oxford, v. 109, p. 470-481, 2017.

- RIBATSKI, G. Análise teórica e experimental da ebulição nucleada de refrigerantes halogenados. Tese de Doutorado. Universidade de São Paulo, 2002.
- RIBEIRO, A. H. B. et al. Sensor óptico de vazão mássica para fertilizante granular. 2017.
- ROBINSON, A.J; JUDD, R.L. The dynamic of spherical bubble growth. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, Oxford, 47(23):5101–5113, 2004.
- ROHSENOW, W.M. A method of correlating heat transfer data for surface boiling of liquids. Transactions of ASME – Journal of Heat Transfer, New York, v. 74, pp. 969-976, 1952.
- SAKASHITA, H.; ONO, A. Boiling behaviors and critical heat flux on a horizontal plate in saturated pool boiling of water at high pressures. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, Oxford, v. 52, n. 3-4, p. 744-750, 2009.
- SARKER, D. et al. Single bubble dynamics during subcooled nucleate boiling on a vertical heater surface: An experimental analysis of the effects of surface characteristics. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, Oxford, 109, 907-921, 2017.
- SATO, Y.; NICENO, B. Pool boiling simulation using an interface tracking method: From nucleate boiling to film boiling regime through critical heat flux. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, Oxford, v. 125, p. 876-890, 2018.
- SATTARI, E. et al. Numerical investigation the effects of working parameters on nucleate pool boiling. International Communications in Heat and Mass Transfer, p. 105-113. 2014.
- SHOJI, M.; TAKAGI, Y. Bubbling features from a single artificial cavity. **International journal of heat and mass transfer**, Oxford, v. 44, n. 14, p. 2763-2776, 2001.
- SIEDEL, S. Bubble dynamics and boiling heat transfer: a study in the absence and in the presence of electric fields. Other [cond-mat.other]. INSA de Lyon, 2012. English; 2012.
- SIELAFF, A. Experimental investigation of single bubbles and bubble interactions in nucleate boiling. Tese de Doutorado. Technische Universität, 2014.
- SON, G.; DHIR, V.K. Numerical simulation of nucleate boiling on a horizontal surface at high heat fluxes. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, Oxford, v. 51, p. 2566–2582, 2008.
- SOUZA, R.R.; PASSOS, J.C.; CARDOSO, E.M. Influence of nanoparticle size and gap size on nucleate boiling using HFE7100. Experimental thermal and fluid science, Philadelphia, v. 59, p. 195-201, 2014.
- STEPHAN, K. Heat transfer in condensation and boiling. New York, NY: Springer-Verlag, 1992.
- STEPHAN, K. Saturated pool boiling and sub-cooled flow boiling of mixtures (Ph.D. thesis). New Zealand: University of Auckland; 1992.
- STEPHAN, P.; HAMMER, J. A new model for nucleate boiling heat transfer. *Warme und Stoffübertragung* 30, 119–125, 1994.

SUGRUE, R.; BUONGIORNO, J. A modified force-balance model for prediction of bubble departure diameter in subcooled f, low boiling. *Nuclear Engineering and Design*, v. 305, p. 717-722, 2016.

TEODORI, E.; MOITA, A.S.; MOREIRA, A.L.N. Characterization of pool boiling mechanisms over micro-patterned surfaces using PIV. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, Oxford, v. 66, p. 261-270, 2013.

THIAGARAJAN, S.J. et al. Bubble dynamics and nucleate pool boiling heat transfer on microporous copper surfaces. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, Oxford, v. 89, p. 1297-1315, 2015.

TRACKER®. Video Analysis and Modeling Tool. <https://physlets.org/tracker/>.

URBANO, A. et al. Direct numerical simulation of nucleate boiling in micro-layer regime. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, Oxford, v. 123, p. 1128-1137, 2018.

VAN DER GELD, C.W.M. et al. Forces on a boiling bubble in a developing boundary layer, in microgravity with g-jitter and in terrestrial conditions. **Phys. Fluids**, [s. l.], v. 24, p. 082104, 2012.

WALLIS, G.B. **One-dimensional two-phase flow**. [S. l.: s. n.], 1969.

WANG, C.H.; DHIR, V.K. Effect of surface wettability on active nucleation site density during pool boiling of water on a vertical surface. **Journal of Heat Transfer**, New York, v. 115, n. 3, p. 659-669, 1993.

WANG, L. et al. Physicochemical properties of chitosan films incorporated with honeysuckle flower extract for active food packaging. **Journal of Food Process Engineering**, Hoboken, v. 40, n. 1, p. e12305, 2017.

WANG, Y.; CAI, J. Numerical investigation on bubble evolution during nucleate boiling using diffuse interface method. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, Oxford, v. 112, p. 28-38, 2017.

WELCH, P. The use of fast Fourier transform for the estimation of power spectra: a method based on time averaging over short, modified periodograms. **IEEE Transactions on audio and electroacoustics**, Piscataway, v. 15, n. 2, p. 70-73, 1967.

WU, Z.; CAO, Z.; SUNDÉN, B. Saturated pool boiling heat transfer of acetone and HFE-7200 on modified surfaces by electrophoretic and electrochemical deposition. **Applied Energy**, Oxford, v. 249, p. 286-299, 2019.

ZAMOUM, M.; COMBEAU, H.; TADRIST, L. Heat transfer investigation on a single artificial nucleate site: influence of the wall orientation on the bubble behavior. *In: INTERNATIONAL HEAT TRANSFER CONFERENCE DIGITAL LIBRARY*. Begel House Inc., 2018

ZHANG, L.; SHOJI, M. Nucleation site interaction in pool boiling on the artificial surface. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, Oxford, v. 46, n. 3, p. 513-522, 2003.

ZHAO, J.F.; LI, Z.D.; ZHANG, L. Numerical Simulation of Single Bubble Pool Boiling in Different Gravity Conditions. **AIP Conf. Proc.**, [s. l.], v. 1376, p. 565–568, 2011.

ZUBER, N. Nucleate boiling. The region of isolated bubbles and the similarity with natural convection. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, Oxford, v. 6, n. 1, p. 53-78, 1963.

APÊNDICE A – CALIBRAÇÃO TERMOPARES

Os termopares são caracterizados pela junção de dois fios condutores elétricos diferentes. A junção ou junta do termopar pode ser criada soldando-se os fios ou qualquer outro método que permita o contato elétrico entre os dois condutores. A partir de uma diferença de temperatura entre as junções, uma força eletromotriz é gerada devido ao Efeito Seebeck (FIGLIOLA; BEASLEY, 2007). Para as medições da temperatura no bloco de cobre, líquido e vapor do fluido durante os ensaios de ebulição, foram calibrados três termopares (T_1 , T_2 e T_3) tipo K (Cromel/Alumel) 0,5 mm blindados Ômega e dois termopares (T_{liq} e T_{vap}) tipo K fabricados em laboratório a partir dos fios Cromel/Alumel Ômega. Os termopares foram calibrados para a correta obtenção dos valores de temperatura no bloco de cobre, no líquido e no vapor e para estimar o desvio padrão das medições.

A calibração foi realizada mantendo todos os termopares imersos em um banho termostático juntamente com um termômetro de bulbo de mercúrio com incremento de escala igual a $0,1\text{ }^{\circ}\text{C}$ e uma termoresistência Pt-100 (4 fios) calibrada pelo Instituto Nacional de Metrologia, Qualidade e Tecnologia (INMETRO) com incerteza expandida $U_{95\%} = 0,03\text{ }^{\circ}\text{C}$. Outro termopar idêntico aos demais foi utilizado como junção de referência, sendo este imerso em um banho de gelo fundente.

A medição da diferença de potencial em milivolt (mV) gerada pelos termopares foi capturada utilizando um sistema de aquisição de dados AGILENT 34970A. As medidas de temperatura foram calibradas numa faixa de $20,0\text{ }^{\circ}\text{C}$ a $97,0\text{ }^{\circ}\text{C}$ crescente e decrescente. Após a obtenção das curvas de calibração T vs V para cada termopar, as mesmas foram ajustadas pelo método dos mínimos quadrados para uma função linear dada a seguir:

$$T = A(mV) + B \quad (\text{A1})$$

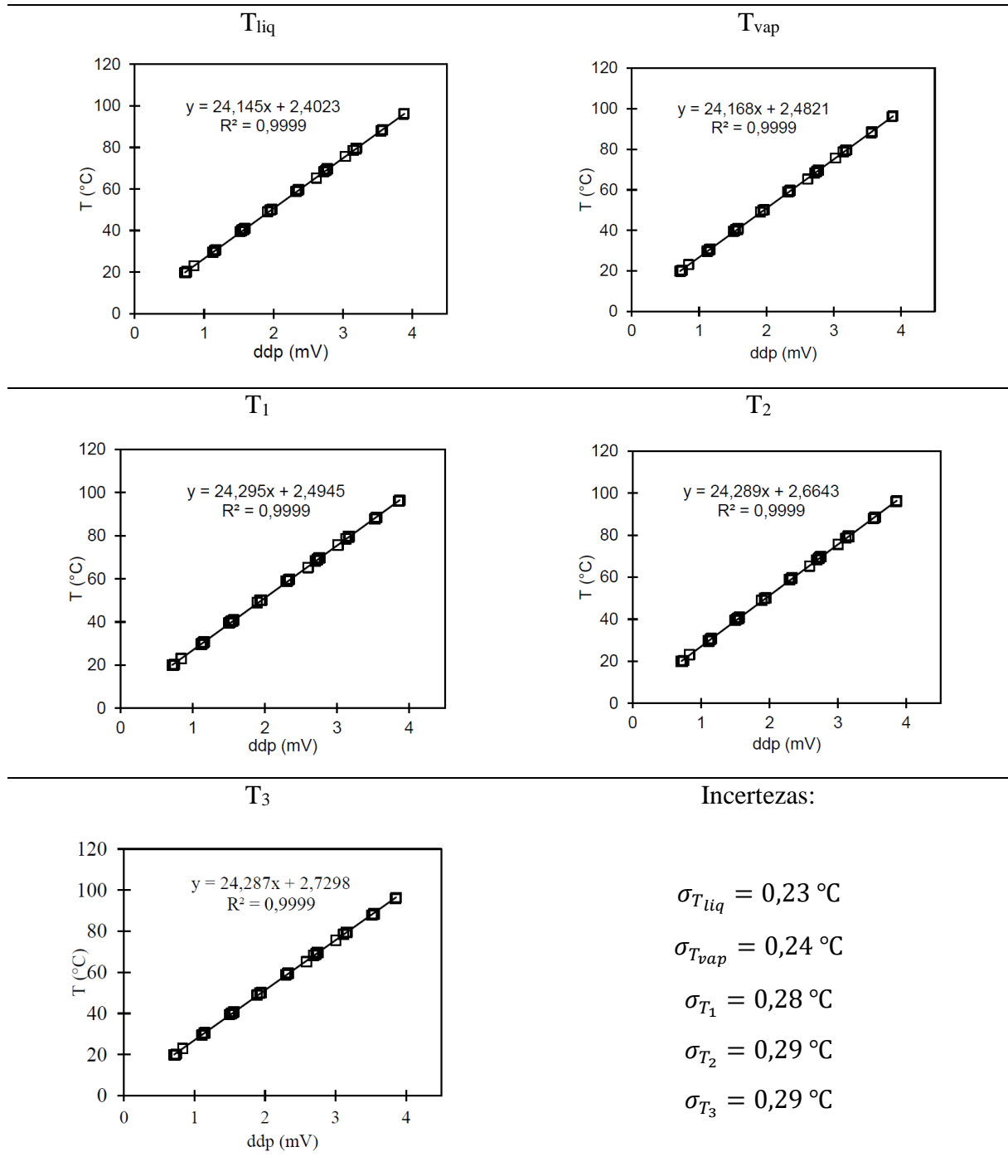
na qual, T é o valor real fornecido pelo termômetro de bulbo, A é o coeficiente angular de ajuste da curva, B é o coeficiente linear e, mV é a voltagem medida pelo canal. Os coeficientes A e B foram calculados pelo método dos mínimos quadrados. As funções obtidas foram inseridas no programa de aquisição dos dados, a fim de converter o sinal de voltagem de cada termopar em temperatura na escala Celsius.

A incerteza experimental foi dada pelo desvio padrão das temperaturas em relação ao ajuste linear,

$$\sigma_{xy} = \sqrt{\frac{\sum_i^N (T_i - T_{i,ajuste})^2}{N-2}} \quad (\text{A2})$$

onde N é o número de amostra, neste caso $N = 47$. O arranjo experimental utilizado está presente na Figura A2. As curvas de calibração e as incertezas são dadas na Tabela A1.

Tabela A1 – Curvas de calibração dos termopares e suas incertezas.

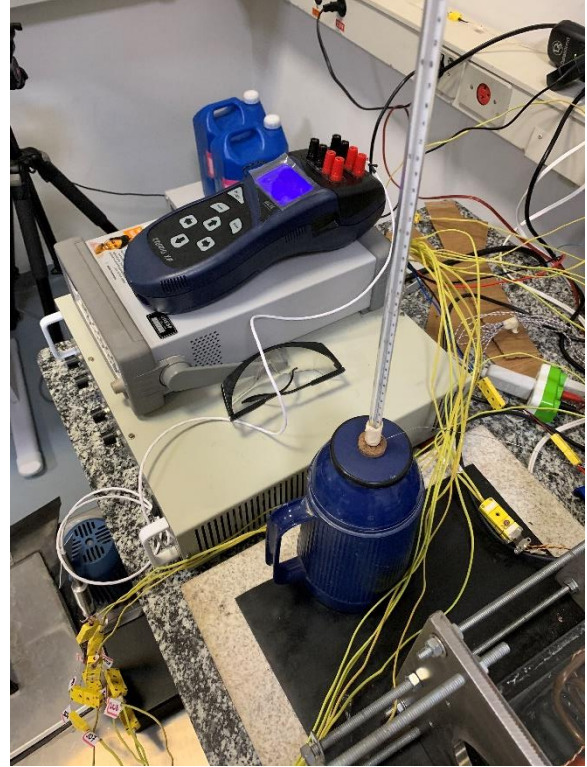


Assim, a incerteza da diferença de temperatura dos termopares tipo K é $\pm 0,3 \text{ }^\circ\text{C}$ (obtida pela calibração).

Figura A1 - Aparato experimental utilizado para calibração de termopares.



(a)



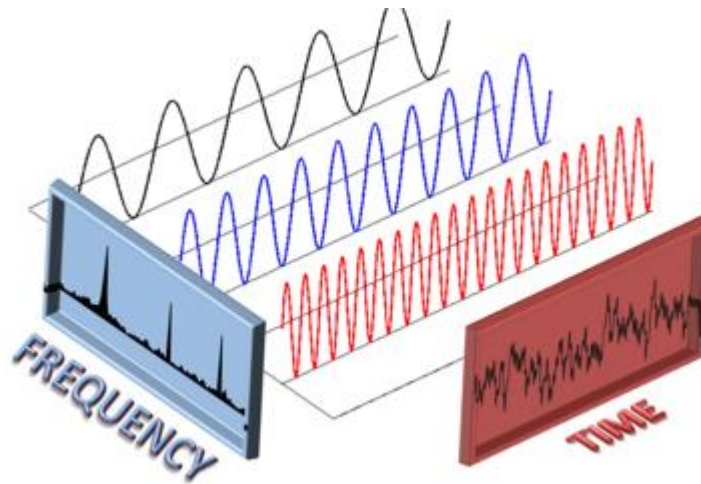
(b)

Fonte: Elaboração da própria autora.

APÊNDICE B – TRANSFORMADA DE FOURIER E SCRIPT EM MATLAB® PARA OBTENÇÃO DO PSD (*POWER SPECTRAL DENSITY*)

A Transformada de Fourier consiste em uma ferramenta matemática que realiza a transição entre as variáveis tempo e frequência de sinais de forma não linear. As respostas no domínio da frequência são largamente utilizadas no processamento de sinais, pois fazem com que a interpretação dos dados seja mais direta e simples em comparação ao domínio temporal. A Figura B1 mostra a correlação entre o sinal no domínio do tempo e na frequência.

Figura B1 - Domínio temporal e espectral para um mesmo sinal.



Fonte: (ENSUS, 2021).

Como pode ser visto, o sinal no domínio do tempo pode ser “separado” em várias ondas senoidais para formar o sinal no domínio da frequência (espectro). A Transformada de Fourier $X(\omega)$ de uma função contínua $x(t)$ é definida por:

$$X(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t)e^{-i\omega t} dt \quad (\text{B1})$$

A versão simplificada da Transformada de Fourier, que reduz o esforço computacional, é conhecida como Transformada Rápida de Fourier (FFT, do inglês, *Fast Fourier Transform*), obtida rapidamente por muitos programas de cálculo. A FFT é uma ferramenta muito utilizada em engenharia por sua facilidade em transformar um sinal no tempo em espectro, que é a amplitude de cada uma das componentes no domínio da frequência (Gonçalves, 2004). Por

definição, a FFT que converte um sinal em domínio temporal ($x(t)$) para um sinal em domínio de frequência ($X(\omega)$) é dada por:

$$X(\omega) = F \{x(t)\} = \frac{1}{N} \sum_{t=0}^{N-1} x(t) e^{-j2\pi\omega t \Delta t} \quad (\text{B2})$$

A FFT produz a frequência média existente de um sinal ao longo de toda a aquisição, portanto, deve-se utilizar a FFT para sinais estacionários ou em casos onde é necessário se obter a média da energia em cada frequência. O que ocorre, é que nem sempre a FFT gera resultados adequados para a validação estrutural de componentes. Para esses casos, deve-se calcular a potência de cada frequência (*Power Spectrum*) da FFT, elevando a amplitude de cada componente de frequência ao quadrado.

A densidade espectral de potência (PSD, do inglês *power spectral density*) é definida pela Equação (B3):

$$PSD = \frac{1}{T} \sum_{t=0}^{N-1} |x(t)|^2 \Delta t \quad (\text{B3})$$

a qual representa a densidade de energia para cada faixa de frequência e descreve como a variação dos sinais é distribuída no domínio da frequência, tendo sua unidade expressa, por exemplo, em V^2/Hz ou W/Hz . Na Figura B2 tem-se o *script* em Matlab[®] para obtenção da densidade espectral de potência para diferentes condições de teste (fluxo de calor).

Figura B2 - *Script* no Matlab[®] para obter a PSD do sinal causado pelas bolhas de vapor.

```

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
clear all
load TESTE1.txt; %%%Carrega o arquivo em formato .txt
sinal = TESTE1; %%%Cria a variável vetor composta pelo arquivo
sigg = sinal-mean(sinal); %%%Sinal menos a sua média (para analisar apenas as flutuações do sinal
sig = sigg(1:2^(floor(log2(length(sigg))))); %%% O sinal tem seu tamanho ajustado a um comprimento
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% de uma potência de 2
fs= 24000; %%% Frequência de aquisição do sinal
[pxx,ff] = pwelch(sig,65000,[],[],fs); %% Função que determina a transformada de Fourier
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% usando o método de Welch |
figure(1);
plot(sig);
grid off;
title('Signal [V]')
xlabel('Samples [-]', 'FontSize',12,'FontName','Times New Roman', 'FontWeight','bold','Color','k')
ylabel('Signal [V]', 'FontSize',12,'FontName','Times New Roman', 'FontWeight','bold','Color','k')

```

```

figure(2);
loglog(ff,pxx);
grid on;
title('Welch's Power Spectral Density')
xlabel('log_{10}(f) [Hz]', 'FontSize',12, 'FontName', 'Times New Roman' , 'FontWeight', 'bold', 'Color', 'k')
ylabel('log_{10}(PSD) [V^2 Hz^{-1}]', 'FontSize',12, 'FontName', 'Times New Roman' , 'FontWeight', 'bold', '

x_range = 150; %%% Comprimento do vetor frequência a ser plotado |

figure(3);
plot(ff(5:x_range),pxx(5:x_range));
grid off;
title('Welch's Power Spectral Density')
xlabel('f [Hz]', 'FontSize',12, 'FontName', 'Times New Roman' , 'FontWeight', 'bold', 'Color', 'k')
ylabel('PSD [V^2 Hz^{-1}]', 'FontSize',12, 'FontName', 'Times New Roman' , 'FontWeight', 'bold', 'Color', '

```