

TRANSFERÊNCIA DE CALOR POR EBULIÇÃO E TROCADORES DE CALOR BIFÁSICOS

José M. Sáiz Jabardo

Departamento de Construções Navais, Escola Politécnica Superior, Universidade da Coruña,
Calle Mendizabal s/n Esteiro, 15403 Ferrol, Coruña, Espanha, mjabardo@cdf.udc.es

RESUMO

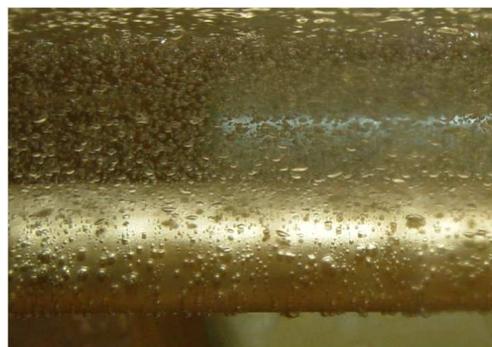
A Ebulição Nucleada é um dos mecanismos mais eficientes de remoção de calor de uma superfície aquecida. Apesar disso, em virtude de sua complexidade, é um fenômeno pouco conhecido, fazendo parte das denominadas “ciências pouco seguras”. O objetivo de presente artigo é o de analisar o mecanismo da ebulição nucleada através de uma digressão histórica do desenvolvimento das pesquisas por um lado. Por outro, trata-se de uma análise dos distintos mecanismos que concorrem para a remoção de calor da parede submetida a ebulição nucleada. Modelos associados aos distintos mecanismos e as correlações resultantes são apresentados e discutidos sumariamente. Finalmente, especula-se sobre os possíveis tópicos de pesquisa no futuro.

INTRODUÇÃO

O tema objeto do título desta palestra é tão amplo, que seria uma presunção resumi-lo num espaço limitado. Nessas condições, vou me limitar a discorrer sobre uma pequena fração do tema título: a Ebulição Nucleada, que, de per si, está associada a inúmeros trabalhos de pesquisa e tem sido objeto de uma larga lista de publicações. Embora para alguns pareça uma ciência “velha”, no sentido em que foi exaustivamente explorada nos últimos oitenta anos, a Ebulição Nucleada é uma ciência “insegura”. Este termo foi citado por Wallis [1], parafraseando o seu autor, Boulding [2], para designar uma ciência da qual “a informação disponível cobre somente uma pequena parte do conteúdo e cujas estruturas e relações são extremamente complexas”. O tema em questão satisfaz plenamente essa proposição, razão pela qual, decidi limitar o escopo do presente artigo ao tema da Ebulição Nucleada. Nesse sentido, procurarei explorar certos aspectos relacionados a esse mecanismo de transferência de calor que investiguei ao longo dos anos.

Qualquer texto ou artigo relacionado ao tema enfatiza a importância da ebulição nucleada em processos industriais os mais variados. Portanto, não vou aqui ser repetitivo. Entretanto, permita-me o leitor que enfatize algumas aplicações importantes da ebulição nucleada, como a da indústria nuclear, provavelmente uma das pioneiras no estudo científico e na aplicação da ebulição nucleada. É compreensível, pois a característica mais importante do referido mecanismo é a elevada taxa de remoção de calor de superfícies aquecidas com diferencial relativamente reduzido de temperaturas. Em termos mais técnicos, a ebulição nucleada se caracteriza por elevados coeficientes de transferência de calor. Outras aplicações industriais importantes podem ser citadas como, por exemplo, os evaporadores ditos “inundados” de grandes instalações frigoríficas ou de condicionamento de ar, onde o fluido refrigerante muda de fase no exterior de um banco de tubos, promovendo o resfriamento de um líquido que circula pelo seu interior. Uma das aplicações que mais atenção tem recebido na atualidade é o resfriamento de circuitos integrados com alta concentração de potência, nos quais o único meio de adequado

resfriamento é a ebulição de um fluido eletricamente neutro, como os compostos halogenados utilizados em aplicações frigoríficas. A mudança de fase com formação de bolhas ocorre em aplicações envolvendo o escoamento do líquido em canais ou exteriormente a superfícies, como na ebulição em película. Para efeito de exemplo visual da ebulição nucleada, a Fig. 1 apresenta duas fotos onde o refrigerante R-134a muda de fase na superfície exterior de um único tubo horizontal de latão para distintos fluxos específicos de calor.



(a)



(b)

Figura 1. Ebulição nucleada do refrigerante R-134a em um tubo de latão com rugosidade média superficial de $0,9 \mu\text{m}$. (a) $\phi = 5 \text{ kW} / \text{m}^2$; (b) $\phi = 20 \text{ kW} / \text{m}^2$.

As fotos captam instantâneos onde se percebem bolhas aderidas à superfície dos tubos e no seio do líquido. Percebe-se claramente que a população de bolhas é significativamente maior na Fig. 1 (b), correspondente a um fluxo de calor superior.

O artigo será desenvolvido em três frentes: mecanismos de transferência de calor, modelos e correlações e conclusões, às quais se incorpora uma análise especulativa da pesquisa no futuro.

FUNDAMENTOS DA EBULIÇÃO NUCLEADA

As primeiras pesquisas envolvendo a ebulição nucleada remontam à década de trinta, quando pesquisadores, especialmente os alemães, tentaram um tratamento menos empírico através da análise sistemática do fenômeno. Nessa época ganhou notoriedade o pesquisador japonês Nukiyama [3], que, trabalhando com um fio metálico aquecido eletricamente mergulhado em um banho de água, levantou a curva envolvendo a relação entre o fluxo de calor específico e o superaquecimento da superfície, que se convencionou denominar de “curva de ebulição”. Dos mecanismos representados na curva de ebulição, somente aqueles relativos às regiões de ebulição nucleada parcial e plenamente desenvolvida, respectivamente, serão considerados no contexto do presente artigo. Um aspecto que chama a atenção na curva de ebulição é o significativo aumento do coeficiente angular quando se passa da convecção natural à ebulição plenamente desenvolvida, condição na qual a população de bolhas é significativa. O referido aumento no coeficiente angular está relacionado ao incremento do coeficiente de transferência de calor, tendência anteriormente comentada. A ebulição nucleada parcial é um regime de transição. A superfície aquecida apresenta bolhas esparsas, com extensas regiões cobertas pelo líquido, do que resulta um significativo efeito da convecção natural. Entretanto, à medida que se eleva o fluxo de calor, a ebulição nucleada, progressivamente, vai se tornando o mecanismo dominante de transferência de calor até a ebulição plenamente desenvolvida.

A compreensão do mecanismo responsável pelas elevadas taxas de transferência de calor requer que o processo de formação de bolhas na parede seja adequadamente entendido e analisado, o que originou o estudo local (na escala de uma bolha) da ebulição. Observações visuais com o apoio de câmaras de alta velocidade permitiram o acompanhamento do ciclo das bolhas na superfície aquecida [4], [5]. As distintas fases do ciclo podem ser assim resumidas:

(1) **Período de espera:** um núcleo de vapor residual permanece ativo na cavidade de origem até que o líquido circundante reúna as condições térmicas para o seu crescimento.

(2) **Período de crescimento:** o núcleo cresce até atingir o volume de desprendimento.

(3) **Desprendimento:** que ocorre quando o volume é tal que, como resultado da ação de forças de empuxo ou arraste, a bolha se destaca da parede.

A relação entre os períodos de espera e crescimento foi investigada por alguns autores, com resultados díspares, uma vez que tal relação depende, entre outros parâmetros, das propriedades de transporte do líquido, o que aumenta a complexidade dos modelos. Modelos têm sido propostos envolvendo o produto da frequência pelo diâmetro de desprendimento das bolhas numa cavidade ativa da parede, com resultados igualmente discrepantes entre as distintas

propostas [6], [7]. Um significativo número de pesquisas tem se concentrado na taxa de crescimento das bolhas, tendo sido propostos modelos com base em distintos mecanismos de crescimento. A maioria desses modelos coincide no resultado, segundo o qual o raio da bolha cresce com a raiz quadrada do tempo.

A formação de núcleos de vapor “ativos” no seio de um líquido, denominada de nucleação homogênea, é um tema estritamente termodinâmico, analisado no âmbito dos fenômenos metaestáveis, uma vez que um núcleo somente é viável se o líquido estiver superaquecido (estado metaestável). A presença de paredes ou elementos estranhos ao líquido favorece a formação de núcleos ativos de vapor em virtude de exigirem uma energia de formação menor que na nucleação homogênea. De fato, a energia de formação, W^* , pode ser expressa pela seguinte equação [8]:

$$W^* = \frac{16\pi\sigma^3}{3(p_v - p_l)^2} \psi(\theta) = W_H^* \psi(\theta) \quad (1)$$

Utilizando o conceito de energia de formação, pode se provar que:

$$\psi(\theta) = (1 + \cos \theta)^2 (2 - \cos \theta) / 4 \rightarrow \psi(\theta) \leq 1 \quad (2)$$

A função $\psi(\theta)$ é unitária para um ângulo de contato nulo do líquido com a superfície do sólido, ou seja, para um líquido que molhe perfeitamente a superfície. É interessante notar ainda que a função $\psi(\theta)$ é igual à relação entre o volume do setor de esfera (admitindo que o núcleo de vapor seja esférico) e o volume da esfera. Nessas condições, para um mesmo ângulo de contato, o trabalho de formação de um núcleo será inferior em concavidades do que em superfícies planas ou convexas. Essa característica justifica, em parte, a formação de bolhas (núcleos ativos) nas cavidades presentes nas superfícies sólidas que contêm o líquido, como aquelas associadas à rugosidade, por exemplo. A retenção de gases incondensáveis (ar, por exemplo) é outro fator que favorece a formação de núcleos nas cavidades da superfície aquecida.

O significativo incremento experimentado pelo coeficiente angular na curva de ebulição ao passar do regime de convecção natural ao de ebulição plenamente desenvolvida está relacionado ao aumento da população de bolhas. Esta se incrementa com o superaquecimento da parede de acordo com uma relação do tipo:

$$N \sim \Delta T_{\text{sat}}^m \quad (3)$$

O expoente “m” varia entre 4 e 6 [7]. Por outro lado, como normalmente a curva de ebulição é apresentada em gráfico bilogarítmico, o coeficiente angular da curva aumenta com o superaquecimento da superfície aquecida, ΔT_{sat} , o que implica numa elevação progressiva do coeficiente de transferência de calor, definido de acordo com a seguinte expressão:

$$h = \frac{\phi}{\Delta T_{\text{sat}}} \quad (4)$$

Verifica-se, assim, que o coeficiente de transferência de calor aumenta com a população de bolhas. Logo, o mecanismo responsável pelas altas taxas de transferência de calor deve

estar associado ao processo que se verifica em bolhas individuais ou na interação entre bolhas.

A nucleação no início de operação de uma superfície requer um superaquecimento maior para ativar cavidades com potencial, o que dá margem à denominada histerese na curva de ebulição. A Fig. 2 ilustra o referido fenômeno para o caso da ebulição do refrigerante R-11 em uma superfície cilíndrica de latão [9]. Percebe-se que, no processo de aumento do fluxo de calor, a região de convecção natural se estende até um superaquecimento máximo da ordem de 15°C. Uma vez atingido esse superaquecimento, verifica-se uma ativação instantânea de cavidades com o conseqüente aparecimento de grupos compactos de bolhas em regiões isoladas da superfície, o que determina a elevação do coeficiente médio de transferência de calor e a conseqüente redução do superaquecimento da superfície. Se, uma vez atingido um máximo, o fluxo de calor for reduzido progressivamente, a curva resultante coincide com a de fluxo ascendente em fluxos elevados. Entretanto, as duas curvas divergem na faixa de fluxos de calor reduzidos, com a curva descendente localizando-se acima da ascendente, resultando a histerese. Se o fluxo de calor voltar a ser elevado a partir de um mínimo, a curva resultante coincidirá com a descendente, ambas correspondendo à curva de ebulição de uma superfície onde as cavidades estavam previamente ativadas ou que permaneceu em ebulição por algum tempo. A maioria dos resultados experimentais publicados refere-se a superfícies previamente “ativadas”, razão pela qual são levantados pela redução do fluxo de calor a partir de um valor máximo (curva descendente).

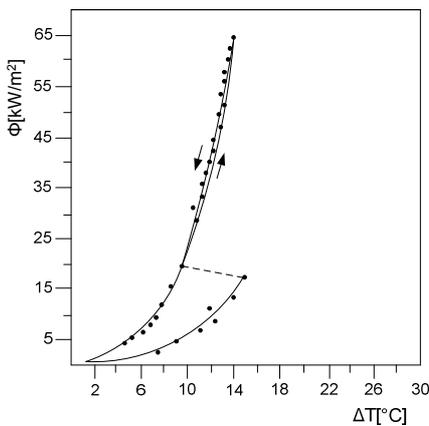


Figura 2. Histerese na curva de ebulição. Refrigerante R-11; $p_{\text{sat}}=130$ kPa [9].

MECANISMOS E CORRELAÇÕES

A esta altura, deve ter ficado claro que o mecanismo de transferência de calor está intimamente relacionado à população de bolhas presente junto à superfície aquecida, de tal forma que o coeficiente de transferência de calor aumenta com o seu incremento. Um aspecto que tem preocupado os investigadores é o mecanismo físico responsável por tal incremento. A princípio, acreditava-se que a taxa de transferência de calor junto à parede estava relacionada ao calor latente de formação das bolhas. Assim, um incremento da população de bolhas estaria associado à elevação da taxa de transferência de calor. Entretanto, ensaios envolvendo avaliações da densidade de cavidades ativas, outra forma de designar a população de bolhas, comprovaram que o calor latente associado à mudança de fase das bolhas presentes na

superfície aquecida ficava muito aquém do fluxo de calor total transferido. Portanto, outro mecanismo deveria ser responsável pelas altas taxas de transferência de calor observadas. A década dos sessenta foi um período em que se investigou de forma intensiva o referido mecanismo tendo sido propostos diversos modelos. Entretanto, a investigação continua até os dias de hoje, constituindo um dos desafios na pesquisa da ebulição nucleada. Um artigo de revisão sucinto e abrangente não é o contexto para uma análise em profundidade sobre os distintos mecanismos de transferência de calor que foram propostos na literatura ao longo dos anos, razão pela qual, nesta seção será apresentada a seguir uma relação dos distintos mecanismos, incluindo comentários sucintos para efeito de esclarecimento do leitor, quando necessário.

Convecção resultante do movimento do líquido junto à superfície aquecida

Segundo este modelo, o mecanismo de transferência de calor dominante é o de convecção no líquido resultante do desprendimento das bolhas, mecanismo que constitui a base do modelo de Rohsenow [10]. De acordo com Rohsenow, 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, a transferência de calor estaria associada à convecção “local”, de forma que uma relação geral de transferência de calor poderia ser aplicada, envolvendo os parâmetros adimensionais característicos, St , Pr_l e Re_b . Estes são definidos em termos das propriedades do líquido e de uma dimensão característica associada ao diâmetro de desprendimento das bolhas. A expressão resultante, em termos do inverso do número de Stanton, St^* , é a seguinte:

$$St^* = C_{sf} \cdot Re_b^{m_R} \cdot Pr_l^n \quad (5a)$$

ou, desenvolvendo a Eq. (5a),

$$\frac{cp_l \Delta T_{\text{sat}}}{h_{lv}} = C_{sf} \left\{ \frac{\phi}{h_{lv} \cdot \mu_l} \cdot \left[\frac{\sigma}{g \cdot (\rho_l - \rho_v)} \right]^{1/2} \right\}^{m_R} \left(\frac{cp_l \cdot \mu_l}{k_l} \right)^n \quad (5b)$$

Rohsenow [10] verificou que o coeficiente C_{sf} dependia da combinação do material superfície/líquido e que os valores dos expoentes “ m_R ” e “ n ” eram, respectivamente, iguais a 1,7 e 0,33, resultantes de ajustes de resultados experimentais envolvendo distintas combinações de fluidos e materiais da superfície. Posteriormente, o valor de “ m_R ” foi alterado para 1,0 no caso da ebulição da água. Em recente artigo envolvendo resultados de uma pesquisa experimental, Saiz Jabardo et al [18] realizaram um extenso levantamento bibliográfico com o objetivo de levantar informações relativas aos valores dos parâmetros numéricos da correlação de Rohsenow [11] a [17]. Verificou-se que, entre os trabalhos consultados, “ C_{sf} ” variava entre 0,0009 e 0,021, ao passo que os expoentes “ m_R ” e “ n ” variaram, respectivamente nas seguintes faixas: 1,0 a 3,47 e 0,09 a 0,33. Tais valores foram obtidos a partir de ajustes de resultados de ensaios experimentais cobrindo uma ampla gama de fluidos e de materiais e geometrias da superfície de ebulição. Saiz Jabardo et al [18], com base numa análise de seus próprios resultados experimentais, concluíram que o fator “ C_{sf} ” também é afetado pela rugosidade, tendo, em conseqüência, levantado valores desse fator para diferentes

refrigerantes halogenados mudando de fase em superfícies cilíndricas de cobre, latão e aço inoxidável. A Tabela 1 apresenta um extrato daqueles resultados envolvendo os refrigerantes R-134a e R-123. Nela pode ser observado o efeito da rugosidade sobre o coeficiente “ C_{sf} ”. O desvio médio dos resultados proporcionados pela correlação de Rohsenow com os respectivos valores do coeficiente em relação aos experimentais é apresentado na última coluna da tabela.

Tabela 1. Valores de C_{sf} para diferentes combinações líquido/superfície e rugosidade superficial média. $m_R=0,33$; $n=1,7$; $\phi_{min} = 5 \text{ kW/m}^2$.

Material da superfície	Refrigerante	Ra [μm]	C_{sf}	Desvio médio absoluto [%]
Cobre	R-123	0,16	0,0070	10,2
		0,47	0,0058	12,6
		3,30	0,0036	6,2
	R-134a	0,07	0,0073	6,6
		0,50	0,0053	4,0
Aço inoxidável	R-123	0,16	0,0080	11,5
	R-134a	0,07	0,0080	11,9
Latão	R-123	0,16	0,0070	15,5
	R-134a	0,08	0,0060	10,9

A correlação de Rohsenow tem sido aplicada em condições as mais diversas na ebulição nucleada, como em misturas envolvendo um refrigerante e o óleo de lubrificação de compressores frigoríficos, fluido que, no caso, não se evapora no processo. Numa pesquisa experimental envolvendo o efeito do óleo de lubrificação de compressores frigoríficos na ebulição nucleada de refrigerantes halogenados de baixa pressão (R-11, R-113 e R-114) em tubos de latão, Sáiz Jabardo e Silva [16] levantaram valores do coeficiente “ C_{sf} ” para distintas concentrações de óleo. O gráfico da Fig. 3 apresenta os valores de C_{sf} obtidos por ajuste dos resultados experimentais à expressão original de Rohsenow [10], com os expoentes “ m_R ” e “ n ”, respectivamente, iguais a 0,33 e 1,7. O desvio relativo absoluto dos resultados proporcionados pela correlação em relação aos experimentais variou na faixa de $\pm 10\%$, resultado expressivo considerando os fluidos envolvidos e a faixa relativamente ampla de concentrações de óleo. Deve-se observar que, na referida pesquisa, não foram investigados os efeitos da rugosidade superficial, mantida constante em todos os ensaios realizados. Os resultados da Fig. 3 parecem indicar que o coeficiente “ C_{sf} ” assume um valor mínimo para determinada concentração de óleo. A concentração de óleo correspondente a esse mínimo e o próprio valor do coeficiente mínimo dependem do particular fluido, como se verifica nessa figura. O mecanismo físico responsável por tal comportamento ainda não foi adequadamente esclarecido.

Condução transitória no líquido durante o tempo de espera

O tempo de espera e a transferência de calor por condução transitória na camada de líquido frio que substitui a bolha constituem a base deste modelo, que inicialmente foi proposto por Han e Griffith [19] e, posteriormente, foi retomado por Mikic e Rohsenow [20]. O mecanismo dominante neste

modelo é o do aquecimento, por um mecanismo de condução transitória durante o tempo de espera, do líquido frio que ocupa o volume da bolha que se desprende da parede aquecida. Nessas condições, o modelo divide a superfície aquecida em duas regiões: a de influência das bolhas e aquela em que não há cavidades ativas, onde, em conseqüência, o mecanismo de transferência de calor é o da convecção natural.

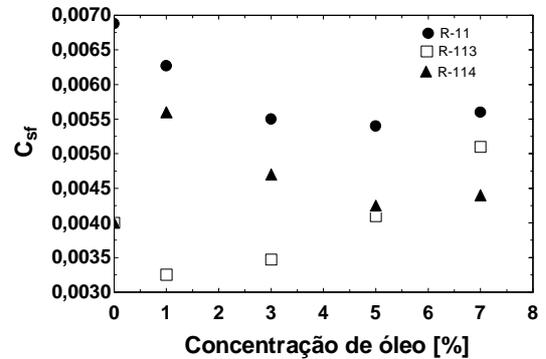


Figura 3. Variação do coeficiente C_{sf} com a concentração de óleo para distintos refrigerantes halogenados de baixa pressão.

A Fig. 4 ilustra as referidas regiões. O desenvolvimento de uma correlação associada requer a introdução de modelos da densidade de cavidades ativas, do diâmetro de despreendimento e da freqüência das bolhas e da transferência de calor transitória em uma camada de líquido estagnada (admitida como meio semi-infinito). Além disso, o modelo admite a superposição dos efeitos relacionados aos mecanismos de transferência de calor em ambas as regiões da superfície aquecida, de forma que pode ser expressa da seguinte forma:

$$\phi = C\sqrt{\pi(k_l\rho_l c_{p_l})}fD_b^2N\Delta T_{sat} + [1 - CN(\pi D_b^2)]h_{cn}\Delta T_{sat} \quad (6)$$

Para efeito de simplificação, o coeficiente “ C ”, numérico, não será aqui explicitado. O desenvolvimento da Eq. (6) pode ser encontrado no artigo original de Mikic e Rohsenow [20] e na tese de Silva [21], onde alguns parâmetros numéricos do modelo foram ajustados por resultados experimentais.

O primeiro termo da direita da Eq. (6) expressa o efeito da condução transitória na área de influência das bolhas, ao passo que o segundo envolve o efeito de convecção natural na região não coberta pelas bolhas. É interessante notar que, à medida que aumenta o superaquecimento da parede, ΔT_{sat} , a densidade de cavidades ativas, N , se eleva, Eq. (3), incrementando o efeito relacionado às bolhas, primeiro termo da equação, verificando-se simultaneamente uma redução do efeito relacionado à convecção natural.

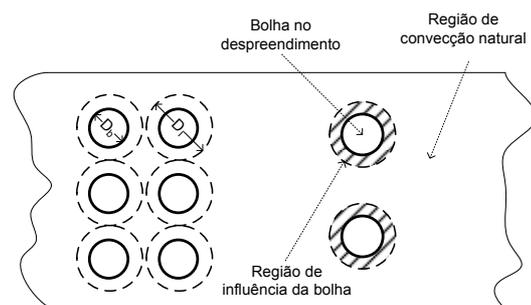


Figura 4. Superfície aquecida de acordo com o modelo de Mikic e Rohsenow [21].

Evaporação da micro-camada.

Este mecanismo, em distintas versões, tem sido o objeto de investigação por numerosos investigadores. Moore e Mesler [22] foram pioneiros na pesquisa deste mecanismo, tendo concluído que, sob determinadas condições, as bolhas podem assumir a forma semi-esférica, deixando, durante seu crescimento, uma camada de líquido superaquecido de reduzida espessura junto à superfície aquecida. Sernas e Hooper [23] fizeram observações do crescimento de bolhas utilizando cinematografia de alta velocidade. Uma das conclusões de sua pesquisa foi aquela segundo a qual o crescimento das bolhas está relacionado à presença de uma película de líquido superaquecido junto à superfície aquecida sobre a qual a bolha se expande, obedecendo a uma configuração como a ilustrada na Fig. 5, semelhante à proposta por Moore e Mesler [22]. Segundo estes autores, o crescimento da bolha se deve principalmente à evaporação de líquido da microcamada, com o raio da bolha aumentado com a raiz quadrada do tempo. Segundo o grupo de pesquisadores da linha da microcamada, o principal mecanismo de transferência de calor na ebulição nucleada está relacionado justamente à evaporação do líquido superaquecido da camada.

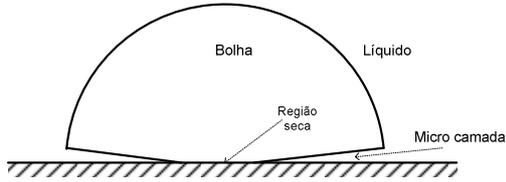


Figura 5. Esquema ilustrativo da formação da micro camada de líquido sob uma bolha em crescimento.

Num estudo experimental interessante, envolvendo os mecanismos de transferência de calor, Judd e Hwang [24] propunham que a transferência de calor da parede aquecida é resultado da superposição de três efeitos: convecção natural, evaporação da microcamada e um terceiro mecanismo relacionado à ebulição nucleada, que, segundo os autores, está relacionado ao modelo de Mikic e Rohsenow [20] do aquecimento transitório da camada de líquido na região de influência das bolhas, Fig. 4. Nessas condições, incorporando ao modelo de Mikic e Rohsenow, Eq. (6), uma equação correspondente a um modelo de evaporação da microcamada, resulta a seguinte expressão geral [7]:

$$\phi = C\sqrt{\pi(k_1\rho_1c_{p1})}fD_b^2N\Delta T_{sat} + \left[1 - CN(\pi D_b^2)\right]h_{cn}\Delta T_{sat} + h_{ev}\Delta T_{sat}N\left(\frac{\pi D_b^2}{4}\right) \quad (7)$$

O valor de C que melhor se ajusta aos resultados de Judd e Hwang em ensaios com cloreto de metila é 1,8. O último termo, aqui designado por ϕ_{mc} , é uma expressão generalizada correspondente à evaporação da microcamada, na qual o parâmetro “ h_{ev} ” é o coeficiente médio de transferência de calor associado à evaporação da microcamada. Segundo Judd e Hwang [24], esse termo assume a seguinte expressão:

$$\phi_{mc} = \rho_1 h_{lv} N f \bar{V}_{mc} \quad (8)$$

onde \bar{V}_{mc} é o volume médio da microcamada. Recentemente, Yagov [25] propôs a seguinte expressão para o termo correspondente à evaporação da microcamada:

$$\phi_{mc} = C_1 \left(\frac{k_1 \Delta T_{sat}}{R^*} \right)^{3/2} \left(\frac{v_1}{\sigma h_{lv}} \right)^{1/2} \quad (9)$$

Segundo Yagov, o coeficiente C_1 apresenta um valor da ordem de 10^{-2} . O parâmetro R^* é o raio de uma cavidade de vapor em equilíbrio, expresso pela equação de Laplace,

$$R^* = 2\sigma / \Delta p_{sat} \quad (10)$$

Δp_{sat} se relaciona com ΔT_{sat} pela equação de Clapeyron.

Uma expressão gráfica da Eq. (7) proposta por Judd e Hwang [24] é reproduzida na Fig. 6. Observa-se que, para fluxos de calor reduzidos, os três mecanismos de transferência de calor intervêm. À medida que o fluxo de calor se eleva, o efeito de convecção natural desaparece progressivamente ao passo que o de evaporação da micro camada aumenta em importância, tendendo a tornar-se dominante em fluxos de calor elevados.

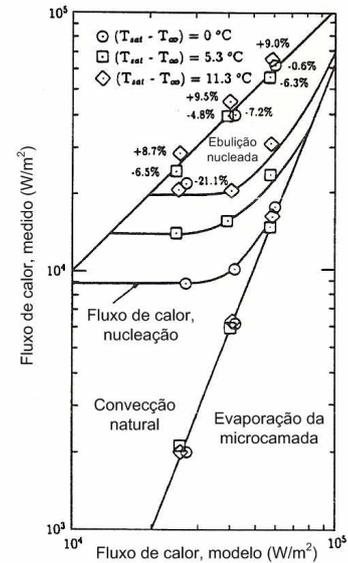


Figura 6. Influência dos distintos mecanismos segundo o modelo de Judd e Hwang [24].

Na Fig. 6 pode se observar que, para um fluxo de calor na superfície aquecida de 10^5 W/m², o mecanismo relacionado à evaporação da microcamada é responsável por 60% da taxa total de transferência de calor, considerando a condição de líquido saturado no banho. Nessa condição, os restantes 40% correspondem ao mecanismo de Mikic e Rohsenow [20], denominado por Judd e Hwang de “ebulição nucleada”

A tendência observada por Judd e Hwang [24] foi posteriormente confirmada por diversos autores. Entretanto, para fluxos de calor elevados, o conceito da microcamada foi substituído pelo da macromada [6]. Esta foi proposta inicialmente por Gaertner [5] em seu estudo de visualização da ebulição nucleada. Trata-se de uma camada de líquido superaquecido junto à base das colunas de vapor associadas às cavidades ativas, que se formam pelo colapso de bolhas sucessivas que emanam de uma mesma cavidade ativa em fluxos de calor elevados. Esta configuração da ebulição nucleada está associada a uma segunda transição (a primeira é

a de ebulição nucleada parcial para a plenamente desenvolvida) observada inicialmente por Gaertner [5]. A espessura da macrocamada tende a diminuir com o fluxo de calor de acordo com uma expressão do tipo:

$$\delta = C_2 \phi^{-n} \quad (11)$$

O mecanismo de evaporação de líquido superaquecido junto à parede, seja na forma de uma micro camada ou da assim denominada macro camada, tem sido objeto de estudo por um número significativo de pesquisadores. No contexto do presente artigo, seria importante simplesmente citar alguns dos trabalhos mais significativos, alguns relacionados à determinação da taxa de crescimento das bolhas [26].

Outros mecanismos.

A literatura envolvendo a ebulição nucleada é pródiga em modelos e mecanismos de transferência de calor desenvolvidos com o objetivo de esclarecer e justificar as elevadas taxas de transferência de calor observadas nas superfícies aquecidas cobertas por bolhas. Nesta seção, para efeito de complemento das seções anteriores, dois mecanismos associados ao movimento local de líquido (junto às bolhas) serão analisados de forma sumária: (1) o da **microconvecção** associada ao movimento do líquido junto à superfície aquecida resultante do movimento das bolhas durante o período de crescimento; (2) o da **termocapilaridade**, segundo o qual, movimentos de líquido junto à parede aquecida são originários de gradientes de tensão superficial na interface líquido-vapor.

O primeiro mecanismo envolve a convecção do líquido junto à superfície, semelhante ao modelo de Rohsenow [10]. Entretanto, neste caso, o movimento do líquido é resultante da expansão das bolhas durante o período de crescimento. Tal movimento é oscilatório, de forma que os modelos associados devem incorporar um movimento médio relacionado ao movimento de expansão das bolhas. Forster e Zuber [27] propuseram um modelo de transferência de calor admitindo como mecanismo dominante a referida microconvecção, com velocidade induzida de líquido igual à de crescimento das bolhas, resultando a seguinte expressão para o coeficiente de transferência de calor:

$$h = 0,00122 \left(\frac{k_l^{0,79} c_l^{0,45} \rho_l^{0,49}}{\sigma^{0,5} \mu_l^{0,29} h_{lv}^{0,24} \rho_v^{0,24}} \right) (\Delta T_{sat})^{0,24} (\Delta p_{sat})^{0,75} \quad (12)$$

Δp_{sat} é a diferença de pressões de saturação correspondente à ΔT_{sat} .

Yagov [25] cita um modelo desenvolvido por Lubantsov em 1963 no qual, a exemplo do modelo de Forster e Zuber [27], se admite que as bolhas induzam um movimento pulsante de líquido junto à superfície aquecida, caracterizado por uma velocidade “pulsante” dada pela seguinte expressão:

$$w^* \approx \frac{R\dot{R}}{R^*} \quad (13)$$

R^* é definido na Eq. (10). A transferência de calor se dá através de uma película aquecida, com características semelhantes à subcamada laminar, cuja espessura, Δ , é dada pela seguinte expressão:

$$\Delta \approx \frac{10v_l}{w^*} \quad (14)$$

Lubantsov obteve, assim, a seguinte expressão associada à transferência de calor resultante do modelo:

$$\phi = C_3 \frac{k_l^2 \Delta T_{sat}^3}{v_l \sigma T_{sat}} \quad (15)$$

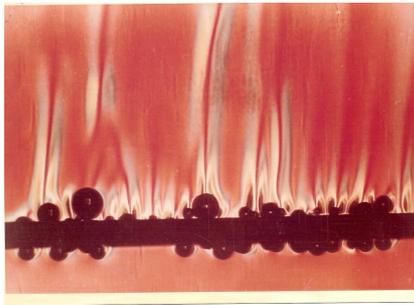
Segundo Yagov [25], o coeficiente C_3 é da ordem de 10^{-3} . Yagov verificou ainda que a remoção de calor pelo mecanismo da microconvecção não satisfazia as taxas observadas de transferência de calor, especialmente na faixa de fluxos de calor elevados. Outro mecanismo deveria intervir na remoção de calor simultaneamente à microconvecção de líquido, de forma que propôs a evaporação da micro camada como mecanismo alternativo, Eq. (9), resultando a seguinte expressão geral para a transferência de calor:

$$\begin{aligned} \phi &= \phi[\text{Eq.}(15)] + \phi_{mc}[\text{Eq.}(9)] \\ \phi &= 3,43 \times 10^{-4} \left(\frac{k_l^2 \Delta T_{sat}^3}{v_l \sigma T_{sat}} \right) \left(1 + \frac{h_{lv} \Delta T}{RT_{sat}^2} \right) \left(1 + \sqrt{1 + 800B} + 400B \right) \end{aligned} \quad (16)$$

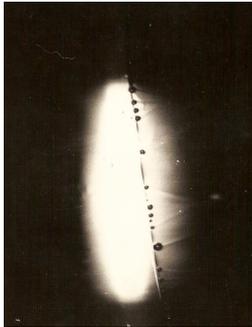
Onde o parâmetro “B” é dado pela seguinte expressão:

$$B = \frac{h_{lv} (\rho_v v_l)^{3/2}}{\sigma (k_l T_{sat})^{1/2}} \quad (17)$$

O segundo mecanismo relacionado ao movimento de líquido junto à superfície aquecida é o da “termocapilaridade”. Neste caso, o movimento de líquido é induzido por gradientes de tensão superficial na interface das bolhas resultantes do campo de temperaturas junto à superfície aquecida. As fotos da Fig. 7 ilustram o referido mecanismo para bolhas sobre superfícies aquecidas em água. A foto da Fig. 7 (a) foi obtida por um procedimento ótico que permite visualizar a temperatura (ou densidade) do meio pela cor (Schlieren colorido). A da Fig. 7 (b) ilustra jatos de água quente originados em bolhas aderidas a um fio de platina posicionado verticalmente num banho de água. Em ambas as figuras observam-se jatos de água quente com origem nas bolhas formadas em uma superfície aquecida (no caso, fios), que promovem escoamentos de líquido quente para fora e frio para a superfície aquecida. Tais movimentos também são conhecidos como “escoamentos de Marangoni”, em homenagem ao pesquisador italiano que os observou por primeira vez na segunda metade do século XIX. No caso da ebulição nucleada tais movimentos de líquido poderiam ser responsáveis por uma significativa fração do calor transferido da parede [28], [29]. Modelos relativamente simples parecem apontar para uma contribuição significativa desse mecanismo, especialmente, em ebulição nucleada parcial. Por outro lado, Sáiz Jabardo [30] sugeriu que em bolhas constituídas de vapor do líquido em ebulição, o gradiente de temperatura na interface parece ser limitado por um efeito de evaporação de líquido na base e condensação no ápice das bolhas, o que reduziria a intensidade dos “jatos” de Marangoni e, portanto, a importância desse mecanismo na ebulição nucleada.



(a)



(b)

Figura 7. Fotos ilustrativas da termocapilaridade em bolhas. (a) Schlieren colorido; (b) efeito de sombra.

Nas seções precedentes foram sumariamente analisados alguns dos mecanismos mais significativos e, geralmente, aceitos pela comunidade científica, responsáveis pela transferência de calor na ebulição nucleada. Tais mecanismos são resultados de observações subjetivas do fenômeno envolvendo situações físicas particulares tais como a geometria da superfície e suas características (material, rugosidade, disposição, etc.) e pressão e temperatura do particular líquido em ebulição. Como se pode depreender do exposto, o domínio de determinado mecanismo está relacionado às condições operacionais. Assim, por exemplo, o mecanismo de evaporação da microcamada pode estar associado a bolhas hemisféricas, cuja formação está relacionada ao fluido e seu estado termodinâmico. O mais provável é que mais de um mecanismo intervenha na remoção de calor da superfície aquecida. O problema reside em determinar qual é o mecanismo dominante e no desenvolvimento de um modelo físico/matemático adequado.

Correlações empíricas

Nesta seção somente serão abordadas, de forma sumária, correlações desenvolvidas a partir de procedimentos distintos da modelagem física do fenômeno, podendo ser consideradas como estritamente empíricas. Dois procedimentos foram escolhidos para análise: análise dimensional e correlações envolvendo propriedades reduzidas. O primeiro procedimento parece ser uma abordagem lógica e direta à análise empírica da ebulição nucleada. Entretanto, não está isenta de dificuldades, entre as quais a mais importante é a de selecionar as propriedades físicas que intervêm e a seleção dos parâmetros adimensionais significativos. Uma pesquisa que merece atenção é a que realizaram Stefan e Abdelsalam [31] no início da década dos oitenta, envolvendo um extenso banco de dados que incluía diversos fluidos, geometrias e condições operacionais provenientes de distintas fontes. Partindo de uma particular caracterização dos parâmetros físicos que intervêm

no fenômeno, Stefan e Abdelsalam realizaram uma regressão geral dos dados disponíveis e, a seguir, uma regressão por grupo de fluidos, tendo sido considerados os seguintes: água, hidrocarbonetos, fluidos criogênicos e refrigerantes. Para efeito de simplificação, somente serão consideradas as expressões para os refrigerantes e a correlação resultante da regressão da totalidade dos dados. A expressão obtida para os refrigerantes é a seguinte:

$$Nu = 207X_1^{0,745}X_5^{0,581}X_6^{0,533} \quad (18)$$

A expressão é válida para pressões reduzidas na faixa: $3 \times 10^{-3} \leq p_r \leq 0,78$ e ângulo de contato, θ , igual a 35° . A Eq. (18) correlaciona os resultados experimentais com erro médio absoluto de 10,57%. A regressão de todos os dados proporcionou a seguinte expressão:

$$Nu = 0,23X_1^{0,674}X_2^{0,350}X_5^{0,297}X_4^{0,371}X_6^{0,533}X_{13}^{-1,73} \quad (19)$$

Os parâmetros X_i são definidos na nomenclatura A Eq. (19) é válida para pressões reduzidas na faixa: $10^{-4} \leq p_r \leq 0,97$, apresentando um erro médio absoluto de 22,3% em relação aos resultados experimentais. Os parâmetros adimensionais X_i podem ser encontrados na nomenclatura.

Entre os parâmetros adimensionais das correlações de Stefan e Abdelsalam [31], chama a atenção o número de Nusselt, definido em termos do diâmetro de desprendimento das bolhas, D_b , de acordo com a expressão convencional:

$$Nu = \frac{hD_b}{k_l} \quad (20)$$

onde

$$D_b = 0,0146\theta \sqrt{\frac{2\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}} \quad (21)$$

Nessas condições, a expressão proposta por Stefan e Abdelsalam [31] não deixa de ser um modelo do tipo micro convecção, semelhante ao de Rohsenow [10].

O segundo procedimento, aquele em que a transferência de calor é expressa em termos de propriedades reduzidas, foi originalmente proposto por Cooper [32], [33]. Abordagens semelhantes foram desenvolvidas na Alemanha através de diversos pesquisadores, entre as quais se destacam os estudos de Gorenflo e colaboradores [34], [35]. Inicialmente, Cooper verificou que as propriedades de transporte nas condições de saturação podem ser expressas, com razoável precisão, em termos da pressão e da temperatura reduzidas (referidas às suas correspondentes críticas). Posteriormente Ribatski e Sáiz Jabardo [36] realizaram uma exaustiva análise das correlações em termos das propriedades reduzidas, tendo concluído que efetivamente tais correlações proporcionavam valores precisos das propriedades de transporte. Analisando um conjunto de correlações desenvolvidas a partir de modelos físicos da ebulição nucleada, Cooper [32] verificou que, reduzindo todas as propriedades de transporte que intervêm nessas correlações em termos da pressão e da temperatura reduzidas, o coeficiente de transferência de calor nas distintas correlações podia ser reduzido a uma expressão geral do tipo:

$$\frac{h}{\phi^m} = C_4 p_r^a (-\log p_r)^b \quad (22)$$

Cooper realizou uma regressão de dados experimentais de distintas fontes através da expressão geral, Eq. (22), tendo obtido a seguinte correlação:

$$\frac{h}{(\phi)^{0,67}} = 55 p_r^{0,12-0,2 \log R_p} (-\log p_r)^{-0,55} M^{-0,5} \quad (23)$$

Copper [33] posteriormente sugeriu que a Eq. (23) fosse corrigida pelo fator 1,7 quando aplicada a superfícies cilíndricas de cobre. Observa-se que a expressão de Cooper incorpora o efeito de dois parâmetros físicos importantes na ebulição nucleada: a pressão e a rugosidade, esta através do parâmetro “ R_p ”, que representa a distância entre o maior pico na superfície e a linha média do perfil. A massa molecular, M , incorpora o efeito do fluido. Recentemente, Ribatski e Sáiz Jabardo [37], realizaram uma regressão de resultados experimentais da ebulição nucleada de diversos refrigerantes halogenados em tubos de distintos materiais (cobre, latão e aço inoxidável) com distintas rugosidades, tendo obtido a seguinte expressão:

$$\frac{h}{\phi^m} = f_p p_r^{0,45} \cdot [-\log(p_r)]^{-0,8} \cdot Ra^{0,2} \cdot M^{-0,5} \quad (24)$$

O coeficiente “ f_p ” incorpora o efeito do material da superfície aquecida, assumindo os seguintes valores: 100 para o cobre, 110 para o latão e 85 para o aço inoxidável. O expoente “ m ” varia com a rugosidade média da superfície de acordo com a seguinte expressão:

$$m = 0,3 - 0,9 p_r^{0,2} \quad (25)$$

Recentemente, resultados com rugosidades superficiais relativamente elevadas, até valores da rugosidade média, “ R_a ”, da ordem de 10,5 μm , permitiram que Sáiz Jabardo et al [38] estabelecessem uma relação entre esse expoente e a rugosidade. Eles concluíram que, para rugosidades inferiores a 3,5 μm , “ m ” varia na faixa de valores normalmente aceita, entre 0,5 e 0,8. Entretanto, para rugosidades superiores, seu valor pode diminuir até valores da ordem de 0,3. Além disso,

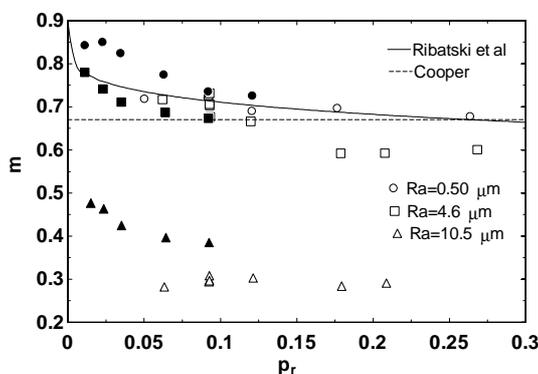


Figura 8. Efeito da rugosidade e da pressão reduzida sobre o expoente “ m ”. R134a: símbolos vazados; R-123: símbolos cheios.

verificaram que o expoente pode ser afetado pelo fluido em ebulição e pela pressão reduzida, ao contrário do que indicam as correlações precedentes. Os resultados da Fig. 8 ilustram as referidas tendências [38].

CONCLUSÕES E FUTURO DA PESQUISA

Nas seções precedentes os fundamentos da ebulição nucleada foram apresentados seguindo um esquema mais ou menos lógico. Inicialmente foram abordados aspectos relacionados à nucleação do vapor junto à superfície aquecida. A seguir, de forma sumária, procedeu-se a uma análise dos distintos mecanismos potenciais para a remoção de calor da superfície aquecida sob condições de ebulição nucleada em um meio líquido estagnado. Os mecanismos responsáveis pela remoção de calor por ebulição nucleada considerados pelos distintos pesquisadores podem ser reduzidos aos seguintes: evaporação da microcamada de líquido sob a bolha ou em outras regiões da interface e convecção forçada associada ao campo de velocidades resultante ou promovida pelo movimento das bolhas ou convecção natural na região ocupada pelo líquido. Finalmente, correlações desenvolvidas a partir de cada um dos distintos modelos ou resultantes de uma superposição linear de dois ou três desses modelos foram apresentadas, juntamente com correlações estritamente empíricas com certo apelo na comunidade.

Da análise precedente deve ter ficado claro para o leitor que, apesar da comprovada eficiência do processo de remoção de calor por ebulição nucleada e da intensiva investigação do fenômeno durante os últimos oitenta anos, a compreensão dos mecanismos físicos subjacentes ainda é esquemática, carecendo de um adequado aprofundamento da pesquisa, especialmente no que diz respeito aos seus fundamentos. A maioria dos modelos propostos, por exemplo, foi desenvolvida com base na hipótese de superfícies planas e, eventualmente, com características superficiais perfeitamente definidas. Tal é o caso dos ensaios de Gaertner [5] ou da maioria das pesquisas realizadas por investigadores de renome como Dhir e colaboradores. Entretanto, imagine-se a complexidade dos modelos das aplicações onde se verifica a ocorrência da ebulição nucleada, como em superfícies cilíndricas (tubos) ou bancos de tubos, onde, além dos mecanismos associados às superfícies planas, devem ser incorporados efeitos como o deslizamento de bolhas pela superfície cilíndrica ou a ação das bolhas provenientes dos tubos inferiores. Nestes casos, o procedimento típico tem sido o ajuste de correlações, eventualmente as desenvolvidas a partir de superfícies planas, por resultados experimentais médios. Evidentemente, esta abordagem não é passível de generalização, de forma que deve ser aceita com reservas, embora deva se reconhecer que proporciona uma ferramenta de cálculo importante em projeto de equipamentos industriais.

A dificuldade da pesquisa da ebulição nucleada, como sugerido por Dhir [39] e Avedisian [40], reside no fato de envolver mecanismos nas escalas nano, micro e macro, que ainda são pouco compreendidos e compatibilizados. Outro problema pouco explorado, mas de efeito importante no fenômeno, é o da interação fluido-material da superfície aquecida e a solução combinada do problema envolvendo os campos no líquido e no sólido. A tendência atual das pesquisas parece ser a de abordar a análise do fenômeno e dos mecanismos subjacentes, especialmente aqueles relacionados às escalas nano e micro. Nesse sentido, de acordo com Dhir [39], os seguintes aspectos devem merecer atenção no futuro:

(i) Processo de aprisionamento de gás nas cavidades, que apresenta estreita relação com as características de “molhabilidade” da superfície.

(ii) Análise e modelagem da densidade de cavidades ativas, importante na determinação da taxa de remoção de calor da parede, mas de difícil solução, especialmente em superfícies comerciais.

(iii) Investigação dos mecanismos de transporte da linha de contato entre as fases sólido, líquido e vapor.

(iv) Apesar do ciclo da bolha na parede ter sido objeto de pesquisa desde a década dos trinta, a adequada modelagem das distintas fases ainda carece de uma melhor compreensão. A abordagem numérica ao problema parece ser uma das alternativas viáveis para a análise, além da utilização de novos procedimentos experimentais. Pesquisas envolvendo abordagens numéricas do crescimento e colapso de bolhas têm sido publicadas recentemente, com excelentes resultados, como se pode comprovar na Fig. 9, extraída da referência [39]. Na figura são comparados resultados numéricos com fotografias da fase de crescimento e deslocamento “livre” de uma bolha. Pode se perceber que a solução numérica reproduz as fotografias com razoável precisão.

(v) Acoplamento entre a variação da temperatura no sólido e o fenômeno no fluido é um aspecto pouco conhecido e explorado. A variação da temperatura superficial do sólido, por exemplo, pode se constituir num importante indicador da presença da microcamada (evaporação) e das distintas fases da bolha junto à parede. Por outro lado, num extenso artigo relacionado ao “caos” na ebulição, Shoji [41] faz referência ao problema do acoplamento e à importância de avaliar as distribuições temporal e espacial de temperaturas no sólido como meio de determinar a natureza caótica do fenômeno da ebulição.

(vi) O fenômeno do “envelhecimento” da superfície aquecida submetida a ebulição é um dos aspectos menos explorados na literatura. É compreensível, em virtude da

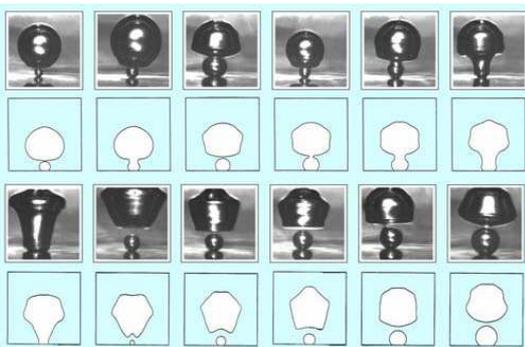


Figura 9. Comparação de resultados numéricos com fotografias da fase de crescimento e deslocamento “livre” de uma bolha [39].

dificuldade de avaliar os efeitos do envelhecimento, dado que depende de fatores tais como material da superfície, líquido, características da combinação líquido-sólido, etc. Recentemente, Stelute [42] desenvolveu um estudo experimental envolvendo a ebulição do refrigerante R-134a em superfícies cilíndricas de cobre, latão e aço inoxidável. Ele observou que, mantendo a superfície em ebulição ininterrupta durante certo número de horas, a superfície de cobre apresentava uma significativa redução na taxa de transferência de calor ao passo que na de aço inox não se verificavam

variações perceptíveis. As curvas de ebulição da Fig. 10 ilustram o comportamento das curvas de ebulição com o tempo para a superfície de cobre. Aparentemente as tendências observadas estão relacionadas à dureza superficial do material da superfície aquecida. Entretanto, estudos em maior profundidade e com distintos materiais são necessários.

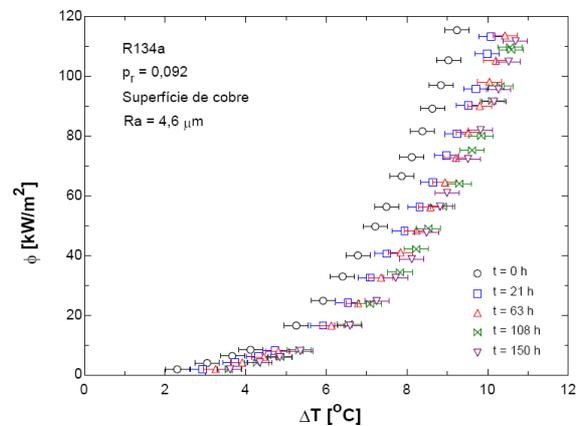


Figura 10. Curvas de ebulição do refrigerante R-134a em superfícies cilíndricas de cobre para distintos tempos depois do início de operação.

NOMENCLATURA

cp	Calor específico a pressão constante	J(kgK) ⁻¹
D _b	Diâmetro de desprendimento da bolha	m
f	Frequência das bolhas	s ⁻¹
h	Coefficiente de transferência de calor	W(m ² K) ⁻¹
h _{lv}	Calor latente de vaporização	Jkg ⁻¹
k	Condutividade térmica	W(mK) ⁻¹
M	Massa molecular	
N	Densidade de cavidades ativas	m ⁻²
p	pressão	Pa
p _r	Pressão reduzida (p/p _c)	
R	Raio da bolha	m
\dot{R}	Taxa de crescimento da bolha	ms ⁻¹
T	Temperatura	K
W*	Energia de formação	J
α	Difusividade térmica	m ² s ⁻¹
ϕ	Fluxo específico de calor	Wm ⁻²
μ	Viscosidade dinâmica	Pa.s
ν	Viscosidade cinemática	m ² s ⁻¹
ρ	Massa específica	kgm ⁻³
σ	Tensão superficial	Nm ⁻¹
θ	Ângulo de contato	

Adimensionais

St*	Inverso do Número de Stanton, St ⁻¹
Re _b	Número de Reynolds (referido à bolha)
Pr	Número de Prandtl
X ₁	$\phi D / k_1 T_{sat}$
X ₂	$\alpha_1^2 \rho_1 / (\sigma D)$
X ₄	$h_{lv} D^2 / \alpha_1^2$
X ₅	ρ_v / ρ_l
X ₆	$\nu_l / \alpha_1 = Pr_l$
X ₁₃	$(\rho_l - \rho_v) / \rho_l$

Índices

b	Bolha (desprendimento)
cn	Convecção natural
ev	Evaporação
l	Líquido saturado
mc	Micro camada
sat	Referido ao superaquecimento
v	Vapor saturado

REFERÊNCIAS

- [1] G. B. Wallis, Review - Theoretical models of gas-liquid flows, *Journal of Fluids Engineering*, vol. 104, pp 279-283, 1982.
- [2] K. E. Boulding, Science: our common heritage, *Science*, vol. 207, Nº 4433, pp. 831-836, 1980.
- [3] S. Nukiyama, The maximum and minimum values of the heat Q transmitted from metal to boiling water under atmospheric pressure, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 27, Nº 7, pp. 959-970. No mesmo número: "Memories of my research on boiling," pp 955-957, 1984.
- [4] Y. Y. Hsu, Y. Y., On the size range of active nucleation cavities on a heating surface, *ASME Journal of Heat Transfer*, vol. 84, pp207-216, 1962.
- [5] R. F. Gaertner, Photographic study of nucleate pool boiling on horizontal surfaces, *ASME Journal of Heat Transfer*, vol.87, pp. 17-29, 1965.
- [6] V. K. Dhir, Nucleate boiling and transition boiling heat transfer under pool and external flow conditions, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 12, Nº 4, pp. 290-314, 1992.
- [7] V. K. Dhir, Boiling heat transfer, *Annual Reviews in Fluid Mechanics*, vol. 30, pp 365-401, 1998.
- [8] V. P. Skripov, *Metastable Liquids*, John Wiley & Sons, 1974.
- [9] C. L. Silva e J. M. Saiz Jabardo, O efeito da histerese sobre a curva de ebulição de misturas refrigerante/óleo, *X COBEM Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica*, Rio de Janeiro, RJ, Brasil, 1989.
- [10] W. M. Rohsenow, A method of correlating heat transfer data for surface boiling liquids, *Transactions da ASME*, vol.74, pp. 969-976, 1952.
- [11] R. I. Vachon, G. H. Nix e G.E. Tanger, Evaluation of constants for the Rohsenow pool-boiling correlation, *Journal of Heat Transfer*, vol. 90, pp. 239-247, 1968.
- [12] H. J. Sauer, Jr., R. A. Medrow, e A.M. Sinnarwalla, Effects of surface condition on nucleate boiling of refrigerant-11, *ASHRAE Transactions*, vol. 81, part. 2, pp. 274-28, 1975.
- [13] G. T. Kartsounes, A study of treatment on pool boiling heat transfer in refrigerant 12, *ASHRAE Transactions*, vol. 18, pp. 320-326, 1975.
- [14] P. K. Tewari, R. K. Verma e M. P. Ramani, Effect of surface roughness and polymeric additive on nucleate pool boiling at sub-atmospheric pressures, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, vol. 13, pp. 503-514, 1986.
- [15] S. Liaw e V. K. Dhir, Void fraction measurements during saturated pool boiling of water on partially wetted vertical surfaces, *ASME Journal of Heat Transfer*, vol. 111, pp.731-738, 1993.
- [16] J. M. Sáiz Jabardo e C. L. Silva, Modeling of the nucleate boiling of refrigerant-oil mixtures, *XVIIIth International Congress of Refrigeration*, Montreal, Canadá, paper 155, 1991.
- [17] I. L. Pioro, Experimental evaluation of constants for the Rohsenow pool boiling correlation, *International Journal of Heat Mass Transfer*, vol. 40, pp. 2379-2392, 1999.
- [18] J. M. Saiz Jabardo, E. Fockink da Silva, G. Ribatski e S. Freire de Barros, Evaluation of the Rohsenow's correlation through experimental pool boiling of halocarbon refrigerants on cylindrical surfaces, *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, vol. XXVI, pp 218-230, 2004.
- [19] C. Y. Han e P. Griffith, 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.
- [20] B. B. Mikic e W. M. Rohsenow, 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.
- [21] C. L. Silva, Transferência de calor na ebulição de misturas de refrigerantes-óleo, Tese (Doutorado), Departamento de Engenharia Mecânica, Escola Politécnica da Universidade de São Paulo, 1989.
- [22] F. D. Moore e R. B. Mesler, The measurement of rapid surface temperature fluctuations during nucleate boiling of water, *American Institute of Chemical Engineers Journal*, vol. 7, pp 620-624, 1961.
- [23] V. Sernas e F. C. Hooper, The initial vapor bubble growth on a heated wall during nucleate boiling, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 12, pp 1627-1639, 1969.
- [24] R. L. Judd e K. S. Hwang, A comprehensive model for nucleate pool boiling heat transfer including microlayer evaporation, *ASME Journal of Heat Transfer*, vol. 98, pp 623 - 629, 1976.
- [25] V. V. Yagov, Nucleate boiling heat transfer: possibilities and limitations of theoretical analysis, *ECI International Conference on Boiling Heat Transfer*, Spoleto, Itália, 2006.
- [26] M. G. Cooper e A. J. P. Lloyd, The microlayer in nucleate pool boiling, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 12, pp 895-913, 1969.
- [27] H. K. Forster e N. Zuber, Dynamics of vapor bubbles and boiling heat transfer, *American Institute of Chemical Engineers Journal*, vol. 1, pp 531-535, 1955
- [28] J. L. McGrew, F. L. Bamford e T. R. Rehm, Marangoni flow: An additional mechanism in boiling heat transfer, *Science*, Vol. 153, Nº 3740, pp 1106-1107, 1966.
- [29] W. T. Brown, A study of flow surface boiling, Tese (doutorado), Departament of Mechanical Engineering, Massachusetts Institute of Technology, 1967.
- [30] J. M. Sáiz Jabardo, Thermocapillary flows around hemispherical bubbles, Tese (Doutorado), Department of Mechanical and Industrial Engineering, University of Illinois at Urbana-Champaign, 1981.
- [31] K. Stefan e M. Abdelsalam, Heat transfer correlations for natural convection boiling, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 23, pp 73-87, 1980.
- [32] M. C. Cooper, Correlations for nucleate boiling-formulation using reduced properties, *PCH PhysicoChemical Hydrodynamics*, vol. 3, No. 2, pp 89-111, 1982.

- [33] M. G. Cooper, Heat flow rates in saturated nucleate boiling - a wide-ranging examination using reduced properties, *Advances in Heat Transfer*, Academic Press, vol. 16, pp 155-239, 1984.
- [34] D. Gorenflo, A. Luke, W. K nstler e M. Buschmeier, Prediction of pool boiling heat transfer with new refrigerants, *Conference Proceedings "CFC's the Day After"*, International Institute of Refrigeration, Padova, It lia, pp 557-563, 1994.
- [35] D. Gorenflo, U. Chandra, S. Kotthoff e A. Luke, Influence of thermophysical properties on pool boiling heat transfer of refrigerants, *International Journal of Refrigeration*, vol. 27, pp 492-502, 2004.
- [36] G. Ribatski. e J. M. S ız Jabardo, Nucleate boiling of halocarbon refrigerants – heat transfer correlations, *International Journal of Heating, Ventilating, Air-Conditioning and Refrigeration Research (ASHRAE)*, vol. 6, No.4, pp. 349-367, 2000.
- [37] G. Ribatski. e J. M. S ız Jabardo, Experimental study of nucleate boiling of halocarbon refrigerants on cylindrical surfaces, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 46, pp 4439-4451, 2003.
- [38] J. M. S ız Jabardo, G. Ribatski e E. Stelute, Roughness and surface material effects on nucleate boiling heat transfer from cylindrical surfaces to refrigerants R-134a and R-123, Submitted to the *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2008.
- [39] V. K. Dhir, Phase change heat transfer-a perspective for the future, *Rohsenow Symposium*, Massachusetts Institute of Technology, 2003.
(<http://web.mit.edu/html/www/rohsenowsposium.html>)
- [40] C. T. Avedisian, Phase change heat transfer-a perspective for the Future: Response to Professor K. Dhir, *Rohsenow Symposium*, Massachusetts Institute of Technology, 2003.
(<http://web.mit.edu/html/www/rohsenowsposium.html>)
- [41] M. Shoji, Studies of boiling chaos: a review, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 47, pp 1105-1128, 2004.
- [42] E. Stelute, Efeito da rugosidade superficial na ebuli o nucleada de refrigerantes halogenados em tubos horizontais, Disserta o de Mestrado, Departamento de Engenharia Mec nica, Escola de engenharia de S o Carlos, Universidade de S o Paulo, 2004.

ABSTRACT

Nucleate Boiling is one of the most efficient mechanisms of heat removal from a heated surface yet it still is a rather unknown phenomenon due to its complexity. Thus it can be considered as one of the so called "unsecure sciences". The present paper aims at analysing the nucleate boiling mechanism through an historical digression of the research development on the one hand. On the other hand, the paper develops an analysis of the several physical mechanisms behind the nucleate boiling heat transfer phenomenon. An overview of several models related to those mechanisms and the resulting correlations are also discussed and analysed. Finally, several aspects of future research are also considered.