

**UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA  
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA MECÂNICA**

Amaury Rainho Neto

**ANÁLISE DA EBULIÇÃO NUCLEADA DA  
ÁGUA CONTENDO NANOPARTÍCULAS DE  
ALUMINA, MAGUEMITA OU NANOTUBO DE  
CARBONO**

Florianópolis

2011



Amaury Rainho Neto

**ANÁLISE DA EBULIÇÃO NUCLEADA DA  
ÁGUA CONTENDO NANOPARTÍCULAS DE  
ALUMINA, MAGUEMITA OU NANOTUBO DE  
CARBONO**

Dissertação submetida ao Programa de  
Pós-Graduação da Universidade  
Federal de Santa Catarina para a  
obtenção do Grau de mestre em  
Engenharia Mecânica.

Orientador: Prof. Dr. Júlio César  
Passos

Florianópolis

2011

Catlogação na fonte elaborada pela biblioteca da  
Universidade Federal de Santa Catarina

A ficha catalográfica é confeccionada pela Biblioteca Central.

Tamanho: 7cm x 12 cm

Fonte: Times New Roman 9,5

Maiores informações em:

<http://www.bu.ufsc.br/design/Catalogacao.html>

Amaury Rainho Neto

## **Análise da ebulição nucleada da água contendo nanopartículas de Alumina, Maguemita ou Nanotubo de Carbono**

Esta Dissertação foi julgada adequada para obtenção do Título de mestrando, e aprovada em sua forma final pelo Programa de Pós-Graduação de Engenharia Mecânica

Florianópolis, 31 de agosto de 2011.

---

Prof. Júlio César Passos, Dr.  
Coordenador do Curso

### **Banca Examinadora:**

---

Prof. Júlio César Passos, Dr.  
Presidente

---

Prof. Paulo César Philippi, Dr.

---

Prof. José Alberto dos Reis Parise, Ph.D

---

Prof. Amir Antônio Martins de Oliveira Júnior, Ph.D

---

Prof. Saulo Güths, Dr.



Dedico este trabalho a toda a minha família, cujos ensinamentos me tornaram o cidadão que sou hoje.





## AGRADECIMENTOS

O caráter de uma pessoa é moldado pelos diferentes tipos de família que atuam em sua vida. Os pais, com os primeiros ensinamentos; os irmãos, com os primeiros desentendimentos; os avós, com os mimos que todos devem ter pelo menos um pouco na vida; os professores, como as referências a ser seguidas; os amores, como a chama a perseguir; e os amigos, como motivadores de suas aventuras.

Nada mais justo do que começar agradecendo a família que aguentou seu choro durante madrugadas a fio, sua desobediência quando criança e que, com certeza, foram os grandes responsáveis por seu filho ter seguido um caminho na vida e estar defendendo sua dissertação de mestrado neste exato momento. Obrigado pai e mãe, por todos os ensinamentos e motivação que me passaram durante todos estes anos. Um agradecimento especial a minha irmã, Mariana, por após brigas e brigas, me ensinar a ter mais paciência com as coisas.

Nossos professores doutores deveriam ser chamados de mestres, uma palavra mais adequada ao que nos inspiram. Muito obrigado professores Saulo e Phillipi pelos anos de experiência com os senhores enquanto eu ainda era bolsista de iniciação científica do LMPT. Muito obrigado professor Amir, pela excelente aula proferida pelo senhor durante minha graduação e pelas sempre ótimas conversas de corredor. Um agradecimento especial ao professor Parise, por se dispor de a vir de tão longe participar de minha banca, além de “encarar” a coordenação da rede Nanobiotec. Como não poderia deixar de ser, agradeço meu orientador Júlio César Passos, pela oportunidade que me foi dada, pelos ensinamentos que me são passados desde os tempos de graduação, por todo o carinho que demonstra pela equipe LEPTEN/BOILING, e até pelas brigas, que apenas nos fazem fortalecer como pessoas e entender melhor ao próximo. Também, três professores, que na verdade são mestres na arte de ensinar merecem meus agradecimentos; professores Sérgio Colle, Edson Bazzo e Lauro César Nicollazi.

Por fim devemos agradecer aos amigos, principalmente aos grandes amigos. Muito obrigado Gil Goss Júnior, por ser o melhor amigo que alguém poderia buscar para ser colega durante toda a faculdade, e depois durante o mestrado. Leonardo Balvedi Damas, um dos maiores corações que eu já conheci, obrigado por compartilhar de sua amizade comigo. Mauricio Galvane Paladini, poucas pessoas conseguem morar no mesmo apartamento durante tanto tempo, aturando

as manias e defeitos da pessoa, e ainda se tratarem como melhores amigos.

Aos colegas do laboratório LEPTEN/BOILING, que também estão na categoria de grandes amigos, meus sinceros agradecimentos. Leila, colega de trabalho, de problemas e de conversas; sempre ótimas por sinal. Aécio e Bruna, os melhores bolsistas que alguém poderia querer. Aos demais mestrados, doutorandos e bolsistas que também fizeram do meu mestrado um mestrado feliz.

Por fim, mas não menos importante, um agradecimento especial à CAPES, CNPq e ao Departamento de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica pela cessão de toda a infra-estrutura e aporte financeiro necessários ao presente projeto.

*"O cientista não traz nada de novo. Só inventa o que tem utilidade. O artista descobre o que é inútil. Traz o novo."*

Karl Kraus



## RESUMO

Nos últimos anos, um promissor tipo de fluido tem obtido grande atenção entre os pesquisadores de ciências térmicas ao redor do mundo. Trata-se de um colóide formado pela adição de nanopartículas de alta condutividade térmica em um fluido base, o nanofluido, que tem por objetivo a melhora das características térmicas sem alterar significativamente as demais propriedades. A presente pesquisa tem por finalidade estudar os efeitos do uso de nanofluidos em aplicações de ebulição em piscina. Para tanto, testes de ebulição utilizando nanopartículas de Alumina ( $Al_2O_3$ ), Maguemita ( $Fe_2O_3$ ) ou Nanotubo de Carbono (NTC) misturadas à água foram realizados, e seus resultados comparados com os de ensaio com água pura. O aumento nos valores de fluxo crítico de calor (*FCC*) e os diferentes resultados obtidos a respeito da taxa de transferência de calor (*TTC*) levaram às análises de rugosidade, molhabilidade e metalografia da superfície resultante. Acredita-se que as mudanças na molhabilidade causadas pela adesão de nanopartículas na superfície sejam a causa principal para o aumento do *FCC* e os diferentes resultados de *TTC*.

**Palavras-chave:** Nanofluidos, Fluxo de Calor Crítico, Molhabilidade.



## ABSTRACT

In the past few year, a promising fluid has attracted attention among thermal sciences researchers around the world. It is a colloid formed by the addition of high thermal conductivity nanoparticles in a base fluid, which aims the enhancement of thermal properties without modifying significantly other properties. The present work has the purpose to study the effects of the use of nanofluids in pool boiling applications. Nanoparticles of Alumina( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ), Maghemite ( $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ) and carbon nanotubes (CNT) were mixed with distilled water. Pool boiling tests were done and the results compared with those using only distilled water as fluid. The increase in Critical heat Flux (CHF) values and the different behavior of the nanofluids regarding to heat transfer rates have lead to additional analysis of roughness, wettability and metalography in the surface. It is expected that changes in wettability caused by the adhesion of nanoparticles in the surface are the main cause of the increase in CHF and different results of heat transfer rates.

**Keywords:** Nanofluids, Critical Heat Flux, Wettability.





## LISTA DE FIGURAS

FIGURA 2.1 - CURVA DE EBULIÇÃO EM PISCINA COM FLUXO CONTROLADO.....	29
FIGURA 2.2 - REGIMES DE EBULIÇÃO.....	30
FIGURA 2.3 – MECANISMOS DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR: A-) DURANTE O CRESCIMENTO DA BOLHA. B-) NO DESPRENDIMENTO DA BOLHA. FONTE: KIM (2009).....	32
FIGURA 2.4 - SUPERFÍCIE AQUECIDA DE ACORDO COM O MODELO DE CONDUÇÃO TRANSITÓRIA NO LÍQUIDO DURANTE O TEMPO DE ESPERA. FONTE: JABARDO (2008). .....	33
FIGURA 2.5 - ESQUEMA ILUSTRATIVO DA FORMAÇÃO DA MICRO CAMADA. FONTE: JABARDO (2008). .....	34
FIGURA 2.6 - CRESCIMENTO E DESPRENDIMENTO DE UMA BOLHA EM EBULIÇÃO NUCLEADA. FONTE: DEMIRAY (2004). .....	35
FIGURA 2.7 - COMPARAÇÃO ENTRE OS DIÂMETROS FÍSICO E MEDIDOS DA BOLHA DURANTE SEU CRESCIMENTO. FONTE: DEMIRAY (2004). .....	36
FIGURA 2.8 – INSTABILIDADES DE HELMHOLTZ ASSOCIADAS AO FLUXO CRÍTICO DE CALOR. .....	40
FIGURA 2.9 - MODELOS DE LIENHARD E DHIR, E ZUBER PARA O FLUXO CRÍTICO DE CALOR FONTE: CAREY (1992). .....	40
FIGURA 2.10: MODELO DE HARAMURA E KATTO PARA FLUXO DE CALOR CRÍTICO. FONTE: HARAMURA E KATTO (1983) .....	43
FIGURA 2.11 – VARIAÇÃO DE FLUXO CRÍTICO DE CALOR EM RAZÃO DA CARACTERÍSTICA DA SUPERFÍCIE (POLIDA, MEIO ENVELHECIDA E ENVELHECIDA). FONTE: THEOFANOUS(2002). .....	44
FIGURA 2.12 - BALANÇO DE FORÇA DO CRESCIMENTO DE UMA BOLHA EM UMA SUPERFÍCIE AQUECIDA. FONTE: KANDLIKAR (2001). .....	45
FIGURA 2.13 – A-) SUPERFÍCIE HIDROFÓBICA; B-)SUPERFÍCIE HIDROFÍLICA.....	48
FIGURA 2.14 – GOTA EM EQUILÍBRIO SOBRE UMA SUPERFÍCIE SÓLIDA.....	49
FIGURA 2.15 – MEDIÇÃO DOS ÂNGULOS DE CONTATO DINÂMICOS ATRAVÉS DO MÉTODO DE INCLINAÇÃO.....	50
FIGURA 2.16 – MÉTODO DE ADIÇÃO OU REMOÇÃO DE VOLUME PARA OBTENÇÃO DOS ÂNGULOS DE CONTATO DE: A-) AVANÇO; B-) RECUO.....	50
FIGURA 2.17 - ESCALA DE COMPRIMENTO E ALGUNS EXEMPLOS. FONTE: SERRANO <i>ET AL</i> (2009). .....	51
FIGURA 2.18 - CONDUTIVIDADE TÉRMICA DE LÍQUIDOS COMUNS, POLÍMEROS E SÓLIDOS. FONTE: WEN (2009). .....	51
FIGURA 2.19 – IMAGENS TEM DE AGLOMERAÇÃO NANOPARTICULAS: A-) SEM NENHUM TRATAMENTO; B-) APÓS OS MÉTODOS DE AGITAÇÃO; C-) APÓS BANHO	

ULTRASSÔNICO; D-) APÓS PERTURBAÇÃO ULTRASSÔNICA; E-) APÓS HOMOGENIZADOR DE ALTA PRESSÃO. FONTE: HWANG ET AL (2008). .....	56
FIGURA 2.20 – DISTRIBUIÇÃO DE TAMANHO DE NANOPARTÍCULAS EM FUNÇÃO DO MÉTODO DE ESTABILIZAÇÃO FONTE:HWANG ET AL (2008). .....	57
FIGURA 2.21 – EFEITO DO PH NA ABSORBÂNCIA DO NANOFLUIDO CU-ÁGUA. FONTE: LI ET AL (2007).....	58
FIGURA 2.22 – POTENCIAL ZETA EM FUNÇÃO DO PH EM NANOFLUIDO: A-) SEM ADIÇÃO DE SURFACTANTE; B-) COM ADIÇÃO DE SDS .....	59
FIGURA 2.23 - COMPARAÇÃO DE DADOS EXPERIMENTAIS DE CONDUTIVIDADE TÉRMICA DE NANOFLUIDOS. FONTE: LI ET AL (2009) .....	60
FIGURA 2.24 – VISCOSIDADES RELATIVAS DE NANOFLUIDOS EM FUNÇÃO DE FRAÇÃO DE VOLUME. FONTE: MUSRSHEH ET AL (2008).....	61
FIGURA 2.25 –RESISTÊNCIA TÉRMICA EM FUNÇÃO DE TEMPERATURA DE OPERAÇÃO DE DIVERSOS NANOFLUIDOS, ALÉM DA ÁGUA. FONTE: KHANDEKAR ET AL (2008). ....	63
FIGURA 2.26 - CURVA DE EBULIÇÃO DE NANOFLUIDOS EM COBRE. FONTE: CIESLINKI E KACZMARCZYCK (2011).....	64
FIGURA 2.27 - CURVA DE EBULIÇÃO COM NANOFLUIDO EM AÇO INOXIDÁVEL. FONTE: CIESLINKI E KACZMARCZYCK (2011).....	64
FIGURA 2.28- TAXA DE AUMENTO DE FCC COM NANOFLUIDOS. FONTE: WEN ET AL (2009).....	65
FIGURA 2.29 - CURVAS DE EBULIÇÃO DE ÁGUA EM SUPERFÍCIES COM DIFERENTES ENERGIAS LIVRE SUPERFICIAIS. FONTE: FORREST ET AL (2009).....	67
FIGURA 3.30 - BANCADA EXPERIMENTAL .....	69
FIGURA 3.31 - CÂMARA DE EBULIÇÃO (SOLIDWORKS). .....	71
FIGURA 3.32 - CÂMARA DE EBULIÇÃO (FOTOGRAFIA).....	71
FIGURA 3.33 - SEÇÃO DE TESTE INSERIDA NO BLOCO DE TEFLON. ....	72
FIGURA 3.34 - SEÇÃO DE TESTE - VISTA EXPLODIDA (SOLIDWORKS) .....	73
FIGURA 3.35 - CÂMERA PCO, 1200HS.....	74
FIGURA 3.36 - ESQUEMA DE ILUMINAÇÃO. ....	75
FIGURA 3.37 - FILMAGEM E ILUMINAÇÃO: A-) MAL AJUSTADA; B-) BEM AJUSTADA. ....	75
FIGURA 4.38 - UNIVERSIDADES E LINHAS DE PESQUISA DA REDE NANOBIOTEC. ....	76
FIGURA 4.39 - SEQUÊNCIA DE ENSAIOS DE EBULIÇÃO .....	77
FIGURA 4.40 - FLUXOGRAMA DE ATIVIDADES DO PROJETO DE DISSERTAÇÃO. ....	78
FIGURA 4.41 - MICROSCOPIA ELETRÔNICA DE VARREDURA DE: A-) NANOTUBO DE CAROBONO DE MULTIPAREDE (NANOSTRUCTURED & AMORPHOUS MATERIAL....	80
FIGURA 4.42 - POTENCIAL ZETA EM FUNÇÃO DO PH. NANOFLUIDO DE $Al_2O_3-H_2O$ .....	81
FIGURA 4.43 - NANOFLUIDO $Al_2O_3$ : A-) PH = 6; B-) PH=4.....	81
FIGURA 4.44 – PASSO-A-PASSO DE PREPARAÇÃO E ESTABILIZAÇÃO DO NANOFLUIDO $Al_2O_3-H_2O$ . ....	82
FIGURA 4.45 - DISCO DE COBRE UTILIZADO COMO AMOSTRA DE TESTE. ....	83

FIGURA 4.46 - PROGRAMA DESENVOLVIDO EM LABVIEW PARA A EXECUÇÃO DOS ENSAIOS	84
FIGURA 4.47 – PASSO-A-PASSO DO ENSAIO DE EBULIÇÃO	85
FIGURA 4.48 - TARUGO DE COBRE E VOLUME DE CONTROLE ESCOLHIDO.	86
FIGURA 4.49 - TARUGO DE COBRE UTILIZADO PARA OS TESTES COM TERMOPARES INSERIDOS.	89
FIGURA 4.50 - TARUGO DE COBRE UTILIZADO PARA OS TESTES COM TERMOPARES INSERIDOS. DISTÂNCIAS UTILIZADAS PARA O CÁLCULO DE FLUXO DE CALOR E DE TEMPERATURA.	90
FIGURA 5.51 - CURVAS DE EBULIÇÃO EM PISCINA UTILIZANDO ÁGUA E NANOFUIDOS. $T_L = T_{SAT}$ E $P = 1ATM$ .	92
FIGURA 5.52 - COEFICIENTE DE TROCA DE CALOR ( $h$ ) DE EBULIÇÃO EM FUNÇÃO DO FLUXO DE CALOR.	92
FIGURA 5.53 - SUPERFÍCIES DE TESTE APÓS ENSAIO COM NANOFUIDOS: A-) $F_2O_3-H_2O$ ; B- ) $Al_2O_3-H_2O$ ; C-) NTC- $H_2O$ .	94
FIGURA 5.54 - SUPERFÍCIES PREPARADAS PARA TESTE DE EBULIÇÃO COM DEPOSIÇÃO DE NANOPARTÍCULAS: A-) $F_2O_3$ ; B-) $Al_2O_3$ ; C-) NTC.	94
FIGURA 5.55 - CURVAS DE EBULIÇÃO EM PISCINA DE ÁGUA, MAGUEMITA-ÁGUA, E ÁGUA EM SUPERFÍCIE COM NANOPARTÍCULAS DE MAGUEMITA DEPOSITADA. $T_L = T_{SAT}$ E $P = 1ATM$ .	95
FIGURA 5.56 - COEFICIENTE DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR ( $h$ ) DE EBULIÇÃO EM FUNÇÃO DO FLUXO DE CALOR.	95
FIGURA 5.57 - CURVAS DE EBULIÇÃO EM PISCINA DE ÁGUA, ALUMINA-ÁGUA, E ÁGUA EM SUPERFÍCIE COM NANOPARTÍCULAS DE ALUMINA DEPOSITADA. $T_L = T_{SAT}$ E $P = 1ATM$ .	96
FIGURA 5.58 - COEFICIENTE DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR ( $h$ ) DE EBULIÇÃO EM FUNÇÃO DO FLUXO DE CALOR.	96
FIGURA 5.59 - CURVAS DE EBULIÇÃO EM PISCINA DE ÁGUA, NTC-ÁGUA, E ÁGUA EM SUPERFÍCIE COM NANOPARTÍCULAS DE NANOTUBO DE CARBONO DEPOSITADA. $T_L = T_{SAT}$ E $P = 1ATM$ .	97
FIGURA 5.60 - COEFICIENTE DE TROCA DE CALOR ( $h$ ) DE EBULIÇÃO EM FUNÇÃO DO FLUXO DE CALOR	97
FIGURA 5.61 - EVOLUÇÃO DA EBULIÇÃO NUCLEADA. TESTE COM ÁGUA PURA SOBRE COBRE LISO.	98
FIGURA 5.62 - EVOLUÇÃO DA EBULIÇÃO NUCLEADA. TESTE COM ÁGUA PURA SOBRE COBRE COM NANOPARTÍCULAS DE MAGUEMITA DEPOSITADA.	98
FIGURA 5.63 - EBULIÇÃO EM PISCINA COM FLUXO DE CALOR APLICADO DE $300 kW/m^2$ : A-) ÁGUA PURA SOBRE COBRE LISO. B-) ÁGUA PURA SOBRE COBRE COM MAGUEMITA DEPOSITADA.	99
FIGURA 5.64 - A-) ÁGUA SOBRE COBRE PURO; B-) ÁGUA SOBRE COBRE COM PELÍCULA DE OXIDO DE COBRE.	100

FIGURA 5.65 - COBRE PURO POLIDO. ESCALA 1:200MM. ....	106
FIGURA 5.66 - SUPERFÍCIE COM F <sub>2</sub> O <sub>3</sub> DEPOSITADO. ESCALA 1:100 MM. ....	107
FIGURA 5.67 - SUPERFÍCIE COM AL <sub>2</sub> O <sub>3</sub> DEPOSITADO. ESCALA 1:100 MM. ....	107
FIGURA 5.68 - SUPERFÍCIE COM NTC DEPOSITADO. ESCALA 1:200 MM. ....	107
FIGURA 5.69 - SUPERFÍCIE COM F <sub>2</sub> O <sub>3</sub> DEPOSITADO. ESCALA 1:20 MM. ....	108
FIGURA 5.70 - CORTE TRANSVERSAL DE SUPERFÍCIE COM F <sub>2</sub> O <sub>3</sub> DEPOSITADO. ESCALA 1:20 MM. ....	108
FIGURA 5.71 - CURVAS DE EBULIÇÃO EM PISCINA DE ÁGUA E NTC-ÁGUA EM DIFERENTES CONCENTRAÇÕES VOLUMÉTRICAS. T <sub>L</sub> =T <sub>SAT</sub> E P=1ATM. ....	109
FIGURA 5.72 - CURVAS DE EBULIÇÃO DE ÁGUA DESTILADA SOBRE COBRE POLIDO: COMPARAÇÃO ENTRE DADOS EXPERIMENTAIS COM INCERTEZA ASSOCIADA E CORRELAÇÃO DE ROHSENOW. ....	111
FIGURA 5.73 - VARIAÇÃO DO FCC EM FUNÇÃO DO ÂNGULO B (CORRELAÇÃO DE KANDLIKAR).....	112
FIGURA 5.74 - MODELO DE ZUBER (1959) PARA FCC. ....	115
FIGURA 5.75 - MODELO DE HARAMURA E KATTO (1983) PARA FCC. ....	115
FIGURA 5.76 - EBULIÇÃO EM PISCINA COM ÁGUA EM SUPERFÍCIE DE COBRE. q''=1000kW/M <sup>2</sup> ; P = 1ATM; T <sub>L</sub> =T <sub>SAT</sub> .....	116
FIGURA A.77 - CIRCUITO TERMOPAR. ....	121
FIGURA B.78 - TARUGO DE COBRE UTILIZADO PARA OS TESTES COM TERMOPARES INSERIDOS. DISTÂNCIAS UTILIZADAS PARA O CÁLCULO DE FLUXO DE CALOR E DE TEMPERATURA. ....	124
FIGURA B.79 - INCERTEZA EXPERIMENTAL DO FLUXO DE CALOR EM FUNÇÃO DO FLUXO DE CALOR QUE ATRAVESSA A SEÇÃO DE TESTE.....	126
FIGURA B.80 – PERCENTUAL DA INCERTEZA EXPERIMENTAL DO FLUXO DE CALOR EM RELAÇÃO AO FLUXO DE CALOR QUE ATRAVESSA A SEÇÃO DE TESTE. ....	126
FIGURA B.81 - INCERTEZA EXPERIMENTAL DA TEMPERATURA DA SUPERFÍCIE EM FUNÇÃO DO FLUXO DE CALOR QUE ATRAVESSA A SEÇÃO DE TESTE. ....	127
FIGURA B.82 - PERCENTUAL DA INCERTEZA EXPERIMENTAL DA TEMPERATURA DA SUPERFÍCIE EM RELAÇÃO À TEMPERATURA DE SUPERFÍCIE MEDIDA. ....	127

## LISTA DE TABELAS

TABELA 2.1 - PRINCIPAIS MÉTODOS MECÂNICOS DE ESTABILIZAÇÃO .....	56
TABELA 3.2 - PRINCIPAIS COMPONENTES DO APARATO EXPERIMENTAL .....	68
TABELA 3.3 - COMPONENTES DA CÂMARA DE EBULIÇÃO .....	70
TABELA 3.4 - COMPONENTES DA SEÇÃO DE TESTE .....	72
TABELA 4.5 - PROPRIEDADES DAS NANOPARTÍCULAS .....	80
TABELA 5.6 - VALORES DOS FCC NOS TESTES DE ÁGUA E NANOFLÚIDOS EM SUPERFÍCIE DE COBRE. ....	93
TABELA 5.7 - ÂNGULOS DE CONTATO DE SUPERFÍCIE DE COBRE .....	101
TABELA 5.8 - ÂNGULOS DE CONTATO DE ÁGUA EM COBRE POLIDO E SUPERFÍCIES DE COBRE COM NANOPARTÍCULAS DEPOSITADAS .....	102
TABELA 5.9 - RUGOSIDADE DE COBRE POLIDO E SUPERFÍCIES DE COBRE COM NANOPARTÍCULAS DEPOSITADAS .....	103
TABELA 5.10 - ÂNGULOS DE CONTATO DE ÁGUA E SUPERFÍCIE DE COBRE COM NANOPARTÍCULAS DE MAGUEMITA DEPOSITADAS APÓS LIMPEZA .....	103
TABELA 5.11 - COMPARAÇÃO DE DADOS EXPERIMENTAIS COM CORRELAÇÕES DA LITERATURA. ....	113
TABELA 5.12 – FLUXO CRÍTICO DE CALOR PARA TESTES REALIZADOS COM ÁGUA. ....	113
TABELA 5.13 - COMPARAÇÃO ENTRE OS VALORES DE FCC OBTIDOS E A CORRELAÇÃO DE ZUBER. SUPERFÍCIE DE COBRE. ....	117
TABELA 5.14 - COMPARAÇÃO ENTRE OS VALORES DE FCC OBTIDOS E A CORRELAÇÃO DE KANDLIKAR. SUPERFÍCIE DE COBRE.....	117
TABELA A.15 - COMPONENTES UTILIZADOS PARA CALIBRAÇÃO .....	120
TABELA A.16 - PARÂMETROS DAS EQUAÇÕES PARA CÁLCULO DE INCERTEZA DE CALIBRAÇÃO .....	123
TABELA A.17 - INCERTEZAS E PRINCIPAIS PARÂMETROS DE CALIBRAÇÃO.....	123



## **LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS**

<b>FCC</b>	Fluxo de Calor Crítico
<b>CTC</b>	Coefficiente de transferência de calor
<b>TTC</b>	Taxa de transferência de calor
<b>LEPTEN</b>	Laboratório de Engenharia de Processos de Conversão e Tecnologia de Energia
<b>LMPT</b>	Laboratório de Meios Porosos e Termofísica
<b>USICON</b>	Laboratório de Usinagem e Comando Numérico
<b>CERMAT</b>	Núcleo de Pesquisas de Materiais Cerâmicos e Vidros
<b>LABMAT</b>	Laboratório de Materiais





## LISTA DE SÍMBOLOS

### Alfabeto Latino

Símbolo	Definição	Unidade
<b>A</b>	Área	[m <sup>2</sup> ]
<b>c<sub>pl</sub></b>	Calor específico do líquido a pressão constante	[kJ/kgK]
<b>D<sub>b</sub></b>	Diâmetro de saída da bolha	[m]
<b>f</b>	Frequência	[Hz]
<b>g</b>	Aceleração da gravidade	[m/s <sup>2</sup> ]
<b>G</b>	Energia livre de Gibbs	[kJ]
<b>h</b>	Coefficiente de transferência de calor	[kW/m <sup>2</sup> K]
<b>h<sub>lv</sub></b>	Calor latente de vaporização	[kJ/kg]
<b>Ja</b>	Número adimensional de Jakob	[ ]
<b>k</b>	Condutividade térmica	[W/mK]
<b>L</b>	Comprimento característico	[m]
<b>N</b>	Densidade de sítios ativos de nucleação	[m <sup>-2</sup> ]
<b>Nu</b>	Número de Nusselt	[ ]
<b>Pr</b>	Número de Prandtl	[ ]
<b>q''</b>	fluxo de calor por unidade de área	[kW/m <sup>2</sup> ]
<b>Re</b>	Número de Reynolds	[ ]
<b>S</b>	Coefficiente de espalhamento	[ ]
<b>T</b>	Temperatura	[K]
<b>u</b>	Incerteza padrão	[ ]
<b>U</b>	Incerteza expandida	[ ]
<b>v</b>	Velocidade	[m/s]
<b>W*</b>	Energia de ativação de sítios de nucleação	[kJ]

## Alfabeto Grego

Símbolo	Definição	Unidade
$\beta$	Ângulo dinâmico de recuo	[°]
$\mu$	Viscosidade absoluta	[Pa.s]
$\theta$	Ângulo de contato	[°]
$\vartheta$	Volume específico	[m <sup>3</sup> /kg]
$\rho$	Densidade	[kg/m <sup>3</sup> ]
$\sigma$	Tensão Interfacial	[N/m]
$\lambda$	Espaçamento entre colunas de vapor durante no limiar do fluxo de calor crítico	[mm]
$\Delta T$	Diferença de temperatura	[K]
$\Psi$	Função de energia de ativação de sítios de nucleação	[ ]

## Índices

Símbolo	Definição
<b>b</b>	Bolha
<b>l</b>	Líquido
<b>v</b>	Vapor
<b>s</b>	Sólido
<b>c</b>	Crítico
<b>max</b>	Máximo
<b>co</b>	Cobre
<b>tef</b>	Teflon
<b>sup</b>	Superfície
<b>Col</b>	Coluna
<b>sat</b>	Saturação

# SUMÁRIO

<b>1. INTRODUÇÃO</b> .....	<b>27</b>
<b>2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA</b> .....	<b>29</b>
<b>2.1 INTRODUÇÃO À EBULIÇÃO EM PISCINA</b> .....	29
<b>2.2 EBULIÇÃO NUCLEADA</b> .....	31
2.2.1 <i>Correlações para ebulição nucleada</i> .....	37
<b>2.3 FLUXO DE CALOR CRÍTICO</b> .....	38
<b>2.4 CONCEITOS DE MOLHABILIDADE</b> .....	46
2.4.1 <i>Tensão Superficial</i> .....	46
2.4.2 <i>Ângulo de contato e a Equação de Young</i> .....	47
2.4.3 <i>Histerese de ângulo de contato</i> .....	49
2.4.4 <i>Medição de ângulo de contato</i> .....	50
<b>2.5 NANOFLUIDOS</b> .....	51
2.5.1 <i>Aplicações</i> .....	52
2.5.2 <i>Preparação</i> .....	54
2.5.3 <i>Estabilização</i> .....	55
2.5.4 <i>Propriedades</i> .....	59
2.5.5 <i>Ebulição em piscina com o uso de nanofluidos</i> .....	62
<b>3. APARATO EXPERIMENTAL</b> .....	<b>68</b>
<b>3.1 CÂMARA DE EBULIÇÃO</b> .....	70
<b>3.2 SEÇÃO DE TESTE</b> .....	72
<b>3.4 SISTEMA DE VISUALIZAÇÃO</b> .....	74
<b>4. METODOLOGIA</b> .....	<b>76</b>
<b>4.1 PREPARAÇÃO DE NANOFLUIDOS</b> .....	79
<b>4.2 ANÁLISES DE MOLHABILIDADE, RUGOSIDADE E METALOGRAFICA</b> .....	83
<b>4.3 ENSAIO DE EBULIÇÃO</b> .....	84
4.3.1 <i>Hipótese de Condução Unidimensional Permanente</i> .....	86
4.3.2 <i>Cálculo do fluxo de calor e da temperatura da superfície</i> .....	89
4.3.2 <i>Perda de calor</i> .....	90
<b>5. RESULTADOS E DISCUSSÕES</b> .....	<b>91</b>
<b>5.1 TESTES DE EBULIÇÃO EM PISCINA COM O USO DE NANOFLUIDOS</b> ..	91
<b>5.2 DEPOSIÇÃO DE NANOPARTÍCULAS NA SUPERFÍCIE</b> .....	94
<b>5.3 INFLUÊNCIA DA MOLHABILIDADE</b> .....	100

<b>5.4 ADESÃO DAS NANOPARTÍCULAS .....</b>	<b>106</b>
<b>5.5 REPRESENTATIVIDADE DOS DADOS .....</b>	<b>110</b>
<b>5.6 COMPARAÇÕES COM A LITERATURA .....</b>	<b>114</b>
<b>6. CONCLUSÕES .....</b>	<b>118</b>
<b>APÊNDICE A – CALIBRAÇÃO DOS TERMOPARES.....</b>	<b>120</b>
<b>APÊNDICE B – INCERTEZAS EXPERIMENTAIS .....</b>	<b>124</b>
<b>REFERÊNCIAS .....</b>	<b>128</b>

## 1. INTRODUÇÃO

Ao mesmo tempo em que a humanidade ultrapassa barreiras de geração e consumo de energia ano após ano, a crescente preocupação em diminuir as emissões de gases nocivos à camada de ozônio e favoráveis ao aquecimento global gera calorosas discussões sobre mecanismos de geração e consumo de energia limpos e eficientes. Tal cenário leva a um quadro em que o incentivo a fontes de energia renováveis e regras de redução de consumo de energia em equipamentos industriais e domésticos já são uma prioridade para governos de países desenvolvidos.

No panorama atual, em que 70% da energia é produzida na forma ou através de calor, e sistemas industriais utilizam calor para produzir e remover energia acumulada, a ebulição nucleada desenvolve um papel importante para a otimização de transferência de calor. Com grande capacidade de troca de calor em áreas relativamente pequenas e pequenos gradientes térmicos envolvidos, a ebulição nucleada é a forma mais eficiente de transferência de calor. Seu principal fator limitante é o fluxo de calor crítico, onde uma película de vapor formada entre a superfície e o líquido aumenta a resistência térmica do sistema e consequentemente eleva a temperatura do sistema até níveis passíveis de danificar o dispositivo.

Usinas nucleares se utilizam da ebulição em piscina para dissipar a grande quantidade de calor gerada por seus reatores. O mesmo mecanismo é a força motriz de tubos de calor para resfriar os processadores de computadores portáteis. No primeiro caso, busca-se dissipação de fluxos de calor cada vez maiores para que a capacidade de produção dos reatores não seja limitada pelo seu superaquecimento. No segundo caso, o objetivo almejado é dissipar calor em áreas cada vez menores de modo a garantir computadores compactos e leves. Em ambos os casos, o principal parâmetro de projeto deve ser o fluxo de calor crítico.

Tendo em vista que a formação e o transporte de energia ocorrem a níveis atômicos ou moleculares, uma das formas de revitalizar os conceitos de transferência de energia é a nanociência. Nanofluidos surgem então como uma promissora forma de otimizar os processos de transferência de calor. Através da iteração entre nanopartículas com alta condutividade térmica e um fluido base, tais colóides prometem um aumento considerável na condutividade térmica e, por consequência, na taxa de transferência de calor, com um efeito adicional e muito valioso de aumento no valor do fluxo crítico de calor do novo fluido.

Apesar dos resultados contraditórios em relação a real melhora na taxa de transferência de calor, pesquisas pelo mundo afora são unânimes em afirmar que o uso de nanofluidos influenciará no aumento do fluxo de calor crítico. Apesar do aumento evidenciado do fluxo crítico de calor, alguns autores já passam a tratar tal efeito como resultado de uma modificação nanoestrutural da superfície, e não decorrente da ação direta do nanofluido.

O presente trabalho tem por finalidade explorar as mudanças no mecanismo de transferência de calor por ebulição em piscina com o uso de nanofluidos, através de análises visual, de taxa de transferência de calor, e de fluxo crítico em ensaios de ebulição com nanofluidos e com superfície revestidas por nanopartículas. Para tanto, é apresentado uma revisão bibliográfica sobre os fundamentos de ebulição e de nanofluidos, um detalhamento do procedimento experimental utilizado, e por fim, a análise dos resultados obtidos.

O **Capítulo 2**, “Revisão Bibliográfica”, começa tratando de conceitos fundamentais de ebulição em piscina, seguido da discussão acerca de quais seriam os principais mecanismos responsáveis por taxas tão altas de transferência de calor na ebulição nucleada. Diversos modelos da literatura para a estimativa do fluxo de calor crítico são explorados, com destaque para os trabalhos que consideram a influência da superfície para a ocorrência de tal fenômeno. Pesquisas envolvendo ebulição em piscina com o uso de nanofluidos são então abordadas, após uma breve introdução ao que são estes fluidos e quais os métodos de preparação e estabilização dos mesmos.

Em “Aparato Experimental e Metodologia”, **capítulo 3 e 4**, toda a bancada utilizada nos experimentos é apresentada. São detalhados o procedimento de preparação dos nanofluidos, do teste de ebulição em piscina, as simplificações realizadas, além da metodologia utilizada para os ensaios de molhabilidade, metalografia e rugosidade.

No **capítulo 5** “Resultados e Discussões”, curvas de ebulição obtidas, visualizações feitas, e os ensaios de molhabilidade, rugosidade e metalografia são analisados. Busca-se também associar os resultados obtidos a um modelo para a estimativa de fluxo de calor crítico que melhor representem-nos.

Ao final, nos apêndices A e B, o procedimento adotado para a calibração dos termopares utilizados é apresentado, assim como a análise de incerteza realizada.

## 2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

### 2.1 Introdução à Ebulição em Piscina

Uma superfície aquecida imersa em um líquido onde ocorra o processo de mudança de fase líquido-vapor caracteriza a chamada ebulição em piscina. Um processo de ebulição é considerado “em piscina” se, ao contrário da ebulição convectiva, exista a ausência da convecção forçada, e a razão comprimento característico dimensional  $L$  e comprimento característico da bolha  $L_b$  (Eq. 2.1), seja grande o suficiente [Carey(1992)].

$$L_b = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}} \quad [2.1]$$

Datam da década de 30 as primeiras pesquisas relacionadas à ebulição em piscina. Nukiyama (1934), através do aquecimento elétrico de um fio metálico mergulhado em um banho de água destilada, foi o primeiro a levantar o que é convencionalmente chamado de “curva de ebulição”. A figura 2.1 representa uma curva de ebulição em piscina com fluxo de calor controlado, e na figura 2.2 os principais regimes podem ser identificados:

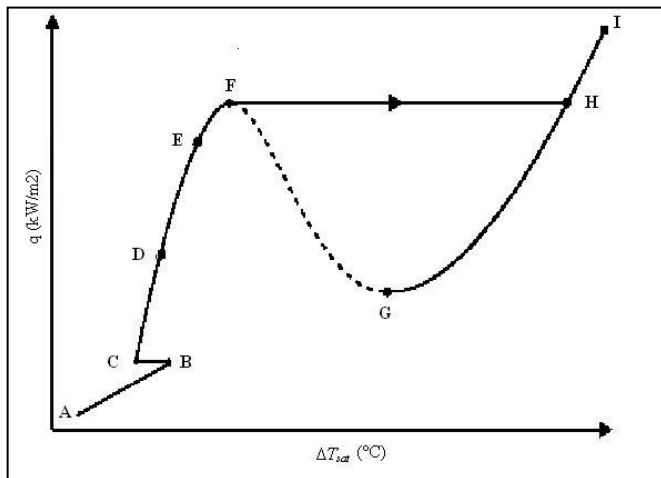


Figura 2.1 - Curva de ebulição em piscina com fluxo controlado

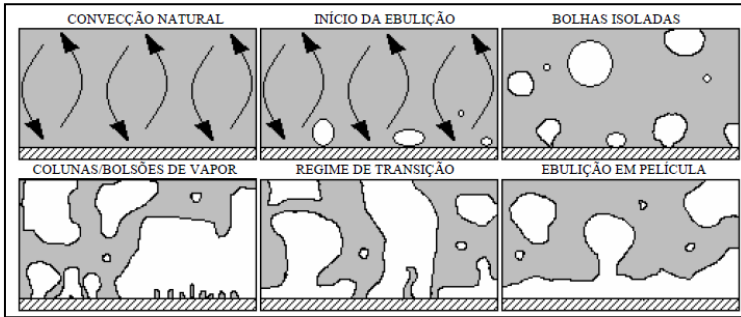


Figura 2.2 - Regimes de ebulição

- **Convecção natural (A-B):** O líquido adjacente a superfície, em equilíbrio térmico com esta, encontra-se em uma temperatura maior que a de saturação, porém em estado metaestável. O único mecanismo de troca de calor associado a este regime é o de convecção natural, resultando em baixos coeficientes de transferência de calor.
- **Início da Ebulição Nucleada (B):** O superaquecimento torna-se suficientemente alto para ativar sítios de nucleação de bolhas, causando um abrupto aumento na remoção de fluxo de calor da superfície quando o modo de aquecimento é o de temperatura controlada, ou uma diminuição de temperatura da superfície (B-C) para fluxo de calor controlado. Sítios ativos ainda são poucos e bastante espaçados entre si.
- **Ebulição Nucleada (C-F):** À medida que mais sítios são ativados, a remoção de calor é intensificada até o ponto em que, devido à alta frequência de formação de bolhas e espaçamento entre os sítios ativos, colunas de bolhas passam a surgir do coalescimento entre as mesmas. Quando a quantidade de movimento destas colunas é grande o suficiente para impedir o remolhamento da superfície, gerando instabilidades hidrodinâmicas (Helmholtz e Taylor) e uma fina película de vapor entre a superfície e o líquido, atinge-se o chamado fluxo crítico de calor (*FCC*).
- **Transição (F-G):** Para regimes de temperatura controlada, subsequente ao fluxo crítico de calor, películas de vapor entre a superfície e o fluido se formam e colapsam de maneira extremamente instável, em virtude da ação das instabilidades de Taylor e Helmholtz, causando um decréscimo na



transferência de calor do processo. Para fluxo de calor controlado, no momento em que se atinge o fluxo crítico de calor, o regime passa direto para o de ebulição em película, não existindo, portanto, a transição neste caso.

- **Ebulição em película (G-I):** Cessadas as instabilidades, um filme de vapor contínuo é formado entre a superfície e o líquido. A influência da radiação pode se tornar significativa, ao mesmo tempo em que transporte de calor por convecção e condução aumentam com o aumento do grau de superaquecimento, causando um novo aumento das taxas de transferência de calor, em escala menor que a de ebulição nucleada.

## 2.2 Ebulição Nucleada

Em termodinâmica clássica, mudanças de fase são tratadas como se ocorressem em um processo quase-estático, na condição de saturação do líquido, com interface plana entre as fases líquida e vapor. No entanto, processos reais quase sempre acontecem em condições de não-equilíbrio, resultando em temperaturas maiores que a de saturação para início de ebulição, no chamado estado metaestável. A metaestabilidade pode ser definida como um estado de “delicado equilíbrio”, onde o sistema encontra-se em equilíbrio, porém suscetível a descer para níveis menores de energia com apenas uma pequena perturbação.

Carey (1992) explica o início da ebulição nucleada partindo do princípio de que toda superfície real possui cavidades, as quais, por sua vez, possuem gases retidos no seu interior. Tais gases garantem a perturbação necessária para retirar a película de líquido adjacente à superfície do estado metastável em um grau de superaquecimento muito menor do que em um processo de nucleação homogênea.

No início do crescimento, a temperatura no interior da bolha é igual à temperatura do estado metaestável do líquido, e sua pressão é a de saturação na mesma temperatura. Portanto, como o líquido encontra-se em estado metastável, em uma pressão menor do que a de saturação em sua temperatura há um desequilíbrio de pressões entre o interior e exterior da bolha, fazendo com que o crescimento seja dominado pela inércia. No momento em que as pressões se igualam, a temperatura no interior da bolha se torna menor que a do líquido, e a evaporação da interface líquido/vapor se dá majoritariamente por transferência de calor. A mudança entre os regimes de crescimento dominado por inércia para o dominado por transferência de calor é influenciada.

A figura 2.3.a ilustra os diversos mecanismos pelo qual o calor da superfície pode ser transferido após o início da nucleação. Bolhas que cresçam rapidamente tendem a acumular uma microcamada líquida entre a superfície superaquecida e o vapor; que por sua vez evapora ( $q_{ml}$ ) e contribui para o crescimento da bolha. A secagem parcial desta microcamada acarreta em transferência de calor através da linha de contato onde as três fases coexistem ( $q_{cl}$ ). Outras formas de transferência de calor que contribuem para o desenvolvimento da bolha são a evaporação da interface liquido/vapor ( $q_{sl}$ ), e a microconvecção ( $q_{mc}$ ) desencadeada pela perturbação da bolha no líquido adjacente a ela.

A análise do transporte de calor no momento de desprendimento da bolha é ilustrada pela figura 2.3.b. Transferência de calor através da microcamada ( $q_{ml}$ ) ainda pode ocorrer se ela não tiver secado totalmente, enquanto a troca de calor através da linha de contato entre as três fases ( $q_{cl}$ ) ocorre a uma taxa menor, resultado do ângulo de contato dinâmico de avanço maior que o de recuo. Energia é fornecida continuamente pela camada de líquido superaquecido ( $q_{sl}$ ) e uma condução transiente ( $q_{cl}$ ) passa a ocorrer à medida que sítios secos são remolhados. O desprendimento das bolhas tende a perturbar o líquido adjacente resultando em uma microconvecção ( $q_{mc}$ ), que é amplificada com o efeito dos vórtices ao lado da bolha desprendida, reduzindo a espessura da camada de líquido superaquecido.

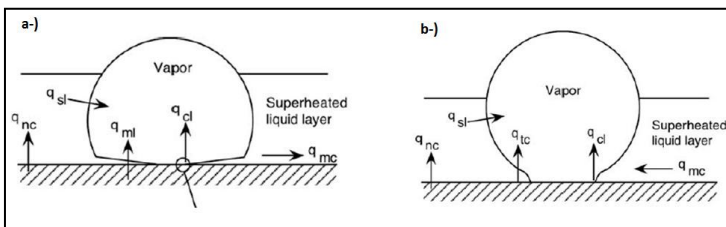


Figura 2.3 – Mecanismos de transferência de calor: a-) Durante o crescimento da bolha. b-) no desprendimento da bolha. Fonte: Kim (2009)

Embora haja um consenso de que o calor latente não é a principal causa dos altos coeficientes de transferência de calor na ebulição nucleada, os mecanismos responsáveis por tamanho transporte de energia ainda são bastante discutidos. Jabardo (2008) e Kim (2009) apresentam os modelos mais difundidos na comunidade científica:

- **Convecção resultante do movimento do líquido junto à superfície aquecida:** Os primeiros modelos propostos eram, em sua maioria, baseados na relação entre a agitação das bolhas e a

microconvecção resultante. Segundo o modelo de Rohsenow (1952), por exemplo, o mecanismo dominante de transferência de calor é o resultante do movimento de líquido frio junto à superfície aquecida promovido pelo desprendimento das bolhas. Nesse sentido, as bolhas atuam como micro-bombas e a transferência de calor estaria associada à convecção “local”.

- **Condução transiente no líquido durante o tempo de espera:** Han e Griffith (1965) e posteriormente Mikic e Rohsenow (1969) assumem que o desprendimento de uma bolha varre uma área equivalente a dois diâmetros da bolha (Figura 2.4), permitindo o contato do líquido que não sofre influência do aquecimento com a superfície superaquecida. Durante o tempo de espera haveria um processo de condução transitória em um líquido semi-infinito, sendo este o mecanismo dominante de transferência de calor. Para a validação deste modelo, seriam esperadas altas taxas de transferência de calor logo após o desprendimento das bolhas uniformemente distribuídas numa área equivalente a dois diâmetros de bolha, que iriam decair durante o crescimento e desprendimento da bolha.

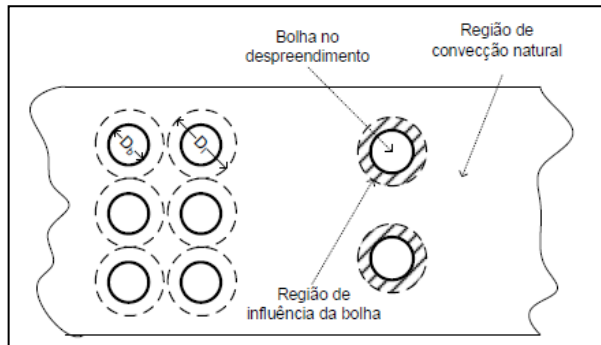


Figura 2.4 - Superfície aquecida de acordo com o modelo de condução transitória no líquido durante o tempo de espera. Fonte: Jabardo (2008).

- **Evaporação de microcamada:** Snyder e Edwards (1956) *apud* Kim (2009) foram os primeiros a sugerir que, sob determinadas condições, as bolhas tendem a assumir a forma semi-esférica, deixando durante seu crescimento uma camada de líquido superaquecido de reduzida espessura junto à superfície aquecida (Figura 2.5). De acordo com este modelo, as maiores taxas de transferência de calor ocorreriam na evaporação desta

microcamada, e o transporte de calor associado a mecanismos fora do perímetro da bolha seriam desprezíveis. O volume da bolha cresceria, quase que exclusivamente, da evaporação da microcamada.

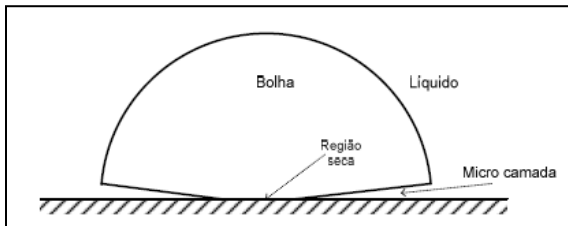


Figura 2.5 - Esquema ilustrativo da formação da micro camada. Fonte: Jabardo (2008).

- **Linha de contato entre as três fases:** Tal modelo, proposto por Stephan e Hammer (1994) assume que a ebulição nucleada transfere calor majoritariamente pela evaporação de um fino menisco de líquido na linha de contato em que as três fases coexistem. Ao realizar ensaios de ebulição com R-114 em um disco de cobre, os autores dividiram o estudo entre a transferência de calor na microrregião (linha de contato entre as 3 fases) e macrorregião (líquido adjacente a bolha), obtendo resultados demonstrativos da tendência de uma taxa de transferência superior na região do menisco da linha de contato.

Como os modelos apresentados até aqui propõem abordagens bastante distintas para o mecanismo predominante na ebulição nucleada, estudos experimentais são de bastante valia. Aparatos experimentais para tal estudo são, em sua maioria, compostos por cadeias de micro-aquecedores, micro-sensores de fluxo de calor ou cristais líquidos aplicados na parte de trás de uma fina chapa aquecida eletricamente.

Demiray e Kim (2004) utilizaram cadeias de micro-aquecedores com  $0,1 \times 0,1 \text{ mm}^2$  de área para ensaios de ebulição com FC-72 e avaliaram a transferência de calor do durante o crescimento, desprendimento e período de espera da bolha em um ensaio de ebulição com uma câmera infra-vermelha de alta velocidade. Analisando a figura 2.6, uma alta taxa de transferência de calor é observada no início de crescimento da bolha e passa a diminuir à medida que a bolha se aproxima de seu desprendimento. Esta observação é consistente com a hipótese de que o mecanismo predominante seria a evaporação da

microcamada, já que ocorre uma secagem da microcamada à medida que a bolha se aproxima de seu desprendimento. No entanto, em uma análise mais criteriosa, o diâmetro das bolhas medido experimentalmente é comparado com o diâmetro esperado caso seu crescimento ocorresse apenas por evaporação da microcamada (Figura 2.7), tendo como resultado um diâmetro esperado menor do que o medido experimentalmente. Tal observação é a base para a afirmação dos autores de que a transferência de calor por evaporação da microcamada e da linha de contato tripla contribui em no máximo 12,5% da energia requerida para a formação da bolha. Os 77,5% restantes de energia seriam obtidos através de condução transiente durante o período de espera, e principalmente pela microconvecção associada ao crescimento da bolha.

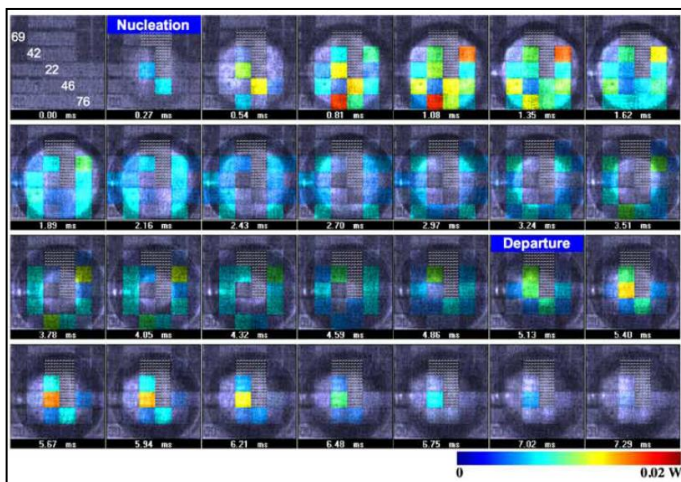


Figura 2.6 - Crescimento e desprendimento de uma bolha em ebulição nucleada.  
Fonte: Demiray (2004).

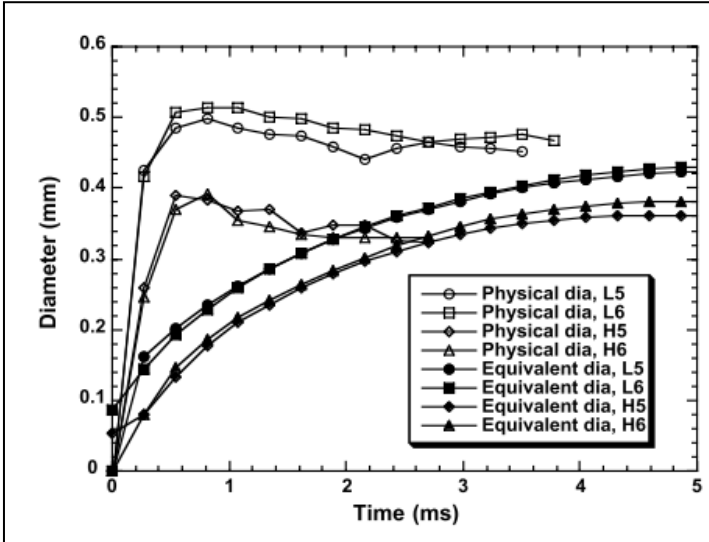


Figura 2.7 - Comparação entre os diâmetros físico e medidos da bolha durante seu crescimento. Fonte: Demiray (2004).

O trabalho de Demiray e Kim utiliza como fluido de trabalho o FC-72, caracterizado por um alto número de Jakob (Eq. 2.2), em que o calor latente é bem menor se comparado com o calor específico, levando a uma tendência de diminuição do efeito da evaporação da microcamada se comparado com outros fluidos. A preocupação é saber se os mesmos mecanismos predominantes de transferência de calor serão observados em fluidos com propriedades diferentes, como por exemplo, com um baixo número de Jakob.

$$Ja = \frac{c_{pl}(T_s - T_{sat})}{h_{lv}} \quad [2.2]$$

Gerardi *et al* (2009) utilizaram câmeras infra-vermelhas de alta velocidade para a visualização dos mecanismos de ebulição nucleada em ensaios de ebulição em piscina de uma chapa de safira revestida com uma fina camada de óxido de índio dopado com estanho para melhora da condutividade. O fluido utilizado foi água, que possui número de Jakob uma ordem de grandeza menor do que o FC-72. Partindo da mesma análise feita por Demiray e Kim, de diâmetro medido e diâmetro esperado apenas pela evaporação da microcamada, chega-se a conclusão

que, assim como o FC-72, as contribuições relativas ao líquido adjacente são muito maiores que a da evaporação da microcamada para o ciclo de formação da bolha.

### 2.2.1 Correlações para ebulição nucleada

Com base nas observações de Demiray e Kim (2004) e Gerardi *et al* (2009), uma vez que a microconvecção associada ao crescimento da bolha e a condução transiente no líquido durante o tempo de espera são os principais mecanismos de transferência de calor na ebulição nucleada, apenas as correlações de Rohsenow e Han e Griffith serão exploradas.

A correlação de Rohsenow é a mais difundida no meio acadêmico, sendo a única a ser explorada em livros como os de Whalley (1987) e Stephan (1994), por exemplo. Ela sugere ser possível associar a microconvecção adjacente à bolha a uma correlação de convecção forçada do tipo:

$$Nu_b = K Re_b^n Pr_l^m \quad [2.3]$$

onde:

$$Re_b = \frac{\rho_v v_b L_b}{\mu_l} \quad [2.4]$$

Analisando a equação do número de Reynold (Eq. 2.4), um dos questionamentos surge na definição do comprimento característico  $L_b$  e da velocidade específica  $v_b$ . Rohsenow considerou como comprimento característico a equação 2.1 A velocidade específica é definida como a velocidade necessária para repor a quantidade de vapor que esta sendo produzido (Eq. 2.5):

$$v_b = \frac{q''}{\rho_v h_{lv}} \quad [2.5]$$

Uma correlação para o fluxo de calor em regime de ebulição nucleada é então obtida (Eq. 2.6):

$$q'' = \mu_l h_{lv} \left[ \frac{g(\rho_l - \rho_v)}{\sigma} \right]^{1/2} \left[ \frac{c_{pl} \Delta T_{sat}}{C_{sf} h_{lv} Pr_l^n} \right]^3 \quad [2.6]$$

Em que  $C_{sf}$  é um parâmetro relativo a superfície de teste, e pode ser expresso em função do ângulo de contato  $\theta$  e de uma constante da superfície  $C_b$  (Eq. 2.7):

$$C_{sf} = \frac{\sqrt{2} C_b \theta}{A} \quad [2.7]$$

Han e Griffith (1965) postulam ser a condução durante o tempo de espera a principal forma de transferência de calor na ebulição nucleada e negligenciam os efeitos de convecção em sua correlação para o fluxo de calor (Eq. 2.8):

$$q'' = 2(\pi k_l \rho_l c_{pl})^{1/2} f^{1/2} d_b^2 n'_a \Delta T_{sat} \quad [2.8]$$

Tanto a freqüência  $f$  de formação de bolhas quanto o diâmetro  $d_b$  das mesmas são parâmetros de difícil aquisição em testes, portanto, ao relacionar estas variáveis ao fluxo de calor, e equação 2.8 torna-se de difícil avaliação experimental.

### 2.3 Fluxo de Calor Crítico

No projeto de dispositivos de transferência de calor por ebulição, um dos parâmetros chave a ser especificado é o fluxo crítico de calor (*FCC*) do sistema. Tal fluxo é atingido no momento em que o fluido perde a capacidade de molhamento contínuo da superfície e uma fina película de vapor é formada entre a superfície e o fluido. A película de vapor aumenta em uma ordem de grandeza a resistência térmica do sistema, causando um aumento abrupto no gradiente de temperatura para dispositivos a fluxo de calor constante, ou uma diminuição no fluxo de calor transferido para o caso de alimentação a temperatura constante; ambas as situações indesejáveis no projeto de trocadores de calor. A



ineficiência do fluido em remolhar a superfície é consequência de instabilidades causadas pela alta frequência de formação e velocidade das bolhas, característica de regimes ebulição nucleada intensiva.

Antes de adentrar na discussão sobre os mecanismos responsáveis pelo fluxo crítico de calor é importante realizar uma rápida abordagem acerca de duas instabilidades hidrodinâmicas importantes: Kelvin-Helmholtz e de Rayleigh-Taylor. A primeira surgiu da motivação de Lord Kelvin e de Hermann Von Helmholtz em entenderem os fenômenos resultantes (ondas e redemoinhos) da perturbação do mar pelas correntes de ar, e trata basicamente dos efeitos da fina camada cisalhante entre dois fluidos escoando em paralelo. Segundo suas suposições, na camada cisalhante entre dois escoamentos sempre haverá micro-vetores de velocidade na direção do outro fluido causando imperceptíveis perturbações, que a um certo valor de velocidade dos escoamentos já não são desprezíveis e formam a chamada instabilidade de Kelvin-Helmholtz. As instabilidades de Rayleigh-Taylor, por sua vez, são fenômenos encontrados na natureza em que um fluido de maior densidade se mantém acima de um de menor densidade, contradizendo as leis tradicionais de física. Com o conceito de instabilidades hidrodinâmicas em mente é possível fazer uma revisão dos postulados feitos até aqui a respeito das causas do fluxo de calor crítico.

Em 1948 Kutateladze postulou que à medida que o fluxo de calor aumenta na ebulição nucleada, as bolhas geradas passam a coalescer, formando colunas de vapor entre as quais existem gotas de fluido que atingem a superfície para o remolhamento. Se a velocidade das colunas é alta o suficiente, a quantidade de movimento associada consegue vencer a gravidade e o peso das gotas e carregá-las consigo, formando a película de vapor característica do fluxo crítico. Para ele, o fluxo crítico de calor é um fenômeno estritamente hidrodinâmico, resultado da destruição da estabilidade do escoamento bifásico próximo à superfície. Através de uma análise dimensional e considerando uma constante experimental  $K$ , a equação 2.9 é proposta para o fluxo crítico:

$$q''_{max} = Kh_{lv}\rho_v^{1/2}[\sigma g(\rho_l - \rho_v)]^{1/4} \quad [2.9]$$

Zuber (1959) refinou este postulado considerando ser as instabilidades de Kelvin-Helmholtz associadas ao escoamentos das colunas de vapor e do fluido a razão pela qual as gotas de fluido não

conseguem atingir a superfície (Fig. 2.8). Segundo Zuber, a condição de fluxo crítico é atingida logo após o início das instabilidades de Kelvin-Helmholtz, e a película de vapor na superfície é efeito das instabilidades de Rayleigh-Taylor. Lienhard e Dhir (1973) refinaram o modelo proposto por Zuber assumindo que as colunas de vapor deixam a superfície em cadeias retangulares; o raio das colunas é igual a  $\frac{\lambda_d}{4}$ , onde  $\lambda_d$  é o espaçamento de coluna previsto pela análise das instabilidades de Rayleigh-Taylor (Fig. 2.9); e o comprimento de onda da instabilidade de Kelvin-Helmholtz é aproximado para o espaçamento de coluna  $\lambda_d$ .

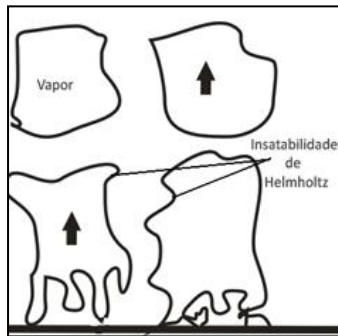


Figura 2.8 – Instabilidades de Helmholtz associadas ao fluxo crítico de calor.

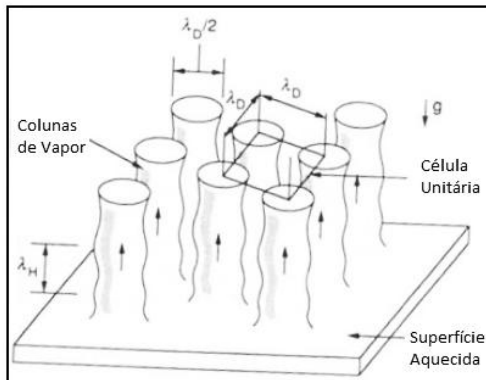


Figura 2.9 - Modelos de Lienhard e Dhir, e Zuber para o fluxo crítico de calor  
Fonte: Carey (1992).

Com base nestas considerações, partindo da velocidade crítica de Helmholtz para escoamentos verticais de líquido-vapor (Eq. 2.10), é possível deduzir uma expressão para o fluxo de calor crítico:

$$v_c = |v_l - v_v| = \left[ \frac{\sigma \alpha (\rho_l - \rho_v)}{\rho_l \rho_v} \right]^{1/2} \quad [2.10]$$

Assumindo  $\rho_l \gg \rho_v$  e substituindo o comprimento de onda  $\alpha$  por  $\frac{2\pi}{\lambda}$ , a equação 2.10 é reescrita como (Eq. 2.11):

$$v_c = \left[ \frac{2\pi\sigma}{\rho_v \lambda_d} \right]^{1/2} \quad [2.11]$$

Como a velocidade de descida do líquido é muito menor que a velocidade de subida do vapor,  $u_c$  pode ser escrita como (Eq. 2.12):

$$v_c = \frac{q_{max}''}{\rho_v h_{lv}} \left( \frac{A_{sup}}{A_{col}} \right) \quad [2.12]$$

Em que a razão entre a área da superfície e da coluna é (Eq. 2.13):

$$\left( \frac{A_{sup}}{A_{col}} \right) = \frac{\lambda_d^2}{\pi(\lambda_d/4)^2} = \frac{16}{\pi} \quad [2.13]$$

Combinando as equações (2.11) a (2.13), chega-se a um comprimento de onda característico dos primeiros estágios das instabilidades hidrodinâmicas (Eq. 2.14):

$$\lambda_d = 2\pi \left[ \frac{3\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right]^{1/2} \quad [2.14]$$

Resolvendo para se obter  $q_{max}''$ :

$$q_{max}'' = \frac{\pi}{16(3)^{1/4}} \rho_v h_{lv} \left( \frac{\sigma(\rho_l - \rho_v)g}{\rho_v^2} \right)^{1/4}$$

$$q_{max}'' = 0,149 \rho_v h_{lv} \left[ \frac{\sigma(\rho_l - \rho_v)g}{\rho_v^2} \right]^{1/4} \quad [2.15]$$

A correlação proposta por Zuber segue os mesmos passos, exceto por não considerar o comprimento de onda da instabilidade de Kelvin-Helmholtz igual a  $\lambda_d$ , e sim igual a  $\frac{\pi\lambda_d}{2}$ . Tal correlação pode ser escrita como:

$$q_{max}'' = 0,131 \rho_v h_{lv} \left[ \frac{\sigma(\rho_l - \rho_v)g}{\rho_v^2} \right]^{1/4} \quad [2.16]$$

Como se pode observar, as correlações de Zuber e Lienhard e Dhir são similares à correlação de Kutateladze.

Outra corrente de pensamento, liderada pelo trabalho de Haramura e Katto (1983), tem por base o coalescimento em uma única grande bolha, um pouco acima da superfície, que seria alimentada por jatos de vapor das cavidades ativas abaixo dela. Esta observação foi primeiramente documentada por Gaertner e Westwater (1960) *apudi* Haramura e Katto (1983) em um ensaio de ebulição de um meio semi-infinito. De acordo com este modelo, as colunas de vapor que alimentam a bolha principal estão sujeitas aos efeitos das instabilidades de Helmholtz desde o início da formação dos jatos, e o fluxo crítico de calor é atingido quando ocorre a secagem do filme líquido entre a superfície e a bolha principal. Portanto, a espessura da macrocamada  $\delta_c$ , desempenha papel importante para se estimar o fluxo crítico de calor e não a toa o modelo proposto por Haramura e Katto é geralmente chamado de modelo da macrocamada.

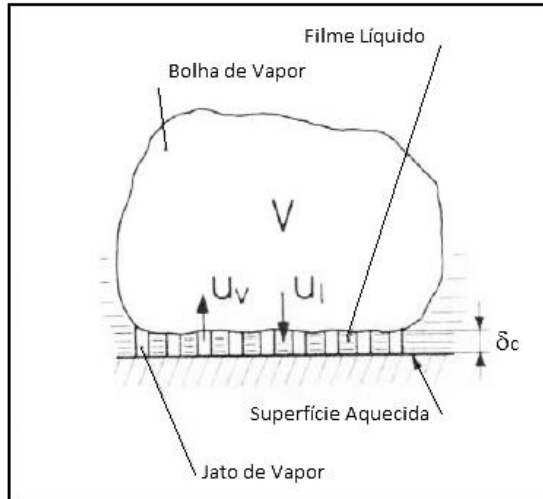


Figura 2.10: Modelo de Haramura e Katto para Fluxo de Calor Crítico. Fonte: Haramura e Katto (1983)

Resumindo, enquanto os estudos de Zuber e Lienhard e Dhir afirmam ser as instabilidades de Kelvin-Helmholtz o estopim para o fluxo de calor crítico, para Haramura e Katto as instabilidades de Kelvin-Helmholtz seriam intrínsecas à formação de jatos de vapor e apenas influenciariam para a secagem da superfície típica do fluxo crítico de calor. Embora ambas teorias tenham bom fundamento teórico, elas falham em não prever efeitos de superfície, de orientação e, no caso de Zuber, de geometria.

Em uma tentativa de unificar um modelo de ebulição nucleada e transiente em piscina, Dhir e Liaw (1989) refletem sobre as discrepâncias entre a correlação de ebulição nucleada de Rohsenow (Eq. 2.6) e as equações de fluxo crítico propostas por Zuber e Kutateladze (Eq. 2.09 e 2.16). A ausência de um parâmetro similar à constante  $C_{sf}$ , representando as propriedades da superfície na equação de Rohsenow, torna as equações de fluxo crítico de calor puramente hidrodinâmicas. Segundo os autores, a abordagem de Zuber e Kutateladze falha, principalmente, em não prever um efeito importante da interação fluido-superfície, a molhabilidade. O fluxo de calor crítico é atingido quando o líquido não consegue mais molhar a superfície, portanto, é de se esperar que o aumento de sua molhabilidade reflita também em um acréscimo no valor crítico de fluxo de calor. Dhir e Liaw salientam que os efeitos

da gravidade (orientação da seção de teste) são desprezados em sua análise, porém, os efeitos de molhabilidade são relacionados à distância entre jatos de vapor e uma nova correlação consegue captar a melhora do fluxo crítico de calor à medida que a molhabilidade é aumentada, corroborando com resultados experimentais obtidos.

Testes feitos por Theofanous (2002) com duas dúzias de seções polidas, meio envelhecidas e envelhecidas (fig. 2.11) relatam uma variação de até 100% no valor do fluxo crítico de calor. Com base nessa observação a teoria do sitio quente e seco é proposta, indicando que sítios quentes e secos são formados após a saída da bolha, e aumentam de tamanho e temperatura juntamente com o aumento do fluxo de calor crítico, até o liquido ser incapaz de molhar a superfície e ocorrer o *FCC*. Poucos anos depois, Theofanous e Dihn (2006) propuseram uma correlação para o alcance do *FCC* considerando a variação da molhabilidade para ângulos de contato estáticos menores ou iguais a  $90^\circ$ .

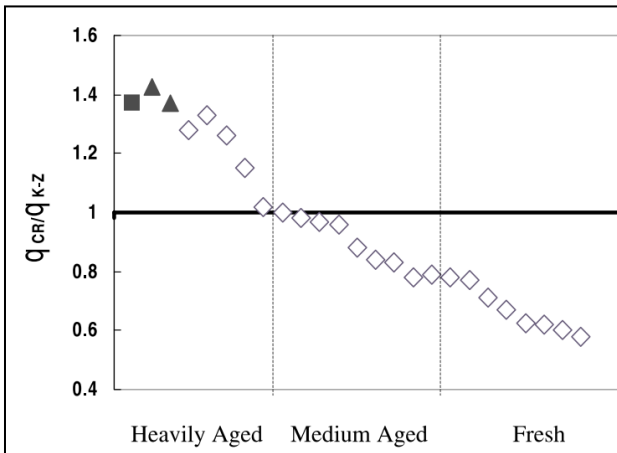


Figura 2.11 – Variação de Fluxo Crítico de Calor em razão da característica da superfície (Polida, meio envelhecida e envelhecida). Fonte: Theofanous(2002).

Por fim, Kandlikar (2001 e 2002) destaca que deve haver uma correlação entre os postulados de Kutateladze e da macrocamada. Seguindo os conceitos de Haramura e Katto (1983), acredita em jatos alimentadores de uma grande bolha, mas, ao criar uma correlação para o fluxo crítico de calor (Eq. 2.17), assume a correlação adimensional de Kutateladze (Eq. 2.9) como partida, acrescida de um balanço de forças de inércia, gravidade e tensão superficial (Fig. 2.12). A altas taxas de evaporação, próximo do *FCC*, as forças de inércia e gravidade

superariam as forças interfaciais responsáveis pela adesão da bolha na superfície, a interface liquido-vapor tende então a se mover muito rapidamente levando a uma condição crítica. É clara, portanto, a intenção do autor em relacionar os efeitos paramétricos, principalmente molhabilidade, com os hidrodinâmicos na análise do fluxo crítico de calor, indo de encontro com diversos trabalhos citados pelo autor e contrariando os postulados mais tradicionais que consideram que o FCC é apenas um fenômeno hidrodinâmico.

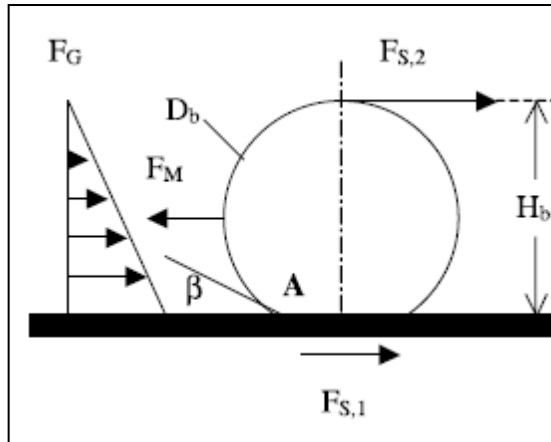


Figura 2.12 - Balanço de força do crescimento de uma bolha em uma superfície aquecida. Fonte: Kandlikar (2001).

$$q''_{max} = h_{lv} \rho_v^{1/2} \left[ \frac{1 + \cos\beta}{16} \right] \left[ \frac{2}{\pi} + \frac{\pi(1 + \cos\beta)\cos\phi}{4} \right]^{1/2} [\sigma g(\rho_l - \rho_v)]^{1/4} \quad [2.17]$$

Desconsiderados em muitas correlações, os efeitos de molhabilidade e orientação são representados na equação 2.17 pelo ângulo dinâmico de recuo da bolha  $\beta$  na saída da bolha e pelo ângulo de orientação da superfície  $\phi$ , respectivamente.

## 2.4 Conceitos de molhabilidade

A interação entre fluido e superfície, prevista na maioria dos modelos de ebulição nucleada, passa a ter grande importância também na estimativa do fluxo de calor crítico, uma vez que modelos recentes descartam a hipótese de um fenômeno unicamente hidrodinâmico e passam a considerar efeitos paramétricos, em especial os relacionados à superfície, em suas análises. Portanto, esta seção tem por finalidade relembrar alguns conceitos sobre um dos parâmetros característicos da relação fluido-sólido, a molhabilidade, definida por Cazabat (1987) como sendo as interações intermoleculares entre dois ou mais fluidos e o substrato sólido, e geralmente quantificada por um ângulo de contato entre três fases.

### 2.4.1 Tensão Superficial

Tensão superficial é definida como uma força com sentido para o interior da substância que atua na fronteira da superfície com o intuito de diminuir a área da interface, ou simplesmente, é a quantidade de trabalho necessário para aumentar a área superficial por unidade de área em um processo isotérmico e reversível [Hiemenz (1986)]. Tensão superficial e energia livre superficial representam a mesma grandeza, sendo que o segundo termo surgiu apenas para evitar uma idéia equivocada de que a tensão superficial age contraindo ou tracionando as moléculas de uma substância [Adamson(1990)]. Ao contrário da molhabilidade, que necessita de três fases para sua definição, a tensão superficial necessita de apenas duas.

Como a tensão superficial representa trabalho por unidade de comprimento, por uma análise termodinâmica, é possível associar tal tensão à derivada da energia livre de Gibbs em relação à área (Eq. 2.18):

$$\sigma = \left( \frac{\delta G}{\delta A} \right)_{T,p} \quad [2.18]$$

Duas forças caracterizam a tensão superficial (Eq. 2.19): as específicas (ligações metálicas e de hidrogênio, por exemplo)  $\sigma_s$ , e as forças de dispersão de London  $\sigma_d$ , presentes até mesmo em moléculas apolares:



$$\sigma = \sigma_s + \sigma_d \quad [2.19]$$

Dessa maneira, fica claro por que a tensão superficial de metais líquidos é maior que a de líquidos com ligações de hidrogênio, que por sua vez tem tensão superior a de líquidos apolares [Carey (1992)].

### 2.4.2 Ângulo de contato e a Equação de Young

A tensão superficial é uma boa medida da capacidade de uma substância em se manter unida, ou seja, da resultante das forças de coesão atuando nela. Moléculas diferentes, porém, também podem sofrer atração devido às forças de adesão entre elas. Uma gota de água sobre uma superfície é um exemplo de forças de coesão tentando manter a substância em uma menor área possível enquanto as forças de adesão agem para que a mesma se espalhe sobre a superfície.

Quando uma gota líquida está em equilíbrio com seu vapor e com uma superfície sólida, observa-se a existência de uma linha de contato entre as três fases. A este ângulo, entre a linha de contato e a superfície na direção da gota, denomina-se ângulo de contato estático  $\theta$ . Tal ângulo representa a molhabilidade do sistema; quanto menor seu valor maior sua molhabilidade.

Um líquido é dito não-molhante quando seu ângulo de contato estático é maior do que  $90^\circ$ , e a superfície é considerada hidrofóbica (Fig. 2.13.a). Para uma superfície hidrofílica, o ângulo deve ser menor do que  $90^\circ$  e o líquido tem comportamento molhante (Fig. 2.13.b). Quando o líquido molha toda a superfície, o ângulo de contato é  $0^\circ$  e o líquido é dito completamente molhante. A figura 2.13 explora algumas características de superfícies hidrofóbicas e hidrofílicas.

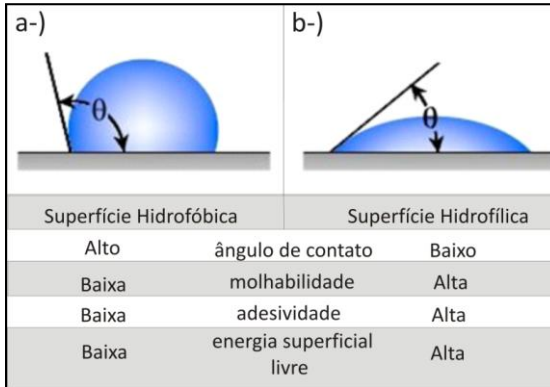


Figura 2.13 – a-) Superfície hidrofóbica; b-) Superfície hidrofílica

Uma gota sobre uma superfície (Fig. 2.14) está sujeita a três tensões superficiais atuantes: Líquido-Vapor ( $\sigma_{lv}$ ), Sólido-Líquido ( $\sigma_{sl}$ ) e Sólido-Vapor ( $\sigma_{sv}$ ). O coeficiente de espalhamento  $S$  (Eq. 2.20) ilustra a relação entre estas tensões:

$$S = \sigma_{sv} - (\sigma_{lv} + \sigma_{sl}) \quad [2.20]$$

O coeficiente de espalhamento representa a diferença entre a energia superficial sólido-vapor e a resultante do líquido sobre a superfície (Líquido-vapor e Sólido-líquido), e distingue duas condições:

- $S < 0 \rightarrow \sigma_{sv} < \sigma_{lv} + \sigma_{sl}$  : A tensão sólido-vapor não consegue vencer a resultante do líquido sobre o sólido, portanto, o líquido não molha totalmente a superfície e o regime é de molhabilidade parcial  $\theta_e \geq 0^\circ$ .
- $S > 0 \rightarrow \sigma_{sv} > \sigma_{lv} + \sigma_{sl}$  : O líquido molha completamente a superfície, ou seja, a tensão sólido-vapor supera a resultante das tensões líquido-vapor e sólido-líquido.

Das considerações acima, como frisa Gennes (1985), o conceito de molhabilidade nada mais é do que uma disputa entre forças de coesão e adesão, e é dependente dos parâmetros tanto das propriedades do líquido quanto do sólido. Um fluido com baixa energia superficial tende a ser mais molhante, assim como uma superfície com alta energia superficial tende a ser hidrofílica.

Young (1805), através da equação que leva seu nome (Eq. 2.21), relacionou o ângulo de contato estático  $\theta$  a propriedades termodinâmicas, de modo que um balanço de força paralelo as superfícies de uma gota em equilíbrio (Fig. 2.14) correlaciona as tensões superficiais específicas tal ângulo.

$$\cos\theta = \frac{\sigma_{sv} - \sigma_{sl}}{\sigma_{lv}} \quad [2.21]$$

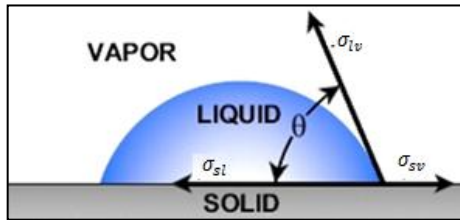


Figura 2.14 – Gota em equilíbrio sobre uma superfície sólida

### 2.4.3 Histerese de ângulo de contato

A equação de Young (Eq. 2.21) é baseada no equilíbrio de uma gota simétrica em uma superfície plana, horizontal, suave, homogênea e sólida; e os ângulos dinâmicos de avanço e recuo ( $\theta_A$  e  $\theta_R$ ) são iguais ao estático  $\theta$ . Na prática, no entanto, tal condição geralmente não é obtida e os ângulos de contato dinâmicos do sistema passam a diferir entre si e em relação ao ângulo estático ( $\theta_A > \theta > \theta_R$ ). Esta condição, em que os valores de ângulo de contato são influenciados por outros parâmetros além das tensões superficiais é conhecida como histerese de ângulo de contato.

Wolf (2006) lista as principais origens de histerese de ângulo de contato para o caso de superfícies sólidas e impermeáveis:

**Rugosidade da superfície:** Se as irregularidades presentes na superfície forem maiores que o tamanho das moléculas do líquido, a histerese provocada pela rugosidade da superfície pode ocorrer.

**Heterogeneidade química da superfície:** Componentes químicos presentes no substrato têm a capacidade de modificar as tensões superficiais locais, facilitando a ocorrência de histerese.

**Contaminantes:** Da mesma maneira que o segundo caso, a contaminação do fluido por solutos pode ocasionar a formação de um

filme de soluto sobre a superfície sólida em alguns pontos, ocasionando a histerese.

#### 2.4.4 Medição de ângulo de contato

O ângulo real definido pela equação de Young (Eq. 2.21) é obtido sobre uma superfície sólida ideal. Métodos convencionais de medida de ângulo de contato frequentemente baseiam-se em observações óticas ou extrapolações matemáticas de interface macroscópicas, fornecendo assim um valor de ângulo de contato aparente, representado com base na linha tangente à superfície sólida total (Fig. 2.14), a qual, devido à baixa ampliação, aparenta ser lisa e plana.

Para obtenção dos ângulos de contato dinâmico, dois métodos são normalmente utilizados. No primeiro, a superfície é inclinada até que a gota saia do equilíbrio e passe a se deslocar (Fig. 2.15), fornecendo os valores de ângulos de avanço e recuo da gota. Um método alternativo é adicionar volume à gota até o máximo volume permissível sem deslocar transversalmente a linha de contato das três fases (Fig. 2.16.a), o ângulo máximo obtido caracteriza o ângulo de avanço. Para o ângulo de recuo, o procedimento contrário é feito e o volume da gota é retirada até o ponto em que a linha de contato das três fases se desloque.

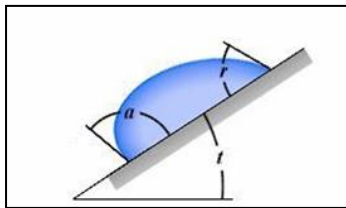


Figura 2.15 – Medição dos ângulos de contato dinâmicos através do método de inclinação

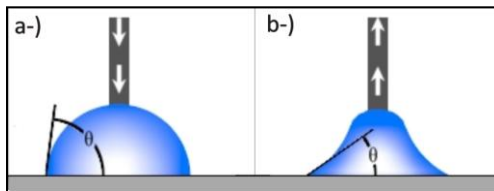


Figura 2.16 – Método de adição ou remoção de volume para obtenção dos ângulos de contato de: a-) avanço; b-) recuo

## 2.5 Nanofluidos

Choi (1995), com seu estudo sobre o aumento da condutividade térmica em fluidos refrigerantes utilizando a adição de nanopartículas, foi o pioneiro na pesquisa sobre este novo tipo de fluido na área de ciências térmicas. Foi também quem cunhou a expressão nanofluidos, partículas entre 1 a 100nm (Fig. 2.17) suspensas em um fluido base. As nanopartículas comumente utilizadas têm alta condutividade térmica (Fig. 2.18) e são divididas em: metais (ouro, cobre), óxidos metálicos ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Ag}_2\text{O}$ ), carboneto metálicos ( $\text{SiC}$ ), Nitretos metálicos ( $\text{AlN}$ ,  $\text{SiN}$ ) e carbono (grafite, nanotubos de carbono); enquanto que como fluidos base utiliza-se: água, líquidos orgânicos, óleos e lubrificantes, e soluções poliméricas.

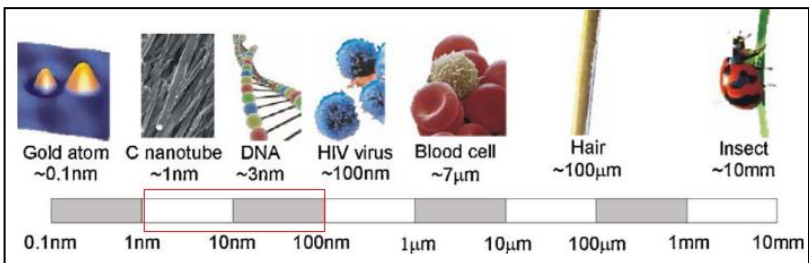


Figura 2.17 - Escala de comprimento e alguns exemplos. Fonte: Serrano *et al* (2009).

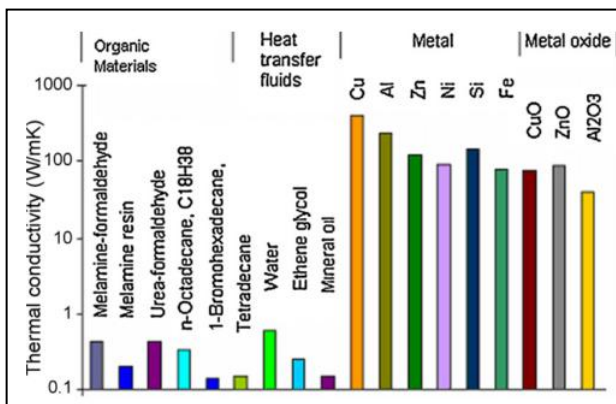


Figura 2.18 - Condutividade térmica de líquidos comuns, polímeros e sólidos. Fonte: Wen (2009).

Entre os benefícios esperados por essa nova classe de fluidos na área de transferência de calor destacam-se:

- **Aumento da condutividade térmica e de estabilidade de dispersão:** Nanopartículas possuem maiores áreas superficiais do que micropartículas, contribuindo para a melhora da transferência de calor. Além disso, partículas nanométricas estariam menos sujeitas à ação da gravidade e, em consequência, a sedimentação das partículas.
- **Ausência de entupimento em microcanais:** Por conter suspensões com dimensões nanométricas, nanofluidos poderiam escoar livremente em microcanais sem o risco de entupimento dos mesmos, além de produzir pouca erosão devido a sua baixa inércia.
- **Diminuição da dimensão de sistemas:** As ótimas propriedades térmicas dos nanofluidos possibilitariam a diminuição em tamanho e peso de sistemas; uma busca incessante da indústria nas últimas décadas.
- **Redução da perda de carga:** Para o aumento da transferência de calor de fluidos convencionais em uma razão de dois, o aumento da potência de bombeamento deveria ser de dez vezes. Se as nanopartículas aumentassem a condutividade térmica do fluido em uma razão de três, sua transferência de calor seria dobrada e a potência de bombeamento não sofreria grande mudança, já que seus valores de viscosidade não geram um grande aumento.

Portanto, nanofluidos idealmente são uma promissora classe de fluidos, com propriedades semelhantes ao seu fluido base, com exceção do incrível aumento em suas propriedades térmicas. Entretanto, pesquisas ainda revelam diversas contradições sobre alguns dos seus benefícios anunciados, principalmente na área de experimentos bifásicos.

### 2.5.1 Aplicações

Atualmente, nanofluidos encontram aplicações, além da área de transferência de calor, nas áreas de tribologia, química, farmacêutica, médica, ambiental, entre outras. Saidur *et al* (2011) realiza uma revisão

detalhada das possíveis aplicações dos nanofluidos, destacando as aplicações na área de otimização de transferência de calor.

Uma das grandes limitações no desenvolvimento de eletrônicos tem sido dissipar a grande quantidade de calor por unidade de área gerada por estes dispositivos. O aumento no fluxo de calor gerado por um único chip ao longo dos últimos anos (de  $330 \text{ kW/cm}^2$  em 2007 para  $520 \text{ kW/cm}^2$  em 2011), por exemplo, tem levado fabricantes a adotarem soluções como o uso de processadores de menores capacidades em paralelo afim de garantir um produto leve e pequeno. A alta condutividade térmica e o aumento esperado no fluxo crítico de calor fariam dos nanofluidos uma alternativa perfeita, em especial em dispositivos que utilizam tubos de calor como dispositivos dissipadores de calor. Do *et al* (2010), em artigo que será explorado na seção 2.5.5, obtêm um resultado peculiar de aumento tanto da taxa de transferência de calor e de fluxo de calor crítico em tubos de calor utilizando como nanofluido água-alumina.

Fluidos refrigerantes também poderiam ter suas propriedades aumentadas com a adição de nanopartículas, melhorando a eficiência e diminuindo o consumo de energia em refrigeradores domésticos. A substituição em veículos de transportes, reconhecidos por usarem fluidos resfriadores com pobre capacidade de transmissão de calor, resultaria em menores motores, radiadores, bombas e, por fim, consumo de gasolina.

Com o acidente nuclear no Japão, a preocupação com segurança em instalações nucleares foi alardeada pela mídia do mundo inteiro. A dissipação de calor gerado pelo reator, através de ebulição em piscina, é reconhecidamente um dos pontos chaves na garantia de bom funcionamento de usinas nucleares e tema recorrente em pesquisas nucleares. Focando neste assunto, Bungiorno e Hu (2009) elaboraram um extenso relatório sobre os benefícios do uso de nanofluidos para resfriamento de reatores nucleares. O aumento do fluxo crítico de calor seria o grande diferencial neste caso, permitindo operar a fluxos até 40% maiores de calor ou em uma maior margem de segurança.

Na área médica, a possível aplicação para tratamento de tumores ganha destaque. Graças a suas características de superfície, nanopartículas são mais adesivas em células do tumor do que células normais. Nanopartículas magnéticas excitadas por um campo magnético gerariam calor por atrito nas células cancerígenas e atuariam em conjunto com a radiação na tentativa de destruição destas células. Por não causar nenhum tipo de rejeição ou dano ao organismo, a linha de

pesquisa da professora Maria de Fatima da Silva Lettere Verdeaux utiliza o nanofluido composto por  $H_2O-Fe_2O_3$  em seus testes.

Apesar do amplo campo de aplicações, a maioria das pesquisas envolvendo nanofluidos encontram-se em estágio inicial, carecendo ainda do refino de alguns pontos chave, como a estabilidade em diversas situações, para sua aplicação comercial.

### 2.5.2 – Preparação

Misturas de sólidos e líquidos são divididas em três tipos:

- **Solução:** mistura homogênea de partículas muito pequenas ( $<1\text{nm}$ ) que permanecem estáveis até o ponto de saturação, podendo ser íons ou moléculas isoladas envoltas pelas moléculas do solvente. Neste tipo de mistura há alteração das propriedades coligativas, tornando impossível a desagregação das fases.
- **Colóide:** Mistura de partículas com tamanho entre 1nm a 100 nm e o fluido base. Em misturas como esta não há variação nas propriedades coligativas e pode haver separação de fases por meio de técnicas como centrifugação e membrana. Em casos de emissão de feixe de luz por entre a mistura ocorre a dispersão do mesmo, chamado de efeito Tyndall, cuja ocorrência não é verificada em soluções.
- **Suspensão:** Tipo de mistura mais instável, em razão de suas partículas ( $>10\mu\text{m}$ ) decantarem pela ação da gravidade. Portanto, haverá separação ainda mais intensa se a mistura for exposta a processos de separação mais eficazes como centrifugação, filtração ou membrana. Nesta mistura não existe variação das propriedades coligativas e feixes de luz sofrerão dispersão.

Nanofluidos, idealmente, encaixam-se na categoria de colóides, porém, devido à grande dificuldade de estabilização dos mesmos, geralmente são tratados como suspensões. Portanto, torna-se de extrema importância um bom conhecimento nas técnicas de preparação e estabilização dos mesmos. Duas formas de preparação são conhecidas: método de uma etapa e método de duas etapas.

No método de uma etapa o processo de preparação das nanopartículas é feita conjuntamente com a síntese do nanofluido, e as nanopartículas são diretamente preparadas por deposição física a vapor ou pelo método químico líquido. No primeiro, é feita uma evaporação



em vácuo seguida de condensação do material que se deseja transformar em partículas sobre o fluido base. Em alguns casos, como para óxido, o metal vaporizado reage com oxigênio que é injetado e o composto é direcionado para o fluido. Não havendo necessidade de reação, o metal é vaporizado e direcionado diretamente para o fluido base. Tal método é indicado para nanopartículas metálicas, por prevenir a oxidação das mesmas, Wong e Castillo (2010). No método químico líquido a nanopartícula é produzida por meio de reação com os reagentes dispersos no fluido base e a introdução da energia necessária para início da reação. Neste método, a aglomeração das nanopartículas é minimizada devido a ausência de etapas comuns da produção da nanopartícula pura sem o fluido base como: secagem, armazenamento, transporte e dispersão.

O método de duas etapas isola a síntese das nanopartículas da preparação do nanofluido. Neste caso, as nanopartículas podem ser produzidas por meios físicos e químicos. Os processos mais comuns atualmente utilizados na produção de nanopartículas de metal incluem moagem mecânica, técnica de condensação de gás inerte, precipitação química, pirólise spray e aspersão térmica [Wong e Castillo (2010)]. Feito isso, as nanopartículas são misturadas a um fluido base. Por serem sólidas tendem a decantar e não permanecerem suspensas no fluido, assim a mistura não é considerada um nanofluido. Para contornar isto, técnicas de estabilização das partículas são utilizadas, mantendo uma suspensão uniforme e estável.

### **2.5.3 Estabilização**

Pela necessidade do conhecimento em produzir nanopartículas, preparar nanofluidos pelo método de uma etapa é um tanto mais complexo do que pelo método de duas etapas. Como existem diversos tipos de nanopartículas produzidas comercialmente, a maioria dos pesquisadores opta pelo método de duas etapas para a produção do nanofluido. No entanto, como comentado no fim da seção 2.5.2, há uma tendência de decantação das nanopartículas quando o fluido é preparado pelo método de duas etapas e um posterior tratamento de estabilização torna-se necessário. Hwang et al (2008) analisou os principais métodos mecânicos de estabilização e seus parâmetros ajustáveis (Tabela 2.1):

Tabela 2.1 - Principais métodos mecânicos de estabilização

<b>Método</b>	<b>Parâmetros ajustáveis</b>
Agitador	Velocidade de revolução Tempo de revolução
Banho Ultrassônico	Tempo de sonificação Frequência de sonificação
Perturbador Ultrassônico	Tempo de sonificação Frequência de sonificação Potência
Homogenizador de alta Pressão	Número de passes

Para a análise e visualização da distribuição do tamanho das nanopartículas em cada um dos métodos, o autor utilizou microscopia eletrônica de transmissão (TEM) e um contador de partículas eletroforético, brevemente descrito no trabalho. Os resultados obtidos (Figs. 2.19 e 2.20) demonstram que apenas o homogenizador de alta pressão foi capaz de fornecer energia suficiente para quebrar as aglomerações e fornecer uma distribuição normal de dimensão totalmente na faixa de nanopartículas. Para o autor, as energias mecânicas geradas pelo agitador e pela ultrassonificação não são suficientes para quebrar as aglomerações de partículas primárias. Apenas a combinação de força de cisalhamento e impacto presentes no homogenizador seriam capazes de fornecer energia suficiente para a desaglomeração das nanopartículas.

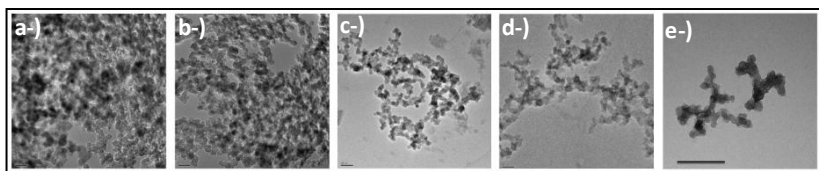


Figura 2.19 – Imagens TEM de aglomeração nanoparticulas: a-) sem nenhum tratamento; b-) após os métodos de agitação; c-) após banho ultrassônico; d-) após perturbação ultrassônica; e-) após homogenizador de alta pressão. Fonte: Hwang et al (2008).

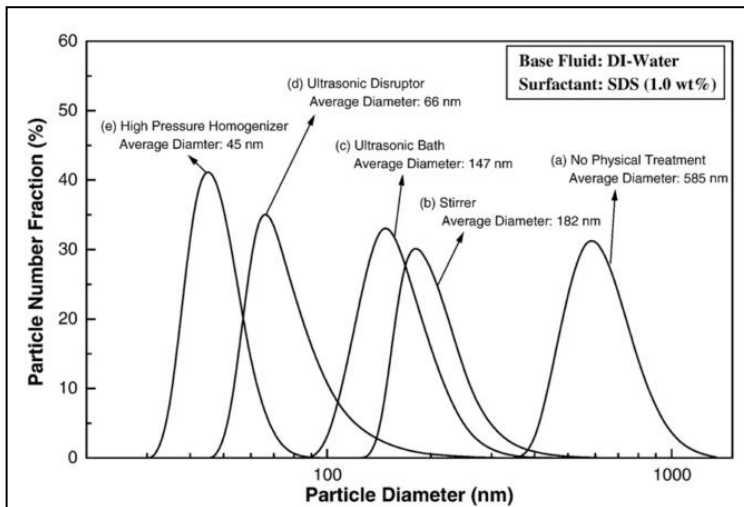


Figura 2.20 – Distribuição de tamanho de nanopartículas em função do método de estabilização Fonte:Hwang *et al* (2008).

Métodos químicos (ajuste de PH e adição de surfactantes) também são usados na estabilização do fluido. A aglomeração das nanopartículas tem como força motriz o choque aleatório das partículas e as cargas superficiais de cada partícula que faz com que ocorra uma atração mútua entre partículas. Esta densidade de cargas superficiais é conhecida como potencial zeta. Em qualquer suspensão coloidal estável, todas as interações inter-partículas são repulsivas. O movimento devido à temperatura das partículas resulta em uma certa frequência de colisão e diferentes taxas de coagulação em sistemas instáveis. No caso de coagulação lenta, somente algumas colisões resultam na formação de dímeros, no entanto, se a atração superar a repulsão, cada colisão provoca a aderência das partículas na coagulação rápida. Íons podem se aproximar desta camada carregada das partículas tornando-as repulsivas, desta forma não ocorrem choques, agregação, e a estabilidade da suspensão é mantida. Porém existe um ponto ótimo em que as partículas com íons estão com força máxima de repulsão, ou seja, existe um pH ótimo onde o potencial zeta das partículas é máximo. Normalmente, o aumento do pH é diretamente proporcional ao aumento o potencial zeta da superfície da partícula, então a força eletrostática repulsiva entre as partículas se torna suficiente para prevenir a atração e colisão entre partículas causadas pelo movimento browniano. Uma força eletrostática ótima pode também levar a mais partículas livres, aumentando a

distância entre elas fazendo com que a distância exceda a faixa de ligações de hidrogênio entre as partículas e reduza ainda mais a probabilidade de coagulação e ligação das partículas. Como demonstrado pela figura 2.21, por exemplo, a absorvância se torna maior com o aumento do pH, melhorando a estabilidade da dispersão das nanopartículas de Cu até um ponto ideal (pH  $\approx$  9,5). Portanto, potencial zeta e absorvância são bases importantes para selecionar as condições para partículas dispersas, e estão correlacionadas entre si.

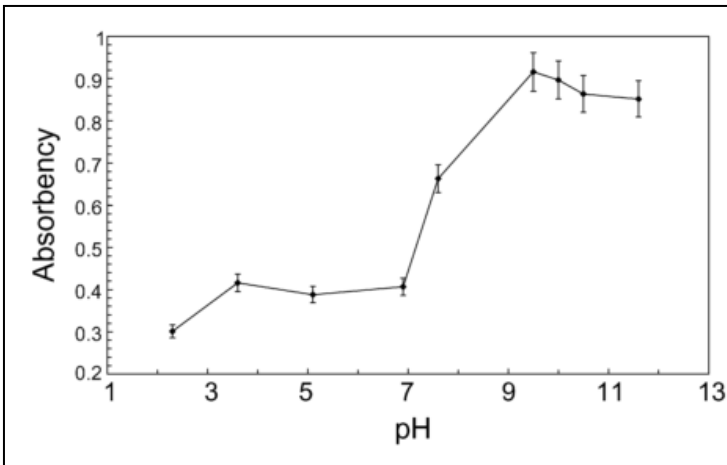


Figura 2.21 – Efeito do pH na absorvância do nanofluido Cu-Água. Fonte: *Li et al (2007)*

Além do ajuste de pH para evitar coagulação e posterior decantação das partículas, há casos que as partículas não se mantêm suspensas pois não possuem afinidade química com o fluido base. Para solucionar tal problema, são utilizadas moléculas anfifílicas, com regiões polar e apolar na mesma molécula, para suspender as partículas e torná-las interativas com a fase contínua. *Li et al (2007)* utilizaram três diferentes surfactantes para estabilizar nanopartículas de cobre em água, TX-10, CATB e SDBS, não-íonico, catiônico e aniônico, respectivamente, obtendo soluções estáveis em todos os casos. *Hwang et al (2008)* também observaram valor bem negativo do potencial Zeta em todas as faixas de pH com a adição do surfactante dodecil sulfato de sódio (SDS).

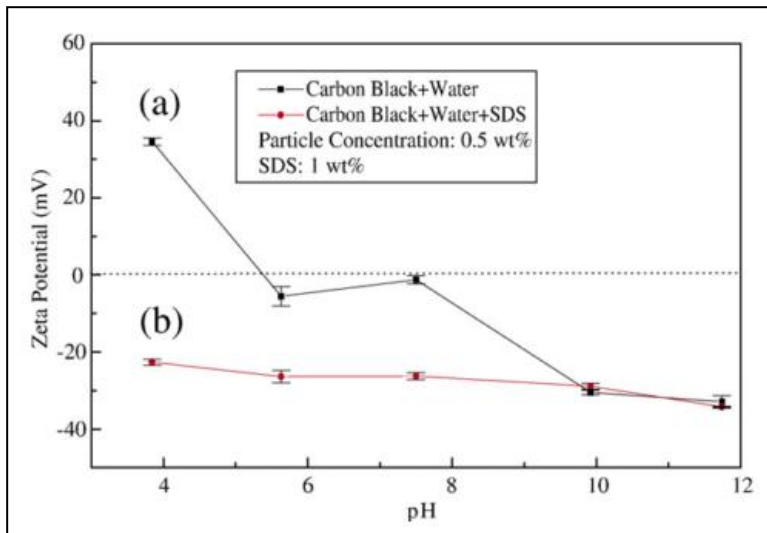


Figura 2.22 – Potencial Zeta em função do Ph em nanofluido: a-) sem adição de surfactante; b-) com adição de SDS

## 2.5.4 Propriedades

Notadamente, a mudança de propriedade mais intrigante que ocorre no nanofluido em relação ao seu fluido base é a condutividade térmica. Como observado por Cheng *et al* (2008), a condutividade térmica teórica calculada com base em modelos para misturas sólido-líquido difere muito das medidas experimentais obtidas por diversos autores. Eastman *et al* (2001) reportam um aumento em 40% na condutividade térmica do nanofluido cobre-etilenoglicol em comparação com o etilenoglicol, muito acima do previsto teoricamente. Murshed *et al* (2008) relata um aumento de até 16% e 45% com a adição de nanopartículas de  $TiO_2$  e *al*, respectivamente, em etilenoglicol; ambos os resultados superam as previsões dos modelos clássicos de Maxwell e Hamilton-Crosser. Segundo o autor, tal diferença é decorrência de os modelos clássicos não considerarem os efeitos do tamanho da partícula, distribuição e da interface líquido/partícula. A figura 2.24 ilustra o aumento da condutividade térmica de nanofluidos em diversos estudos.

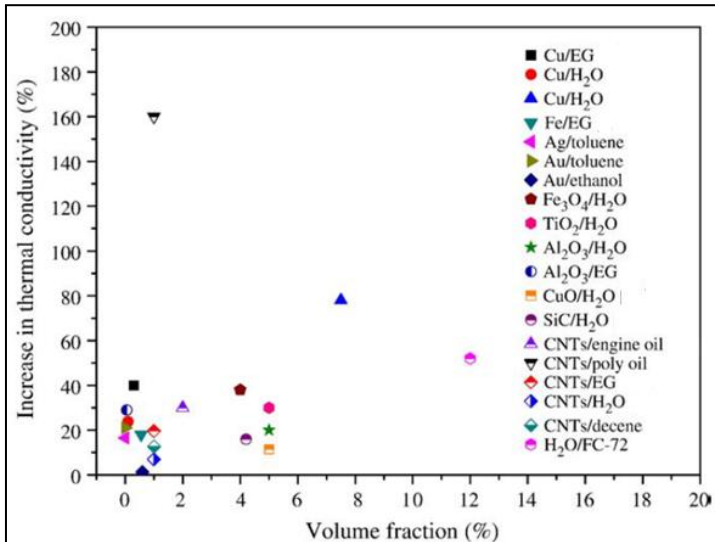


Figura 2.23 - Comparação de dados experimentais de condutividade térmica de nanofluidos. Fonte: Li *et al* (2009)

Em sua revisão sobre preparação e caracterização de nanofluidos, Li *et al* (2009), sumariza as possíveis razões pelo aumento incomum da condutividade térmica nos nanofluidos. Tal discussão é marcada por diversas controvérsias, como a de qual a verdadeira influência do movimento browniano e da interface sólido-líquido das partículas em tal melhora. Entre os mecanismos propostos para tal fenômeno estão: Nanoconvecção associada ao movimento Browniano das pequenas partículas, comportamento não linear das nanopartículas em relação à transferência de calor, aglomeração das nanopartículas entre si e alinhamento das nanopartículas com as moléculas de líquido.

Controvérsias a parte, alguns parâmetros tem grande importância no grau de melhora na condutividade térmica. São eles:

- **Tamanho da nanopartícula:** Partículas menores acentuam a nanoconvecção causada pelo movimento Browniano. A diminuição do diâmetro de nanopartículas (40nm para 10nm) no trabalho de Jang *et al* (2007) resultou em um aumento de aproximadamente 15% na condutividade térmica do nanofluido Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-H<sub>2</sub>O.
- **Concentração volumétrica de nanopartículas:** Volumes maiores de nanopartículas no fluido base aumentam a condutividade térmica, porém, em grandes volumes pode

ocorrer demasiada aglomeração e uma conseqüente perda na estabilidade do nanofluido, sem contar o aumento na viscosidade.

- **Fluido base:** Estudos indicam que a taxa de aumento na condutividade térmica do nanofluido é menor quanto maior a condutividade térmica do fluido base.
- **Temperatura:** Musrshed *et al* (2008) aponta diversos autores que obtiveram melhoras de no mínimo 8% na condutividade térmica com o aumento de 20, 30°C na temperatura do fluido.

A viscosidade do fluido tem especial importância em equipamentos que transferem calor por convecção. A perda de carga associada a fluidos de altas viscosidades é um fator limitante que resulta muitas vezes na utilização de fluidos “pobres” termicamente. Os nanofluidos apresentam comportamento não-newtoniano, segundo alguns autores, e newtoniano, segundo outros autores. O que se sabe, no entanto, é que a viscosidade está fortemente associada à concentração de nanopartículas e tal dependência não aparenta ser linear. Nanofluidos com 5% de concentração, por exemplo, apresentaram um aumento na faixa de 80% em viscosidade enquanto que em concentrações mais baixas, como a de 1%, a variação da viscosidade não passa de 20% (Fig. 2.24).

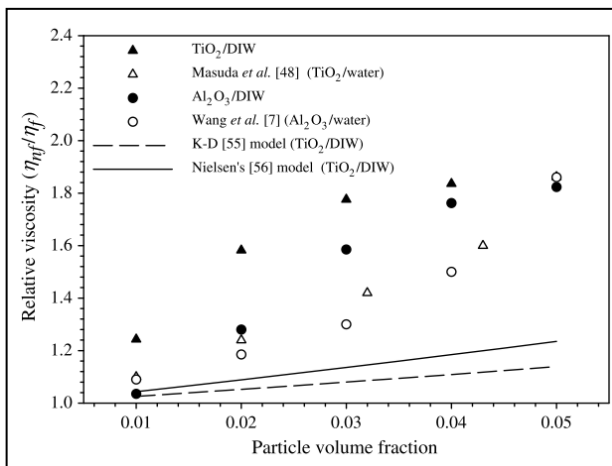


Figura 2.24 – Viscosidades relativas de nanofluidos em função de fração de volume. Fonte: Musrshed *et al* (2008)

### 2.5.5 Ebulição em piscina com o uso de nanofluidos

Os efeitos do uso de nanofluidos na ebulição em piscina geralmente são avaliados através de dois parâmetros: Coeficiente de transferência de calor (*CTC*) e Fluxo de Calor Crítico (*FCC*). Enquanto a idéia de um aumento no fluxo de calor crítico já é aceita por diversos autores, resultados acerca da taxa de transferência de calor ainda são bastante contraditórios. Bang and Chang (2005) e Tu and Dihn (2004), por exemplo, utilizando o mesmo tipo de nanofluido ( $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-H}_2\text{O}$ ) encontraram resultados inversos quanto ao coeficiente de transferência de calor (diminuição e aumento, respectivamente). Por sua vez, Kim *et al* (2006) não nota diferenças significativas na taxa de transferência de calor do  $\text{TiO}_2\text{-H}_2\text{O}$ .

As teorias para o comportamento da taxa transferência de calor (*TTC*) são diversas. Entre os que defendem o aumento no coeficiente de transferência de calor, Noie *et al* (2009), utilizando  $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-H}_2\text{O}$  em um termossifão, credita o aumento da *TTC* tão somente à melhora da condutividade térmica causada pelo movimento browniano induzido pela adição de nanopartículas. Kathiravan *et al* (2011), em um experimento de ebulição em piscina com adição de nanotubo de carbono na água, amplia a concepção de Noie *et al* (2008) e afirma que a melhora na *TTC* é devido, além do aumento na condutividade térmica, às nanopartículas que penetram nas bolhas formadas pela ebulição próximo a superfície, dividindo-as e alterando a frequência de formação de bolhas. Em outro contexto, Do *et al* (2010), utilizando  $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-H}_2\text{O}$  em tubo de calor, crê na deposição de nanopartículas na malha para explicar a melhora da *TTC*. A deposição causaria um aumento na área superficial de troca de calor, além da melhora na capilaridade.

Para outros autores o coeficiente de transferência de calor piora com a adição de nanopartículas, e as explicações normalmente recaem sobre mudanças na interação sólido-líquido. Khandekar *et al* (2008) afirma ser um erro atribuir à melhora da condutividade térmica as mudanças na *TTC* na ebulição, uma vez que diversos outros fatores afetam processos de transferência de calor bifásicos. Ao testar três diferentes tipos de nanofluido ( $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-H}_2\text{O}$ ,  $\text{Cu-H}_2\text{O}$  e  $\text{Laponita-H}_2\text{O}$ ), além de água pura, em um termossifão (Fig. 2.25); obtêm degradação do coeficiente de transferência de calor em todos os nanofluidos, e atribui tal resultado às mudanças de molhabilidade causada pela deposição de nanopartículas. Segundo ele, analisando correlações para ebulição nucleada como as de Rohsenow (1952) e Forster-Zuber, efeitos como o diâmetro de partida da bolha, frequência de partida, densidade de sítios



ativos e velocidade das bolhas devem ser considerados; e as nanopartículas depositadas na superfície alteram sua energia livre superficial, aumentando a molhabilidade, e com isso diminuindo a densidade de sítios ativos e criando bolhas de diâmetros maiores, ambos efeitos prejudiciais ao coeficiente de transferência de calor.

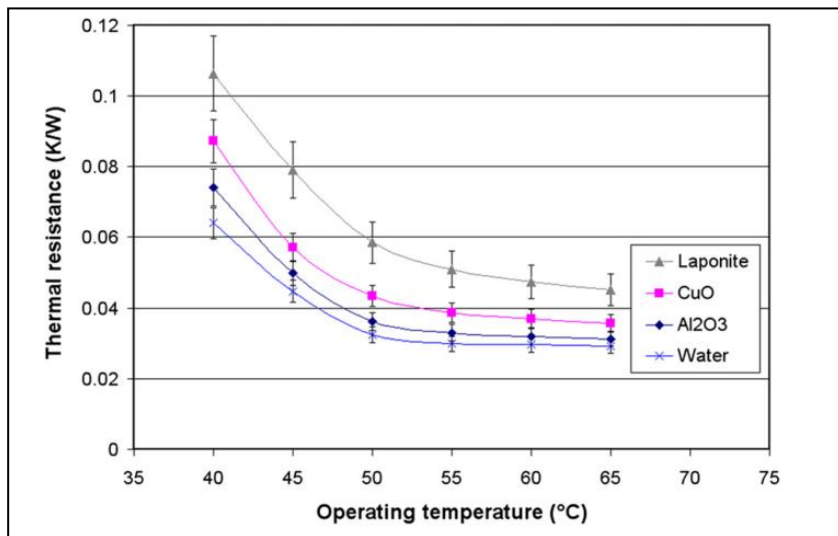


Figura 2.25 – Resistência térmica em função de temperatura de operação de diversos nanofluidos, além da água. Fonte: Khandekar *et al* (2008).

A interação fluido-superfície é um dos temas do estudo de Cieslinski e Kaczmarczyk (2011) que, apesar de não buscarem interpretações para seus resultados, mostram diferentes taxas de transferência de calor de nanofluidos em superfícies de cobre e aço inoxidável (Figs.2.26 e 2.27), indicando a dependência do tipo de substrato nos resultados. Wen *et al* (2011), adicionando pequenas concentrações de  $Al_2O_3$  (0,001%), na água, observam deposição e modificação micro-estrutural da superfície mesmo a baixos fluxos de calor ( $\approx 100 kW/m^2$ ), na ebulição nucleada, sugerindo que haverá mudança na quantidade de cavidades ativas, na energia livre superficial do sólido e, conseqüentemente, na molhabilidade.

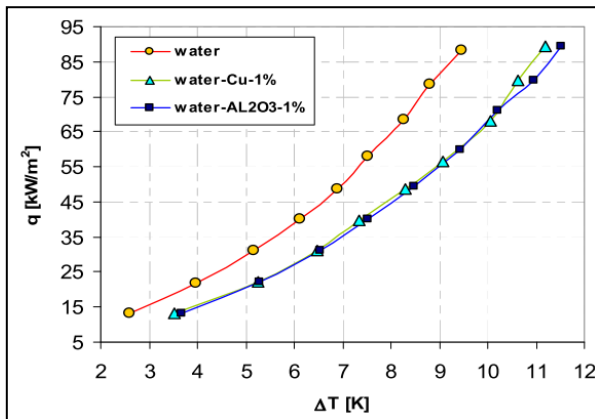


Figura 2.26 - Curva de ebulição de nanofluidos em cobre. Fonte: Cieslinki e Kaczmarczyk (2011).

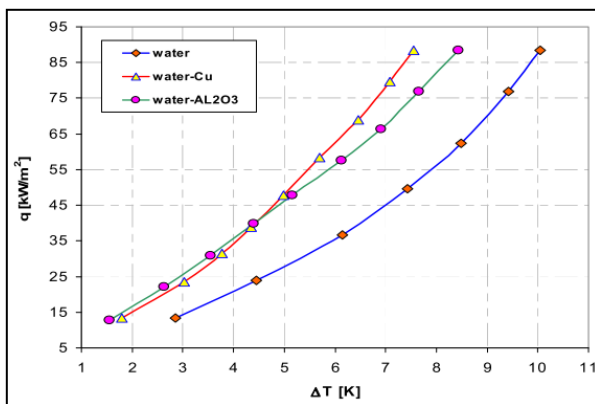


Figura 2.27 - Curva de ebulição com nanofluido em aço inoxidável. Fonte: Cieslinki e Kaczmarczyk (2011).

Em geral, os autores creditam a mudança da molhabilidade a deposição das nanopartículas na ebulição. No entanto, quase nunca relacionam a mudança na interação fluido-superfície à energia necessária para ativação de sítios de nucleação. Analisando a equação que relaciona tal energia (Equações 2.22 e 2.23, extraídas de Skripov (1974)), a diminuição no valor do ângulo de contato estático demanda uma maior energia para ativação dos sítios de nucleação, resultando em um decréscimo nos valores do coeficiente de transferência de calor na curva de ebulição.

$$W^* = \frac{16\pi\sigma^3}{3(\rho_v - \rho_l)^2} \psi(\theta) \quad [2.22]$$

$$\psi(\theta) = \frac{(1 + \cos\theta)^2(2 - \cos\theta)}{4} \rightarrow \psi(\theta) \leq 1 \quad [2.23]$$

Ao contrário do coeficiente de transferência de calor, quando se trata de fluxo crítico de calor (*FCC*), quase todos os pesquisadores são unânimes em apontar um aumento em seus valores com o uso de nanofluidos (Fig. 2.28), e o motivo para tal melhora costuma ser atribuído à mudança de molhabilidade causada por deposição de nanopartículas. Interessante notar que ao analisar os modelos clássicos de Kutateladze e Zuber (Equações 2.9 e 2.16), que consideram o fluxo de calor crítico um fenômeno puramente hidrodinâmico, não existe nenhum parâmetro que varie tanto com a adição de nanopartículas para justificar um aumento na ordem de 100% nos valores de *FCC*, provando que as propriedades da superfície também devem ser consideradas.

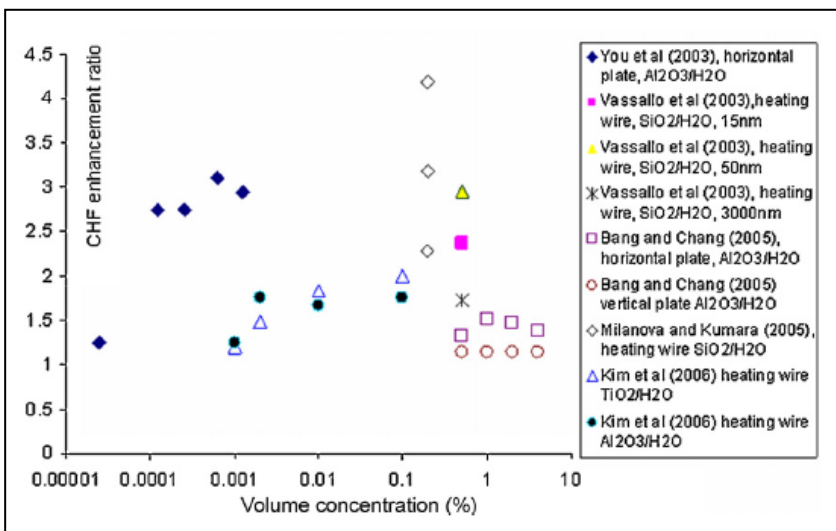


Figura 2.28- Taxa de aumento de FCC com nanofluidos. Fonte: Wen *et al* (2009).

Como dito no parágrafo anterior, a deposição de nanopartículas, frequentemente observada em experimentos bifásicos de ebulição em piscina, seria a principal causa do aumento nos valores de fluxo crítico de calor. A base de tal afirmação é a de que a deposição criaria uma superfície nanoestruturada, aumentaria sua molhabilidade e facilitaria o processo de remolhamento da superfície. Golubovic *et al.* (2009) realizou um estudo interessante em que observou um aumento no valor de  $FCC$  em testes com  $Al_2O_3$ -Água e encontrou resultados similares em teste com água sem remover as nanopartículas depositadas na superfície atribuindo a causa de tal aumento à mudanças na molhabilidade da superfície. Melhora similar do fluxo crítico em teste com  $Al_2O_3$ -Água foi obtida por Coursey e Kim (2008). No entanto, nos testes com  $Al_2O_3$ -Etanol e Etanol puro do mesmo trabalho, o fluxo crítico não sofreu modificação significativa. Tal resultado é plausível se considerado que os efeitos de deposição do nanofluido não são tão visíveis em testes cujos fluidos bases já sejam por natureza molhantes, caso do etanol.

Por fim, o artigo de Forrest *et al* (2009) é de extrema importância para a hipótese de que a correlação de Kandlikar (Eq. 2.18) para o cálculo de fluxo crítico de calor seja mais abrangente do que as que consideram apenas efeitos hidrodinâmicos, e também para corroborar com a idéia de que a razão pela qual ocorre um aumento do  $FCC$  em ebulição em piscina com o uso de nanofluidos seja a mudança na molhabilidade da superfície. No trabalho de Forrest *et al* (2009), superfícies hidrofóbica, hidrofílica e superhidrofílica são revestidas com nanocamadas de  $SiO_2$ . Testes para os três casos (Fig.2.28) apresentam um aumento no valor de fluxo de calor crítico, com os maiores valores obtidos pela superfície superhidrofílica, indicando uma dependência do fluxo crítico de calor em relação ao ângulo de contato entre líquido e superfície. Como Kandlikar sugeriu, o ângulo de contato de recuo deve ser considerado na estimativa do fluxo crítico de calor, o que explicaria o aumento no valor do  $FCC$  até para a superfície hidrofóbica (apesar de apresentar alto ângulo de contato estático, possui baixo de ângulo dinâmico de recuo). O decréscimo nas taxas de transferência de calor para as superfícies hidrofílicas e superhidrofílicas, por sua vez, são explicados como resultado da maior dificuldade de ativação de sítios para superfícies molhantes (Equações 2.22 e 2.23).

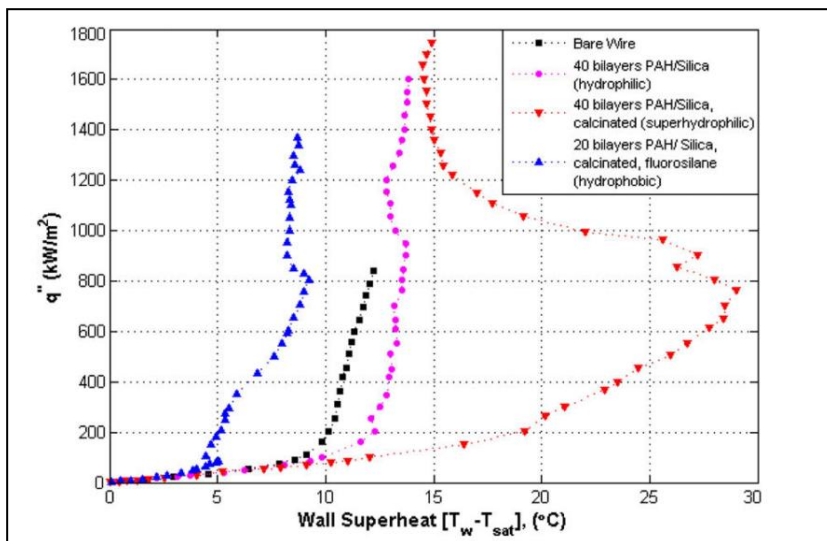


Figura 2.29 - Curvas de ebulição de água em superfícies com diferentes energias livre superficiais. Fonte: Forrest *et al* (2009)

Atualmente, o aumento do FCC em ebulição em piscina com uso de nanofluidos é um consenso, sendo a causa da melhora, na maioria das vezes, relacionada às mudanças estruturais na superfície decorrentes da deposição de nanopartículas. No que tange ao coeficiente de transferência de calor, os autores acreditam em uma boa melhora em aplicações monofásicas, porém, para dispositivos de troca de calor bifásicos, os resultados e as causas para os mesmos ainda costumam ser bastante divergentes entre si. O que se sabe, no entanto, é que nanopartículas, seja na forma de nanofluidos ou na de nanoestruturação da superfície, podem vir a ser uma ferramenta poderosa para a otimização dos processos de transferência de calor.

### 3. APARATO EXPERIMENTAL

A bancada experimental foi construída com o intuito de possibilitar, além do ensaio de ebulição, a visualização do fenômeno com uma câmera de alta velocidade. Para a realização dos ensaios, a seção de teste, disposta no interior de uma câmara de ebulição, será aquecida através do uso de resistências elétricas. Termopares, termistores e um transdutor são os dispositivos responsáveis pela conversão de temperatura e pressão em sinais elétricos. O aparato experimental necessário pode ser dividido, então, em cinco componentes descritos na tabela 3.2 e ilustrada na figura 3.30, além dos equipamentos de visualização do ensaio (seção 3.3).

Tabela 3.2 - Principais componentes do aparato experimental

<b>Componente</b>	<b>Características</b>
1-) Geradores de energia	<p>a. Fonte de 125V e 10A, com potência nominal de 1250W, responsável por fornecer energia às resistências elétricas.</p> <p>b. Fonte de 36V e 3A, responsável por fornecer energia ao transdutor de pressão no interior da câmara de ebulição</p>
2-) Câmara de ebulição	Descrição detalhada na seção 3.1
3-) Sistema de aquisição de dados	Marca Agilent, modelo 34870A
4-) Sistema de tratamento de dados	<p>a. Computador Dell Optiflex 755</p> <p>b. Software LabView versão 6.1</p>
5-) Sistemas de aquecimento e resfriamento	Dois criostatos da marca Microquímica, equipados com um compressor e uma resistência cada, com faixa de operação entre 0-100°C.

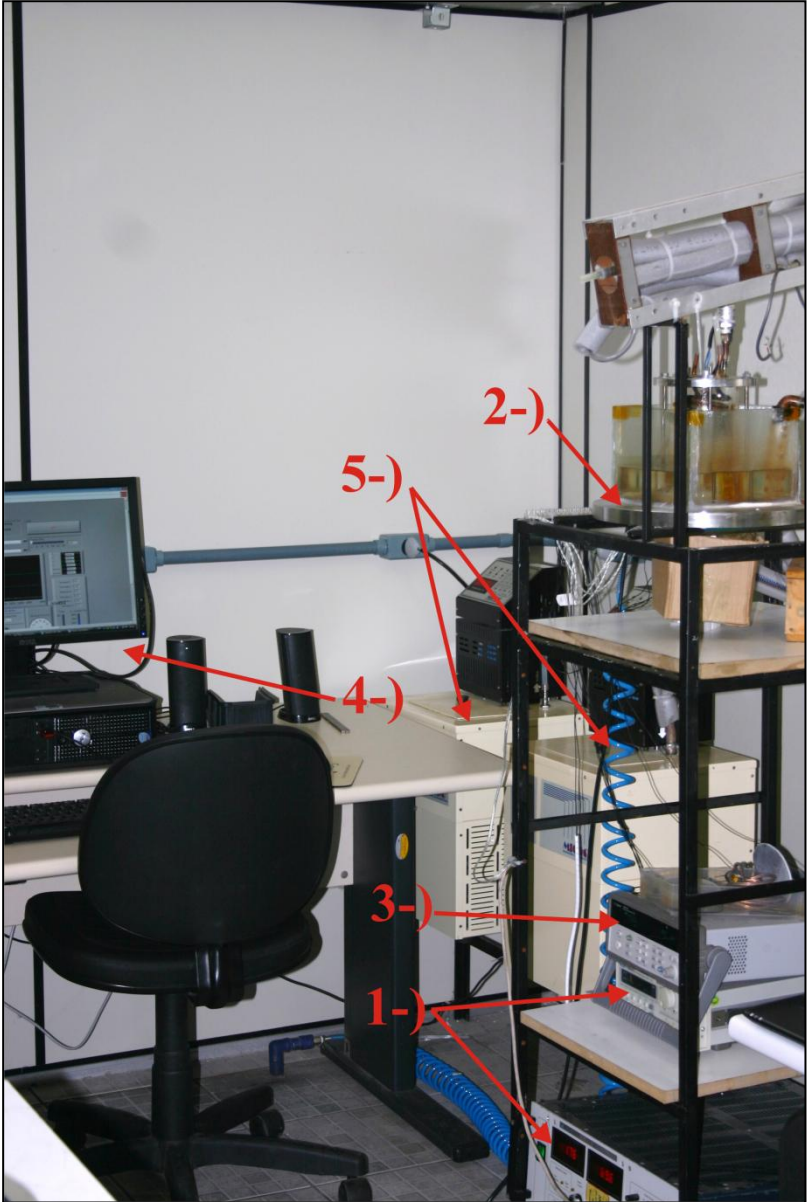


Figura 3.30 - Bancada experimental

### 3.1 Câmara de ebulição

A câmara de ebulição (Figuras 3.31 e 3.32) consiste de uma cuba de vidro (1) envolvendo um tubo de vidro (2), dentro do qual ocorrerá o ensaio de ebulição. O cilindro de vidro é fixado entre duas chapas de aço inox 316 (3). A cuba de vidro é fixada apenas pela chapa inferior. A vedação é feita com borrachas isolantes e graxa para vácuo. A região entre a cuba quadrada e o tubo de vidro (4) é inundada com uma mistura de etileno-glicol e água, controlada por um criostato digital com o objetivo de manter a temperatura de parede do tubo constante (100°C). Outro criostato é utilizado para alimentar com água uma serpentina de cobre (5) dentro do tubo. Um transdutor de pressão (6) é responsável por monitorar a pressão no interior do tubo e uma válvula abre e fecha (7) é usada tanto para adição de fluido de teste como para garantir a pressão atmosférica quando necessário. A parte inferior do tubo é fechada com uma base de teflon (8) com abertura para a superfície de teste de cobre (9).

Tabela 3.3 - Componentes da câmara de ebulição

<b>Componente</b>	<b>Características</b>
<b>1-)</b> Cubra de vidro	Dimensões: 200x150x5 mm
<b>2-)</b> Tubo de vidro	Dimensões: 100x150x5 mm
<b>3-)</b> Chapas aço inox 316	Diâmetro Externo (Superior): 330 mm Diâmetro Externo (Inferior): 150 mm
<b>4-)</b> Região adiabática	Alimentada com água a 100°C com o objetivo de impedir a transferência de calor de dentro do tubo de vidro.
<b>5-)</b> Serpentina de cobre	Controla Pressão e temperatura
<b>6-)</b> Transdutor de Pressão	Marca: Omega Saída: 100mV Faixa de Pressão: 0-100 Psi (0-689 kPa)
<b>7-)</b> Válvula abre e fecha	
<b>8-)</b> Tirantes de aço	Fixam o cubo entre as duas chapas de aço.
<b>9-)</b> Resistência interna do tubo	Tipo: Skin heater Função: Aquecer o fluido à temperatura de saturação
<b>10-)</b> Base de Teflon	Material isolante
<b>11-)</b> Superfície de teste de cobre	Diâmetro: 12 mm Descrição detalhada na seção 3.2



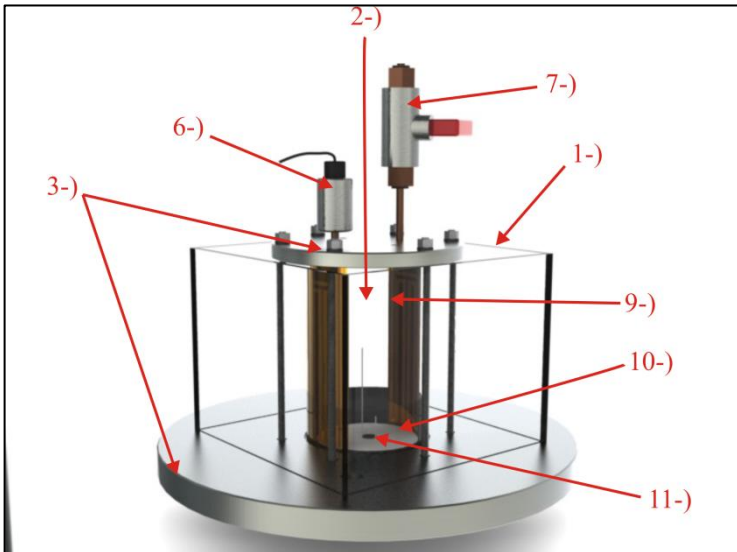


Figura 3.31 - Câmara de ebulição (SolidWorks).

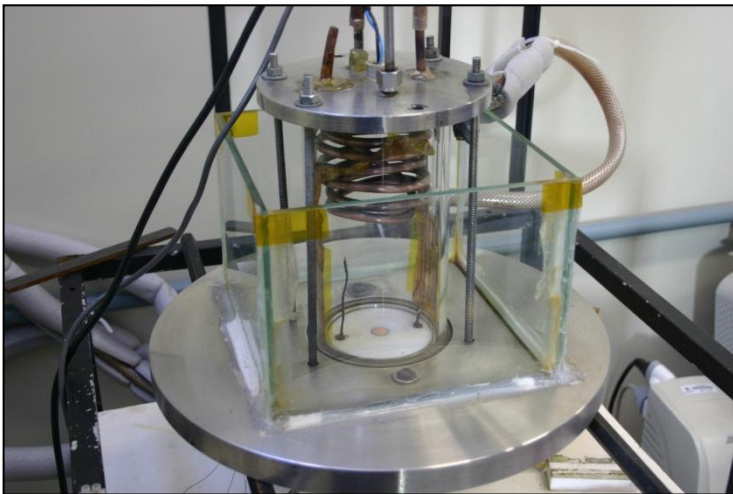


Figura 3.32 - Câmara de ebulição (Fotografia).

### 3.2 Seção de teste

A seção de teste (Figura 3.33) é constituída por um tarugo de cobre usinado com diâmetros de 64 mm e 12 mm. No interior de sua base, duas resistências elétricas (Figura 3.34) são alimentadas por uma fonte de corrente contínua. Fluxo de calor atravessa o tarugo até o topo, que será a superfície de teste. O isolamento é feito por meio de uma base de Teflon (seção com diâmetro menor) e por lâ de rocha (restante do tarugo). A temperatura do cobre é medida através de 4 termopares blindados dispostos na seção menor do cobre. As aberturas para a inserção dos termopares são revestidas com pasta térmica. Dois termistores no interior do tubo realizam as medições de temperatura do fluido de teste.

Tabela 3.4 - Componentes da seção de teste

<b>Componente</b>	<b>Características</b>
1-) Tarugo de cobre	Diâmetro maior: 64 mm Diâmetro menor: 12 mm Altura total: 65 mm
2-) Resistências	Número: 2 Tipo: Cartucho Resistência nominal: 83 $\Omega$ Potência: 500W
3-) Isolamento	a. Teflon b. Lã de Rocha
4-) Termopares	Marca: Omega Tipo: K (Blindados)
5-) Termistores	Marca: Addterm Tipo: NTC



Figura 3.33 - Seção de teste inserida no bloco de teflon.

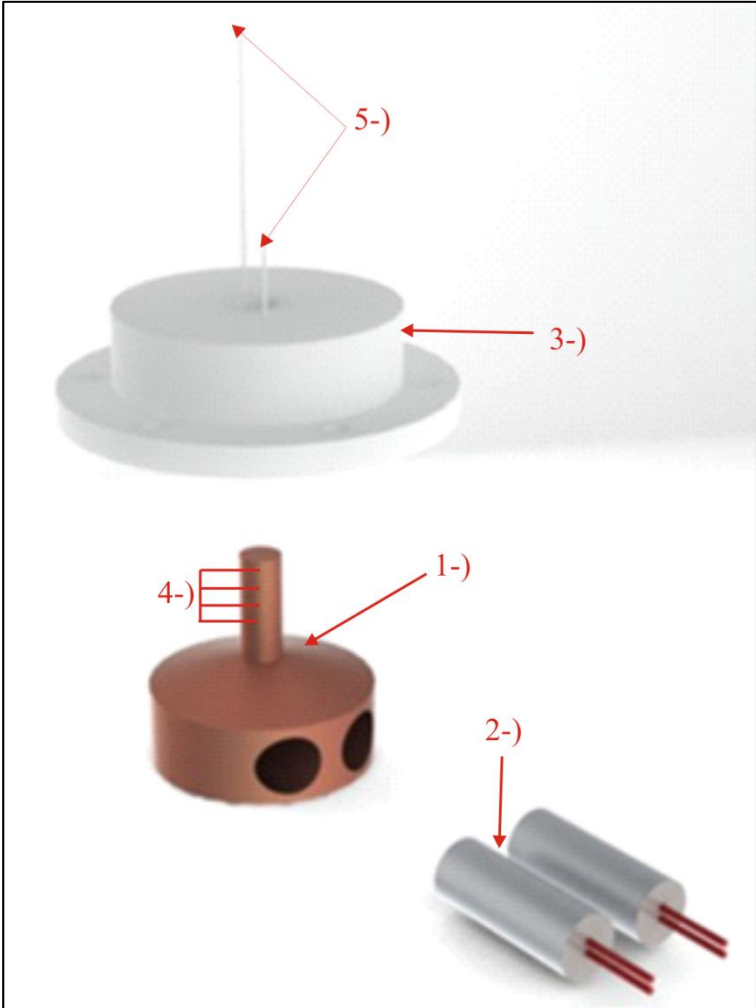


Figura 3.34 - Seção de teste - Vista Explodida (SolidWorks)

### 3.4 Sistema de visualização

Para a visualização do fenômeno de ebulição, faz-se o uso de uma câmera de alta velocidade (Figura 3.35), de fabricação alemã, marca PCO, capaz de captar 640 imagens por segundo na melhor resolução (1024 X 1024).



Figura 3.35 - Câmera PCO, 1200hs.

Um fator muito importante quando se fala em captura de imagens com câmeras de alta velocidade é a iluminação utilizada. Quanto maior a frequência de aquisição de imagens, maior deverá ser a intensidade luminosa, sendo que a iluminação deve ser de tal forma a não emitir frequência perceptível à câmera. Lâmpadas convencionais trabalham com frequência de 60Hz, causando perturbações na captação das imagens e a qualidade do filme gerado pela câmera. Para atingir a velocidade de mil quadros por segundo, com boa qualidade visual, são utilizados refletores de LEDs que não emitem frequência de funcionamento perceptível à câmera.

Durante os experimentos foram utilizados quatro refletores de 6 LEDs com potência de 9W e um refletor de 4 LEDs de 6W. Ao fundo são colocados dois refletores de 9W, mais altos que a linha da seção, apontados ao centro, o refletor de 6W fica na mesma linha da seção apontado para câmera. Em cada lado da câmera é posicionado um refletor de 9W também apontados para o centro, afim de minimizar efeitos de sombra. Toda iluminação utiliza filtro de dispersão da luz para evitar reflexos nas bolhas. O esquema de iluminação utilizado é demonstrado na figura 3.36.

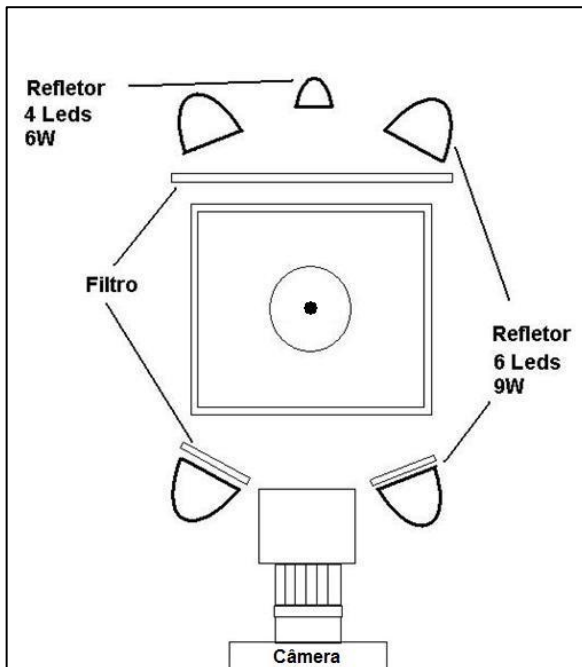


Figura 3.36 - Esquema de iluminação.

Por fim, após o posicionamento da câmera e da iluminação, o operador deve calibrar o foco e o obturador, cabendo ao mesmo otimizar estas configurações para obtenção de vídeos de alta qualidade. A figura 3.37 ilustra a diferença entre filmagens com diferentes calibrações e tipos de iluminação.

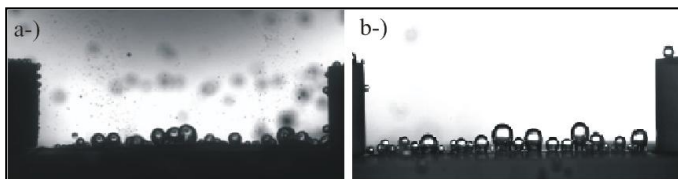


Figura 3.37 - Filmagem e iluminação: a-) mal ajustada; b-) bem ajustada.

#### 4. METODOLOGIA

O projeto de dissertação está inserido em um programa de colaboração em rede sob a coordenação geral da Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro. Fazem parte da rede Nanobiotec: 777/2009, e Pro-Eng – PE- 108/2008 apoiado pela CAPES, além da PUC-Rio e da UFSC, a Universidade Federal de Uberlândia, Universidade Estadual de São Paulo e Universidade Federal do Rio de Janeiro. A rede Nanobiotec tem por finalidade o estudo dos nanofluidos em diversas frentes de pesquisa, conforme esquematizado na figura 4.38.

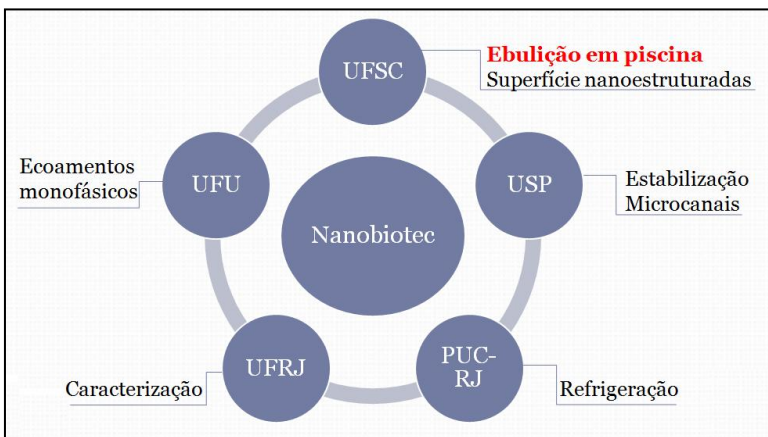


Figura 4.38 - Universidades e linhas de pesquisa da rede Nanobiotec.

Coefficiente de transferência de calor ( $CTC$ ) e fluxo crítico de calor ( $FCC$ ) são parâmetros característicos da ebulição em piscina que indicam a eficiência e a capacidade de transferência de calor, respectivamente. Diversas pesquisas têm encontrado uma significativa melhora no  $FCC$  com o uso de nanofluidos, no entanto, creditada quase sempre às mudanças nas características da interação fluido-superfície causadas pela deposição das nanopartículas, em especial a molhabilidade. Com relação ao coeficiente de transferência de calor, os autores costumam divergir quanto à eficácia do uso de nanofluidos; explicações para os resultados envolvendo a mudança na superfície, no entanto, aparecem em diversos trabalhos.

O objetivo do presente trabalho é investigar as mudanças no mecanismo de ebulição nucleada com o uso de nanofluidos, além de analisar as mudanças estruturais que o nanofluido venha a produzir na

superfície de aquecimento. Para tanto, ensaios de ebulição em piscina utilizando água destilada e os nanofluidos:  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Água,  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ -Água,  $\text{Ag}_2\text{O}$ -Água e CNT-Água são realizados. Para complemento de análise, amostras de cobre são submetidas às mesmas condições da seção de teste no experimento, com posteriores análises metalográfica, de rugosidade, e de molhabilidade.

Como a água é o fluido base para todos os nanofluidos utilizados no presente trabalho, sua curva de ebulição será a referência. A taxa de transferência de calor (*TTC*) em ebulição nucleada e o *FCC* serão comparados aos encontrados nos ensaios com nanofluidos. Em seguida, ensaios serão realizados apenas com água, porém, sem limpar a superfície de teste com nanopartículas depositadas. Em paralelo, discos de cobre são submetidos às mesmas condições de teste e análises da superfície serão feitas.

A figura 4.39 ilustra a sequência dos testes em função da modificação no fluxo crítico de calor com posterior análise dos resultados e valores de transferência de calor. Uma abordagem mais detalhada é apresentada na figura 4.40.

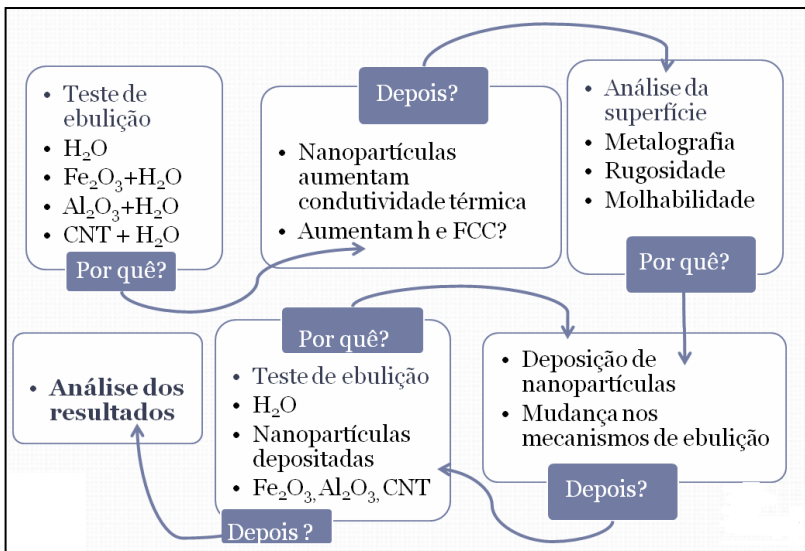


Figura 4.39 - Sequência de ensaios de ebulição

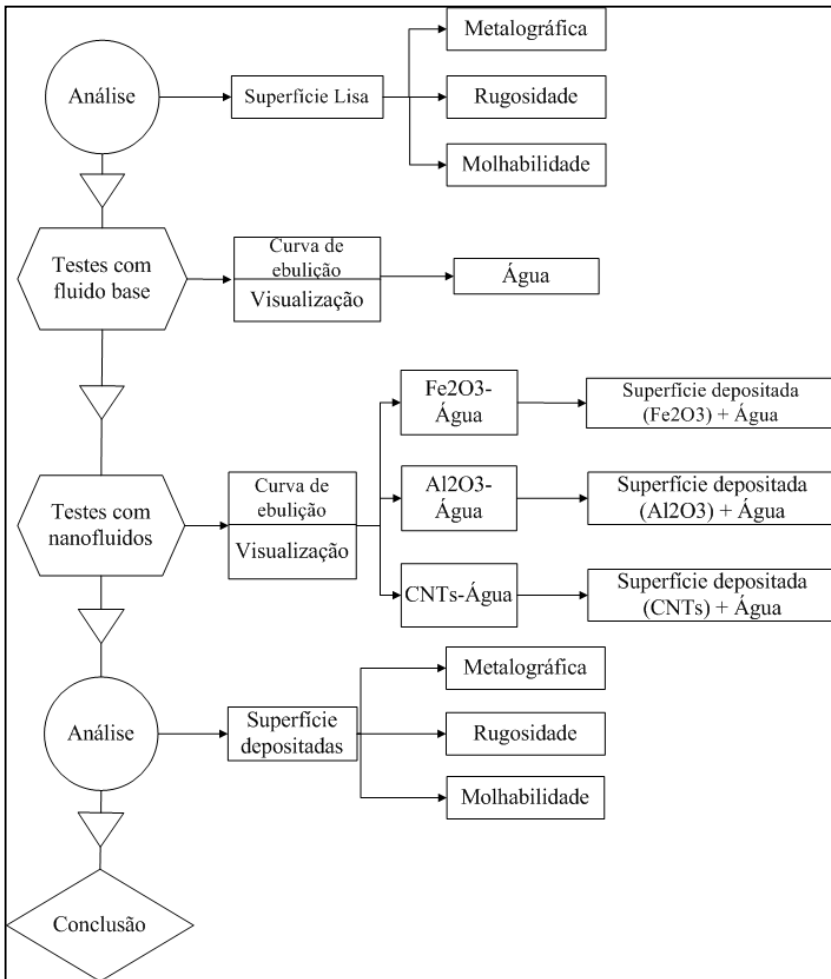


Figura 4.40 - Fluxograma de atividades do projeto de dissertação.



## 4.1 Preparação de Nanofluidos

A rede Nanobiotec adotou, pela facilidade de obtenção de nanopartículas comerciais, o método de duas etapas para a preparação dos nanofluidos de suas pesquisas. Relembrando, tal método isola a preparação das nanopartículas da preparação dos nanofluidos, levando a uma maior tendência de aglomeração. Técnicas de variação de PH e adição de dispersantes, além de equipamentos como agitadores, ultrassonificadores e homogenizadores de alta pressão, tendem a suprimir esta tendência.

Alumina ( $Al_2O_3$ ), Maguemita ( $Fe_2O_3$ ) e Nanotubos de carbono (CNTs) são as nanopartículas escolhidas para o projeto. A primeira por ser a mais comumente usada em experimentos de ebulição, e com isso oferecer uma boa base de dados para comparação de resultados. Maguemita por ser tratar de uma nanopartícula que, quando misturada com água, não apresenta caráter tóxico e pode até ser ingerida, como em tratamentos para câncer, conforme seção (2.5.1). Além disso, pouquíssimos autores exploram este nanofluido em estudos de ebulição em piscina. A opção por nanotubos de carbono foi feita em virtude de estes formarem nanofluidos que tiveram os melhores resultados quanto ao aumento de condutividade térmica em resultados disponíveis na literatura.

Uma vez definido o volume de nanofluido a ser utilizado, o cálculo da concentração é feito através da pesagem das nanopartículas em uma balança de precisão, com posterior divisão do valor obtido pela densidade da nanopartícula e diluição na quantidade adequada de fluido base. A única exceção é feita em relação à maguemita, que é fornecida já diluída pela equipe de pesquisa da professora da Univesridade de Brasília (UNB) Maria de Fatima da Silva Lettere Verdeaux, formando o nanofluido  $F_2O_3-H_2O$ . As propriedades e imagens das nanopartículas de Alumina e Nanotubo de Carbono adquiridos comercialmente são mostrados na tabela 4.5 e figura 4.41.

Tabela 4.5 - Propriedades das nanopartículas.

<b>Nanopartícula</b>	Alumina ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ )	Nanotubo de Carbono (CNT)
<b>Tipo</b>	$\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$	Nanotubo de carbono multiparede (MWNCT)
<b>Empresa</b>	Nanum Nanotecnologia	Nanostructured & Amorphous Material
<b>Pureza</b>	99,5%	95%
<b>Diâmetro Externo (nm)</b>	80-100	50-100
<b>Área Superficial (<math>\text{m}^2/\text{g}</math>)</b>	20-30	30-50
<b>Densidade Aparente (<math>\text{g}/\text{cm}^3</math>)</b>	0,3 – 0,5	0,18
<b>Cinzas (wt%)</b>	-	<1

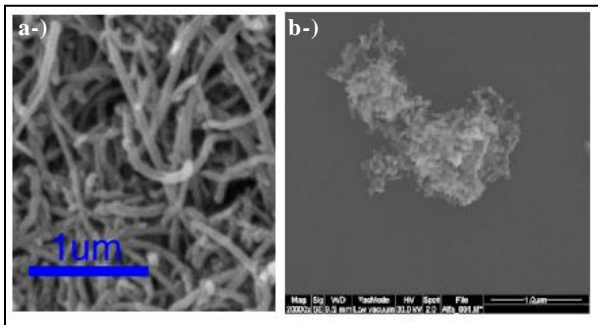


Figura 4.41 - Microscopia eletrônica de varredura de: a-) Nanotubo de carobono de multiparede (Nanoestructured & Amorphous Material Inc. ); b-)  $\alpha$ -Alumina (Nanum nanotecnologia)

A estabilização dos nanofluidos é feita com agitação seguida da inserção, durante uma hora, em um banho ultrassônico. O período de espera no banho ultrassônico foi determinado com base na análise feita por Hong *et al* (2005) de que as propriedades dos nanofluidos não mudariam mais após 60 minutos de sonificação. O método químico de ajuste de pH é também utilizado em nanofluidos de  $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-H}_2\text{O}$ . Após análise feita por um medidor de Potencial Zeta no laboratório CERMAT, Figura. 4.42; o ajuste de pH, geralmente para a faixa entre 2-4, é feito através da adição de ácido sulfúrico. A figura 4.43 demonstra a

diferença de estabilização do nanofluido Água-Alumina em níveis baixo e alto de potencial Zeta.

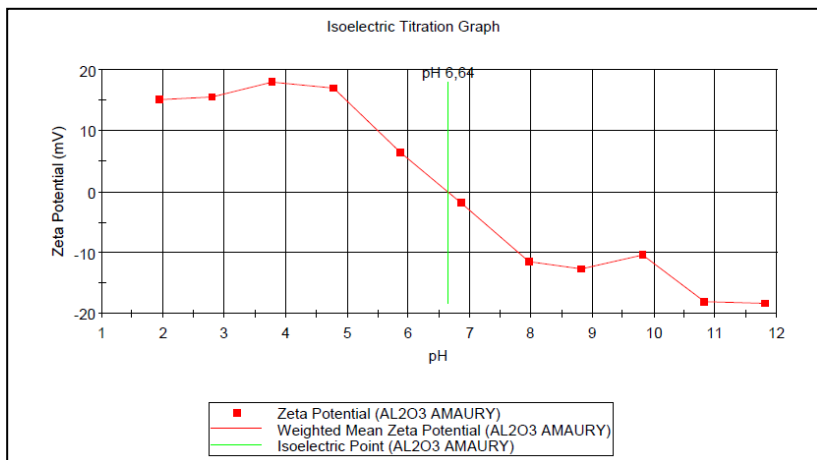


Figura 4.42 - Potencial Zeta em função do pH. Nanofluido de  $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-H}_2\text{O}$ .

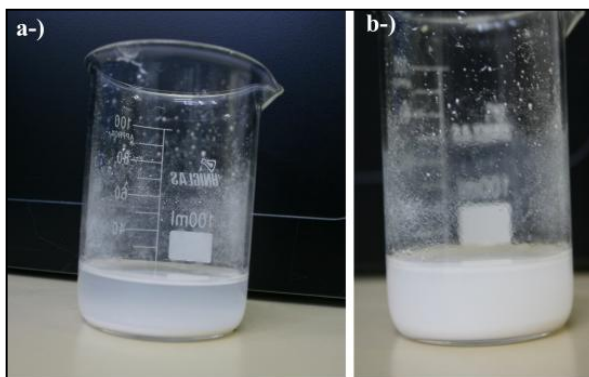


Figura 4.43 - - Nnaofluido  $\text{Al}_2\text{O}_3$ : a-) pH = 6; b-) pH=4

Dispersantes não são utilizados na pesquisa por se tratarem de moléculas anfifílicas e alterarem a tensão superficial do fluido, prejudicando a análise de um dos parâmetros chave na atual pesquisa, a molhabilidade. O passo-a-passo da preparação e estabilização do nanofluido de  $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-H}_2\text{O}$  é mostrado na figura 4.44.

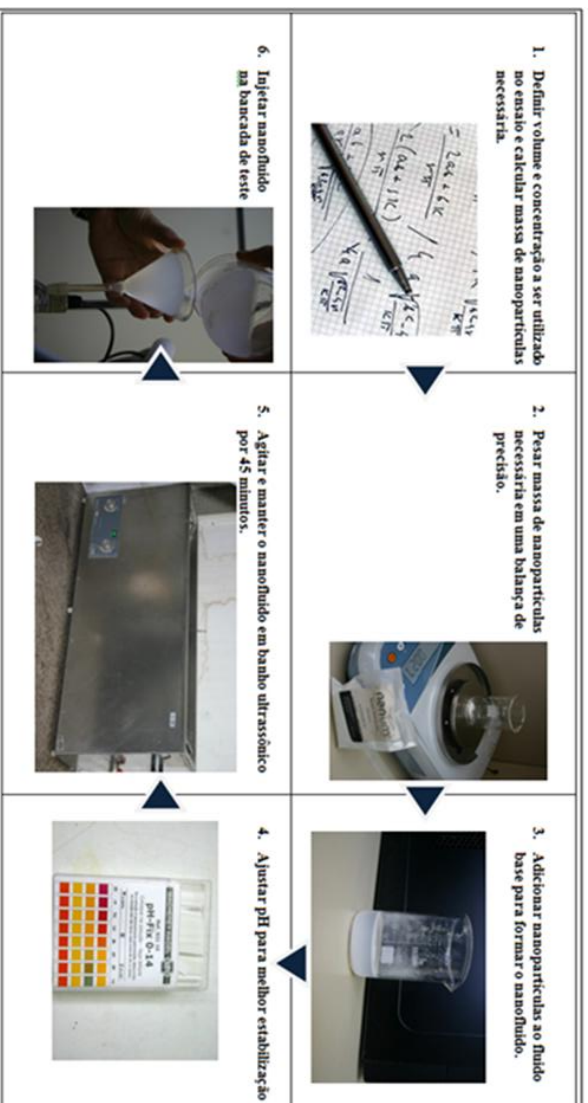


Figura 4.44 – Passo-a-passo de preparação e estabilização do nanoFluido  $Al_2O_3-H_2O$

## 4.2 Análises de molhabilidade, rugosidade e metalográfica

Como a seção de testes, por seu tamanho, não permite ensaios de molhabilidade e metalografia, pequenas amostras de cobre foram preparadas e submetidas a condições equivalentes ao ensaio de ebulição realizado no aparato experimental.

Discos de cobre (fig. 4.45), com 35mm de diâmetro e 3mm de altura foram lixadas com lixa 1200 e submetidos à limpeza com acetona. Em seguida, cada disco de cobre foi mergulhado em um béquer contendo o nanofluido em estudo. O conjunto fluido e disco de cobre foi aquecido até que o fluido entrasse em ebulição e nesta condição foi mantido em tempo necessário. Por fim, o disco foi retirado do béquer e sua superfície analisada.



Figura 4.45 - Disco de cobre utilizado como amostra de teste.

Ensaio de molhabilidade foram realizados no Laboratório de Meios Porosos e Termofísica (LMPT), localizado no Departamento de Engenharia Mecânica da UFSC. O equipamento utilizado para tal foi um goniômetro dotado de câmera de alta velocidade, ambiente controlado e software específico para os testes.

Para medição de rugosidade, utilizou-se um rugosímetro compacto com 100  $\mu\text{m}$  de resolução do Laboratório de Usinagem e Comando Numérico (USICON), também da UFSC.

Por fim, os ensaios metalográficos foram realizados em um microscópio eletrônico de varredura (MEV), pertencente ao Laboratório de Materiais (LABMAT).

### 4.3 Ensaio de ebulição

Assim como no caso das amostras para análise de molhabilidade, metalografia e rugosidade, discutidas no item anterior; a superfície de teste deve ser preparada antes de cada ensaio com o lixamento das mesmas. Após o fechamento da bancada, uma bomba de vácuo é conectada à válvula abre-e-fecha para diminuir a incidência de gases presos nas cavidades da superfície. A adição do fluido de teste no tubo de vidro é então feita através da mesma válvula. Resistências elétricas do tipo skin-heaters e um banho, alimentado por um dos criostatos, entre a cuba e o tubo de vidro garantem a temperatura de saturação do fluido. Para fluidos a base de água, a pressão atmosférica é garantida simplesmente deixando a válvula abre-e-fecha aberta. Fluxo de calor é imposto no tarugo cobre pelo fornecimento de corrente para as resistências elétricas. Os dados são monitorados através de um programa feito no software de aquisição de dados Labview 6.1 (fig. 4.46). Quando a condução no interior do cobre atinge o regime permanente, calcula-se o fluxo de calor no cobre pela Lei de Fourier utilizando os dados de temperatura obtidos pelos termopares dispostos na seção de cobre. Após o cálculo do fluxo de calor, a temperatura na superfície é obtida utilizando novamente a Lei de Fourier. A visualização do fenômeno é feita com o uso de uma câmera fotográfica de alta resolução, e outra de alta velocidade. O diagrama de blocos das operações para o ensaio de ebulição é demonstrado na figura 4.47.

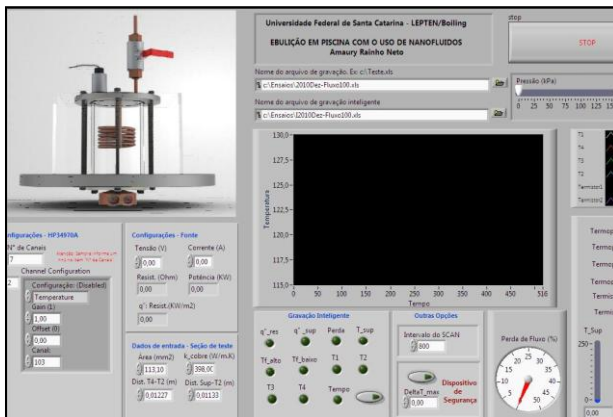
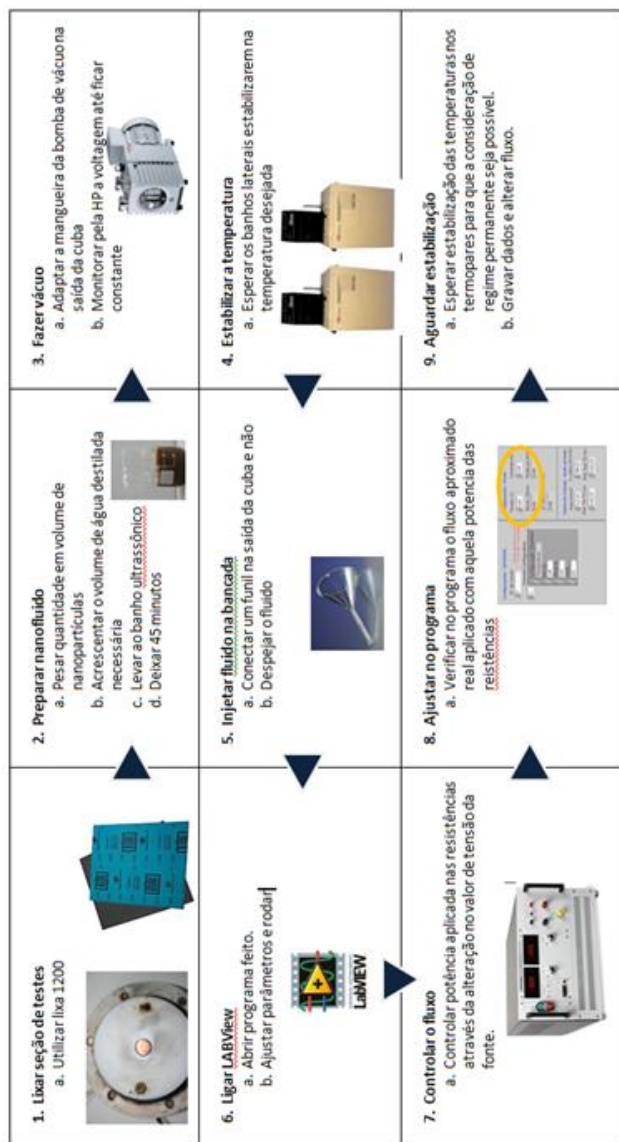


Figura 4.46 - Programa desenvolvido em LabView para a execução dos ensaios



**Figura 4.10 - Passo-a-passo do ensaio de ebulição.**

### 4.3.1 Hipótese de Condução Unidimensional Permanente

Escolhendo a seção destacada na figura 4.48 como volume de controle e partindo da equação de energia em coordenadas cilíndricas (Eq. 4.1):

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( kr \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( k \frac{\partial T}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( k \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \dot{q} = \rho c \frac{\partial T}{\partial t} \quad (4.1)$$

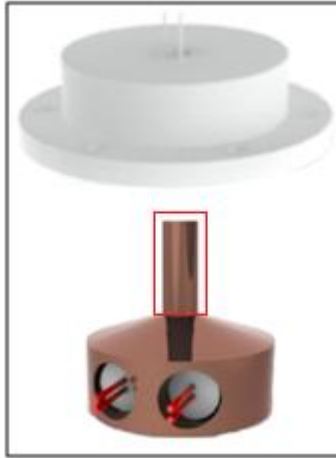


Figura 4.48 - Tarugo de cobre e volume de controle escolhido.

Para a condição de teste, deverá ser esperado um intervalo de tempo suficiente para que haja a estabilização das temperaturas medidas nos termopares, configurando assim um regime permanente de condução. Além disso, a geração interna de calor encontra-se fora do volume de controle escolhido, e a seção de menor diâmetro do tarugo de cobre é simétrica. Portanto, com as considerações feitas, a equação de energia é simplificada para a equação 4.2, e o perfil de temperatura será função apenas das coordenadas axiais  $z$ , e radiais  $r$ .

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( kr \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( k \frac{\partial T}{\partial z} \right) = 0 \quad (4.2)$$



No entanto, para a hipótese de condução unidimensional em regime permanente, deve-se provar que a condução axial ou radial é desprezível.

Na montagem da câmara de ebulição, a região de menor diâmetro do cobre é envolta por um tarugo de Teflon (Fig. 4.11). A condição de contorno na interface cobre-teflon é descrita por (Eq. 4.3):

$$\left(k_{\text{co}} \frac{\partial T_{\text{co}}}{\partial r_{\text{co}}}\right)_{r_{\text{co}}=R_{\text{cob}}} = \left(k_{\text{tef}} \frac{\partial T_{\text{tef}}}{\partial r_{\text{tef}}}\right)_{r_{\text{tef}}=0} \quad (4.3)$$

Através de uma análise de grandeza, a equação 4.3. fica (Eq. 4.4):

$$k_{\text{co}} \frac{\Delta T_{\text{co},r}}{R_{\text{co}}} \sim k_{\text{tef}} \frac{\Delta T_{\text{tef},r}}{R_{\text{tef}}}$$

$$\Delta T_{\text{co},r} \sim \frac{k_{\text{tef}} R_{\text{co}}}{k_{\text{co}} R_{\text{tef}}} \Delta T_{\text{tef},r} \quad (4.4)$$

Portanto, a equação 4.4 demonstra que a variação de temperatura radial no cobre é função das condutividades térmicas e dos raios do cobre e do teflon, além da variação de temperatura radial no teflon.

Os valores da condutividade térmica do cobre e do teflon, obtidos na literatura, são 398 W/m.K e 0,45W/m.K, respectivamente. O raio da seção de cobre é 6mm , e os raios interno e externo do teflon são 6 e 40mm. O teflon está inserido dentro da chapa de aço inox inferior, que está em contato direto com o banho a 100°C e, portanto, em uma temperatura maior que a ambiente. Em uma situação crítica, de potência total imposta nas resistências acima de 1500kW/m<sup>2</sup>, assume-se uma diferença de temperatura entre as interfaces cobre-teflon e teflon-aço igual a 130°C . A equação 4.4, com os valores inseridos, fica igual a:

$$\Delta T_{\text{co},r} = \left(\frac{0,45}{398}\right) \left(\frac{6}{(40 - 6)}\right) 130 \quad (4.5)$$

e resolvendo, o gradiente de temperatura radial do cobre no volume de controle escolhido é igual a:

$$\Delta T_{\text{co},r} = 0,026 \text{ K} \quad (4.6)$$

Com a potência total entregue às resistências em  $1500 \text{ kW/m}^2$ , medições experimentais indicam uma diferença de temperatura na ordem de  $45^\circ\text{C}$  para termopares espaçados entre si em  $18\text{mm}$ . Para a validação da hipótese de condução unidimensional na direção axial, a comparação entre as variações de temperatura em razão da distância deve ser feita entre os fluxos de calor radial e axial:

$$\frac{\Delta T_{\text{co,r}}}{R_{\text{co}}} = \frac{0,026^\circ\text{C}}{0,006\text{m}} = 4,3\text{K/m} \quad (4.7)$$

$$\frac{\Delta T_{\text{co,z}}}{Z} = \frac{45^\circ\text{C}}{0,018\text{m}} = 2500\text{K/m} \quad (4.8)$$

As medições começam a ser feitas a partir de um fluxo total aplicado nas resistências de  $50\text{kW/m}^2$ . Nesta configuração, a partir de dados obtidos experimentalmente, as variações de temperatura radial e axial são:

$$\Delta T_{\text{co,r}} = \left(\frac{0,45}{398}\right) \left(\frac{6}{(40-6)}\right) 10 = 0,002\text{K}$$

$$\frac{\Delta T_{\text{co,r}}}{R_{\text{co}}} = \frac{0,002^\circ\text{C}}{0,006\text{m}} = 0,33\text{K/m} \quad (4.9)$$

$$\frac{\Delta T_{\text{co,z}}}{Z} = \frac{22^\circ\text{C}}{0,018\text{m}} = 122,2\text{K/m} \quad (4.10)$$

Portanto, após análise dos resultados de 4.7 a 4.10, é correto afirmar que:

$$\frac{\partial T_{\text{co,r}}}{\partial r_{\text{co}}} \ll \frac{\partial T_{\text{co,z}}}{\partial z} \quad (4.11)$$

e a hipótese de condução unidimensional em regime permanente na direção axial pode ser utilizada como boa aproximação.

### 4.3.2 Cálculo do fluxo de calor e da temperatura da superfície

Quatro termopares tipo K (Cromel/Alumel) blindados estão inseridos na seção de menor diâmetro do tarugo de cobre (figura 4.49). Após a calibração (Apêndice A), os termopares são introduzidos em 4 furos previamente usinados juntamente com uma pasta térmica, afim de garantir a ausência de ar nos furos. Os dois termopares com menor incerteza de calibração são inseridos no furos mais distantes entre si (os de menor e maior distância da superfície).

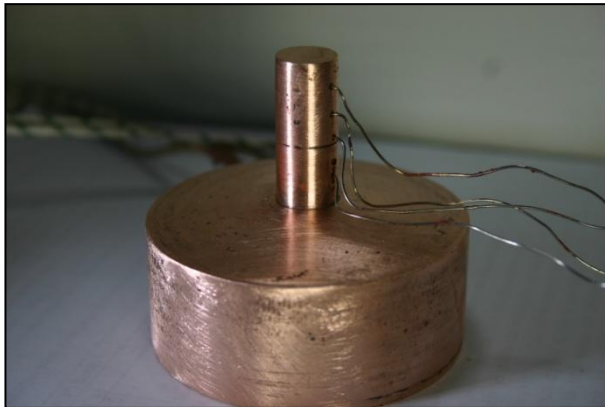


Figura 4.49 - Tarugo de cobre utilizado para os testes com termopares inseridos.

Quando a estabilização do fluxo de calor no tarugo de cobre é atingida, o fluxo que atravessa a superfície de teste é calculado através da lei de Fourier (Eq. 4.12), apresentada abaixo:

$$q'' = k \frac{\Delta T}{\Delta z} \quad (4.12)$$

Com o intuito de garantir uma menor incerteza na estimativa do fluxo de calor, apenas os termopares mais distantes entre si (1 e 4, conforme figura 4.50) e com menores incertezas de calibração (Apêndice A), serão utilizados para o cálculo de fluxo de calor. Os termopares intermediários são utilizados para comparação de resultados e como termopares reservas. A escolha em desprezar os valores dos termopares intermediários no cálculo do fluxo de calor é explicada no Apêndice B, “Análise de Incertezas”.

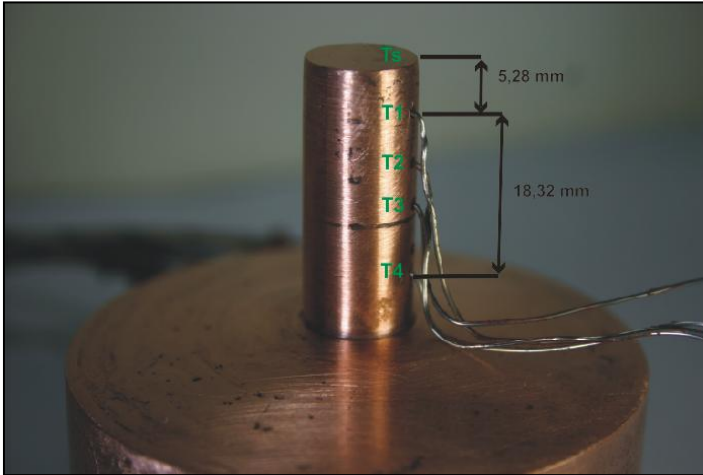


Figura 4.50 - Tarugo de cobre utilizado para os testes com termopares inseridos. Distâncias utilizadas para o cálculo de fluxo de calor e de temperatura.

O fluxo de calor que atravessa a menor seção do tarugo de cobre é então calculado utilizando-se as temperaturas medidas nos termopares 1 e 4, e a distância entre eles. No cálculo da temperatura de superfície ( $T_s$ ), também afim de garantir a menor incerteza, utiliza-se a Lei de Fourier entre a superfície e o termopar 1, admitindo que as perdas radiais sejam desprezíveis e que o fluxo que atravessa os 5,28 mm entre T1 e  $T_s$  seja o mesmo calculado entre T1 e T4.

### 4.3.2 Perda de calor

O tarugo de cobre é isolado em sua região de menor diâmetro com teflon, e em sua região de maior diâmetro com lã de rocha. O cálculo da perda de fluxo de calor é feito através da comparação entre a potência entregue às resistências tipo cartucho por unidade de área e o calor por unidade de área que atravessa a região de menor diâmetro calculado pela lei de Fourier entre os termopares com maior espaçamento entre si. Via de regra, valores em torno de 15% de perda são encontrados durante o teste, sendo a maior perda proveniente da base do tarugo, especialmente pelo posicionamento das resistências elétricas.

## 5.RESULTADOS E DISCUSSÕES

A intenção do projeto é analisar a influência que nanopartículas com alta condutividade térmica se comparadas a fluidos refrigerantes normais teriam, após adicionadas a um fluido base, no mecanismo de ebulição nucleada. Para tanto, testes de ebulição com água destilada e com nanofluidos utilizando água como fluido base foram realizados. O coeficiente de transferência de calor (*CTC*) de ebulição e o fluxo de calor crítico (*FCC*), característicos da eficiência e capacidade máxima de troca de calor, respectivamente, são os parâmetros comparados entre as diversas curvas.

Conforme apresentado no capítulo 2, há um consenso que nanopartículas acabam aderindo à superfície e influenciam nos resultados. Portanto, ensaios metalográficos, de rugosidade e também molhabilidade são realizados em seções de teste submetidas às mesmas condições dos testes. Testes de ebulição com nanopartículas depositadas na superfície, porém utilizando água como fluido de trabalho também são realizados buscando descobrir se as variações na taxa de transferência de calor e fluxo crítico de calor são decorrentes do nanofluido ou da modificação da superfície.

Por fim, busca-se correlacionar os resultados obtidos com outros trabalhos e modelos de ebulição nucleada e de fluxo de calor crítico.

### 5.1 Testes de ebulição em piscina com o uso de nanofluidos

Nanofluidos de maguemita-água ( $\text{Fe}_2\text{O}_3\text{-H}_2\text{O}$ ), alumina ( $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-H}_2\text{O}$ ) e nanotubo de carbono ( $\text{NTC-H}_2\text{O}$ ) foram preparados para os testes de ebulição nucleada em piscina (Capítulo 4). Todos os testes foram realizados à temperatura de saturação do líquido e pressão atmosférica.

Curvas de ebulição dos nanofluidos com concentrações volumétricas de 0,02% são comparadas com a da água. A figura 5.51 mostra um aumento similar do valor do fluxo crítico de calor em testes com nanofluidos. A taxa de transferência de calor, no entanto, apresenta resultados diferentes. Os nanofluidos  $\text{Fe}_2\text{O}_3\text{-H}_2\text{O}$  e  $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-H}_2\text{O}$  têm uma menor eficiência de transferência de calor em relação à água pura, enquanto no nanofluido contendo nanotubos de carbono não há degradação em seu coeficiente de transferência de calor (*CTC*). A comparação entre o comportamento do *h* de todos os fluidos testados é feita na figura 5.52.

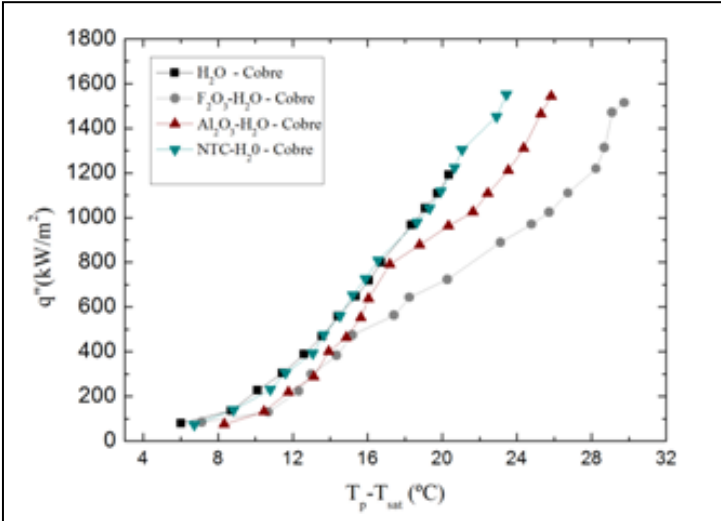


Figura 5.51 - Curvas de ebulição em piscina utilizando água e nanofluidos.  
 $T_f = T_{sat}$  e  $P = 1 \text{ atm}$ .

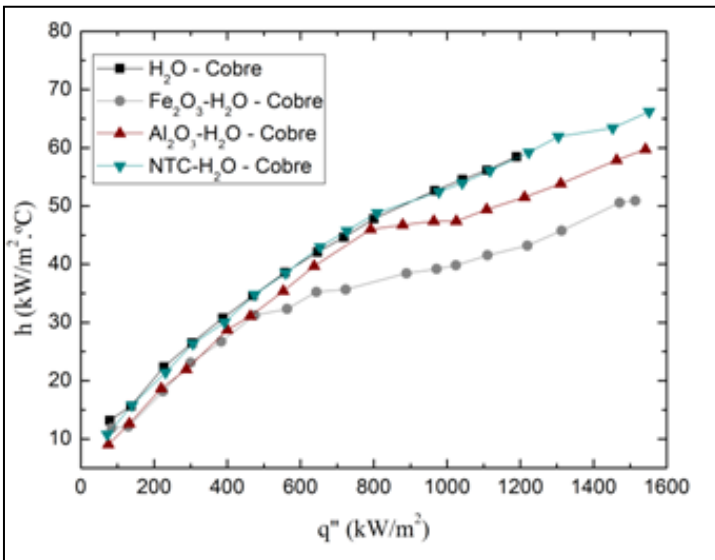


Figura 5.52 - Coeficiente de troca de calor ( $h$ ) de ebulição em função do fluxo de calor.

Da figura 5.52, o comportamento de NTC-H<sub>2</sub>O no cobre é quase idêntico ao da água destilada pura, exceto pelo fato do aumento no fluxo de calor crítico. No caso da curva de Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-H<sub>2</sub>O, o coeficiente de transferência calor é menor desde o começo e, para fluxos maiores que 800 kW/m<sup>2</sup>, a taxa do aumento do  $h$  com o aumento do fluxo de calor muda nitidamente de comportamento. Já para o teste com Maguemita-Água, o  $h$  de ebulição nucleada se mantém similar ao de Alumina-Água até a faixa de 400 kW/m<sup>2</sup>, e também sofre uma mudança nítida na taxa de crescimento do coeficiente de transferência de calor, porém, entre 900 e 1000 kW/m<sup>2</sup>.

O fluxo de calor crítico, ao contrário da taxa de transferência de calor, apresenta melhora em todos os casos. Tal aumento, na faixa de 25% a 30% em relação à água pura, esta resumido na tabela 5.6. É plausível afirmar que as melhora no fluxo crítico de calor para os três casos é da mesma ordem, uma vez que o fluxo crítico nos ensaios geralmente era obtido em regime transiente de transferência de calor enquanto se tentava atingir outro patamar de fluxo de calor no teste, e os valores do fluxo crítico foram aproximados como a média entre o patamar anterior e o pretendido de fluxo de calor.

Tabela 5.6 - Valores dos FCC nos testes de água e nanofluidos em superfície de cobre.

<b>Teste</b>	<b>FCC (kW/m<sup>2</sup>)*</b>	<b>Melhora (%)</b>
H2O	1200	-
Fe2O3-H2O	1514	26
Al2O3- H2O	1542	28,5
NTC- H2O	1552	29,3

\*Valores aproximados

Como dito no início do capítulo, existe um consenso na literatura de que durante a ebulição em piscina, nanopartículas acabam aderindo na superfície e influenciando os resultados. Após os testes feitos, uma simples análise visual (figura 5.53) foi o suficiente para confirmar esta tendência.

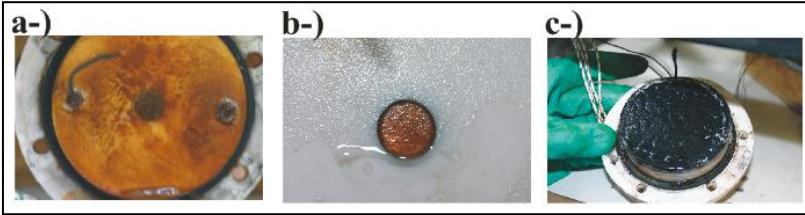


Figura 5.53 - Superfícies de teste após ensaio com nanofluidos: a-)  $\text{F}_2\text{O}_3\text{-H}_2\text{O}$ ; b-)  $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-H}_2\text{O}$ ; c-) NTC- $\text{H}_2\text{O}$ .

## 5.2 Deposição de nanopartículas na superfície

Em todos os testes com nanofluidos, foi observado deposição de nanopartículas sobre a superfície após os teste, conforme mostra a figura 5.53. Tentando verificar a influência da deposição de nanopartículas nos resultados obtidos com nanofluidos, novos testes foram realizados, sem a limpeza da superfície, porém, utilizando água destilada como fluido de trabalho. A figura 5.54 mostra as superfícies de teste antes do início dos novos testes de ebulição, apenas com o isolamento de Teflon limpo.

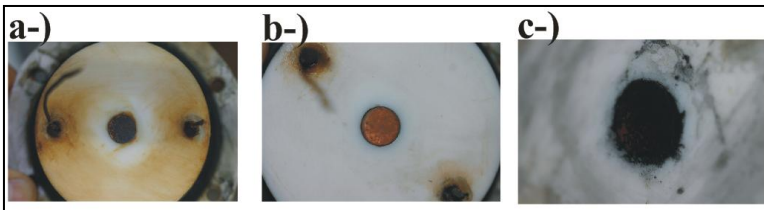


Figura 5.54 - Superfícies preparadas para teste de ebulição com deposição de nanopartículas: a-)  $\text{F}_2\text{O}_3$  ; b-)  $\text{Al}_2\text{O}_3$  ; c-) NTC.

Testes de ebulição em piscina com nanopartículas depositadas de maguemita ( $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ), alumina ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) e nanotubo de carbono (NTC) utilizando água como fluido de trabalho foram realizados. Todos os testes foram feitos à temperatura de saturação do líquido e pressão atmosférica. As figuras 5.55, 5.57 e 5.59 apresentam a curva de ebulição obtida com estes testes, comparando testes feitos com seus respectivos nanofluidos com o teste com água destilada sobre cobre liso, enquanto as figuras 5.56, 5.58 e 5.60 mostram o coeficiente de transferência de calor dos mesmos ensaios em função do fluxo de calor aplicado.



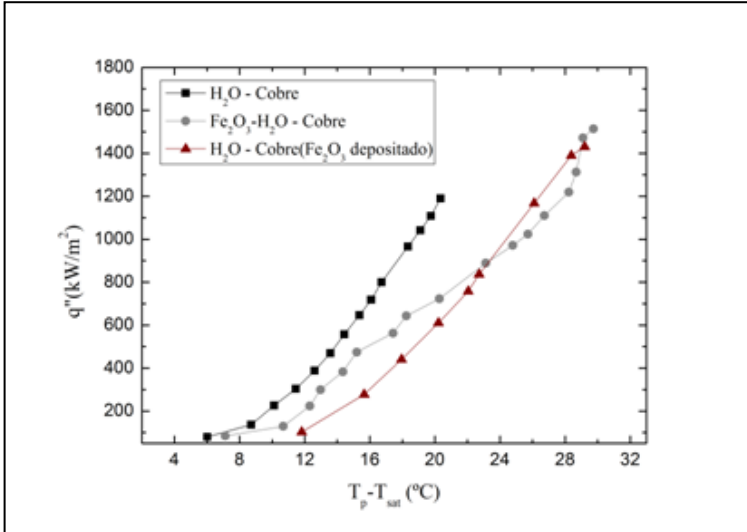


Figura 5.55 - Curvas de ebulição em piscina de água, maguemita-água, e água em superfície com nanopartículas de maguemita depositada.  $T_p = T_{\text{sat}}$  e  $P = 1 \text{ atm}$ .

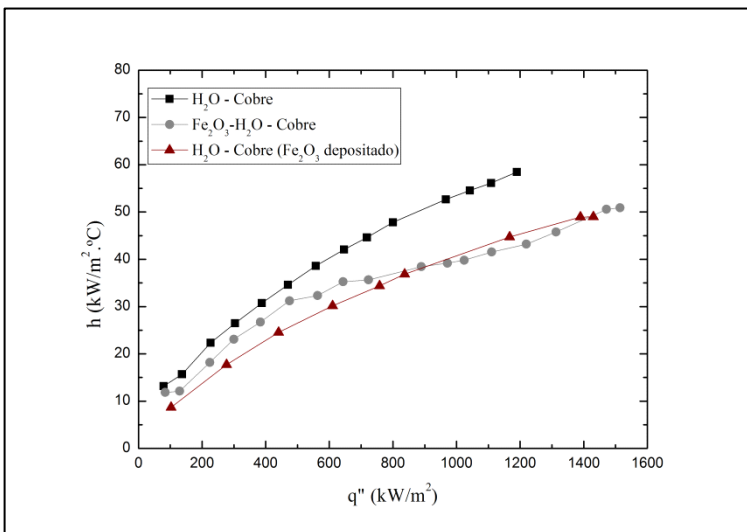


Figura 5.56 - Coeficiente de transferência de calor ( $h$ ) de ebulição em função do fluxo de calor.

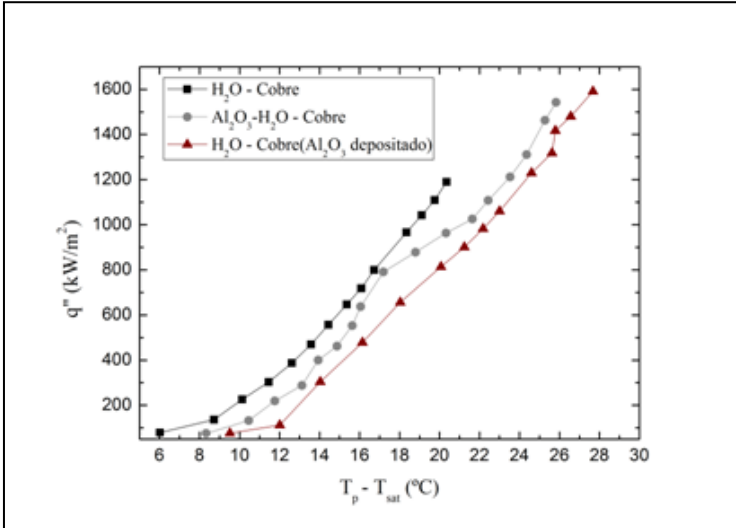


Figura 5.57 - Curvas de ebulição em piscina de água, alumina-água, e água em superfície com nanopartículas de alumina depositada.  $T_1=T_{\text{sat}}$  e  $P=1\text{ atm}$

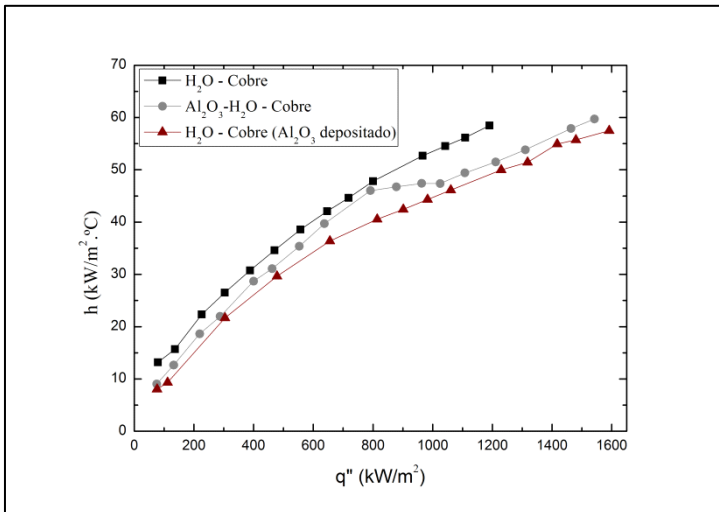


Figura 5.58 - Coeficiente de transferência de calor ( $h$ ) de ebulição em função do fluxo de calor.

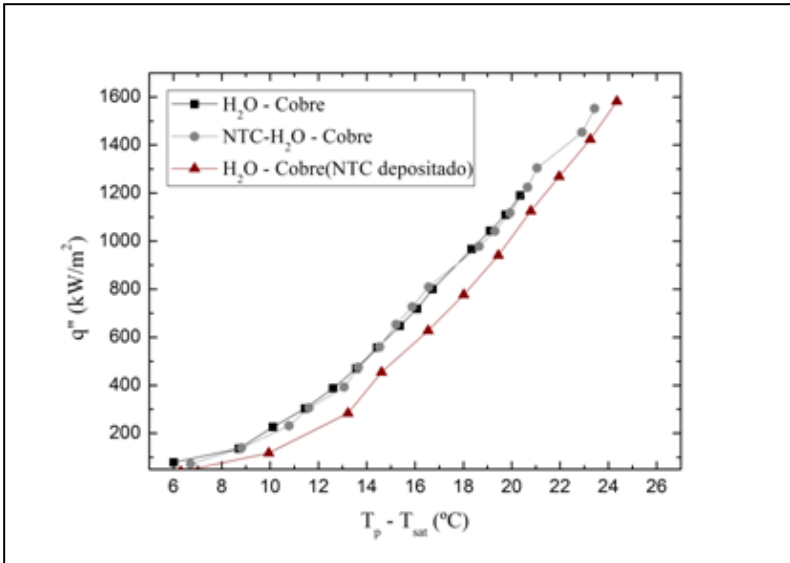


Figura 5.59 - Curvas de ebulição em piscina de água, NTC-água, e água em superfície com nanopartículas de nanotubo de carbono depositada.  $T_1=T_{sat}$  e  $P=1\text{atm}$ .

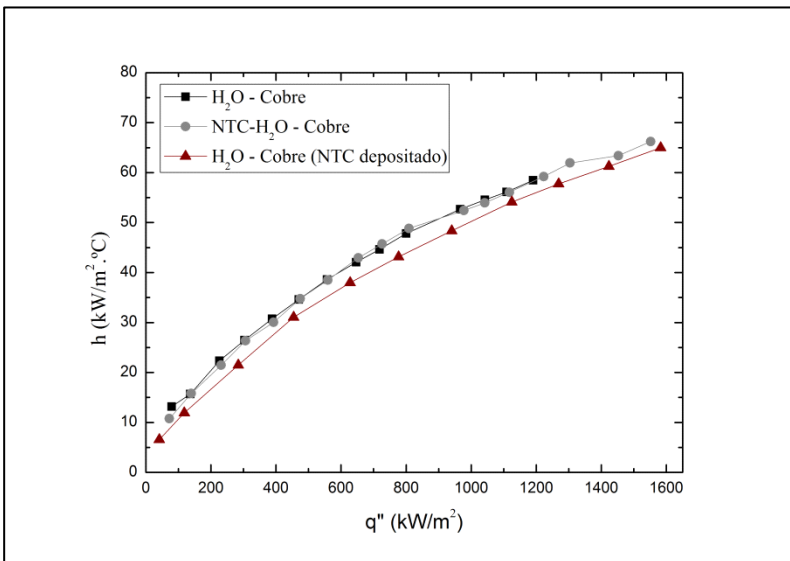


Figura 5.60 - Coeficiente de troca de calor ( $h$ ) de ebulição em função do fluxo de calor

Em todos os casos observou-se a mesma tendência de aumento de fluxo de calor crítico encontrado anteriormente nos testes com nanofluidos. A principal conclusão é a de que a alteração na microestrutura da superfície de teste provocada pela deposição de nanopartículas, e não as propriedades do nanofluido, são as principais influências para o aumento singular do *FCC*. Tais resultados mostram que a abordagem puramente hidrodinâmica do problema, como postularam Kutateladze, Zuber, e Haramura e Katto não são suficientes para prever o fluxo crítico de calor.

Quanto à taxa de transferência de calor, todos os testes com água e superfícies depositadas apresentaram uma degradação nos resultados em comparação com os ensaios realizados com nanofluidos, e principalmente em relação ao ensaio com água destilada em cobre liso. A análise das fotografias nas figuras 5.61, 5.62 e 5.63, feito com o auxílio de uma câmera de alta velocidade, mostra que o fluxo, a mesmos fluxos de calor, é mais intenso quando a superfície não está recoberta por nanopartículas.

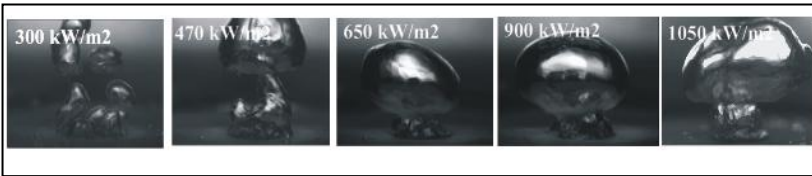


Figura 5.61 - Evolução da ebulição nucleada. Teste com água pura sobre cobre liso.

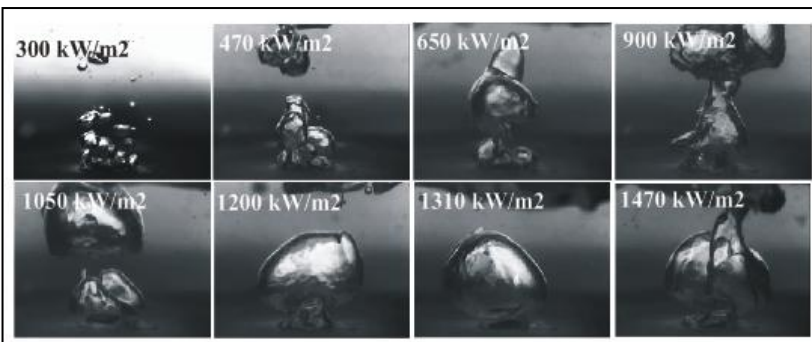


Figura 5.62 - Evolução da ebulição nucleada. Teste com água pura sobre cobre com nanopartículas de maguemita depositada.

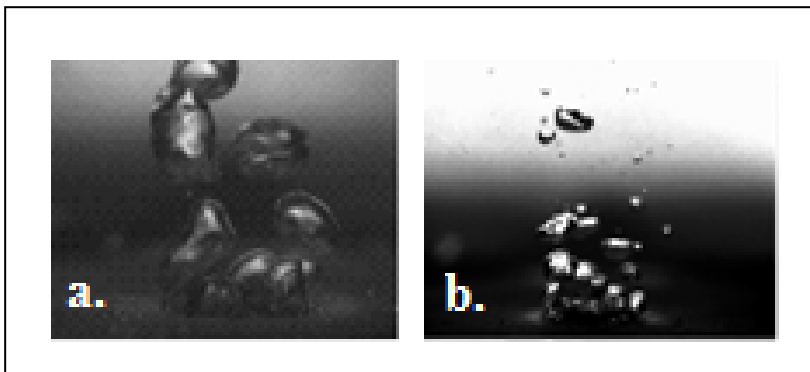


Figura 5.63 - Ebulição em piscina com fluxo de calor aplicado de  $300 \text{ kW/m}^2$ : a-) Água pura sobre cobre liso. b-) Água pura sobre cobre com maguemita depositada.

A diminuição do *CTC* indica que a deposição das nanopartículas pode estar criando uma resistência térmica logo acima da superfície de cobre, dificultando assim a transferência de calor. Uma análise da condutividade térmica das nanopartículas mostra que, com exceção do nanotubo de carbono, as são bem menores que a do cobre e tendem então a criar uma resistência na troca de calor com o fluido. No caso da deposição de nanotubos de carbono, que teoricamente teria efeitos positivos sobre a transferência de calor, o que se vê são resultados similares ao da água sobre cobre liso em relação ao *CTC*. A explicação para os resultados é simples e pautada no fato de existirem espaços vazios na camada formada por nanopartículas, causados principalmente porque as mesmas não se alinham perfeitamente.

### 5.3 Influência da molhabilidade

Apesar do enfoque do estudo ser a influência de nanofluidos na ebulição em piscina, o aumento na condutividade térmica obtido com a adição de nanopartículas em um fluido base parece não superar a influência que a mudança da molhabilidade causada pela deposição de nanopartículas nos mecanismos de ebulição em piscina, e as mudanças na interação fluido-superfície acaba sendo explicação recorrente na análise dos resultados obtidos.

Antes de tudo, é importante ressaltar que idealmente a água molha completamente uma superfície de cobre, devido à alta energia livre superficial do cobre decorrente de suas ligações intramoleculares metálicas (Fig. 5.64a). No entanto, superfícies de cobre formam pequenas películas de óxido em um curto espaço de tempo quando submetidas às condições ambientes (Fig. 5.64b). O óxido de cobre possui ligações intramoleculares covalentes, de menor energia que as metálicas, portanto, a energia livre superficial ( $\sigma_{sv}$ ) tende a decrescer. Além disso, a afinidade entre o hidrogênio de água e o oxigênio do óxido de cobre causa a formação de ligações intermoleculares de hidrogênio, aumentando assim a tensão superficial sólido-líquido ( $\sigma_{sl}$ ). A diminuição e o aumento das tensões superficiais de sólido-vapor e sólido-líquido, respectivamente, fazem com que em ensaios de molhabilidade medições do ângulo de contato da água sobre cobre sejam geralmente maiores que  $0^\circ$ .

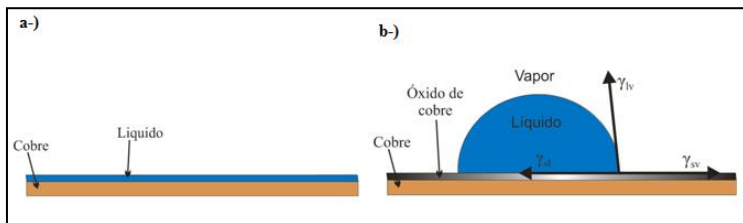



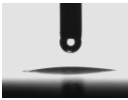
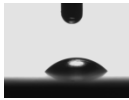
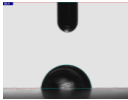

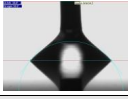


Figura 5.64 - a-) Água sobre cobre puro; b-) água sobre cobre com película de óxido de cobre

Ensaio de molhabilidade feitos em uma amostra de cobre polida com o mesmo procedimento com que é feito o acabamento da superfície de teste demonstram o curioso efeito citado no parágrafo anterior. Logo em seguida à limpeza da superfície com ácido nítrico, o líquido molha completamente o cobre. Apenas alguns minutos depois, as medições de ângulo de contato estático  $\theta$  já indicam  $40^\circ$ . Como se

deseja simular a condição inicial da superfície de teste, apenas o polimento da amostra foi feito, sem posterior limpeza com qualquer produto. A tabela 5.7 ilustra estes resultados:

Tabela 5.7 - Ângulos de contato de superfície de cobre

<b>Amostra</b>			
	Cobre polido	Cobre polido	Cobre polido
<b>Limpeza com ácido nítrico</b>	Sim. Medição logo em seguida.	Sim. Medição após 5 minutos.	Não
<b>Ângulo de contato estático</b>			
	0	40	85
<b>Ângulo de Contato de avanço</b>	-	-	
	Molhante	-	88
<b>Ângulo de contato de recuo</b>	-	-	
	Molhante	-	50

Com o intuito de verificar o efeito da deposição de nanopartículas na superfície durante os testes, discos de cobre polidos foram submetidos às condições do teste de ebulição de cada nanofluido ( $\text{Fe}_2\text{O}_3\text{-H}_2\text{O}$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-H}_2\text{O}$  e  $\text{NTC-H}_2\text{O}$ ). Ao final da simulação, ensaios de molhabilidade foram realizados e então comparados aos resultados de uma amostra de cobre polido. Analisar o que foi dito até aqui nesta seção e as propriedades de  $\text{F}_2\text{O}_3$  e  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , espera-se que por esses óxidos possuírem ligações intramoleculares mais fracas que a do cobre, e poderem formar pontes de hidrogênio com as moléculas de água, o comportamento de uma gota de água sobre uma superfície depositada com nanopartículas deste tipo não seja completamente molhante. Porém, pela tabela 5.8 verifica-se que em todos os ensaios em superfícies com nanopartículas depositadas o ângulo de contato foi  $0^\circ$ , condição de completa molhabilidade. Uma explicação para tal fenômeno é que a

camada de nanopartículas depositada causa um aumento excessivo da porosidade da superfície tornando a superfície hidrofílica. A tabela 5.9 apresenta um grande aumento da rugosidade de superfícies com depósito em relação a rugosidade do cobre polido, crescimento este que, apesar de não poder ser relacionado diretamente ao aumento da porosidade, expressa esta tendência.

Tabela 5.8 - Ângulos de contato de água em cobre polido e superfícies de cobre com nanopartículas depositadas.



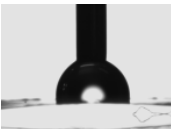
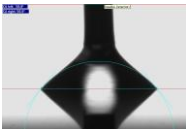





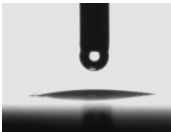
Amostra	Ângulo estático	Ângulo de avanço	Ângulo de recuo
 Cobre polido	 85	 88	 50
 Cobre com Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> depositado	 0	-	-
 Cobre com Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> depositado	 0	-	-
 Cobre com NTC depositado	 0	-	-


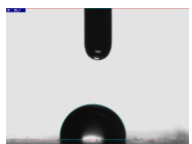




Tabela 5.9 - Rugosidade de cobre polido e superfícies de cobre com nanopartículas depositadas

Amostra				
	Cobre polido	Cobre com Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> depositado	Cobre com Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> depositado	Cobre com NTC depositado
Rugosidade (µm)	0,04	2,45	2,38	2,06

A tabela 5.10, contendo o resultado de medições de ângulo de contato feitos na superfície com Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> depositada após uma cuidadosa limpeza evidencia o efeito da porosidade da deposição sobre a qualidade superhidrofílica da superfície. Nos resultados da tabela, a tendência de diminuição da molhabilidade causada pela camada de óxido das nanopartículas sobre a superfície é confirmada. Há de se lembrar, no entanto, que a condição da superfície após os testes de ebulição é a representada pela tabela 5.8, e portanto, seus resultados serão a referência na análise das mudanças no mecanismo de ebulição.

Tabela 5.10 - Ângulos de contato de água e superfície de cobre com nanopartículas de maguemita depositadas após limpeza

Amostra	Ângulo estático	Ângulo de avanço	Ângulo de recuo
			
Cobre com Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> depositado após limpeza	95	125,6	63

Até agora o que se verificou foi que camadas de óxido de cobre se formam em muito pouco tempo após a limpeza de uma superfície de cobre lisa, tornando o comportamento de uma gota que idealmente seria completamente molhante, em parcialmente molhante; e que a deposição de nanopartículas na superfície durante os testes de ebulição forma uma superfície porosa completamente hidrofílica. Ambos os efeitos têm muita importância na análise das mudanças ocorridas no valor do fluxo de calor crítico observado nos testes.

O fluxo crítico de calor ocorre basicamente quando a fase líquida do fluido de trabalho não consegue mais molhar a superfície. Portanto, superfícies superhidrofílicas alcançariam maiores fluxos críticos de calor do que superfícies hidrofóbicas ou mesmo hidrofílicas, exatamente o que ocorre quando comparados os resultados dos ensaios utilizando água destilada e cobre liso, com os que utilizam nanofluidos ou superfícies com nanopartículas depositadas.

Modelos puramente hidrodinâmicos para a explicação do fluxo crítico de calor já estão ultrapassados, e hoje, a totalidade dos autores acredita na influência de geometria, orientação e principalmente na interação entre fluido e superfície representada pela molhabilidade. Deste modo, é possível afirmar que o aumento do fluxo de calor crítico observado em testes de ebulição com nanofluidos é um efeito característico do aumento da molhabilidade causada pela deposição e adesão de nanopartículas na superfície, e não uma característica do nanofluido em si.

Os efeitos da molhabilidade sobre a transferência de calor são mais difíceis de mensurar corretamente. Correlações típicas de transferência de calor em ebulição nucleada, como as de Rohsenow e Han e Griffith, consideram os efeitos da interação entre a superfície e o fluido.

$$q'' = \mu_l h_{lv} \left[ \frac{g(\rho_l - \rho_v)}{\sigma} \right]^{1/2} \left[ \frac{c_{pl} \Delta T_{sat}}{C_{sf} h_{fg} Pr_l^n} \right]^3$$

$$C_{sf} = \frac{\sqrt{2} C_b \theta}{A}$$

$$q'' = 2(\pi k_l \rho_l c_{pl})^{1/2} f^{1/2} d_d^2 n_a' \Delta T_{sat}$$

A correlação de Rohsenow para ebulição nucleada possui um termo específico,  $C_{sf}$ , representando a interação fluido-superfície pelo ângulo de contato  $\theta$  e uma constante de superfície  $C_b$ . Mesmo sabendo que superfície depositadas possuem ângulos de contato menores, é impossível inferir qual será o valor de  $C_{sf}$ , uma vez que a adesão de nanopartículas na superfície seguramente mudará o valor da constante  $C_b$ .

Sabe-se também que o aumento da molhabilidade causará um aumento do volume das bolhas e uma diminuição da frequência de saída delas, ambos os parâmetros representados na correlação proposta por Han e Griffith. Apesar do termo do diâmetro da bolha estar elevado a 2 e o da frequência a  $\frac{1}{2}$ , não foram feitas medições para determinar em qual escala estes dois parâmetros mudaram com a deposição e nanopartículas.

Apesar de não ser possível concluir sobre o verdadeiro efeito da mudança da molhabilidade causada pela deposição de nanopartículas nas taxas de transferência de calor durante a ebulição nucleada, o aumento da molhabilidade também aumenta a energia necessária para ativação de sítios de nucleação, conforme equação reproduzida abaixo:

$$W^* = \frac{16\pi\sigma^3}{3(\rho_v - \rho_l)^2} \psi(\theta)$$

$$\psi(\theta) = \frac{(1 + \cos\theta)^2(2 - \cos\theta)}{4} \rightarrow \psi(\theta) \leq 1$$

As curvas de ebulição dos testes com nanofluidos e nanopartículas depositadas exprimem esta dificuldade em ativar sítios de nucleação no início da ebulição. Tal tendência é mais acentuada nos ensaios que começam com nanopartículas já depositadas na superfície, indicando que durante os testes de com nanofluidos as nanopartículas demoram um tempo para realmente aderir na superfície.

## 5.4 Adesão das nanopartículas

Os testes envolvendo nanofluidos com  $F_2O_3$  e  $Al_2O_3$  exibiram resultados mostrando aumento no fluxo crítico de calor e diminuição na transferência de calor durante a ebulição. A curva do nanofluido contendo nanotubos de carbono, porém, exibe aumento similar do *FCC* sem degradação do *CTC*. Duas explicações podem ser feitas a respeito: A resistência térmica resultante da camada de nanopartículas depositadas teria influência significativa nos resultados e a curva de *NTC-H<sub>2</sub>O* obtém melhores resultados pelo fato de a condutividade térmica do nanotubo de carbono ser bem maior que a das nanopartículas de maguemita e alumina, e também do cobre, conforme abordado anteriormente; e/ou o *NTC* teria uma maior dificuldade em aderir à superfície e a sua camada depositada teria menor espessura que as camadas de maguemita e alumina.

Para verificar a grandeza das forças de adesão entre as nanopartículas depositadas e a superfície de cobre, as amostras submetidas aos ensaios de molhabilidade e rugosidade foram limpas a fim de se garantir uma superfície apenas com as nanopartículas realmente aderidas na superfície. Ensaios metalográficos foram então realizados com a referência utilizada sendo, novamente, o cobre puro polido. Nas figuras 5.65 a 5.70, são mostradas as imagens dessas superfícies obtidas através de um microscópio eletrônico de varredura.

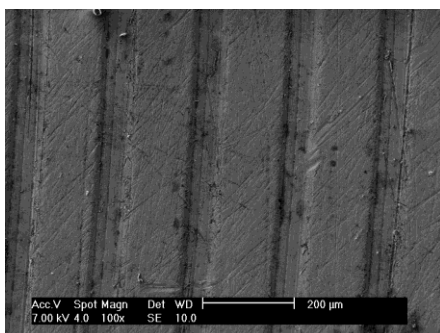


Figura 5.65 - Cobre puro polido. Escala 1:200 $\mu$ m.

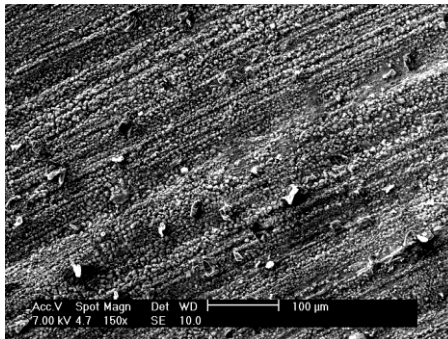


Figura 5.66 - Superfície com  $F_2O_3$  depositado. Escala 1:100  $\mu m$ .

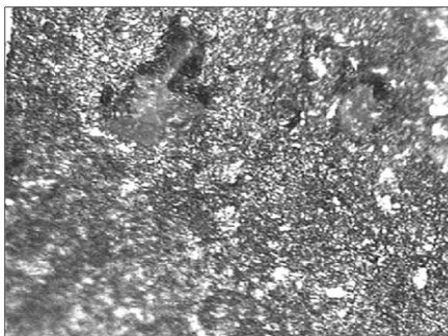


Figura 5.67 - Superfície com  $Al_2O_3$  depositado. Escala 1:100  $\mu m$ .

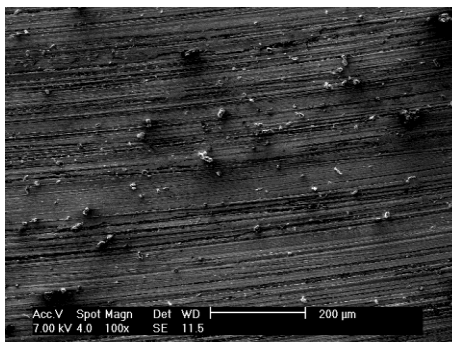


Figura 5.68 - Superfície com NTC depositado. Escala 1:200  $\mu m$ .

Pelas figuras 5.66 a 5.68 é possível verificar a modificação estrutural causada pela adesão das nanopartículas em todas as superfícies, em especial nas com depósitos de alumina e maguemita. Em uma escala 1:20  $\mu\text{m}$  (fig. 5.69 e 5.70) da superfície recoberta por maguemita fica claro o agrupamento das nanopartículas, provando que houve uma nanoestruturação causada pela adesão ao cobre.

A forma como se comporta a taxa de crescimento de  $h$  nos casos dos nanofluidos de maguemita e alumina também pode ter relação com a aderência das nanopartículas. Analisando a figura 5.52 é factível pensar que as nanopartículas aderem à superfície a partir de um determinado fluxo, mudando então o comportamento da curva quanto a taxa de transferência de calor. Nas figuras 5.56 e 5.58, curvas de ebulição iniciadas com as nanopartículas já aderidas não mudam radicalmente de comportamento durante o processo.

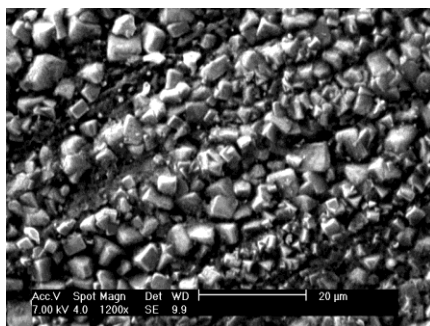


Figura 5.69 - Superfície com  $\text{F}_2\text{O}_3$  depositado. Escala 1:20  $\mu\text{m}$ .

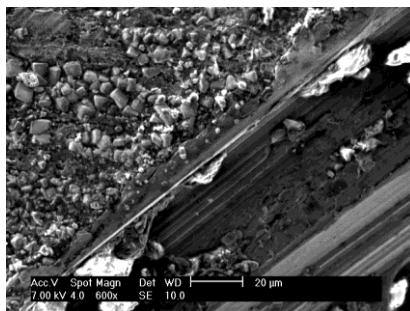


Figura 5.70 - Corte transversal de superfície com  $\text{F}_2\text{O}_3$  depositado. Escala 1:20  $\mu\text{m}$ .

Lembrando que todas as amostras foram submetidas a simulações de teste de ebulição com nanofluidos com concentração volumétrica de 0,02%, a figura 5.68 demonstra a maior dificuldade de adesão dos nanotubos de carbono na superfície de cobre, fator esse que favoreceria a não degradação do coeficiente de transferência de calor em testes com NTC. Como comentado em parágrafos anteriores, uma menor espessura aderida renderia uma camada mais uniforme com menos vazios, e aliado à alta condutividade térmica do nanotubo de carbono levaria a resultados melhores de taxa de transferência de calor que os outros nanofluidos estudados. Testes de ebulição com os nanofluidos em concentrações volumétricas maiores (0,1%) foram então realizados com o intuito de perceber se com maior concentração, haveria maior adesão de NTC, e uma diminuição na eficiência de transferência de calor na ebulição.

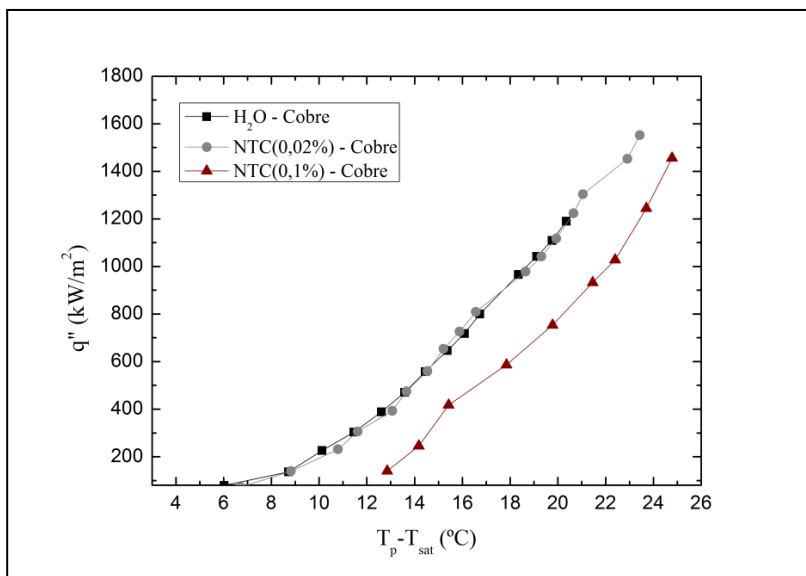


Figura 5.71 - Curvas de ebulição em piscina de água e NTC-água em diferentes concentrações volumétricas.  $T_1 = T_{sat}$  e  $P = 1$  atm.

Como esperado, a figura 5.71 demonstra que o aumento da concentração de nanopartículas de nanotubo de carbono aumentou a precipitação das mesmas na superfície, contribuindo para a degradação do coeficiente de transferência de calor, mesma tendência observada com os outros nanofluidos como concentrações menores graças à melhor adesão de  $Fe_2O_3$  e  $Al_2O_3$  na superfície.

## 5.5 Representatividade dos dados

Para verificar a representatividade dos dados na fase bifásica, dois parâmetros devem ser avaliados: Taxa de transferência de calor (*TTC*) e Fluxo Crítico de Calor (*FCC*). O primeiro é avaliado pela correlação de ebulição proposta por Rohsenow (1952) descrita na seção 2.2.1. Já o *FCC* é comparado às correlações para fluxo crítico de calor de Zuber(1959) e de Kandlikar(2001), exploradas na seção 2.3. Água, por ter propriedades amplamente difundidas, é o fluido de trabalho escolhido para análise.

Relembrando a correlação de Rohsenow (Eq. 2.7):

$$q'' = \mu_l h_{lv} \left[ \frac{g(\rho_l - \rho_v)}{\sigma} \right]^{1/2} \left[ \frac{c_{pl} \Delta T_{sat}}{C_{sf} h_{lv} Pr_l^n} \right]^3$$

em que  $C_{sf}$  é a constante da interação superfície-fluido e  $Pr_l$  está elevado a uma constante experimental  $n$ . Rohsenow propõe o valor de 0,0128 para a constante  $C_{sf}$  no caso de uma superfície polida de cobre com água, e constante experimental  $n$  igual a 1. Os demais parâmetros são propriedades do fluido.

Os dados do teste de ebulição em cobre polido com água são comparados à curva obtida aplicando-se a correlação de Rohsenow (Fig. 5.72). O resultado é uma curva experimental de mesmo comportamento que a correspondente à correlação de Rohsenow, com uma diferença em torno de 1 °C entre os pontos, justificável se considerarmos as incertezas experimentais do aparato em geral, destacadas em pontilhado cinza.



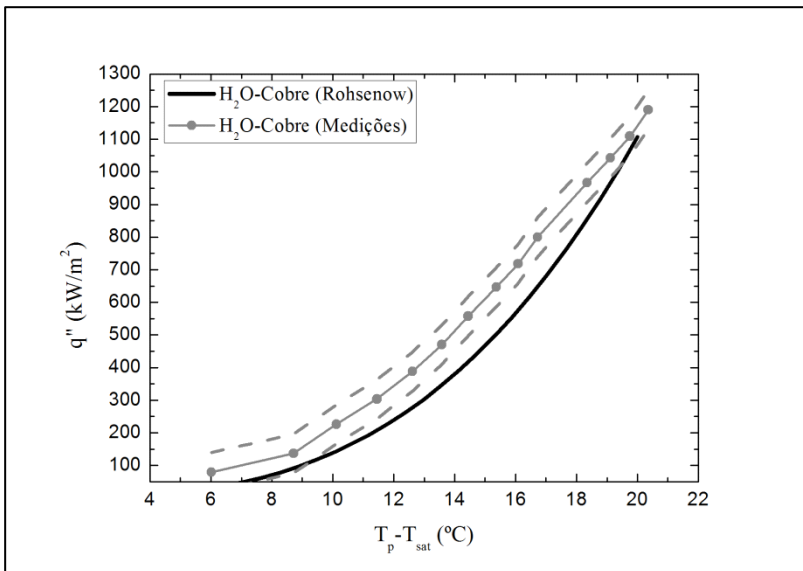


Figura 5.72 - Curvas de ebulição de água destilada sobre cobre polido: Comparação entre dados experimentais com incerteza associada e correlação de Rohsenow.

Conforme discutido na seção 2.2, existem diversas teorias para explicar o mecanismo físico que resulta no fluxo crítico de calor, e por consequência, várias correlações tentando prever este efeito. Para a validação dos resultados, escolheu-se a clássica correlação de Zuber (1959), que não considera efeitos de superfície, geometria e orientação; e a de Kandlikar (2001), que introduz efeitos da interação fluido-superfície e de orientação.

A correlação de Zuber (Eq. 2.16), representada por:

$$q''_{max} = 0,131 \rho_v h_{lv} \left[ \frac{\sigma(\rho_l - \rho_v)g}{\rho_v^2} \right]^{1/4}$$

fornece um valor de 1108 kW/m<sup>2</sup> para o fluxo crítico de calor de ebulição em piscina do fluido água a temperatura de saturação e pressão atmosférica.

Kandlikar, por sua vez, propõe uma correlação na forma (Eq. 2.17):

$$q''_{max} = h_{lv} \rho_v^{1/2} \left[ \frac{1 + \cos\beta}{16} \right] \left[ \frac{2}{\pi} + \frac{\pi(1 + \cos\beta)\cos\phi}{4} \right]^{1/2} [\sigma g(\rho_l - \rho_v)]^{1/4}$$

em que o ângulo dinâmico de recuo,  $\beta$ , representa o efeito da interação fluido-superfície. Os valores do FCC de ebulição em piscina do fluido água a temperatura de saturação e pressão atmosférica em função do ângulo são mostrados na figura 5.20:

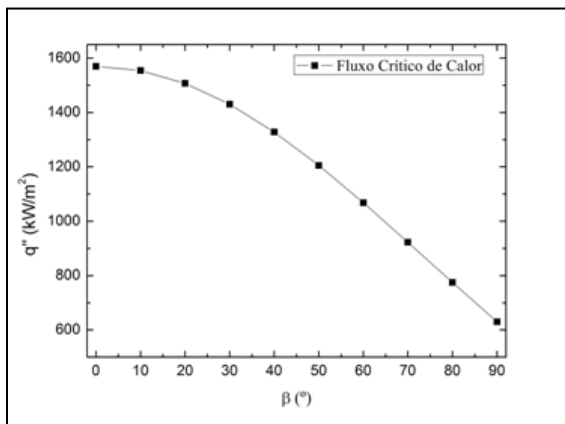


Figura 5.73 - Variação do FCC em função do ângulo  $\beta$  (Correlação de Kandlikar)

A figura 5.73, apesar de não ser um resultado do presente trabalho, é importante para ressaltar a sensibilidade da correlação de Kandlikar com o ângulo de contato dinâmico de recuo. Nota-se que uma diferença de apenas 10° no ângulo de recuo é suficiente para uma mudança de quase 20% nos valores de Fluxo Crítico de Calor. Como exposto na seção 5.3, é muito difícil assegurar um ângulo  $\beta$  fixo em diversos testes pois a preparação da superfície de cobre é um procedimento manual e as condições de formação da camada característica de óxido irão sempre variar. Portanto, é esperado alguma variação em testes utilizando o mesmo tipo de fluido, superfície e, aparentemente, o mesmo procedimento experimental.

Escolheu-se para a comparação com a correlação de Kandlikar (2001) a terceira condição da tabela 5.8, que mais se assemelha as condições do teste de ebulição. Nesta condição o ângulo de contato de recuo,  $\beta$ , é igual a 50°, e o fluxo crítico de calor obtido pela correlação de Kandlikar corresponde a 1205 kW/m<sup>2</sup>.

Conforme mostrado na tabela 5.11, há uma boa concordância entre as correlações para o fluxo crítico de calor, especialmente a de Kandlikar (2001), e o valor obtido no teste experimental. Com isto, é possível afirmar que o experimento atende as expectativas desejadas em termos de valores de Fluxo Crítico de Calor.

Tabela 5.11 - Comparação de dados experimentais com correlações da literatura.

	FCC (kW/m <sup>2</sup> )	Erro %
<b>Zuber (1969)</b>	1108	-
<b>Teste H<sub>2</sub>O-Cobre</b>	1200	7,6
<b>Kandlikar (2001) – <math>\beta=50^\circ</math></b>	1204	-
<b>Teste H<sub>2</sub>O-Cobre – <math>\beta=50^\circ</math></b>	1200	0,3

O terceiro e último parâmetro para verificação da representatividade dos dados seria a repetibilidade dos mesmos através de diversos testes.

Como a estabilização das temperaturas nos testes para a obtenção do fluxo de calor crítico consumia muito tempo, ensaios completos de ebulição, como mostrados nos resultados até agora levavam em média 15 horas para o término. Se, no entanto, a verificação da repetibilidade dos das taxas de transferência de calor não pode ser obtida satisfatoriamente, o mesmo não pode se dizer a respeito do Fluxo Crítico de Calor. Cinco testes (tabela 5.12) utilizando água em cobre polido foram realizados com resultados de fluxo crítico nunca variando mais do que 21% (resultado condizente com a sensibilidade imposta pela correlação de Kandlikar). Já para os nanofluidos, dois testes foram realizados para cada caso com resultados de FCC nunca ultrapassando os 10% de variação.

Tabela 5.12 – Fluxo crítico de calor para testes realizados com água.

	FCC (kW/m <sup>2</sup> )	Varição %
<b>Teste H<sub>2</sub>O-Cobre – Ref.</b>	1204	-
<b>Teste H<sub>2</sub>O-Cobre – 1</b>	1045	13,3
<b>Teste H<sub>2</sub>O-Cobre – 2</b>	989	17,9
<b>Teste H<sub>2</sub>O-Cobre – 3</b>	1315	9,2
<b>Teste H<sub>2</sub>O-Cobre – 4</b>	956	20,5

## 5.6 Comparações com a Literatura

A idéia base do presente trabalho é a de que as alterações que ocorrem nos mecanismos de ebulição nucleada ao se utilizar nanofluidos são provenientes tão somente da modificação estrutural causada pela deposição de nanopartículas durante os testes. A camada porosa de nanopartículas aumentaria a molhabilidade, e esta seria a responsável pelo aumento nos valores de fluxo de calor crítico. A mesma camada de nanopartículas induziria uma resistência térmica adicional e conseqüente diminuição do coeficiente de transferência de calor, além das mudanças, causadas pela variação da molhabilidade, na dinâmica de saída das bolhas e seu volume. O efeito degradante da resistência térmica não seria tão evidente quando usado o nanofluido contendo nanotubo de carbono devido ao alto valor de condutividade do mesmo.

Coursey e Kim (2009), Golubovic *et al* (2009), Bang e Chang (2005), entre outros; também atribuem o aumento do fluxo crítico de calor em testes contendo nanofluido ao aumento da molhabilidade da superfície em virtude da deposição de nanopartículas na seção de teste. Resultados acerca da taxa de transferência de calor são difíceis de comparar, uma vez que há resultados contraditórios na literatura com autores obtendo melhora nos valores de *TTC*, enquanto outros observam uma degradação; conforme capítulo 2.

A comparação com os modelos existentes de Fluxo de Calor Crítico é uma análise interessante de se fazer. Com o auxílio das visualizações realizadas por uma câmera de alta velocidade, e dos resultados obtidos nos diversos testes foi possível avaliar qual o modelo que melhor se adéqua na estimativa do fluxo de calor crítico.

Kutatedaze afirma que à medida que o fluxo de calor aumenta na ebulição nucleada, as bolhas geradas passam a coalescer, formando colunas de vapor entre as quais existem gotas de fluido que atingem a superfície para o remolhamento. Se a velocidade das colunas é alta o suficiente, a quantidade de movimento associada consegue vencer a gravidade e o peso das gotas e carregá-las consigo, formando a película de vapor característica do fluxo crítico. Zuber (1959) refinou tal postulado dizendo ser as instabilidades de Kelvin-Helmholtz associadas ao escoamentos das colunas de vapor e do fluido a razão pela qual as gotas de fluido não conseguem atingir a superfície (Fig. 5.74). Ambas as teorias postulam a existência na de colunas de vapor formadas a partir do coalescimento das bolhas. Para eles, o fluxo crítico de calor é um fenômeno estritamente hidrodinâmico, resultado da destruição da estabilidade do escoamento bifásico próximo à superfície.

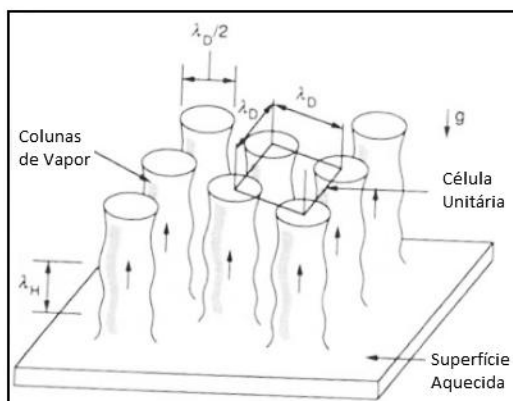


Figura 5.74 - Modelo de Zuber (1959) para FCC.

Haramura e Katto (1983), por sua vez, acreditam no coalescimento em uma única grande bolha, um pouco acima da superfície, que seria alimentada por jatos de vapor das cavidades ativas abaixo dela (Fig. 5.75). As colunas de vapor que alimentam a bolha principal estão sujeitas aos efeitos das instabilidades de Helmholtz desde o início da formação dos jatos, e o fluxo crítico de calor é atingido quando ocorre a secagem do filme líquido entre a superfície e a bolha principal.

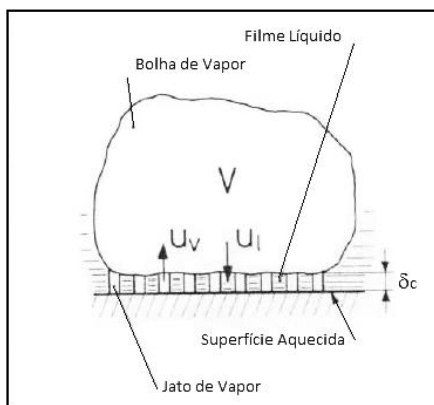


Figura 5.75 - Modelo de Haramura e Katto (1983) para FCC.

Por fim, Kandlikar (2001 e 2002) destaca que deve haver uma correlação entre os postulados de Zutateladze e da macrocamada. Seguindo os mecanismos postulados por Haramura e Katto (1983), com jatos alimentadores de uma grande bolha, mas, ao criar uma correlação para o fluxo crítico de calor, assume a equação adimensional de Kutateladze como partida, acrescida de um balanço de forças de inércia, gravidade e tensão superficial; e consegue adicionar em sua correlação efeitos de orientação e da interação fluido-superfície.

Através da visualização da formação de bolhas durante os testes de ebulição foi possível observar que em fluxos altos, próximos ao *FCC* (figura 5.76), há formação de uma bolha de grande volume, alimentada por colunas de vapor de diminuta largura, bem como Haramura e Katto preveram. No entanto, como muito discutido nos capítulos 2 e 5, os efeitos de molhabilidade não devem ser desprezados. Forrest *et al* (2009) destaca a importância do ângulo de contato de saída da bolha como grande influenciador no valor de fluxo de calor crítico, conforme modelo de Kandlikar, que também assume a formação de uma bolha de grande volume alimentada por jatos de vapor.

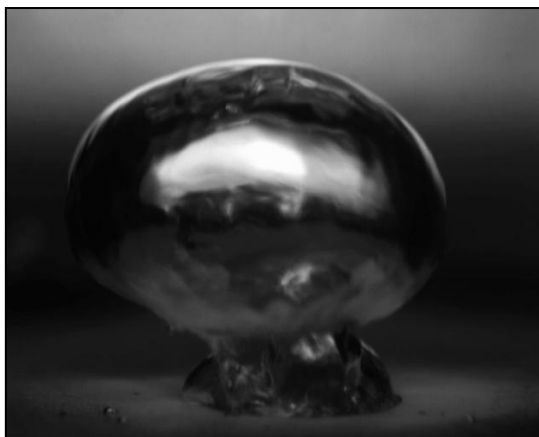


Figura 5.76 - Ebulição em piscina com água em superfície de cobre.  
 $q''=1000\text{kW/m}^2$ ;  $P = 1\text{atm}$ ;  $T_l=T_{\text{sat}}$ .

A comparação entre os valores de fluxo de calor crítico com a correlação de Zuber (tabela 5.12) mostra um valor semelhante para o caso da água destilada sobre o cobre, e valores com grande desvio em testes com a interface fluido-superfície com alta molhabilidade. Os resultados apresentados na tabela 5.13 ressaltam então a inadequação do

modelo de Zuber para prever o fluxo de calor crítico, pois não é função de nenhum parâmetro que caracterize a superfície.

Tabela 5.13 - Comparação entre os valores de *FCC* obtidos e a correlação de Zuber. Superfície de cobre.

Teste	$\beta$ (°)	FCC (kW/m <sup>2</sup> )	Desvio (%)
Zuber (H <sub>2</sub> O)	-	1108	
H <sub>2</sub> O	50	1200	8
Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> - H <sub>2</sub> O	0	1514	36
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> - H <sub>2</sub> O	0	1542	39
NTC- H <sub>2</sub> O	0	1552	40
H <sub>2</sub> O (Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> depositado)	0	1526	37
H <sub>2</sub> O (Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> depositado)	0	1652	49
H <sub>2</sub> O (NTC depositado)	0	1612	45

A tabela 5.13 demonstra que, ao se considerar os efeitos da superfície, através dos valores de ângulo dinâmico de recuo, a correlação de Kandlikar consegue se ajustar, com pequenos desvios, aos valores de *FCC* nos testes feitos. Portanto, a correlação de Kandlikar, para o presente trabalho, é a que melhor estima os valores de fluxo de calor crítico.

Tabela 5.14 - Comparação entre os valores de *FCC* obtidos e a correlação de Kandlikar. Superfície de cobre.

Teste	<i>B</i> (°)	FCC (kW/m <sup>2</sup> )	Desvio (%)
Kandlikar (H <sub>2</sub> O)	50	1205	0,4
H <sub>2</sub> O	50	1200	0,4
Kandlikar (H <sub>2</sub> O)	0	1507	0,4
Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> - H <sub>2</sub> O	0	1514	0,4
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> - H <sub>2</sub> O	0	1542	2
NTC- H <sub>2</sub> O	0	1552	3
H <sub>2</sub> O (Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> depositado)	0	1526	1
H <sub>2</sub> O (Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> depositado)	0	1652	9
H <sub>2</sub> O (NTC depositado)	0	1612	7

## 6. Conclusões

Ao final da análise dos resultados obtidos, algumas afirmações podem ser feitas:

- Nanofluidos não produzem mudanças significativas no mecanismo de ebulição nucleada.
- Há uma modificação estrutural na superfície em virtude da deposição das nanopartículas. Esta transformação, através da mudança da molhabilidade do sistema e na criação de uma resistência térmica, é a responsável pela alteração no mecanismo de ebulição nucleada.
- A camada depositada de nanopartículas cria uma superfície porosa, transformando a mesma em superhidrofílica. O aumento na molhabilidade cria condições para que o fluxo de calor crítico ocorra a fluxos maiores que em testes com água destilada sobre uma superfície de cobre lisa.
- Valores de fluxo de calor crítico em testes com água destilada e superfície de cobre se adequam às correlações de Zuber e Kandlikar. Quando há uma mudança na superfície, com conseqüente alteração da molhabilidade, os valores de  $FCC$  obtidos se adequam somente à correlação de Kandlikar, comprovando que há influência da superfície nos valores de fluxo crítico.
- Análises fotográficas mostram que, próximo ao fluxo de calor crítico, há o coalescimento de diversos jatos alimentadores de vapor em uma única bolha de grande volume, em concordância com os trabalhos de Haramura e Katto e Kandlikar.
- O coeficiente de transferência de calor,  $h$ , sofre degradação em ensaios envolvendo os nanofluidos com maguemita e alumina, causados pela formação de uma resistência térmica entre a superfície e o fluido, decorrente da deposição das nanopartículas.
- Devido à alta condutividade térmica do nanotubo de carbono, em testes envolvendo nanopartículas deste elemento, o efeito da resistência térmica é mascarado. No entanto, tal efeito existe e fica mais evidente quando se aumenta a concentração de nanotubo de carbono,



causando o aumento da espessura da camada depositada e dos espaços vazios.

- Não é possível relacionar as mudanças no coeficiente de transferência de calor (*CTC*) às alterações de molhabilidade, uma vez que o aumento de molhabilidade induz a menor frequência de formação de bolhas (efeito negativo), porém, aumento no volume das mesmas (efeito positivo); e a análise da escala destes dois efeitos durante os experimentos não foi realizada.

Por fim, é possível concluir que os benefícios causados pelo uso de nanofluidos em testes de ebulição em piscina são apenas efeitos colaterais de uma modificação estrutural da superfície. Sugere-se o estudo e comparação de ebulição nucleada em piscina com a utilização de superfícies nanoestruturadas em laboratório com nanopartículas. Ademais, apenas com a completa estabilização dos nanofluidos sem o uso de surfactantes, mesmo durante regimes de ebulição, será possível avaliar a real influência dos nanofluidos na transferência de calor bifásica.

## APÊNDICE A – Calibração dos termopares

Caracterizado por uma diferença de potencial existente entre dois fios metálicos soldados com suas junções a diferentes temperaturas, o termopar foi o sensor escolhido para medição de temperatura no interior do cobre e posterior cálculo de fluxo de calor imposto. Para os ensaios de ebulição, 4 termopares tipo K (Cromel/Alumel) blindados da marca Omega foram calibrados para a correta obtenção das temperaturas no cobre e de suas incertezas. Os utensílios utilizados para a calibração são indicados na tabela A.15:

Tabela A.15 - Componentes utilizados para calibração

<b>Componentes</b>
• 4 Termopares tipo K blindados
• 1 Termômetro com resolução de 0,1°C
• 1 Criostato marca Microquimica com faixa de operação entre 0 a 100°C
• 1 Garrafa térmica
• 1 Ponteira de solda
• 1 rolo de estanho
• Gelo
• Fios de cobre

O sinal de voltagem gerado em um termopar corresponde ao gradiente de temperatura entre as duas junções, portanto, na calibração é importante o conhecimento das temperaturas que estão sendo medidas com o menor grau de incerteza possível. Em um arranjo clássico, a junção de referência é posta em um banho de gelo (0°C) e a outra junção tem sua temperatura medida por um termômetro com baixa resolução e consequentemente baixo valor de incerteza sistemática.

O aquisitor de dados utilizado (Agilent 34870A) possui uma função para o cálculo direto da temperatura em uma das junções do termopar, admitindo uma função característica de acordo com o tipo do termopar e estimando uma temperatura para a junção conectada em sua placa. Tais hipóteses, no entanto, geram incertezas impossíveis de serem calculadas e expostas nesta dissertação. Para a correta calibração dos termopares, a junção de referência foi inserida em uma garrafa térmica contendo gelo e em suas pontas, soldaram-se fios de compensação de cobre, mesmo metal da placa do aquisitor, afim de garantir que a diferença de potencial medida seja apenas função da diferença de

temperatura entre a junção de referência e a junção inserida no banho criostático. O esquema ilustrado da montagem do termopar pode ser visto na figura A.77.

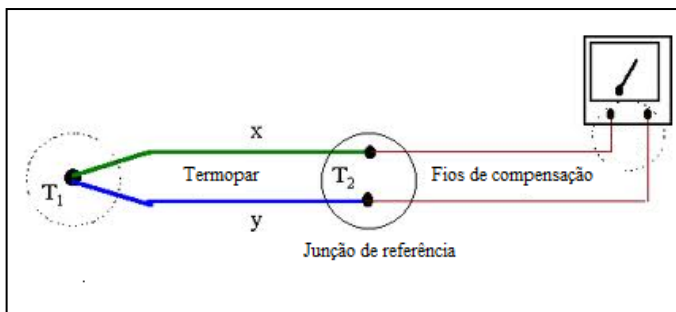


Figura A.77 - Circuito Termopar.

Enquanto uma das junções permanece no gelo, a outra, inserida em um banho criostático, tem sua temperatura medida por um termômetro de mercúrio com resolução de  $0,1^{\circ}\text{C}$  e comparada ao sinal de tensão resultante destas duas junções. As medidas de temperatura foram calibradas numa faixa de  $10,0^{\circ}\text{C}$  a  $95,0^{\circ}\text{C}$  com incrementos de  $5,0^{\circ}\text{C}$ .

O primeiro passo foi reduzir a incerteza da medida levantando 5 curvas de calibração para os 4 canais de aquisição de temperatura. Todos os termopares foram imersos no banho termostático contendo água, dentro de um becker também preenchido com água, para garantir temperatura homogênea entre os termopares e isolamento elétrico do banho termostático. Entre cada incremento ou decréscimo da temperatura foi aguardado as medidas entrarem em regime permanente antes dos dados serem salvos. A calibração foi conduzida com temperatura da sala aproximadamente estável em torno de  $23^{\circ}\text{C}$ .

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

$$T = mV + b \quad (\text{A.1})$$

onde  $T$ , é o valor real fornecido pelo termômetro de precisão,  $m$  o coeficiente angular de ajuste da curva,  $b$  o coeficiente linear e  $V$  é a

voltagem medida pelo canal. Os coeficientes  $m$  e  $b$  são calculados pelo método dos mínimos quadrados.

As funções obtidas são então inseridas no programa feito para aquisição dos dados do ensaio de ebulição no software LabView 6.1, que converte o sinal de voltagem de cada termopar em temperatura na escala Celsius.

Para o cálculo da incerteza de calibração,  $U$ , utiliza-se o método padrão mais amplamente adotado e recomendado pela NBS (National Bureau of Standards - atual NIST). Ele consta da soma do erro sistemático mais um múltiplo do erro de precisão. As equações A.2 a A.6 são necessárias para tal método, a tabela A.16 faz um breve comentário sobre cada parâmetro, e a tabela A.17 expõe as incertezas calculadas para cada termopar:

$$U = \pm(B + t_{95}S) \quad (\text{A.2})$$

$$Sp = \pm \sqrt{\sum_i sp_i} \quad (\text{A.3})$$

$$sp_i = \pm \sqrt{\sum_{j=1}^N \frac{(Y_j - \bar{Y})^2}{N - 1}} \quad (\text{A.4})$$

$$df = \frac{(\sum_i s_i^2)^2}{\sum_i \frac{sp_i^4}{df_i}} \quad (\text{A.5})$$

$$df_i = N - 1 \quad (\text{A.6})$$

Tabela A.16 - Parâmetros das equações para cálculo de incerteza de calibração

<b>Parâmetro</b>	
<b>U</b>	Incerteza da Calibração
<b>B</b>	Erro sistemático do instrumento de calibração
<b>Sp</b>	Desvio padrão da calibração
<b>t<sub>95</sub></b>	95 de confiabilidade na distribuição t de student com df graus de liberdade
<b>sp<sub>i</sub></b>	Desvio padrão para cada temperatura i aplicada
<b>N</b>	Número de calibrações realizadas
<b><math>\bar{Y}</math></b>	Valor médio de todas as medições a uma dada temperatura
<b>Y<sub>j</sub></b>	Valores calculados com ajuste de curva para cada curva j levantada
<b>df</b>	Graus de liberdade
<b>df<sub>i</sub></b>	Graus de liberdade da amostra i

Tabela A.17 - Incertezas e principais parâmetros de calibração.

<b>Termopar</b>	<b>1</b>	<b>2</b>	<b>3</b>	<b>4</b>
<b>Sp</b>	0,325	0,214	0,253	0,188
<b>df</b>	19,45	20,15	19,89	21,13
<b>t<sub>95</sub></b>	2,09	2,09	2,09	2,08
<b>B</b>	0,05	0,05	0,05	0,05
<b>U</b>	<b>0,73</b>	<b>0,49</b>	<b>0,58</b>	<b>0,44</b>

## APÊNDICE B – Incertezas experimentais

A seção 4.3.2 apresentou a metodologia para o cálculo do fluxo de calor que atravessa a seção de teste, bem como o valor da temperatura na superfície. Entretanto, ao utilizar na Lei de Fourier valores empíricos de distância e temperatura, criam-se incertezas que não devem ser desprezadas.

Para o cálculo das incertezas experimentais, decidiu-se adotar os procedimentos descritos por Holman (1989). Partindo da equação da lei de Fourier (Eq. 4.12), e adotando as temperaturas dos termopares T1 e T4 (Figura B.78), e a distância entre eles de 18,32 mm; o fluxo de calor ( $q''$ ) que atravessa a superfície fica:

$$q'' = k \frac{(T4 - T1)}{Z_{(1-4)}}$$

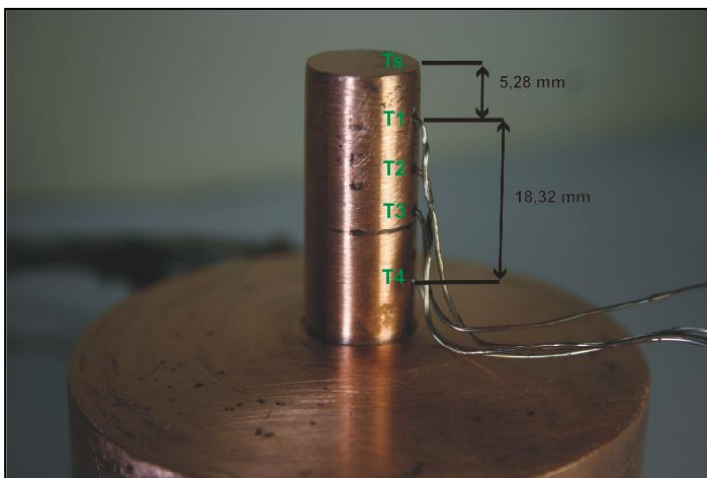


Figura B.78 - Tarugo de cobre utilizado para os testes com termopares inseridos. Distâncias utilizadas para o cálculo de fluxo de calor e de temperatura.

A incerteza expandida de  $q''$ ,  $U(q'')$  é calculada considerando-se infinitos graus de liberdade, uma vez que os valores de temperatura são uma média dos 100 últimos valores, e a distância descrita é a média de 50 medições. Assim, para um nível de confiança de 95%, a incerteza expandida é dada por:

$$U(q) = 2u_c(q'') \quad (\text{B.1})$$

onde  $u_c(q'')$  é a incerteza combinada do fluxo de calor que atravessa a seção de teste e é calculada através da combinação de todas as incertezas presentes na equação de Fourier e é dada por:

$$u_c(q'') = \sqrt{\left[\frac{\partial q''}{\partial T1} u(T1)\right]^2 + \left[\frac{\partial q''}{\partial T4} u(T4)\right]^2 + \left[\frac{\partial q''}{\partial z} u(z)\right]^2} \quad (\text{B.1})$$

Pela equação B.1 é possível entender porque se escolheu montar os dois termopares com menores incertezas de calibração o mais distante possível entre si, e usar somente os valores obtidos pelos mesmos para o cálculo do fluxo de calor. A incerteza associada ao paquímetro é muito pequena e não se compara às incertezas dos termopares. Além disso, o resultado das derivadas  $\frac{\partial q''}{\partial T1}$  e  $\frac{\partial q''}{\partial T4}$  são  $-\frac{k}{z}$  e  $\frac{k}{z}$ , respectivamente. Portanto, quanto maior a distância  $z$  a ser considerada, menor a incerteza associada.

Para o cálculo das incertezas da temperatura na superfície de teste ( $T_s$ ), também é utilizada a equação da Lei de Fourier:

$$T_s = T1 - \frac{q'' z_{(s-1)}}{k}$$

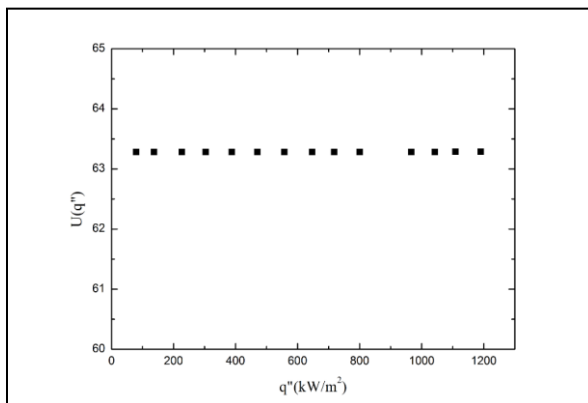
e a incerteza combinada da temperatura da superfície,  $u_c(T_s)$ , é:

$$u_c(T_s) = \sqrt{\left[\frac{\partial T_s}{\partial q''} u(q'')\right]^2 + \left[\frac{\partial T_s}{\partial z} u(z)\right]^2 + \left[\frac{\partial T_s}{\partial T1} u(T1)\right]^2} \quad (\text{B.2})$$

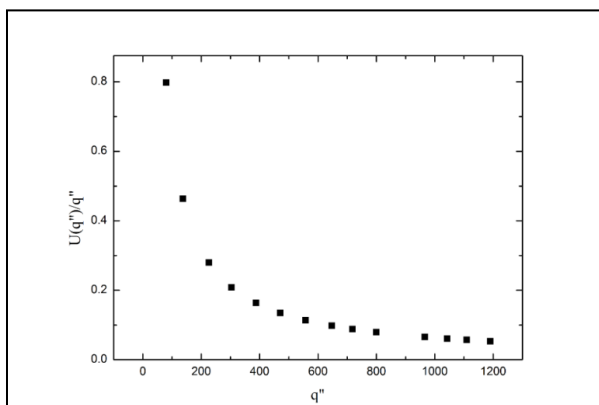
Neste caso utiliza-se o termopar 1, mais próximo a superfície, para o cálculo da incerteza pois as maiores incertezas estão associadas ao fluxo de calor e a temperatura, a derivada  $\frac{\partial T_s}{\partial T1}$  é 1, e a derivada  $\frac{\partial T_s}{\partial q''}$  é  $-\frac{z}{k}$ . Portanto, quanto menor o valor de  $z$ , menor a incerteza combinada.

Pelas figuras B.79 e B.81 é possível verificar que as incertezas do fluxo de calor e da temperatura permanecem quase constantes, a valores aproximados de 63,12 kW/m<sup>2</sup> e 1,212K durante todo o teste. Em termos percentuais, entretanto, há uma grande variação a medida

que ocorre o aumento do fluxo de calor, conforme figuras B.80 e B.82. Desta forma, verifica-se que com o atual aparato experimental não é possível avaliar satisfatoriamente o comportamento da curva de ebulição em seus estágios iniciais (convecção e início de ebulição nucleada). No entanto, as incertezas associadas em altos fluxos de calor tornam-se pequenas do ponto de vista experimental.

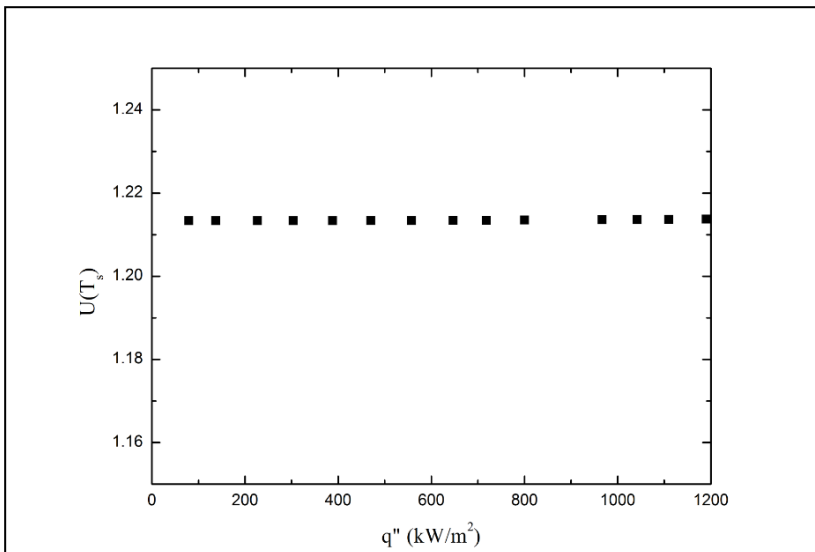


**Figura B.79 - Incerteza experimental do fluxo de calor em função do fluxo de calor que atravessa a seção de teste.**

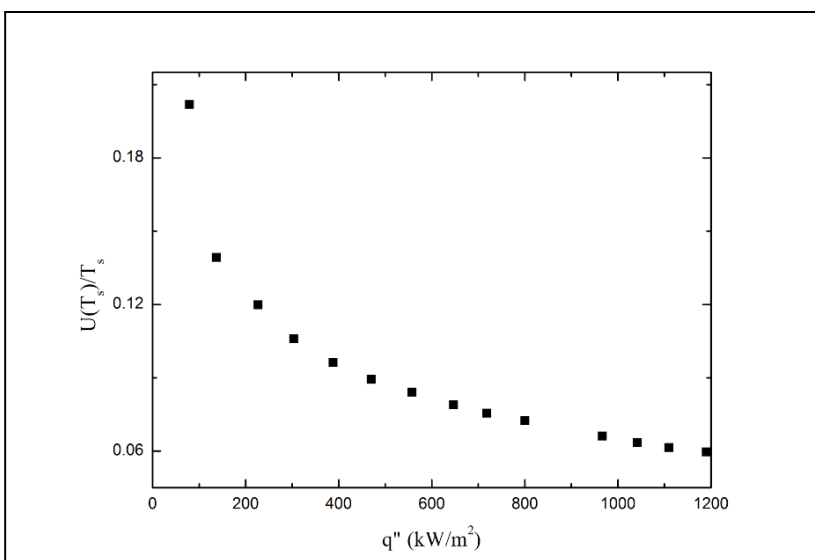


**Figura B.80 – Percentual da incerteza experimental do fluxo de calor em relação ao fluxo de calor que atravessa a seção de teste.**





**Figura B.81 - Incerteza experimental da temperatura da superfície em função do fluxo de calor que atravessa a seção de teste.**



**Figura B.82 - Percentual da incerteza experimental da temperatura da superfície em relação à temperatura de superfície medida.**

## REFERÊNCIAS

1. ADAMSOM, A. W., *Physical Chemistry of Surfaces*, Wiley Interscience, 1990
2. BANG, I.C., CHANG, S.H., Boiling heat transfer performance and phenomena of Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> – Water Nano-Fluids from a plain surface in a pool, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 48, pp. 2407 – 2419, 2005
3. BUONGIORNO J, HU L. Innovative technologies: two-phase heat transfer in water-based nanofluids for nuclear applications, final report. *Massachusetts Institute of Technology*; July 31, 2009.
4. CAREY, V.P., “Liquid-vapor phase-change phenomena”, Taylor & Francis, EUA, 1992.
5. CAZABAT, A. M., How does a droplet spread? *Contemporary Physics*, vol. 28, pp. 347-364, 1987
6. CHENG L, BANDARRA FILHO EP, THOME JR, Nanofluid Two-Phase Flow and Thermal Physics: A New Research Frontier of Nanotechnology and Its Challenges, *Journal of Nanoscience and Nanotechnology*, vol. 8(7), pp: 3315-3332, Available at: <http://openurl.ingenta.com/content/xref?genre=article&issn=15334880&volume=8&issue=7&spage=3315>.
7. CHOI, U.S., Developments and Applications of Non-Newtonian Flows, ASME FED-Vol. 231/MD, vol. 66, pp. 99–105, 1995
8. CIESLINSKI JT, KACZMARCZYK TZ, Pool boiling of water-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> and water-Cu nanofluids on horizontal smooth tubes, *Nanoscale Research Letter*, vol. 6(1), pp. 220, 2011
9. COURSEY, J.S., KIM, J., Nanofluid boiling: The effect of surface wettability, *International Journal of Heat Transfer and Flow*, pp. 1577- 1585, 2008
10. DEMIRAY F., Microscale heat transfer measurements during pool boiling of FC-72: effect of subcooling, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 47, pp. 3257-3268, 2004
11. DHIR, V. K., LIAW, S. P., Framework for a unified model for nucleate and transition pool boiling, *Journal of Heat Transfer*, vol. 111, pp. 739-746, 1989
12. DO KH, HA HJ, JANG SP. Thermal resistance of screen mesh wick heat pipes using the water-based Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> nanofluids,

*International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 53(25-26), pp. 5888-5894, 2010

13. EASTMAN J A, CHOI SUS, Li S, YU W, THOMPSON LJ, Anomalously increased effective thermal conductivities of ethylene glycol-based nanofluids containing copper nanoparticles, *Applied Physics Letters*, vol. 78(6), pp. 718, 2001

14. FORREST, E., WILLIAMSON,E., BUONGIORNO. J., HU L.W., RUBNER, M., COHEN,R., Augmentation of nucleate boiling heat transfer and critical heat flux using nanoparticle thin-film coatings, *International Journal of Heat Mass Transfer*, 2009

15. GENNES, P. G., Wetting: Statics and dynamics, *Reviews of Modern Physics*, vol. 57, pp: 827-863, 1985

16. GERARDI C, BUONGIORNO J, HU L-wen, MCKRELL T. Measurement of nucleation site density , bubble departure diameter and frequency in pool boiling of water using high-speed infrared and optical cameras, *Boiling Conference*, Florianópolis, Brazil, 2009

17. GOLUBOVIC, M.N.,HETTIARACHCHI, H.D. M., WOREK, W.M. , MINKOWYCZ,W.J., Nanofluids and critical heat flux, experimental and analytical study; *Applied Thermal Engineering*, vol. 29,pp. 1281–1288, 2009

18. HAN, C. Y. E GRIFFITH, C. Y., The mechanism of heat transfer in nucleate pool boiling – parts I and II, *International Journal of Heat Mass Transfer*, vol.8, pp.887 a 914, 1965.

19. HARAMURA Y., KATTO Y., A new hydrodynamic model of CHF applicable widely to both pool and forced convection boiling on submerged bodies in saturated liquids, *International Journal of Heat Mass Transfer*, vol. 26, pp. 389–399, 1983

20. HIEMENZ P. C., *Principles of colloid and surface chemistry*, Dekker, 1986

21. HONG T-K, YANG H-S, CHOI CJ. Study of the enhanced thermal conductivity of Fe nanofluids. *Journal of Applied Physics.*, vol. 97(6), 2005

22. HOLMAN, J. P. *Experimental methods for engineers*. Singapore: McGraw Hill, 1989.

23. HWANG Y, LEE J-K, LEE J-K, et al. Production and dispersion stability of nanoparticles in nanofluids. *Powder Technology*; vol. 186(2), pp. 145-153, 2008

24. JABARDO, J.M., Transferência de calor por ebulição e trocadores de calor bifásicos, 1º Encontro Brasileiro sobre Ebulição, Condensação e Escoamento Multifásico Líquido-Gás, Brasil, 2008

25. JANG S, CHOI SUS, Effects of Various Parameters on Nanofluid Thermal Conductivity, *Journal of Heat Transfer*, vol. 129(5), pp.617, 2007

26. KHANDEKAR S, JOSHI Y, MEHTA B, Thermal performance of closed two-phase thermosyphon using nanofluids, *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 47(6), pp. 659-667, 2008

27. KANDLIKAR S.G., A theoretical model to predict pool boiling CHF incorporating effects of contact angle and orientation, *Journal of Heat Transfer*, vol. 123, pp. 1071– 1079, 2001

28. KANDLIKAR S.G, STEINKE M.E., Contact angles and interface behavior during rapid evaporation of liquid on a heated surface, *International Journal of Heat Mass Transfer*, vol. 45, pp. 3771– 3780, 2002

29. KATHIRAVAN R, KUMAR R, GUPTA A, CHANDRA R, JAIN PK. Pool boiling characteristics of multiwalled carbon nanotube (CNT) based nanofluids over a flat plate heater, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 54(5-6), pp. 1289-1296, 2011,

30. KIM J., Review of nucleate pool boiling bubble heat transfer mechanisms, *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 35, pp. 1067-1076, 2009

31. KIM, H.D., KIM, J.B., KIM, M.H., Experimental study on CHF characteristics of water - TiO<sub>2</sub> nanofluids, *Nuclear Engineering Technology*, vol. 38, pp. 61-68, 2006

32. KUTATELADZE, S. S., On the transition to film boiling under natural convection, *Kotloturbostroenie*, nº 3, 1948

33. LI X, ZHU D, WANG X., Evaluation on dispersion behavior of the aqueous copper nano-suspensions, *Journal of colloid and interface science*, vol. 310(2), pp: 456-463, 2007

34. LIENHARD, J. H., DHIR, V. K., Peak pool boiling heat flux measurements on finite horizontal flat plates, *Journal of Heat Transfer*, vol. 95, pp. 477-482, 1973

35. MIKIC, B. B. E ROHSENOW, W. M., A new correlation of pool boiling data including the effect of heating surfaces characteristics, *ASME Journal of Heat Transfer*, vol. 9, pp 245-250, 1969.

36. MURSHED S, LEONG K, YANG C. Investigations of thermal conductivity and viscosity of nanofluids, *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 47(5), pp. 560-568, 2008..
37. MURSHED S, LEONG K, YANG C, Thermophysical and electrokinetic properties of nanofluids – A critical review, *Applied Thermal Engineering*, vol. 28(17-18), pp. 2109-2125, 2008
38. NOIE SH, HERIS SZ, KAHANI M, NOWEE SM, Heat transfer enhancement using Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/water nanofluid in a two-phase closed thermosyphon, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 30(4), pp. 700-705, 2009
39. NUKIYAMA, S., The maximum and minimum values of Heat Q transmitted from metal to boiling water under atmospheric, *Journal Japan Society Mechanical Engineering* , vol. 37, pp. 367-374, 1934. ( Traduzido para *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 9, pg. 1419-1433, 1966)
40. RAINHO, A.N, HEITICH, L.V, PASSOS, J. C., Effect of pool boiling using Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-water and Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> -water nanofluids on heat transfer, VI Congresso Nacional de Engenharia Mecânica, Brasil, 2010
41. ROHSENOW, W. M., A method of correlating heat transfer data for surface boiling liquids, *Transactions da ASME*, vol.74, pp. 969-976, 1952
42. SAIDUR R, LEONG KY, MOHAMMAD H , A review on applications and challenges of nanofluids, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 15, pp. 1646-1668, 2011
43. SERRANO, E., RUS G, GARCÍA-MARTÍNEZ J., Nanotechnology for sustainable energy, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 13(9), pp. 2373-2384, 2009.
44. SKRIPOV V. P., *Metastable Liquids*, John Wiley & Sons, 1974
45. STEPHAN, P., HAMMER, J., A new model for nucleate boiling heat transfer. *Warme und Stoffubertragung*, vol. 30, pp. 119–125, 1994
46. THEOFANOUS T., The boiling crisis phenomenon Part II: dryout dynamics and burnout, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol 26(6-7), pp. 793-810, 2002
47. THEOFANOUS T., DINH T.N., High heat flux boiling and burnout as microphysical phenomena: mounting evidence and opportunities, *Multiphase Science Technology*, vol. 18, pp. 1-26, 2006

48. TU, J.P., DINH,N., THEOFANOUS, T., An experimental study of nanofluid boiling heat transfer, in: Proceedings of 6th International Symposium on Heat Transfer, Beijing, China, 2004.

49. XIE H., WANG J., XI T., LIU Y., Thermal conductivity enhancement of suspensions containing nanosized alumina particle, *Journal of Applied Physics*, vol. 91, pp. 4568–4572, 2002.

50. YOUNG, T., An essay on the cohesion of fluids, *Phil. Trans. R. Soc. Lond.*, vol 95, pp: 65-87, 1805

51. LI Y, ZHOU J, TUNG S, SCHNEIDER E, XI S. A review on development of nanofluid preparation and characterization, *Powder Technolog*, vol. 196(2), pp. 89-101, 2009.

52. WHALLEY P. B., *Boiling, Condensation and Gas-Liquid Flow*, Oxford Science Publications, 1987.

53. WEN D, CORR M, HU X, LIN G., Boiling heat transfer of nanofluids: The effect of heating surface modification, *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 50(4), pp. 480-485, 2011

54. WEN D., LIN G., VAFAEI S., ZHANG K, Review of nanofluids for heat transfer applications, *Particuology*, vol. 7, pp. 141-150, 2009

55. WOLF, F. G., Modelagem da Interação Fluido-Dólido para Simulação de Molhabilidade e Capilaridade Usando o Modelo de Lattice Boltzmann, Tese de Doutorado, UFSC, 2006

56. WONG KV, CASTILLO MJ., Heat Transfer Mechanisms and Clustering in Nanofluids, *Advances in Mechanical Engineering*, vol. 2010, pp. 1-9, 2010.

57. ZUBER, N., Hydrodynamic aspects of boiling heat transfer, AEC Rep., AECU-4439, 1959