



Apontamentos de Transferência de Calor com Mudança de Fase: Condensação e Ebulição

João Luís Toste de Azevedo
Prof. Auxiliar do DEM/IST

Fevereiro 2000

INDICE

Condensação	1
Condensação em filme no regime laminar	1
Subarrefecimento do filme de condensado	4
Arrastamento e sobreaquecimento do vapor	4
Correlações em função de número de Reynolds local no filme	6
Regime laminar	6
Outros regimes (Ondulante e Turbulento)	7
Solução conjunta das correlações e do balanço de energia.....	7
Escoamento forçado do vapor	9
Condensação no exterior de tubos.....	11
Condensação no interior de tubos	12
Superfícies horizontais	13
Condensação em gotas.....	15
Ebulição	16
Mecanismos e condições de início de ebulição.....	16
Condições de equilíbrio na bolha	16
Formação de bolhas junto a superfícies	19
Crescimento das bolhas	21
Ebulição com o líquido em repouso	22
Ebulição com formação de bolhas	23
Fluxo de calor crítico	24
Ebulição em filme	25
Ebulição no interior de tubos	26
Escoamento de vapor-líquido	26
Regimes de transferência de calor	28
Convecção forçada com ebulição	30
Início de ebulição	30
Ebulição por nucleação	30
Ebulição com convecção forçada	31
Referencias.....	33

Condensação

A condensação de vapor ocorre quando a este é retirado calor de modo que a temperatura atinja a temperatura de saturação para a pressão a que está o vapor. A condensação pode ocorrer de uma forma homogénea ou heterogénea. No primeiro caso ocorre inicia-se no seio do vapor, enquanto no segundo tem origem em poeiras ou sobre superfícies. A condensação homogénea poderá ocorrer em vapor limpo baixando a pressão como ocorre na expansão do vapor numa turbina. A formação de gotas ocorre normalmente junto a impurezas (condensação heterogénea) já que para condensação homogénea seria necessário um grande subarrefecimento do vapor. Em geral a condensação é efectuada de uma forma heterogénea junto a superfícies, situação na qual a temperatura do vapor pode ser superior à de saturação. As superfícies de arrefecimento encontram-se a temperaturas inferiores à de saturação e assim o líquido condensado pode encontrar-se subarrefecido.

Condensação em filme no regime laminar

A condensação sobre superfícies pode ocorrer em filme ou gotas caso o condensado forme uma película contínua ou não sobre a superfície. Apresentamos de seguida a solução para o problema de condensação sobre superfícies verticais, encontrando-se esta a uma temperatura inferior à temperatura de saturação do vapor. ($T_{\text{sup}} < T_{\text{sat}}$).

Considerando o filme de condensado em regime laminar sobre uma superfície vertical de acordo com a figura C1, pode-se escrever a equação de balanço de quantidade de movimento na direcção vertical desprezando os termos de inércia e o termo difusivo na direcção axial como:

$$\frac{\partial P}{\partial x} = \mu_L \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \rho_L g \quad (\text{C } 1)$$

utilizando as hipóteses formuladas para a camada limite. Integrando esta equação ao longo da espessura do filme de condensado com as condições fronteira:

$$y=0 \quad u=0; \quad y = \delta(x) \quad \frac{du}{dy} = 0 \quad (\text{C } 2\text{a,b})$$

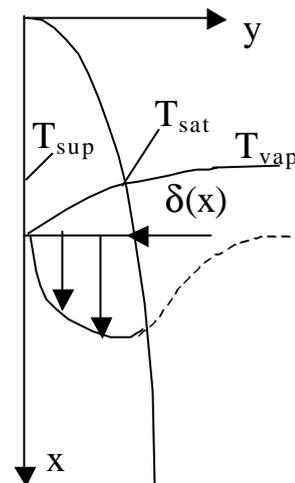


Figura C1 - Esquema de condensação em filme laminar

A última condição corresponde a desprezar a força do vapor sobre o filme líquido. Na realidade o vapor é parcialmente arrastado pelo que impõe uma tensão de corte não nula na superfície exterior do filme líquido. No caso do vapor ter um escoamento imposto é necessário considerar o valor da velocidade afastada do filme para avaliar a influência no filme de líquido. Se o movimento do vapor for tomado em consideração a condição de gradiente de velocidade nulo aplica-se no vapor para além de δ . O efeito das simplificações introduzidas aqui é analisado posteriormente.

O gradiente de pressão no interior da camada de líquido de acordo com a aproximação de camada limite é considerado igual ao gradiente de pressão no vapor longe da camada de limite. Esta conclusão é obtida da análise da equação de balanço de quantidade de movimento na direcção perpendicular à camada limite na qual a ordem

de grandeza de todos os termos é pequena. Considerando que o gradiente de pressão no vapor longe da camada de filme encontra-se em balanço com o peso do vapor obtem-se:

$$\frac{dP}{dx} = \frac{dP}{dx}\bigg|_{y>\delta} = \rho_v g \quad (C 3)$$

Após substituir o gradiente de pressão na equação de balanço de quantidade de movimento vertical e integrando pode-se obter:

$$u = \frac{g(\rho_L - \rho_v)}{\mu_L} \delta^2 \left[\frac{y}{\delta} - \frac{1}{2} \left(\frac{y}{\delta} \right)^2 \right] \quad (C 4)$$

A velocidade é assim explicitamente dependente da coordenada na espessura do filme (y) e depende da coordenada axial (x) através da espessura do filme de condensado δ .

A análise exposta é também válida para paredes inclinadas substituindo a aceleração da gravidade pela sua componente na direcção paralela à placa. Essa analogia não deverá no entanto ser considerada para inclinações próximas da horizontal, situação que é analisada posteriormente.

O caudal de líquido no filme pode ser calculado pela integração do perfil de velocidade ao longo da espessura da camada de líquido permitindo obter por unidade de largura do filme:

$$\Gamma_L(x) = \int_0^{\delta(x)} \rho_L u dy = \frac{g\rho_L}{3\mu_L} (\rho_L - \rho_v) \delta(x)^3 \quad (\text{kg/ms}) \quad (C 5)$$

A variação do caudal de condensado ao longo da altura da camada de líquido pode ser representada em função da espessura do filme derivando a expressão anterior:

$$d\Gamma_L = \frac{g\rho_L(\rho_L - \rho_v)}{\mu_L} \delta^2 d\delta \quad (C 6)$$

Como a velocidade do líquido na direcção (y) perpendicular à placa é pequena, a transferência de calor para a parede através da camada de líquido deve-se essencialmente a difusão nessa direcção. Considerando o perfil de temperatura linear no filme de condensado, pode-se exprimir o coeficiente de convecção como ($h=k_L/\delta$) em função da espessura do filme, que varia com a altura do filme. O calor retirado num elemento infinitesimal de altura do filme é então dado por:

$$dQ = \frac{k_L(T_{\text{Sat}} - T_{\text{Sup}})}{\delta} dx \quad (C 7)$$

O calor retirado neste elemento contribui para condensar vapor à superfície do filme. Na realidade pode também existir uma contribuição de calor transferido do vapor para a interface que nesta análise é desprezada. Considerando então que todo o calor necessário para a condensação passa através do filme de líquido, pode-se escrever $dQ=h_{fg}d\Gamma$. Com base nesta igualdade obtém-se uma equação para a espessura do filme:

$$\frac{k_L(T_{\text{Sat}} - T_{\text{Sup}})}{\delta} dx = \frac{h_{fg}g\rho_L(\rho_L - \rho_v)}{\mu_L} \delta^2 d\delta \quad (C 8)$$

Integrando a expressão desde $x=0$ com $\delta(0)=0$ obtém-se a variação $\delta(x)$ como:

$$\delta(x) = \left[\frac{4\mu_L k_L (T_{\text{Sat}} - T_{\text{Sup}}) x}{h_{\text{fg}} g \rho_L (\rho_L - \rho_V)} \right]^{1/4} = \sqrt[4]{\frac{4k_L x}{A}} \quad (\text{C } 9)$$

A representa o conjunto de propriedades $A=h_{\text{fg}}g\rho_L(\rho_L-\rho_V)/\mu_L(T_{\text{Sat}}-T_{\text{Sup}})$ definido apenas por conveniência. A expressão apresentada para a espessura do filme é válida apenas para o regime laminar. Esta espessura pode ser expressa de forma adimensional o que será apresentado quando se determinar a escala de comprimento característico. A partir da espessura do condensado define-se o coeficiente de convecção $h=k_L/\delta$ como:

$$h(x) = \sqrt[4]{\frac{Ak_L^3}{4x}} = \left[\frac{h_{\text{fg}} g \rho_L (\rho_L - \rho_V) k_L^3}{4\mu_L (T_{\text{Sat}} - T_{\text{Sup}}) x} \right]^{1/4} \quad (\text{C } 10)$$

que representa um valor local para o coeficiente de convecção. Tendo em conta a variação do coeficiente de convecção local ao longo da altura pode-se concluir que o valor médio é 4/3 do valor local para $x=L$:

$$\bar{h} = \frac{\int_0^L h(x) dx}{L} = \sqrt[4]{\frac{Ak_L^3}{4}} \frac{\int_0^L x^{-1/4} dx}{L} = \frac{4}{3} \sqrt[4]{\frac{Ak_L^3}{4L}} \quad (\text{C } 11)$$

permitindo então exprimir o coeficiente de convecção médio de transmissão de calor através do filme de condensado em regime laminar por:

$$\bar{h} = 0.943 \left(\frac{h_{\text{fg}} g \rho_L (\rho_L - \rho_V) k_L^3}{\mu_L (T_{\text{Sat}} - T_{\text{Sup}}) L} \right)^{1/4} \quad (\text{C } 12)$$

Como esta dedução foi apresentada originalmente por Nusselt, este coeficiente é designado por h_{Nu} . Utilizando a condutividade do líquido e a altura de filme como dimensões características podemos definir um número médio de Nusselt por:

$$\text{Nu} = \frac{\bar{h}L}{k_L} = 0.943 \left[\frac{h_{\text{fg}} g \rho_L (\rho_L - \rho_V) L^3}{\mu_L (T_{\text{Sat}} - T_{\text{Sup}}) k_L} \right]^{1/4} \quad (\text{C } 13)$$

Tendo em consideração a definição do coeficiente de convecção ($h=k_L/\delta$) pode-se interpretar o número de Nusselt como a razão entre a altura do filme L e a sua espessura δ , verificando-se com efeito que essa razão corresponde a $L/\delta=0.75\text{Nu}$. A correlação obtida para a condensação em filme apresenta algumas semelhanças com a obtida para convecção natural, podendo o grupo adimensional definido ser chamado de número de Rayleigh do filme de condensado.

A teoria apresentada envolve diversas simplificações que convém analisar. Na análise desprezou-se o efeito do vapor tanto no escoamento como na transferência de calor. Adicionalmente considerou-se que o calor removido corresponde à entalpia de condensação, desprezando-se o subarrefecimento do líquido condensado. O escoamento do filme de condensado foi considerado em regime laminar. Os efeitos da remoção das hipóteses assumidas são analisados nas secções seguintes permitindo corrigir ou estender a análise anterior.

Subarrefecimento do filme de condensado

O líquido no filme encontra-se a uma temperatura inferior à de saturação, pelo que o calor removido é superior ao valor obtido anteriormente a partir do produto da taxa de vapor condensado pela entalpia de condensação. Para ter em conta o subarrefecimento do líquido define-se o fluxo de entalpia associado ao líquido tendo como referência as condições consideradas para o vapor como saturado. Este fluxo é obtido da integração ao longo da espessura da camada de condensado como:

$$H = \int_0^{\delta} \rho_L u (h_{fg} + c_{pL} (T_{Sat} - T)) dy \quad (C 14)$$

Tomando em consideração o perfil de velocidade calculado antes e assumindo um perfil linear de temperatura, entre o valor na superfície e a temperatura de saturação, pode-se integrar a expressão conduzindo a:

$$H = (h_{fg} + 3/8 \cdot c_{pL} (T_{Sat} - T_{Sup})) \cdot \Gamma \quad (C 15)$$

O calor retirado ao longo da altura do filme é superior ao assumido anteriormente $h_{fg}\Gamma$ pelo que a entalpia de vaporização nas expressões obtidas anteriormente deve ser substituída por $h'_{fg} = h_{fg} + 3/8 \cdot c_{pL} (T_{Sat} - T_{Sup})$ para ter em conta o subarrefecimento no filme.

O perfil de temperatura na realidade não é linear e foi obtido por Rohsenow (1956) permitindo expressar a entalpia do filme em relação a vapor saturado como:

$$h'_{fg} = h_{fg} + 0.68c_{pL} (T_{Sat} - T_{Sup}) = h_{fg} (1 + 0.68Ja) \quad (C 16)$$

onde se introduziu o número adimensional de Jakob $Ja = c_{pL} (T_{Sat} - T_{Sup}) / h_{fg}$ que compara a entalpia de subarrefecimento do líquido com a de mudança de fase.

Considerando o perfil de temperatura recomenda-se ainda que as propriedades do líquido na camada limite sejam calculadas à temperatura média $T_{Sup} + 0.32(T_{Sat} - T_{Sup})$. A entalpia de mudança de fase e a massa específica do vapor devem ser considerados à temperatura de saturação da pressão do vapor.

Arrastamento e sobreaquecimento do vapor

O movimento do vapor afecta o filme de líquido através da tensão de corte na sua superfície. Esta tensão de corte foi desprezada na análise inicial apresentando-se nesta secção a influência desta quando o vapor se encontra em repouso longe do filme. O filme de condensado neste caso arrasta algum vapor, reduzindo a velocidade do líquido na interface. Este efeito conduz a um aumento da espessura do filme e consequentemente a uma diminuição do coeficiente de transferência de calor.

A análise deste problema efectuada por Chen permitiu [1,2] concluir que o coeficiente de transferência de calor diminui com o número de Prandtl e aumentando o número de Jakob. Esta redução no coeficiente de transferência de calor é importante para baixos números de Pr_L (caso de metais líquidos) podendo ser obtida da equação seguinte:

$$h = h_{Nusselt} \left[\frac{1 + 0.68 \cdot Ja + 0.02 \cdot Ja^2 / Pr_L}{1 + 0.85 \cdot Ja / Pr_L - 0.15 \cdot Ja^2 / Pr_L} \right]^{1/4} \quad (C 17)$$

válida para número de Jakob < 2 e para o grupo adimensional $Pr_L/Ja > 0.05$. O factor de correcção introduzido por esta expressão encontra-se representado em função do número de Jakob para diversos números de Reynolds na figura C2.

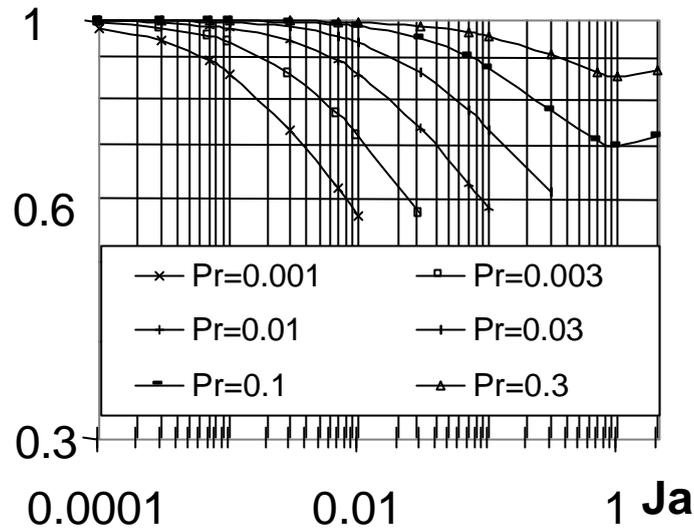


Figura C2 - Factor de correcção do coeficiente de convecção de condensação em filme em regime laminar em função do subarrefecimento do líquido.

Bejan [1] a partir de análise de ordens de grandeza concluiu que a análise de Nusselt é apenas válida quando se despreza os efeitos de inércia em face da fricção e impulsão que foram os únicos considerados na análise. A importância da inércia é tanto maior quanto maior for o número de Prandtl do filme definido como:

$$Pr_{\text{Filme}} = Pr_L \frac{h'_{fg}}{c_p \Delta T} = \frac{Pr_L (1 + Ja)}{Ja} \cong \frac{Pr_L}{Ja} \quad (C 18)$$

Este número adimensional surge no resultado apresentado por Chen. Para números de Prandtl inferiores a 0.3 o factor de correcção pode ser expresso apenas em função do número de Prandtl do filme como representado na figura C3.

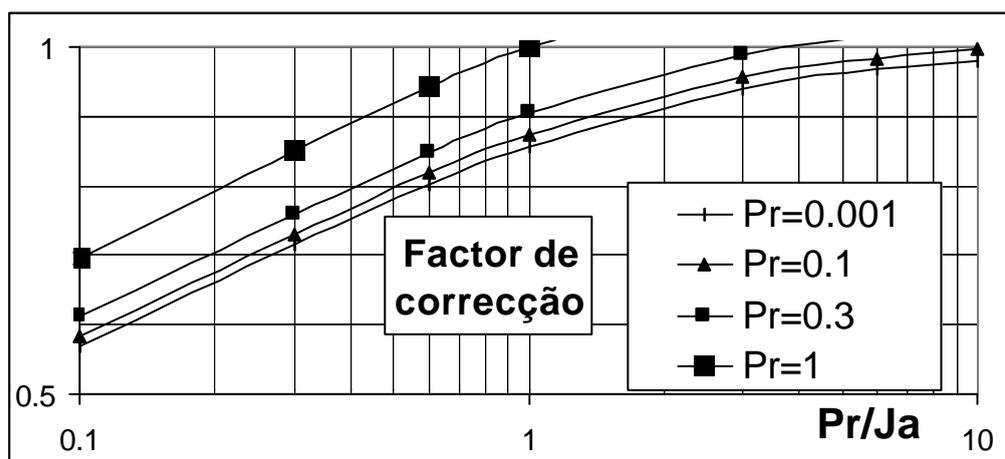


Figura C3 - Factor de correcção do coeficiente de convecção de condensação em filme em regime laminar em função do número de Prandtl do filme (equação C13).

No caso do vapor se encontrar a uma temperatura média superior à de saturação é necessário arrefecer o vapor antes deste se condensar na superfície exterior do filme. Como a transferência de calor é controlada pelo mecanismo de condução através do

filme de líquido, mantêm-se o coeficiente de convecção expresso em relação à diferença de temperatura no filme de condensado, isto é $(T_{\text{Sat}} - T_{\text{Sup}})$. O coeficiente de convecção é reduzido quando o vapor se encontra sobreaquecido segundo [3]:

$$h = h_{\text{Nusselt}} \left(1 - c_{pV} (T_V - T_{\text{Sat}}) / h_{fg} \right)^{1/4} \quad (\text{C } 19)$$

Correlações em função de número de Reynolds local no filme

A correlação obtida para a condensação em filme em regime laminar pode apresentar-se em função do número de Reynolds definido com o diâmetro hidráulico do filme: $D_h = 4 \cdot \text{Área} / \text{Perímetro} = 4\delta$ permitindo escrever o número de Reynolds do filme como:

$$\text{Re}_\delta = \frac{GD_h}{\mu_L} = \frac{4\Gamma_L}{\mu_L} \quad (\text{C } 20)$$

Regime laminar

Para o caso de regime laminar, a partir da equação C5, pode-se exprimir o fluxo mássico de condensado por unidade de largura do filme Γ_L em função da espessura do filme, permitindo escrever o número de Reynolds em função da espessura do filme:

$$\text{Re}_\delta = \frac{4\Gamma_L}{\mu_L} = \frac{4g\delta^3}{3v_L^2} \left(\frac{\rho_L}{\rho_L - \rho_V} \right) \cong \frac{4}{3} \frac{\delta^3}{v_L^2/g} \quad (\text{C } 21)$$

Em geral a massa específica do vapor é muito inferior à do líquido pelo que se pode efectuar a simplificação indicada. A partir da expressão anterior pode-se observar que o valor de $\sqrt[3]{v_L^2/g}$ representa uma escala de comprimento para a condensação [1,3] em filme, que pode assim ser utilizada como dimensão característica na definição de um número de Nusselt Nu_δ . Tendo em conta que no regime laminar $h = k_L/\delta$, pode-se obter:

$$\text{Nu}_\delta^{\text{local}} = \frac{h \cdot \sqrt[3]{v_L^2/g}}{k_L} = \frac{\sqrt[3]{v_L^2/g}}{\delta} = \sqrt[3]{\frac{4}{3 \text{Re}_\delta}} = 1.10 \cdot \text{Re}_\delta^{-1/3} \quad (\text{C } 22)$$

Deste modo obtém-se uma correlação entre o número de Nusselt e Reynolds locais. A partir desta equação pode-se observar que o número de Nusselt no regime laminar é igual ao inverso da espessura adimensional do filme de condensado.

$$\delta^* = \frac{\delta}{\sqrt[3]{v_L^2/g}} = \frac{1}{\text{Nu}_\delta} \quad (\text{C } 23)$$

A partir da equação (C22) define-se o número de Nusselt para o coeficiente médio de convecção do filme tendo em conta que este valor é 4/3 do valor local:

$$\text{Nu}_\delta = \frac{\bar{h} \cdot \sqrt[3]{v_L^2/g}}{k_L} = \left(\frac{4}{3} \right)^{4/3} \text{Re}_\delta^{-1/3} = 1.468 \cdot \text{Re}_\delta^{-1/3} \quad (\text{C } 24)$$

Para água verifica-se que esta correlação representa a transferência de calor para números de Re_δ até 30, situação a partir da qual se verifica um aumento da transferência de calor da ordem de 20% em relação aquela correlação [4].

Outros regimes (Ondulante e Turbulento)

O aumento da transferência de calor deve-se à superfície do filme de líquido condensado apresentar ondulações devido a instabilidade, promovendo o aumento da transferência de calor. Para este regime e antes de se atingir o regime turbulento recomenda-se [5] a correlação de Kutateladze:

$$Nu_{\delta} = \frac{Re_{\delta}}{1.08 Re_{\delta}^{1.22} - 5.2} \quad 30 < Re_{\delta} < 1800 \quad (C 25)$$

Para números de Reynolds superiores a 1800 o escoamento encontra-se no regime turbulento. Para este regime recomenda-se [3,5] a correlação de Labuntzov:

$$Nu_{\delta} = \frac{Re_{\delta}}{8750 + 58 Pr^{-0.5} (Re_{\delta}^{0.75} - 253.)} \quad Re_{\delta} > 1800 \quad (C 26)$$

Chen desenvolveu uma correlação ajustando resultados experimentais na zona de regime ondulante e turbulento com a forma [1]:

$$Nu_{\delta} = \sqrt{Re_{\delta}^{-0.44} + (5.82 \cdot 10^{-6} Re_{\delta})^{0.8}} Pr_L^{1/3} \quad Re_{\delta} > 30 \quad (C 27)$$

A utilização destas correlações para o coeficiente de convecção médio ao longo do filme em função do número de Reynolds não permite um cálculo explícito. A definição do número de Reynolds requer o cálculo do fluxo de condensado (ou taxa de condensação) que depende do calor transferido e portanto do número de Nusselt. A resolução do problema envolve a utilização de um balanço de energia para calcular o caudal de condensado a partir do coeficiente de convecção, sendo este cálculo efectuado utilizando as correlações directamente.

Solução conjunta das correlações e do balanço de energia.

Para evitar o uso de um cálculo iterativo envolvendo a definição das correlações e o balanço de energia, pode-se utilizar as duas equações de modo a definir o caudal de condensado directamente a partir dos dados normalmente conhecidos. O balanço de energia aplicado para uma placa de altura L pode-se escrever como:

$$\bar{h}L(T_{Sat} - T_{Sup}) = \Gamma h'_{fg} \quad (C 28)$$

permitindo relacionar o coeficiente de convecção médio na placa com o fluxo de massa condensada. Substituindo nesta última equação o coeficiente de convecção em função do número de Nusselt (Eq-C22) e o fluxo de condensado (Eq-C20) em função do número de Reynolds permite escrever:

$$\frac{Nu_{\delta} k_L L}{\sqrt[3]{v_L^2/g}} (T_{Sat} - T_{Sup}) = \frac{Re_{\delta} \mu_L h'_{fg}}{4} \quad (C 29)$$

Esta equação que representa o balanço de energia pode se escrita em termos adimensionais:

$$Nu_{\delta} = \frac{h_L}{k_L} \sqrt[3]{\frac{v_L^2}{g}} = \frac{Re_{\delta}}{B} \quad (C 30)$$

permitindo definir um número adimensional B expresso em função de parâmetros normalmente conhecidos em problemas à semelhança do que acontece na definição do número de Rayleigh do filme de condensado:

$$B = \frac{L(T_{\text{Sat}} - T_{\text{Sup}})4k_L}{h'_{fg}\mu_L\sqrt[3]{v_L^2/g}} \quad (\text{C } 31)$$

Este parâmetro pode ser escrito em função dos números de Prandtl e de Jakob cujas definições permitem efectuar as seguintes igualdades:

$$\frac{k_L}{\mu_L} = \frac{c_{pL}}{\text{Pr}_L} \text{ e } \frac{c_{pL}(T_{\text{Sat}} - T_{\text{Sup}})}{h'_{fg}} = \frac{\text{Ja}}{1 + 0.68\text{Ja}} \quad (\text{C } 32 \text{ a,b})$$

que substituídas na equação C31 permitem escrever o parâmetro B como:

$$B = \frac{4\text{Ja}}{\text{Pr}(1 + 0.68\text{Ja})} \frac{L}{\sqrt[3]{v_L^2/g}} \quad (\text{C } 33)$$

Este parâmetro adimensional pode ser interpretado como um comprimento de forma adimensional e foi introduzido directamente a partir das definições do número de Nusselt e Reynolds e do balanço de energia. Deste modo este parâmetro de condensação pode ser usado para todos os regimes do escoamento do filme. A partir da sua definição pode-se então apresentar as correlações de transferência de calor na forma $B = \text{Nu}_\delta / \text{Re}_\delta$ para os diversos regimes a partir das correlações (C24-26):

$$B = 0.681\text{Re}_\delta^{4/3} \quad \text{Re}_\delta < 30 \quad (\text{C } 34)$$

$$B = 1.08\text{Re}_\delta^{1.22} - 5.2 \quad 30 < \text{Re}_\delta < 1800 \text{ (Kutateladze)} \quad (\text{C } 35)$$

$$B = 8750 + 58\text{Pr}^{-0.5}(\text{Re}_\delta^{0.75} - 253.) \quad \text{Re}_\delta > 1800 \text{ (Labuntzov)} \quad (\text{C } 36)$$

A partir da definição de B pode-se então calcular o número de Reynolds local e deste modo calcular o fluxo mássico de condensado. O cálculo do coeficiente de convecção pode então ser obtido de $\text{Nu}_\delta = \text{Re}_\delta / B$. Para facilitar a utilização das expressões anteriores e para identificar o regime do escoamento representa-se na figura C4 a variação de B com o número de Reynolds.

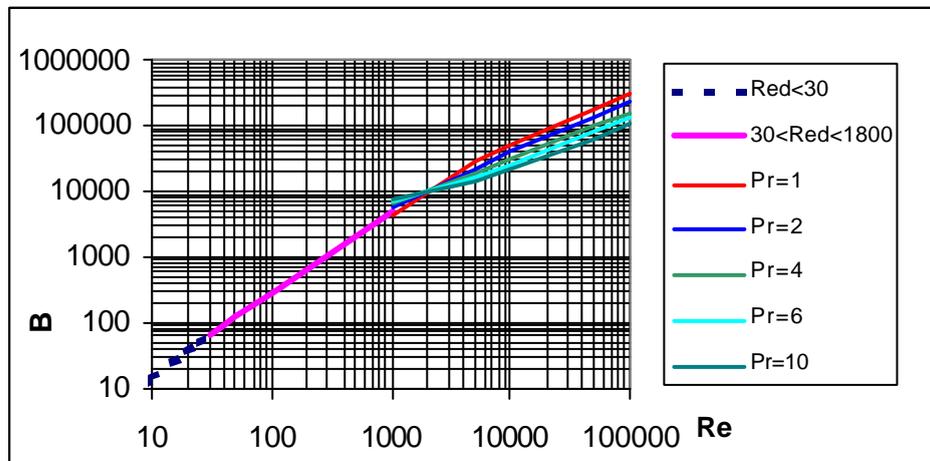


Figura C4 – Variação do parâmetro de condensação B em função do número de Reynolds Re_δ do filme de condensado.

Escoamento forçado do vapor

Quando o vapor tem o escoamento forçado na direcção do filme existe uma tensão de corte sobre o escoamento do filme que aumenta o coeficiente de convecção (diminuindo a espessura do filme) quando o escoamento é em equi-corrente.

Para o regime laminar a espessura do filme de líquido condensado em função da posição axial é expressa a partir da equação (C9) que pode ser apresentada de forma adimensional, usando para tal a escala de comprimento característica $\sqrt[3]{v_L^2/g}$ permitindo obter:

$$\delta^{*4} = \frac{\delta^4}{(v_L^2/g)^{4/3}} = \frac{4\mu_L k_L (T_{Sat} - T_{Sup}) x}{h'_{fg} g \rho_L (\rho_L - \rho_V) (v_L^2/g)^{4/3}} = x^* \quad (C 37)$$

Pode-se observar que o comprimento do filme apresentado sob forma adimensional é muito semelhante à definição do parâmetro de condensação B, podendo também ser expresso em função de números adimensionais por:

$$x^* = \frac{4Ja}{Pr(1 + 0.68Ja)} \frac{x}{(v_L^2/g)^{1/3}} \frac{\rho_L}{\rho_L - \rho_V} \quad (C 38)$$

No caso de existir uma tensão de corte imposta pelo escoamento do vapor a espessura do filme é alterada de acordo com a seguinte forma:

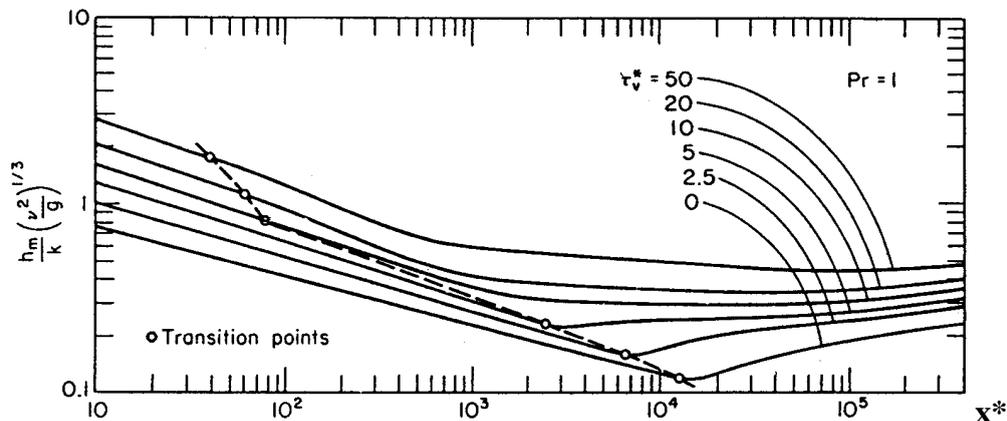
$$x^* = \delta^{*4} \pm 4/3 \tau_v^* \delta^{*3} \quad (C 39)$$

para o caso de regime laminar, onde τ_v^* é uma tensão de corte adimensional:

$$\tau_v^* = \frac{\tau_v}{g(\rho_L - \rho_V) \sqrt[3]{v_L^2/g}} \quad (C 40)$$

sendo positiva quando exercida no sentido do escoamento e negativa quando no sentido inverso. Quando a tensão de corte do vapor sobre o líquido actua no sentido do escoamento tem o efeito de diminuir a espessura do filme, aumentando o coeficiente de convecção definido por $h=k_L/\delta$ no regime laminar.

A equação C39 não permite uma solução explícita para a espessura do filme. Na figura C5 representa-se a variação do valor de Nu_δ em função do comprimento adimensional x^* , incluindo para além do regime laminar os regimes ondulantes e turbulento para os quais deixa de ser válida a igualdade $h=k_L/\delta$.



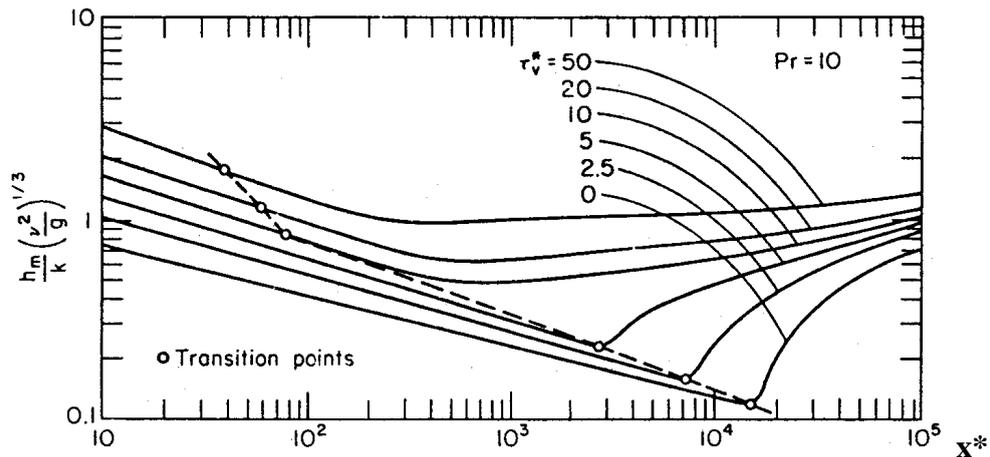


Figura C5 – Variação do número de Nusselt para condensação em filme com tensões de corte em função do comprimento adimensional x^* . [6].

Os mesmos resultados podem também ser apresentados em função do número de Re_δ permitindo identificar para que valores ocorre a transição para regime turbulento. Esta transição que no caso de convecção natural ($\tau_v=0$) verifica-se para Reynolds=1800, ocorre mais cedo quando a tensão de corte do vapor actua no sentido favorável ao escoamento, correspondendo para o caso de $\tau_v^* > 11$ a $Re_\delta=70$.

A localização da transição para o regime turbulento em função do comprimento adimensional x^* é identificada na figura C5 e ocorre mais cedo quando se exerce uma tensão de corte positiva no filme de líquido. A figura indica apenas este caso uma vez que a situação de escoamento do vapor em contra-corrente com o filme líquido diminui o coeficiente de convecção. A tensão de corte que o vapor exerce no filme de condensado pode ser calculada a partir de:

$$\tau_v = \left(f G_V^2 / 2 \rho_V \right) \quad (C 41)$$

onde f representa o factor de atrito para o escoamento de vapor devido ao filme de condensado. A superfície do filme de condensado no regime turbulento apresenta uma 'rugosidade' dependendo do fluxo condensado Γ que influencia assim o factor de atrito como representado na figura C6.

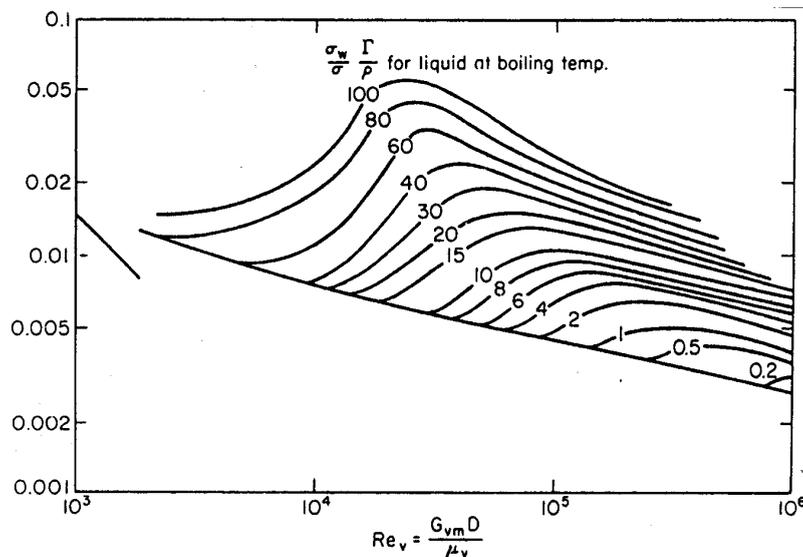


Figura C6 – Factor de atrito em função do número de Reynolds do escoamento do vapor [6].

As diversas curvas representadas dependem do valor do parâmetro $(\sigma_A/\sigma)(\Gamma/\rho_L)$ onde (σ_A/σ) é a razão entre a tensão superficial da substância considerada e a da água. A utilização deste gráfico requer um processo iterativo já que a tensão de corte depende do factor de atrito e este do caudal de líquido condensado expresso por Γ . O fluxo mássico de vapor pode variar de forma acentuada ao longo do escoamento pelo facto de ter condensado parte desse vapor. Sugere-se utilizar um valor médio ponderado da seguinte forma $G_{Vm}=0.4G_{VTopo}+0.6G_{VBase}$

Condensação no exterior de tubos

Para a condensação no exterior de tubos se estes forem verticais podem-se utilizar os resultados da análise anterior para a placa vertical. No caso dos tubos se encontrarem em posição horizontal o filme de condensado desenvolve-se ao longo do perímetro do tubo sujeito a uma aceleração correspondente à componente gravítica na direcção tangencial ao tubo. A partir de uma análise análoga à efectuada para a superfície plana assumindo que o filme de líquido se mantém sempre em contacto com a superfície do tubo e em regime laminar permite concluir que:

$$h_D = C \left(\frac{g\rho_L(\rho_L - \rho_V)k_L^3 h'_{fg}}{\mu_L(T_{sat} - T_{sup})D} \right)^{1/4} \quad (C 42)$$

onde D é o diâmetro exterior do tubo e C toma o valor de 0.729 [1-5]. Para o caso de uma esfera o resultado da análise é equivalente sendo nesse caso $C=0.815$ [1].

A expressão obtida é muito semelhante à obtida para a condensação em filme sobre uma placa vertical. Para regime laminar o coeficiente de convecção para o tubo horizontal pode ser directamente comparado com o valor para o tubo na vertical tendo em conta a analogia entre as equações C42 e C12. A posição horizontal conduz a valores superiores do coeficiente de convecção quando $L > 2.87 D$.

Para tubos em posição inclinada com ângulo θ com a horizontal recomenda-se no caso de L exceder $1.8D*\tan(\theta)$ a correlação para tubo horizontal substituindo g por $g*\cos(\theta)$. No caso inverso pode-se usar a correlação para convecção de filme vertical substituindo g por $g*\sin(\theta)$.

Os tubos em condensadores normalmente não se encontram isolados e em geral o filme condensado num determinado tubo cairá sobre outros tubos na mesma linha vertical. Considerando que o filme de líquido mantém as suas condições quando passa de um tubo para o seguinte permite concluir que a correlação para o coeficiente de convecção apresenta a mesma forma, substituindo o diâmetro do tubo pela dimensão característica ND, onde N é o número de tubos alinhados numa mesma linha vertical.

Na realidade o coeficiente observado é superior ao obtido dessa análise podendo referir-se diversos factores que contribuem para este efeito. Quando o filme de líquido condensado de um tubo cai aumenta a sua quantidade de movimento e ao incidir sobre o tubo seguinte provoca turbulência e perturbações no escoamento que aumentam o coeficiente de convecção. A influência da queda do filme pode ser maior no caso do filme desintegrar-se formando gotas ou fios ao cair entre tubos. Outro efeito a considerar deve-se ao filme de condensado encontrar-se subarrefecido ao abandonar um tubo pelo que antes de atingir o seguinte pode condensar algum vapor adicional. Deste modo o caudal de condensado aumenta e o coeficiente de convecção

médio definido com a área dos tubos também aumenta. Estes efeitos foram considerados por Chen [6] que propõe, para números de Jakob $Ja < 2$:

$$h_D = 0.729 \left(\frac{g \rho_L (\rho_L - \rho_V) k_L^3 h'_{fg}}{\mu_L (T_{sat} - T_{sup}) ND} \right)^{1/4} (1 + 0.2 * (N - 1) * Ja) \quad (C 43)$$

As correlações apresentadas anteriormente referem-se ao regime laminar sendo usadas como uma estimativa conservativa para qualquer situação. No caso de existir convecção forçada do vapor na direcção perpendicular a um tubo isolado, o número de Nusselt pode ser escrito como [1]:

$$\frac{h_D D}{k_L} = 0.64 Re_D^{1/2} \left[1 + \left(1.69 \frac{gh'_{fg} \mu_L D}{U_V^2 k_L (T_{sat} - T_{sup})} \right)^{1/2} \right]^{1/2} \quad (Re_D = U_V D / \nu_L < 10^6) \quad (C 44)$$

onde o número de Reynolds Re_D é definido com a viscosidade cinemática do líquido e a velocidade referente ao escoamento de vapor $Re_D = U_V D / \nu_L$. A correlação é válida para este número de Reynolds inferior a 10^6 . No caso limite de não existir escoamento a expressão permite obter a apresentada anteriormente para um tubo isolado, enquanto quando o efeito gravítico é desprezável obtém-se $Nu = 0.64 Re^{1/2}$.

Condensação no interior de tubos

O coeficiente de transferência de calor no interior de tubos depende da orientação do tubo e da fracção de vapor que condicionam o tipo de escoamento no seu interior.

No caso do vapor não ter velocidades muito elevadas em tubos horizontais verifica-se um escoamento estratificado onde o líquido ocupa a parte inferior do tubo. Neste caso o vapor em contacto com a parte superior do tubo condensa, formando-se um filme de líquido condensado que, por gravidade escorre para a parte inferior do tubo. Nesta situação o coeficiente local de transferência de calor varia muito ao longo do perímetro do tubo sendo na zona superior a maior contribuição resultante de condensação em filme. O coeficiente de convecção médio pode ser calculado da correlação de Chato [1, 5]:

$$\bar{h}_D = 0.555 \left(\frac{g \rho_L (\rho_L - \rho_V) k_L^3 h'_{fg}}{\mu_L (T_{sat} - T_{sup}) D} \right)^{1/4} \quad (\text{para } Re_D = U_V D / \nu_V < 35000) \quad (C 45)$$

O número de Reynolds nesta correlação é calculado para a secção de entrada do tubo onde o vapor tem a velocidade máxima pois posteriormente condensa.

Para tubos na posição vertical podem-se utilizar resultados da análise da placa plana vertical considerando que a espessura do filme é muito menor que o diâmetro do tubo. Comparando a correlação do tubo horizontal com a da placa plana pode-se concluir que o último coeficiente de convecção é maior no caso de ser $L > (0.943/0.555)^4 D = 8.4 D$, sendo então em geral preferida a configuração de tubo horizontal. No caso do tubo apresentar uma pequena inclinação em relação à horizontal de 10 a 20° o coeficiente de convecção aumenta de 10 a 20% como resultado da maior facilidade do líquido escorrer no fundo do tubo.

Nos casos já referidos considerou-se que o movimento do filme de líquido ocorre devido ao campo gravítico o que é apenas válido quando as tensões de corte exercidas

pelo vapor são desprezáveis. Quando a velocidade do vapor é elevada no interior dos tubos, independentemente da orientação destes, o vapor arrasta o líquido junto à superfície dando origem a um escoamento anelar. Neste caso aplica-se uma correlação para o coeficiente de convecção forçada no interior de tubos na forma [6]:

$$\bar{h}_D = \frac{k_L}{D} 0.026 Pr_L^{1/3} Re_m^{0.8} \quad (Re_v > 20000 \text{ e } Re_L > 5000) \quad (C 46)$$

onde se utiliza um valor de número de Reynolds médio Re_m calculado com base nos números de Reynolds de cada uma das fases calculados considerando-as isoladas:

$$Re_m = \left[Re_L + Re_v \left(\frac{\rho_L}{\rho_v} \right)^{1/2} \right] \text{ onde } Re_L = \frac{4\dot{m}_L}{\pi D \mu_L} \text{ e } Re_v = \frac{4\dot{m}_v}{\pi D \mu_v} \quad (C 47)$$

A aplicação da correlação anterior é recomendada para $Re_v > 20000$ e $Re_L > 5000$, sendo indicado uma margem de 50% em relação a resultados experimentais [6]. A utilização da correlação requer a definição da fracção de vapor que varia ao longo do tubo. Deste modo o cálculo da condensação utilizando estas correlações deve ser efectuado em troços do tubo para os quais se defina a fracção de vapor. No capítulo de ebulição inclui-se informação adicional sobre o escoamento de duas fases e a definição da fracção de vapor. Outras correlações para o cálculo de coeficientes de convecção encontram-se referenciadas por Bejan [1].

Superfícies horizontais

Para superfícies horizontais consideram-se nesta secção correlações para a condensação na face superior de superfícies. Apresentam-se correlações para o caso de convecção natural e forçada. Para algumas situações físicas existem soluções analíticas para a condensação em filme [6] apresentadas a seguir.

No caso do líquido condensado ser confinado (e.g. no fundo de um reservatório) o processo de condensação é não estacionário podendo a espessura da camada de líquido condensado ser expressa em função do tempo por:

$$\delta(t) = \sqrt{\frac{2k_L (T_{sat} - T_{sup})}{\rho_L (h_{fg} + c_{pL} (T_{sat} - T_{sup})/2)}} t \quad (C 48)$$

Outra situação com solução analítica simples corresponde ao caso da condensação sobre uma superfície circular em rotação. Para este caso o filme de condensado movimenta-se devido à aceleração centrífuga. Considerando que o filme roda a uma velocidade angular constante, conclui-se que a espessura do filme de condensado não depende da posição radial:

$$\delta = \sqrt[4]{\frac{3k_L (T_{sat} - T_{sup}) \mu_L}{2h_{fg} \omega^2 \rho_L^2}} \quad (C 49)$$

Esta equação apresenta algumas semelhanças com a equação C12 de condensação sobre uma placa vertical substituindo g/L por ω^2 onde ω é a velocidade angular.

Para qualquer dos dois casos referidos antes o coeficiente de convecção pode ser obtido a partir de $h = k_L / \delta$.

Para o caso da condensação se verificar sobre uma superfície horizontal em que o filme de condensado pode escorrer pela borda livre, Bejan [1] apresenta correlações aplicáveis ao caso de um disco de diâmetro D e uma fita rectangular de largura L e comprimento muito superior, com a forma:

$$\bar{Nu} = \frac{hD}{k_L} = C \left[\frac{D^3 h'_{fg} g (\rho_L - \rho_V)}{k_L \nu_L (T_{sat} - T_{sup})} \right]^{1/5} \quad (C 50)$$

onde D representa respectivamente a dimensão característica (D ou L) e C toma os valores $C=1.368$ para o disco e $C=1.079$ para a placa. Considerando como dimensão característica um diâmetro equivalente definido por $D_{eq} = \text{Área}/\text{Perímetro}$ pode-se concluir que a constante C apresenta um valor próximo de 0.8 para os dois casos considerados. Pode-se assim generalizar a correlação para outras geometrias.

Para convecção forçada promovida por um escoamento de vapor sobre a placa horizontal o coeficiente de convecção pode ser representado por [1]:

$$\frac{h_L L}{k_L} = 0.872 Re_L^{1/2} \left[\frac{1.508}{(1 + Ja / Pr_L)^{3/2}} + \frac{Pr_L}{Ja} \left(\frac{\rho_V \mu_V}{\rho_L \mu_L} \right)^{1/2} \right]^{1/3} \quad (C 51)$$

onde Re_L é definido com a velocidade do vapor, comprimento da placa e viscosidade do líquido ($Re_L = U_V L / \nu_L$).

Para a face inferior de superfícies com pequena inclinação (θ) em relação à horizontal o filme de líquido não é estável formando então gotas que caem periodicamente sob o efeito gravítico. Pode-se definir uma escala de comprimento característica com base em análise dimensional e com esta um número de Nusselt com a seguinte forma [6]:

$$\ell = \sqrt{\frac{\sigma}{(\rho_L - \rho_V) g \cos \theta}} \quad Nu_\ell = \frac{h\ell}{k_L} \quad (C 52a, b)$$

As correlações para o número de Nusselt são expressas em função de um parâmetro adimensional de condensação representado por:

$$\tau = \frac{k_L \mu_L (T_{sat} - T_{sup})}{\rho_L (\rho_L - \rho_V) g \cos \theta h'_{fg} \ell^3} \quad (C 53)$$

onde θ é o ângulo em relação à horizontal. Para água e R113 à pressão atmosférica com $(T_{sat} - T_{sup}) < 55^\circ C$ indicam-se as correlações [6]:

$$Nu = \frac{h\ell}{k_L} = \frac{0.9\tau^{-1/6}}{1 + 1.1\tau^{1/6}} \quad (C 54)$$

para pequenas inclinações ($\theta < 15^\circ$). Para superfícies horizontais indica-se:

$$Nu_\ell = 0.81\tau^{-0.193} \quad \text{para } \tau < 10^{-8} \quad (C 55a, b)$$

$$Nu_\ell = 0.69\tau^{-0.20} \quad \text{para } 10^{-8} < \tau < 10^{-6}$$

Condensação em gotas

Todas as correlações apresentadas anteriormente para o coeficiente de convecção com condensação correspondem à formação de um filme de líquido condensado que isola a superfície do vapor. Para o último caso mencionado o líquido cai em gotas mas pode alargar a superfície totalmente. No caso do líquido não aderir à superfície a condensação conduz à formação de gotas permitindo que a superfície se encontre exposta ao vapor em vez de estar isolada pelo filme de líquido.

A formação do filme de líquido deve-se à adesão entre o líquido e a superfície ser superior à coesão do líquido. No caso de superfícies metálicas os líquidos preenchem facilmente os poros presentes devido a efeitos de capilaridade. A promoção de condensação em gotas requer um grau de acabamento elevado que pode apenas ser conseguido pela deposição de uma película de um promotor. Um exemplo é o caso do 'teflon' que não consegue ser molhado pelo líquido.

A condensação e transferência de calor ocorre essencialmente nas gotas de menor dimensão pois quando estas crescem isolam o vapor da superfície. Quando as gotas crescem movimentam-se devido ao campo gravítico. No caso de superfícies verticais o deslocamento de gotas provoca o arrastamento de gotas mais pequenas em contacto com a superfície por onde passam. Verifica-se assim que, o coeficiente de convecção é determinado por gotas com cerca de 100 μm de diâmetro [7]. Deste modo o coeficiente de convecção é estimado com base na análise de resistências térmicas incluindo a condução de calor através das gotas e da película promotora.

Devido à tensão superficial a pressão no interior das gotas é superior à do vapor e para que o calor se transfira é necessário um gradiente de temperatura na interface vapor-líquido. O coeficiente de convecção equivalente associado ao gradiente de temperatura na interface vapor-líquido pode para água ser representado em função da pressão de saturação [7] por:

$$h_f = 2.1 \cdot 10^6 P^{0.65} \quad (\text{W/m}^2\text{K}), P \text{ (atm)} \quad (\text{C } 56)$$

Para a condensação de água sobre superfícies de cobre promovido indicam-se as correlações seguintes em função da temperatura de saturação:

$$h \text{ (W/m}^2\text{K)} = 51104 + 2044 T_{\text{sat}} \quad 25^\circ\text{C} < T_{\text{sat}} < 100^\circ\text{C} \quad (\text{C } 57\text{a, b})$$

$$h \text{ (W/m}^2\text{K)} = 255510 \quad T_{\text{sat}} > 100^\circ\text{C}$$

Os valores referidos são apenas indicativos para água permitindo verificar que o coeficiente de convecção associado à condensação por gotas é muito elevado. No entanto convém não esquecer que para se obter a condensação por gotas é necessário usar uma película promotora (por exemplo Teflon) que introduzir uma resistência térmica apreciável dada a sua baixa condutividade. Considerando um valor de $k=0.4\text{W/mK}$ pode-se concluir que para um coeficiente de convecção equivalente a $10^5 \text{ W/m}^2\text{K}$ basta uma espessura de 4 μm .

Ebulição

A ebulição consiste no processo de mudança de fase de líquido para vapor ocorrendo ao fornecer calor ao mesmo, normalmente a pressão constante. A ebulição em fase homogénea é muito difícil por requerer um elevado grau de sobreaquecimento como se irá analisar. A ebulição ocorre normalmente com o líquido em contacto com uma superfície com temperatura T_{Sup} superior à temperatura de saturação do líquido T_{Sat} . Vai-se considerar o processo de ebulição sobre placas e no exterior de tubos onde o líquido se encontra em repouso, e a ebulição no interior de tubos, onde se considera o movimento do fluido. Em qualquer das situações o movimento do vapor formado junto às superfícies é controlado pela grande diferença de densidade entre o vapor e o líquido. Como a formação do vapor ocorre normalmente em bolhas, vai-se inicialmente analisar as condições de formação e crescimento das mesmas. Nesta análise considera-se o líquido e vapor em condições meta estáveis, que são revistas.

Mecanismos e condições de início de ebulição

Condições de equilíbrio na bolha

A formação das bolhas pode ocorrer homoganeamente, no interior do líquido, ou heterogeneamente, quer junto a impurezas (e.g. bolhas de ar) quer junto a superfícies ou suas irregularidades. A ebulição com bolhas requer que se verifiquem condições de formação e crescimento destas. As condições de equilíbrio que existem na interface líquido-vapor são a igualdade de temperatura e do potencial químico ou energia livre de Gibbs $g=h-Ts$. Adicionalmente deve-se verificar o balanço de forças na interface líquido-vapor, incluindo a resultante da pressão no interior (vapor) e no exterior (líquido) da bolha e ainda a resultante da tensão superficial que actua na interface, o que conduz a:

$$p_V - p_L = 2\sigma / r_{\text{crit}} \quad (\text{E } 1)$$

onde o raio crítico (r_{crit}) representa o raio da bolha (esférica) em equilíbrio de forças. Para a bolha crescer terá de se verificar uma diferença entre a pressão do vapor e do líquido, de modo a vencer o efeito da tensão superficial que é tanto maior quanto menor o raio da bolha. Além disso, é necessário que o líquido se encontre a uma temperatura superior à do vapor de modo a que se produza um fluxo de calor para a superfície da bolha, promovendo a vaporização do líquido. No caso da bolha de vapor se formar a partir de uma bolha de gás existente no líquido, a pressão exercida pelo vapor é menor isto porque a pressão no interior da bolha tem uma contribuição do gás.

O líquido e vapor numa interface plana coexistem à mesma pressão e temperatura, sendo este o conceito retido para o processo de mudança de fase, aquando do estudo de termodinâmica. A mudança de fase é definida para cada pressão, quando o volume específico toma mais do que um valor possível. O modelo de gás de Van der Waals permite uma aproximação para o comportamento real da substância pura e a análise dos estados termodinâmicos possíveis. Este modelo introduz uma correcção à lei dos gases perfeitos, considerando o volume ocupado pelas moléculas (parâmetro **b**) e um termo que tem em conta a força de atracção entre as moléculas (parâmetro **a**) conduzindo à equação:

$$\left(P + a/v^2 \right) * (v - b) = R * T \quad (\text{E } 2)$$

De acordo com este modelo pode concluir-se que para determinadas isotérmicas (com valores menores que a temperatura crítica) existem três valores possíveis do volume específico para uma mesma pressão (ver figura E1). O volume específico intermédio corresponde a uma zona onde o declive ($\partial P/\partial v$) é positivo, o que corresponde a uma zona instável termodinamicamente e portanto que não pode ocorrer. O estado termodinâmico do líquido e do vapor pode-se encontrar no interior da zona de duas fases desde que fora da zona instável referida. No caso de uma interface plana a pressão e a temperatura do líquido e vapor em equilíbrio são iguais, sendo os estados do vapor e líquido identificados sobre a curva definindo as duas fases.

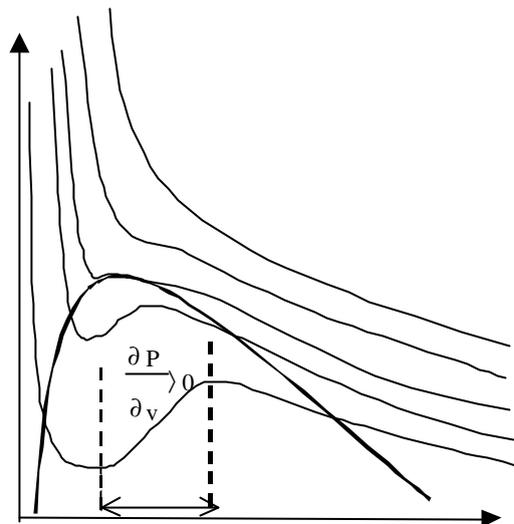


Figura E 1 – Diagrama esquemático do modelo de gás de Van der Waals.

Os estados termodinâmicos do vapor e do líquido, na zona interior de duas fases, correspondem a situações meta estáveis de líquido sobreaquecido e de vapor subarrefecido. Estes estados são representados no diagrama P-v-T da figura E2, sendo designados respectivamente por B' e C' numa mesma linha isotérmica. O líquido a temperatura considerada (em B') encontra-se a uma pressão inferior à pressão de saturação. Se se comparar a temperatura do líquido com a temperatura de saturação correspondente à pressão do mesmo, pode-se concluir que o líquido se encontra sobreaquecido.

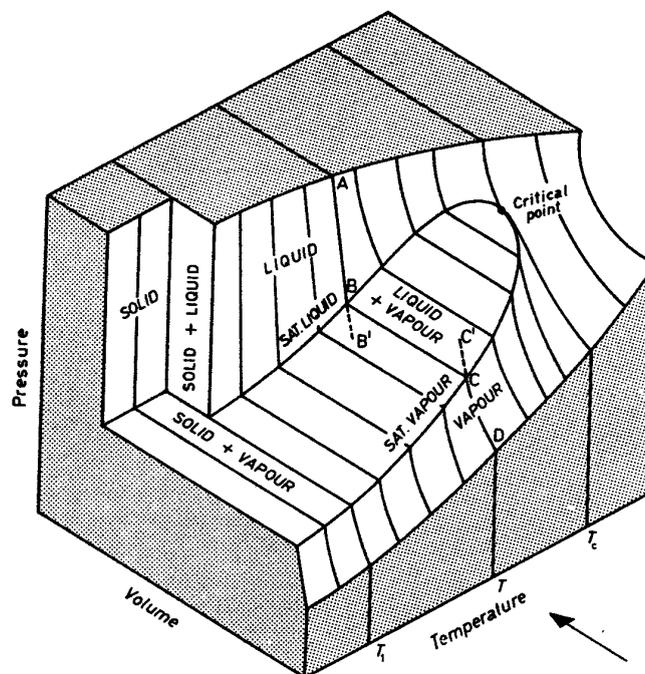


Figura E 2 – Superfície pressão-volume-temperatura para uma substância pura. [2]

De acordo com a equação do balanço de forças a pressão do vapor é superior à do líquido, sendo o efeito desta diferença traduzido num maior número de moléculas de vapor a incidir na interface com o líquido, o que é equilibrado pelo aumento de

temperatura. A temperatura da interface entre o vapor e líquido é assim superior à temperatura de saturação para a pressão do líquido. Deste modo para haver formação de bolhas é necessário que o líquido sofra um sobreaquecimento.

A figura E3 mostra num diagrama p-g para um líquido a pressão constante e as condições possíveis para o vapor em equilíbrio com o líquido, para três raios de curvatura da interface líquido-vapor. Numa interface plana (raio de curvatura infinito) a pressão do líquido e vapor são iguais e a mudança de fase ocorre com ambas as fases (líquido e vapor) à mesma pressão e temperatura (T_{sat}).

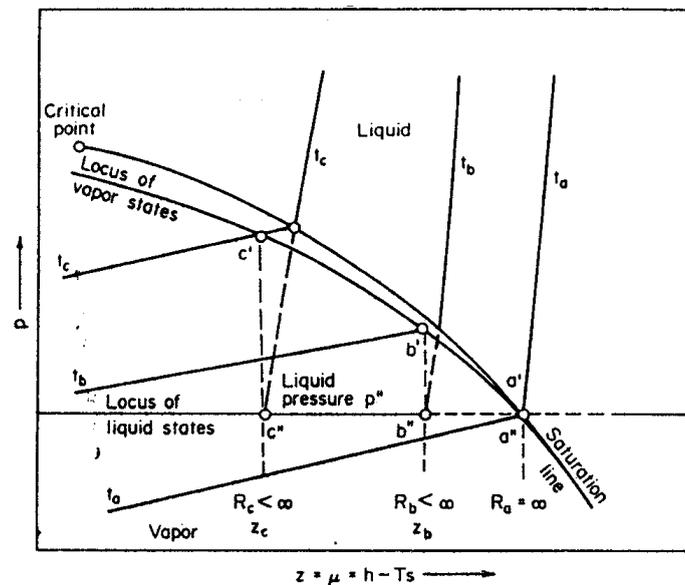


Figura E 3 – Estado do vapor em condições de equilíbrio para a interface líquido-vapor [8].

O estado do líquido e vapor em bolhas, para um dado raio de curvatura, é determinado pela resolução simultânea da equação da diferença de pressão, e da igualdade do potencial químico. Para uma bolha de raio finito observa-se na figura que o equilíbrio corresponde a valores da pressão do vapor superiores à do líquido, mas inferiores à pressão de saturação para a temperatura de equilíbrio na interface. Esta temperatura é superior à de saturação da pressão do líquido, pelo que este se encontra sobre aquecido tal como o vapor mas este ultimo com um grau de sobre aquecimento menor, por a sua pressão ser mais próxima da de saturação para a temperatura da interface. Assim a formação de bolhas requer que se dê um sobreaquecimento do líquido e do vapor, de modo a aumentar a pressão do vapor acima do valor de equilíbrio.

Os estados possíveis para o vapor, obtidos nas situações de equilíbrio, são próximos da curva de saturação podendo então usar-se esta curva como aproximação. A equação de Clausius-Clapeyron ($dT/dP = T v_{fg}/h_{fg}$) relaciona a variação da temperatura com a pressão sobre a linha da curva de saturação, permitindo então estimar a diferença de temperatura entre a interface e a temperatura de saturação por:

$$T - T_{Sat} \cong (P - P_{Sat}) * \frac{\bar{T}(v_v - v_L)}{h_{fg}} \cong \frac{2\sigma}{r_{crit}} \frac{T_{Sat} v_v}{h_{fg}} \quad (E 3)$$

onde se considerou o gradiente da curva de saturação da equação de Clausius-Clapeyron constante, e se aproximou a temperatura pelo valor de saturação à pressão do líquido. Desprezando o volume específico do líquido em face do de vapor e

utilizando a lei dos gases perfeitos para estimar esse valor, $v_v = R_v T_v / P_v$ pode-se escrever a expressão anterior como:

$$\Delta T_{\text{Sat}} = T - T_{\text{Sat}} = \frac{2\sigma}{r_{\text{crit}}} \frac{T_{\text{Sat}}^2 R_v}{h_{\text{fg}} P_v} \quad (\text{E } 4)$$

onde se considerou a temperatura de saturação (valor conhecido) como aproximação à temperatura do vapor. A expressão obtida permite estimar o grau de sobreaquecimento (ΔT_{Sat}) necessário para que uma bolha de raio r seja estável. Considerando $v_{\text{fg}}/h_{\text{fg}}$ constante em vez de $v_{\text{fg}}T/h_{\text{fg}}$, a equação de Clausius Clapeyron pode ser integrada, permitindo chegar a uma expressão que quando simplificada é semelhante [8].

$$\Delta T_{\text{Sat}} = T - T_{\text{Sat}} = \ln \left(1 - \frac{2\sigma}{r_{\text{crit}} P_v} \right) \frac{T_{\text{Sat}}^2 R_v}{h_{\text{fg}}} \cong \frac{2\sigma}{r_{\text{crit}}} \frac{T_{\text{Sat}}^2 R_v}{h_{\text{fg}} P_v} \quad (\text{E } 5)$$

O gradiente dT/dP ao longo da curva de saturação pode também ser expresso a partir de uma forma empírica, representando a variação da pressão de saturação com a temperatura na forma $\log_{10} p(\text{bar}) = A - B/T(\text{K})$ permitindo obter [8]:

$$\Delta T_{\text{Sat}} = T - T_{\text{Sat}} = \frac{T_{\text{Sat}}^2}{B} \log_{10} \left(1 + \frac{2\sigma}{r_{\text{crit}} P_{\text{Sat}}} \right) \left[1 + \frac{T_{\text{Sat}}}{B} \log_{10} \left(1 + \frac{2\sigma}{r_{\text{crit}} P_{\text{Sat}}} \right) \right] \quad (\text{E } 6)$$

Esta última equação pode ser utilizada também para estimar o grau de sobreaquecimento necessário para que se formem bolhas de vapor, sendo para o caso da água os valores de A e B para 1bar ($A=2.65 \cdot 10^{-3}$, $B=0.56 \cdot 10^{-3}$) e para 70 bar ($A=2.71 \cdot 10^{-3}$, $B=0.50 \cdot 10^{-3}$).

Considerando valores experimentais do grau de sobreaquecimento na ebulição da ordem de 15°C à pressão atmosférica, pode-se concluir [8] que o raio crítico da bolha correspondente é de $2.5\mu\text{m}$. Uma vez que esta dimensão é quatro ordens de grandeza superior à distância entre as moléculas no líquido, pode concluir-se que a ebulição não ocorre de uma forma homogénea. Para que as flutuações da distância entre moléculas à pressão atmosférica, atinjam a dimensão crítica, seria necessário sobreaquecer a água até atingir 320°C [8]. No entanto a ebulição ocorre pouco acima de 100°C permitindo assim concluir que a ebulição se verifica de uma forma heterogénea em torno de núcleos que permitem formar bolhas de dimensões superiores à crítica. A presença de poeira ou gases dissolvidos no líquido permitem a formação de bolhas com um grau de sobreaquecimento menor, por constituírem núcleos para a formação de bolhas de dimensão superior à crítica.

Formação de bolhas junto a superfícies

A formação de bolhas junto a superfícies depende da maior ou menor tendência do líquido molhar o sólido, o que pode ser quantificado pelo ângulo de contacto entre a interface e a superfície. A presença de cavidades e irregularidades nas superfícies facilita a formação de núcleos, onde as bolhas se podem formar e crescer até abandonarem a superfície onde são geradas. Na figura E4 apresenta-se um esquema da formação e crescimento da bolha junto a uma irregularidade na superfície. Perto da parede, a transferência de calor verifica-se por condução no líquido através do líquido, sendo as linhas isotérmicas deformadas pela presença da bolha. A isotérmica correspondente à temperatura no ponto mais afastado da bolha, é representada na

figura a uma distância correspondente a nr onde r é o raio de curvatura da interface e n um parâmetro entre 0.7 e 2. O perfil de temperatura na direcção perpendicular à superfície pode assim ser aproximado por uma evolução linear, sendo o declive tanto maior quanto maior for o fluxo de calor. Na figura E4 considera-se que o líquido afastado da superfície se encontra a uma temperatura constante, sendo no caso inferior à temperatura de saturação. O aumento do fluxo de calor corresponde a uma maior temperatura na superfície e ao longo da camada de líquido como representado na figura E4, para vários valores do fluxo de calor.

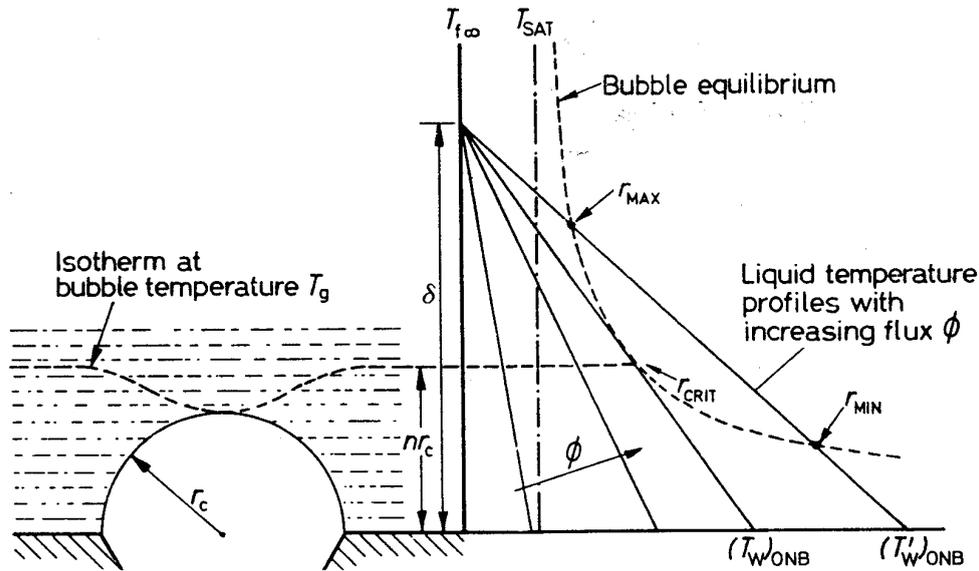


Figura E 4 – Perfil de temperatura junto à parede comparado com valor de equilíbrio [2].

As condições de formação da bolha correspondem à situação em que esta atinja um raio de curvatura superior ao obtido na análise anterior. Nessas condições a pressão do vapor na bolha será superior ao valor de equilíbrio o que conduz ao crescimento da bolha. Utilizando o resultado da análise anterior pode-se representar a temperatura de equilíbrio na bolha ($T=T_{Sat}+\Delta T_{Sat}$) em função da distância à superfície que se relaciona com o raio de curvatura da bolha. As condições de crescimento da bolha verificam-se quando este perfil de temperatura intersectar o perfil de temperatura no líquido o que permite concluir que todas as bolhas com raio entre o valor mínimo e máximo têm condições para crescer ao abandonar a superfície. O caso limite em que as curvas são tangentes permite definir o raio de nucleação[8]:

$$r_{Nuc1} = \sqrt{\frac{2\sigma T_v v_{fg} k_L}{h_{fg} qn}} \quad (E 7)$$

Esta expressão é obtida a partir da igualdade das derivadas dos dois perfis de temperatura indicados na figura, sendo um o resultante da expressão do grau de sobreaquecimento e o outro o perfil de temperatura linear junto à parede, expresso em função do fluxo de calor:

$$T = T_{Sup} - qnr/k_L \quad (E 8)$$

Para a situação definida podemos então calcular o grau de sobreaquecimento da superfície que pode ser expresso como

$$\Delta T_{\text{Nucl}} = T_{\text{Sup}} - T_{\text{Sat}} = T_{\text{Sup}} - T + \Delta T_{\text{Sat}} = \frac{qnr_{\text{Nucl}}}{k_L} + \frac{2\sigma T_{\text{v fg}}}{h_{\text{fg}} r_{\text{Nucl}}} \quad (\text{E } 9)$$

A temperatura que aparece na expressão de ΔT_{Sat} é um valor médio entre T_{Sat} e T_{v} , tendo sido aproximado por T_{Sat} anteriormente. Substituindo na expressão obtida o valor do raio crítico de nucleação pode-se obter:

$$\Delta T_{\text{Nucl}} = (T_{\text{Sup}} - T_{\text{Sat}})_{\text{Nucl}} = \sqrt{\frac{8\sigma T_{\text{v fg}} qn}{k_L h_{\text{fg}}}} \quad (\text{E } 10)$$

Esta expressão representa o grau de sobreaquecimento necessário na superfície para que se verifique a nucleação de bolhas, sendo usual substituir T_{v} por T_{Sat} que é fácil de definir. Comparando a estimativa obtida por esta expressão com resultados experimentais conclui-se que o factor n deveria ter valores entre 2 e 3, sendo estes valores superiores ao assumido na análise. O valor de n é substituído por Pr_L^2 permitindo um melhor acordo com valores experimentais [3]. Podemos assim obter o grau de sobreaquecimento nas superfícies, necessário para formar bolhas como:

$$\Delta T_{\text{Nucl}} = (T_{\text{Sup}} - T_{\text{Sat}})_{\text{Nucl}} = \sqrt{\frac{8\sigma T_{\text{Sat}} v_{\text{fg}} q}{k_L h_{\text{fg}}}} \text{Pr}_L \quad (\text{E } 11)$$

No caso da água e substituindo as propriedades por correlações em função da pressão do líquido, pode-se exprimir o grau de sobreaquecimento por [8]:

$$(T_{\text{Sup}} - T_{\text{Sat}})_{\text{Nucl}} = 0.556 \left(\frac{q}{1082 \cdot p^{1.156}} \right)^{0.463 p^{0.0234}} \quad (\text{E } 12)$$

onde q é o fluxo de calor (em W/m^2) e p é a pressão (em bar) sendo esta aproximação válida para água de 1 a 138 bar. Desta expressão pode-se observar que o grau de sobreaquecimento diminui com o aumento da pressão.

Esta expressão pode ser invertida para calcular o fluxo de calor mínimo para que se verifique nucleação de bolhas para um dado grau de sobreaquecimento da superfície:

$$q = \frac{k_L h_{\text{fg}} (T_{\text{Sup}} - T_{\text{Sat}})^2}{8\sigma T_{\text{v fg}} n} \quad \text{ou} \quad q = 1082 \cdot p^{1.156} (1.8 * (T_{\text{Sup}} - T_{\text{Sat}}))^{\frac{2.16}{p^{0.0234}}} \quad (\text{E } 13)$$

As expressões obtidas são independentes da dimensão das cavidades onde se formam as bolhas. Ao aumentar o fluxo de calor o número de cavidades existentes na superfície que conduzem à formação de bolhas aumenta e o fluxo de bolhas formadas aumenta.

Crescimento das bolhas

A análise efectuada na secção anterior limitou-se à formação das bolhas junto da superfície, não sendo nada referido sobre a sua evolução ao deixar essa superfície. Para que a bolha cresça a temperatura do líquido deverá ser superior ao valor que permita a situação de equilíbrio ΔT_{Sat} , caso contrário a bolha sofrerá colapso. As bolhas podem formar-se junto a superfícies onde a temperatura é mais elevada e a seguir encontrarem o líquido com um grau de sobreaquecimento menor. No caso do raio crítico ser superior ao raio da bolha a pressão do vapor no interior das bolhas é inferior à do líquido. Neste caso o vapor é comprimido, condensando e transferindo o

calor resultante para o líquido que aquece localmente. Esta situação ocorre na ebulição com o líquido sub-arrefecido e permite aumentar a taxa de transferência de calor pelo movimento das bolhas que aumentam o efeito de convecção natural.

No caso da pressão do vapor ser superior ao valor de equilíbrio, a bolha cresce. Pelas condições de equilíbrio (equação E1) pode-se observar que ao aumento do raio de curvatura corresponde uma diminuição da sobrepressão do vapor. Deste modo no crescimento das bolhas verifica-se uma expansão do vapor sendo responsável por uma redução na sua temperatura, o que permite criar gradientes de temperatura de modo a que o líquido forneça calor à bolha, evaporando vapor na sua superfície.

Ambas as situações, de crescimento e de colapso da bolha, são processos que, após se iniciarem, criam condições para prosseguir. Deste modo, para que as bolhas formadas junto às superfícies cresçam, é necessário que ultrapassem a dimensão crítica, e que o líquido apresente o grau de sobreaquecimento necessário. Antes de se atingir essa situação, pode-se formar bolhas junto às superfícies que contribuem para a geração de correntes de convecção natural e promovem a transferência de calor entre a superfície e o líquido através da condensação das bolhas no líquido.

Ebulição com o líquido em repouso

Nesta secção apresenta-se informação referente à ebulição de um líquido globalmente em repouso. Esta situação ocorre em reservatórios aquecidos, podendo o calor ser fornecido a partir de superfícies planas ou de cilindros, correspondendo a tubos ou fios. Na figura E5 representa-se a evolução do fluxo de calor fornecido a uma placa plana horizontal de aço polido mecanicamente para água à pressão atmosférica em função da diferença de temperatura entre a superfície e a temperatura de saturação.

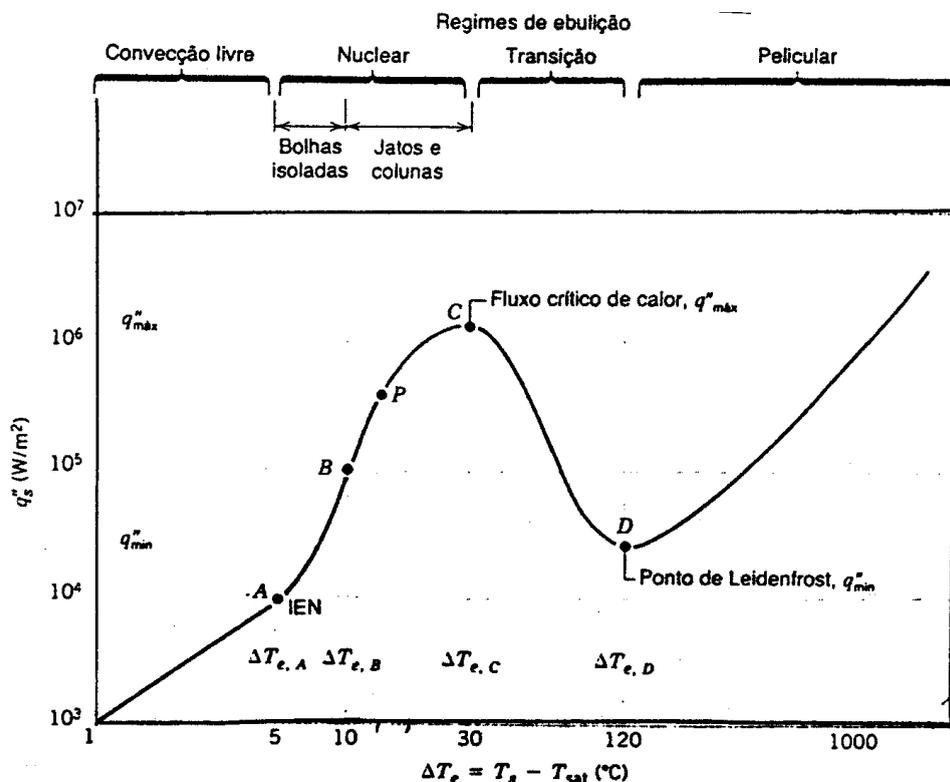


Figura E5 – Curva de ebulição típica para água à pressão atmosférica sobre superfície plana [5].

Na evaporação em piscina, quando a temperatura da superfície é pouco superior à de saturação, a transferência de calor ocorre por convecção natural apenas com líquido. Neste caso a mudança de fase pode ocorrer na superfície livre do líquido sendo este evaporado em contacto com o vapor. Quando o fluxo de calor ultrapassa o limite de formação de bolhas na superfície, estas contribuem para o aumento da transferência de calor entre a superfície e o líquido. No caso do líquido não ter o grau de sobreaquecimento necessário ao crescimento das bolhas, estas condensam no interior do líquido e aumentam o movimento no líquido.

Ebulição com formação de bolhas

Uma vez satisfeitas as condições de crescimento das bolhas, verifica-se um rápido aumento do fluxo de calor com a diferença de temperatura. Rohsenow [8] obteve, para o regime de ebulição com formação de bolhas, uma correlação para a diferença de temperatura, que pode ser escrita explicitamente para o fluxo de calor na forma:

$$q = \mu_L h_{fg} \left[g \frac{(\rho_L - \rho_V)}{\sigma} \right]^{1/2} \left[\frac{c_{pL} (T_{Sup} - T_{Sat})}{Pr_L^s C_{SF} h_{fg}} \right]^3 \quad (E 14)$$

onde $s=1$ para a água e $s=1.7$ para outros líquidos. C_{SF} é um parâmetro empírico definido para um par líquido-superfície, sendo na tabela seguinte indicados alguns valores.

Par Fluido - Superfície	C_{SF}	Par Fluido - Superfície	C_{SF}
Água - Cobre riscado	0.0068	Água - Bronze	0.006
Água - Cobre polido	0.013	Água - Níquel	0.006
Água - Aço Inoxidável:		Água - Platina	0.013
Corroído quimicamente	0.013	n-Pentano - Cobre Polido	0.0154
Polido mecanicamente	0.013	n-Pentano-Cobre esmerilhado	0.0049
Esmerilhado e polido	0.006	Benzeno - Crómio	0.101

Tabela E1 – Coeficiente empírico (C_{SF}) da correlação de Rohsenow.

A correlação de Rohsenow representa resultados experimentais de diferenças de temperatura ($T_{Sup}-T_{Sat}$) com uma margem de 25%. Note-se, no entanto, que a expressão para o cálculo do fluxo, devido à grande influência da temperatura pode apresentar um erro da ordem de 100%. A mesma correlação pode representar resultados de ebulição que ocorrem quando as bolhas formadas crescem no líquido até atingirem a superfície livre. Como limite inferior de aplicação podemos desta forma considerar o fluxo de calor correspondente a convecção natural. A intersecção das correlações não se verifica necessariamente na situação de início de formação de bolhas que pode ocorrer sem que estas cresçam no líquido como se viu, sendo a transição gradual entre uma dependência praticamente linear na convecção natural e cúbica na ebulição. O limite superior da correlação de Rohsenow está relacionado com o fluxo de calor crítico que será discutido a seguir.

Aumentando o fluxo de calor na ebulição, com formação de bolhas, a fracção de vapor junto à superfície aumenta criando uma maior resistência térmica para a transferência de calor. Esta situação é ilustrada na figura E6, onde se representa a distribuição das bolhas junto à superfície para uma intensidade crescente do fluxo de calor.

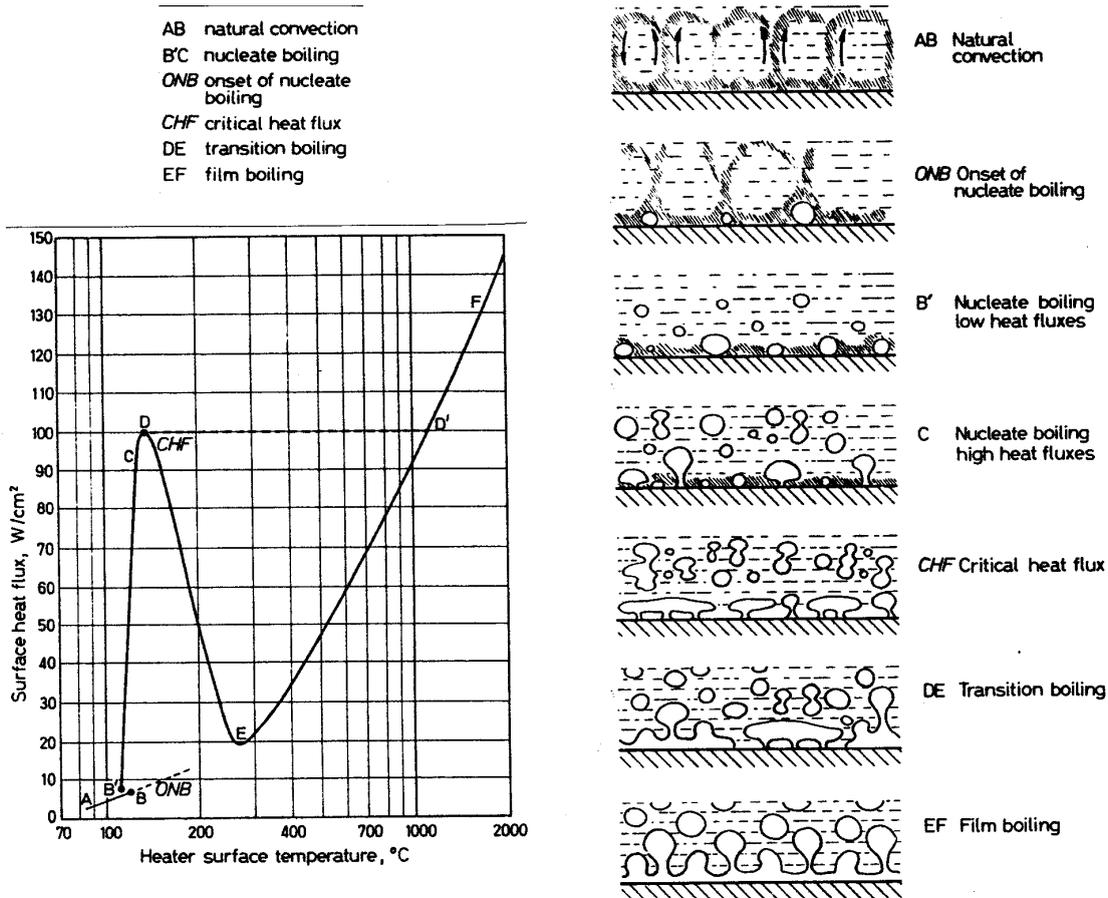


Figura E 6 – Estágios na ebulição em piscina e esquema do processo junto à superfície.

Fluxo de calor crítico

Ao crescer o fluxo de calor, a quantidade de vapor junto à superfície aumenta dando origem a uma situação limite, em que toda a superfície é coberta por vapor (ebulição em filme) e o coeficiente de transferência de calor diminui bastante. O fluxo de calor máximo correspondente à transição entre as duas situações designa-se por fluxo de calor crítico (q_{crit}). Tendo em consideração os fenómenos envolvidos nesta transição pode assumir-se que o fluxo crítico depende de h_{fg} , ρ_v , σ e d_b que representa uma dimensão característica das bolhas. Tendo em consideração o teorema dos Π s da análise dimensional, podem-se definir dois números adimensionais que controlam o processo. O fluxo de calor é escolhido para um dos números adimensionais, sendo para o outro seleccionadas outras propriedades:

$$\Pi_1 = \frac{q d_b^{3/2} \rho_v^{1/2}}{\sigma^{3/2}} \text{ e } \Pi_2 = \frac{h_{fg} d_b \rho_v}{\sigma} \quad (E 15 \text{ a,b})$$

Considerando uma relação linear entre estes dois números adimensionais estabelece-se a dependência do fluxo crítico nas diversas propriedades como:

$$q_{crit} = Ch_{fg} \sqrt{\sigma \rho_v / d_b} \quad (E 16)$$

O diâmetro das bolhas é representado em função de uma dimensão característica que se define a partir de um balanço de força, permitindo deste modo concluir que:

$$d_b \propto \sqrt{\sigma/g(\rho_L - \rho_V)} \quad (E 17)$$

Substituindo esta escala de comprimento na expressão do fluxo crítico pode-se escrever o fluxo crítico como:

$$q_{crit} = Ch_{fg} \sqrt{\rho_V} \sqrt[4]{\sigma g(\rho_L - \rho_V)} \quad (E 18)$$

O valor da constante obtido a partir de uma análise hidrodinâmica foi de $\pi/24=0.131$. Este valor para placas horizontais foi ajustado com dados experimentais para o valor $C=0.149$. No caso da dimensão da placa horizontal ser muito pequena pode ainda ter de se introduzir correcções como apresentado em [9]. Para avaliar a razão entre a dimensão da superfície considerada e a dimensão típica das bolhas usa-se o número de Bond definido por:

$$Bo = \frac{D^2 g(\rho_L - \rho_V)}{\sigma} \quad (E 19)$$

onde D é uma dimensão característica. No caso de tubos ou fios o valor da constante é $C=0.116$ válido para o caso de $Bo>1.4$ definindo este com o diâmetro do tubo. Para diâmetros inferiores a constante C é dada por:

$$C = 0.123 / Bo^{1/8} \text{ para } 0.014 < Bo < 1.39 \quad (E 20)$$

Para um corpo com superfícies em diversas orientações indica-se [4] o valor $C=0.118$ para valores do número de Bond superiores a 16, sendo a dimensão característica calculada como a razão entre o volume e a área.

O fluxo de calor crítico representa um valor máximo a evitar, já que ao ser ultrapassado provoca uma mudança de regime de ebulição, aumentando muito a diferença entre a temperatura da superfície e de saturação. Dado que o aumento da temperatura da superfície pode promover a fusão do material o fluxo crítico de calor também pode ser designado por "burnout heat flux".

Ebulição em filme

O aumento da diferença de temperatura entre a superfície e a saturação deve-se à modificação do mecanismo de transferência de calor que passa a processar-se através de um filme de vapor. Este é analisado tendo em conta o balanço entre as forças de impulsão e as forças viscosas do vapor no filme. Considerando então condução de calor através da camada de vapor, obtém-se uma equação com algumas semelhanças em relação à condensação em filme [1, 8].

$$Nu = \frac{hD}{k_V} = C \left[\frac{D^3 h'_{fg} g(\rho_L - \rho_V)}{k_V \nu_V (T_{Sup} - T_{Sat})} \right]^{1/4} \text{ com } C = \begin{cases} 0.62 - \text{Tubo} \\ 0.67 - \text{Esfera} \\ 0.425 - \text{Placa} \end{cases} \quad (E 21)$$

sendo nesta equação $h'_{fg} = h_{fg} + 0.4c_{pV}(T_{Sup} - T_{Sat})$.

A dimensão característica nesta equação é o diâmetro para o caso do tubo e esfera. Para a placa plana horizontal a escala de comprimento é definida com a escala de comprimento característica para o diâmetro das bolhas $D = \sqrt{\sigma/g(\rho_L - \rho_V)}$. Para o caso de uma placa vertical a dimensão característica é a sua altura e a correlação obtida neste caso é:

$$Nu = \frac{hL}{k_v} = 0.25 \left[\frac{L^3 (\rho_L - \rho_v) g c_{p,v}}{k_v \nu_v} \right]^{1/3} \quad (E 22)$$

Uma vez que a diferença de temperatura entre a superfície e a de saturação pode ser elevada, a contribuição da radiação pode ser importante, sendo combinada com o coeficiente de convecção por [1]:

$$h = \left(h_{Conv}^{3/4} + h_{Rad} h \right)^{4/3} \quad (E 23)$$

Esta equação pode ser aproximada por $h \cong h_{Conv} + \frac{3}{4} h_{Rad}$ para $h_{Rad} \ll h_{Conv}$.

Neste caso a radiação é representada por um coeficiente de convecção equivalente definido por:

$$h_{Rad} = \sigma \epsilon (T_{Sup}^2 + T_{Sat}^2) (T_{Sup} + T_{Sat}) \quad (E 24)$$

O comportamento descrito anteriormente verifica-se quando se aumenta o fluxo de calor que é fácil de controlar. Partindo da situação de ebulição em filme e reduzindo o fluxo de calor até à situação em que o filme formado deixa de ser estável, a diferença de temperatura ($T_{sup} - T_{sat}$) diminui, transitando para o regime de ebulição com bolhas. O fluxo de calor mínimo para a manutenção estável de um filme em superfícies horizontais é dada pela correlação [5].

$$q = 0.09 \rho_{vf} h_{fg} \left[\frac{\sigma g (\rho_L - \rho_v)}{(\rho_L + \rho_v)^2} \right]^{1/4} \quad (E 25)$$

onde ρ_{vf} representa a massa específica do vapor à temperatura média do filme, enquanto todas as outras propriedades são estimadas à temperatura de saturação. Para percorrer toda a curva de ebulição (incluindo a zona entre o fluxo crítico e o ponto mínimo de Leidenfort) seria necessário controlar a temperatura da superfície independentemente do fluxo de calor, o que não corresponde a uma situação normal.

Ebulição no interior de tubos

A ebulição no interior de tubos, tal como acontece para o caso da ebulição em piscina, verificam-se transições entre diferentes regimes. No caso do escoamento no interior dos tubos, os regimes são determinados, não só pelo fluxo de calor, como também pela fracção de vapor e líquido em cada zona do tubo.

Escoamento de vapor-líquido

A classificação do tipo de escoamento em função dos caudais de líquido e vapor é efectuado com base em mapas específicos para tubos horizontais e verticais. Na figura E7 apresentam-se os regimes de escoamento no interior de tubos horizontais e a zona onde ocorrem.

O escoamento com gás-líquido foi essencialmente caracterizado utilizando ar e água, motivo pelo qual no caso do mapa para tubos horizontais, os parâmetros indicados a seguir relacionam as propriedades do fluido real com os de ar e água.

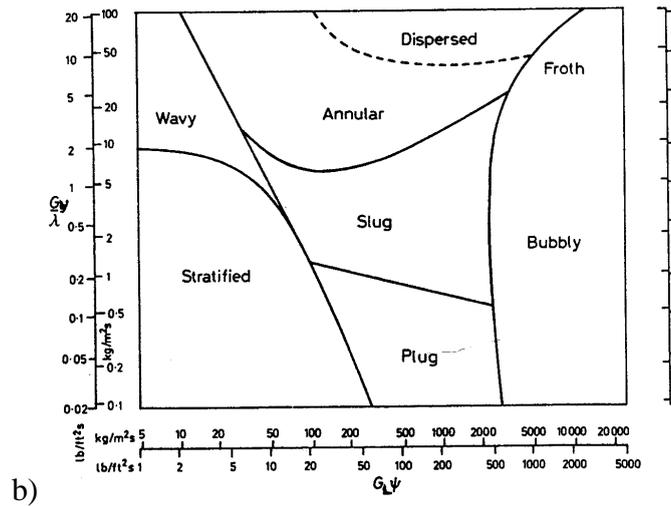
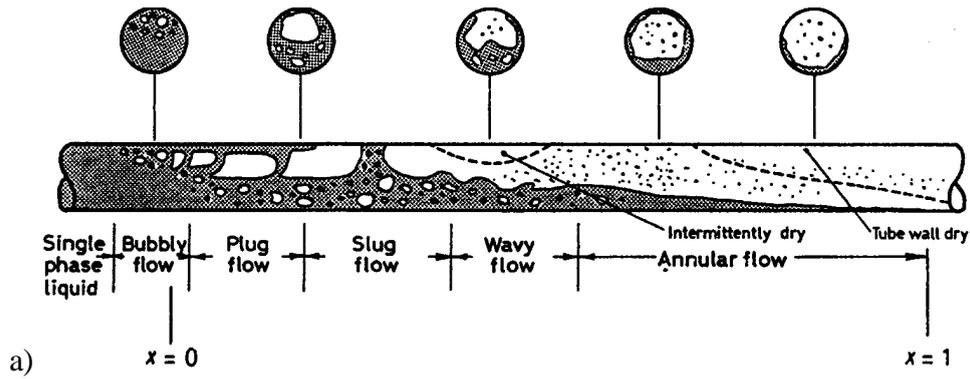


Figura E 7 - Escoamento com duas fases em tubos horizontais. a) Representação esquemática dos diversos regimes e b) Mapa de regimes do escoamento [3].

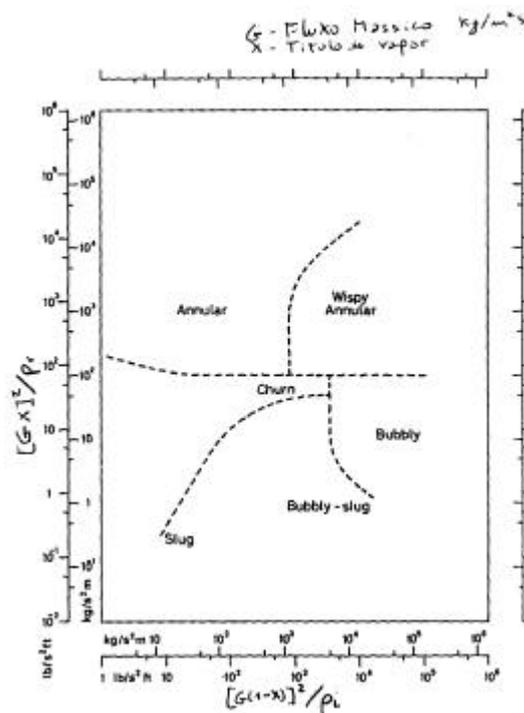


Figura E 8 - Mapa de regime de escoamento com duas fases em tubo vertical [3].

$$\lambda = \left[\left(\frac{\rho_V}{\rho_{Ar}} \right) \left(\frac{\rho_L}{\rho_{Ag}} \right) \right]^{1/2} ; \psi = \left(\frac{\sigma_{Ag}}{\sigma} \right) \left[\left(\frac{\mu_L}{\mu_{Ag}} \right) \left(\frac{\rho_{Ag}}{\rho_L} \right)^2 \right]^{1/3} \quad (E 26)$$

As propriedades da água e do ar em condições PTN são dadas por: $\rho_{Ag}=1000\text{kg/m}^3$, $\sigma_{Ag}=0.072\text{N/m}$ e $\mu_{Ag}=0.000897\text{kg/ms}$ e $\rho_{Ar}=1.18\text{ kg/m}^3$. Os fluxos mássicos de líquido e vapor são definidos multiplicando o fluxo total pela respectiva fracção mássica. Utilizando o título ou fracção mássica de vapor (x), define-se então $G_V=xG$ e $G_L=(1-x)G$. O mapa de regimes de escoamento em tubo vertical é apresentado na figura E8.

Regimes de transferência de calor

Na figura E9, indicam-se esquematicamente os regimes do escoamento de duas fases, para o caso do tubo vertical. Os perfis de temperatura do fluido e da parede ao longo da altura também são apresentados na figura ao aumentar a fracção mássica de vapor.

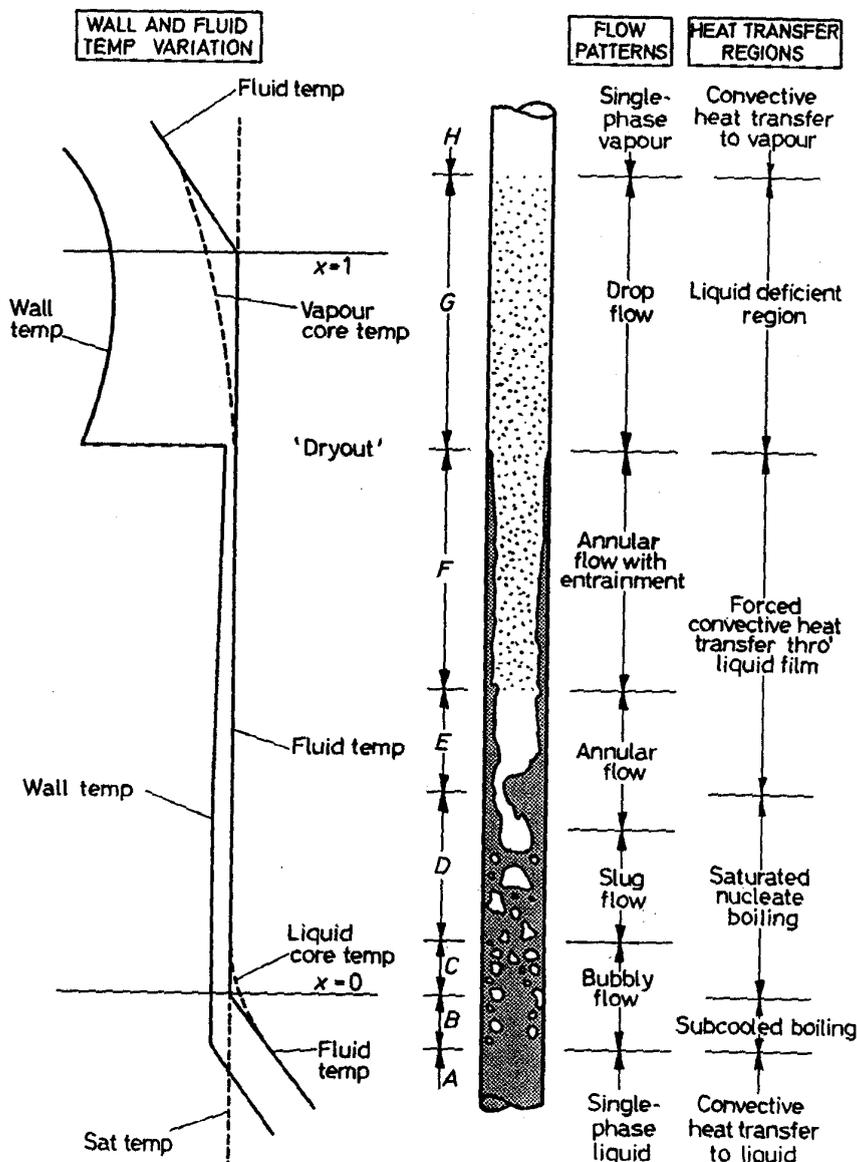


Figura E 9 – Representação esquemática do escoamento no interior de um tubo vertical com ebulição e perfil de temperatura da parede e do fluido [2].

Na zona inicial do tubo em que existe apenas líquido, a temperatura junto à parede aumenta. Podem-se atingir condições de formação de bolhas na superfície enquanto o líquido no tubo ainda se encontra subarrefecido. Neste caso as bolhas sofrem colapso no líquido mas contribuem para aumentar o coeficiente de convecção. Quando o líquido atinge ou ultrapassa as condições de saturação, as bolhas podem subsistir e o escoamento dá-se então com bolhas dispersas no líquido.

O crescimento das bolhas verifica-se até que estas atingem dimensões comparáveis à dimensão do tubo, formando então "slugs", deixando uma camada de líquido junto à parede do tubo e provocando grandes oscilações de pressão. Quando a fracção de vapor aumenta, a zona no centro do tubo passa a conter quase exclusivamente vapor sendo então o escoamento anelar, caracterizado por uma camada de líquido junto às paredes e vapor no interior. Para o caso de tubos horizontais, e dependendo da velocidade do vapor, o líquido pode molhar toda a periferia do tubo ou apenas a parte inferior, conforme já foi referido na condensação. No escoamento anelar quando a velocidade é elevada algum líquido é arrastado disperso em gotas.

Quando o filme líquido junto à superfície se evapora totalmente, a diferença de temperatura entre a superfície e o vapor pode aumentar bastante em relação à diferença existente quando a superfície se encontra em contacto com líquido. No escoamento com vapor, o coeficiente de convecção é bastante inferior ao que se verifica com a presença de líquido na parede com a formação de bolhas. A secagem do líquido junto à superfície não se deve confundir com a situação de se formar um filme de vapor, que ocorre quando o fluxo de calor é superior ao fluxo crítico. Para o fluxo crítico a expressão apresentada anteriormente permite estimar um valor conservativo (mínimo).

A passagem sucessiva pelos regimes indicados na figura E9 ocorre quando o fluxo de calor imposto é inferior ao fluxo crítico. Dependendo do valor do fluxo podem verificar-se seqüências de regimes diferentes como indicado na figura E10 [2].

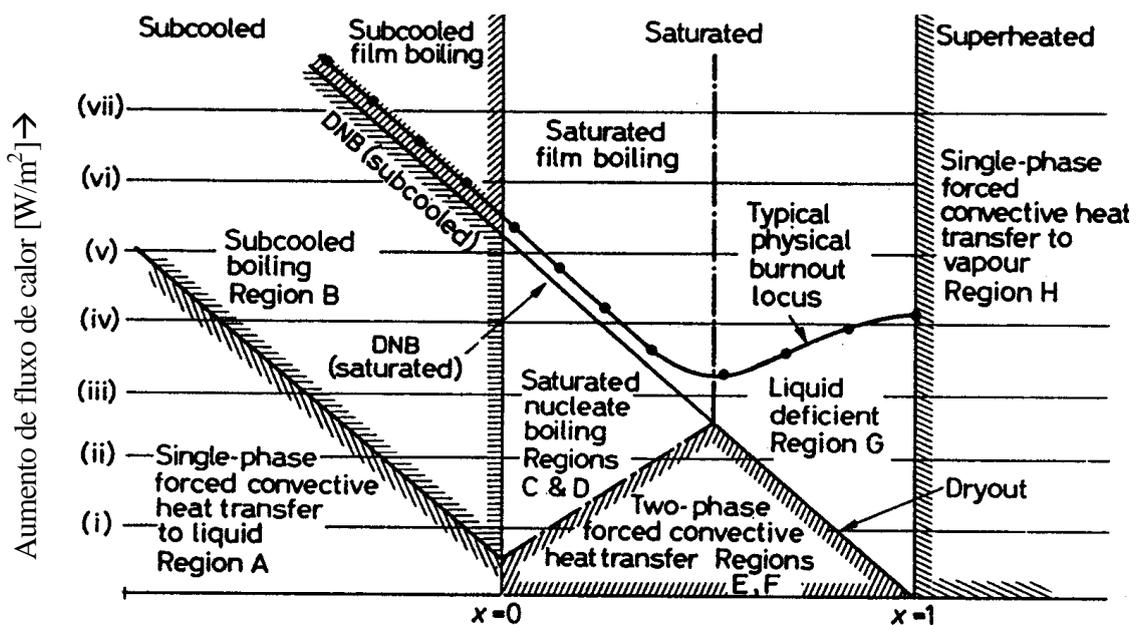


Figura E 10 – Regimes de transferência de calor em função do título e fluxo de calor [2].

Convecção forçada com ebulição

Início de ebulição

O início da formação de bolhas junto à superfície interna do tubo verifica-se a uma distância z da entrada que pode ser estimada a partir de um balanço de energia, sabendo a temperatura que o líquido deve atingir. Para que se dê a formação de bolhas a temperatura na superfície interior do tubo deverá ser $T_{\text{Sup}}=T_{\text{Sat}}+\Delta T_{\text{Nucl}}$. A partir deste valor pode-se definir a temperatura média no tubo como $T_{\text{Liq}}=T_{\text{Sup}}-q/h$, onde q é o fluxo de calor considerado como constante e h é o coeficiente de convecção, que pode ser obtido da correlação de Dittus-Boelter para escoamento turbulento com uma fase em regime turbulento da correlação:

$$\frac{hD}{k_L} = 0.023 \left(\frac{GD}{\mu_L} \right)^{0.8} \text{Pr}_L^{0.4} \text{ para } z/D > 20 \text{ e } \text{Re} > 10000 \quad (\text{E } 27)$$

Um balanço de energia permite estimar o comprimento desde a entrada até se iniciar a formação de bolhas na superfície da seguinte forma:

$$z = \frac{Gc_{pL}D}{4q} (\bar{T}_{\text{Liq}} - T_{\text{Entrada}}) \quad (\text{E } 28)$$

sendo a temperatura do líquido calculada em função da temperatura da superfície correspondente à formação de bolhas, permitindo então obter:

$$z = \frac{Gc_{pL}D}{4} \left[\frac{T_{\text{Sat}} - T_{\text{Entrada}} + \Delta T_{\text{Nucl}}}{q} - \frac{1}{h} \right] \quad (\text{E } 29)$$

Ebulição por nucleação

Após o início da formação de bolhas a ebulição começa. Na zona em que, apesar de se formarem bolhas, o líquido ainda não se encontra saturado, a transferência de calor é controlada pela formação de bolhas, e pode-se utilizar a correlação de Rohsenow já apresentada anteriormente onde os valores para o parâmetro C_{SF} para pares superfície-fluido são apresentados na tabela seguinte:

Orientação e material do tubo	Diâmetro	Fluido	C_{sf}
Vertical Níquel	4.56 mm	Água	0.006
Horizontal Aço Inoxidável	14.9 mm	Água	0.015
Vertical Cobre	27.1 mm	Água	0.013
		Álcool isopropílico	0.0022
		Álcool n-Butílico	0.0030
Horizontal Aço Inoxidável	2.39 mm	Água	0.020

Tabela E2 – Coeficientes da correlação de Rohsenow para o interior de tubos.

Para além da correlação de Rohsenow, Forster –Zuber [3,4] também propõem uma correlação para a o coeficiente de convecção associado ao mecanismo de nucleação na forma:

$$h_{\text{Nucl}} = 0.00122 \left[\frac{k_L^{0.79} c_{pL}^{0.45} \rho_L^{0.49}}{\sigma^{0.5} \mu_L^{0.29} h_{\text{fg}}^{0.24} \rho_V^{0.24}} \right] \Delta T_{\text{Sat}}^{0.24} \Delta P_{\text{Sat}}^{0.75} \quad (\text{E } 30)$$

Nesta expressão $\Delta T_{\text{Sat}} = T_{\text{Sup}} - T_{\text{Sat}}$ e $\Delta P_{\text{Sat}} = P_{\text{Sat}}(T_{\text{Sup}}) - P$.

Ebulição com convecção forçada

As correlações de coeficiente de convecção com base no mecanismo de nucleação não têm em consideração o efeito de convecção forçada. Este efeito é ilustrado na figura seguinte que mostra a transição entre a zona inicial do tubo e a zona onde se inicia o mecanismo de nucleação, contribuindo para um grande aumento no coeficiente de convecção.

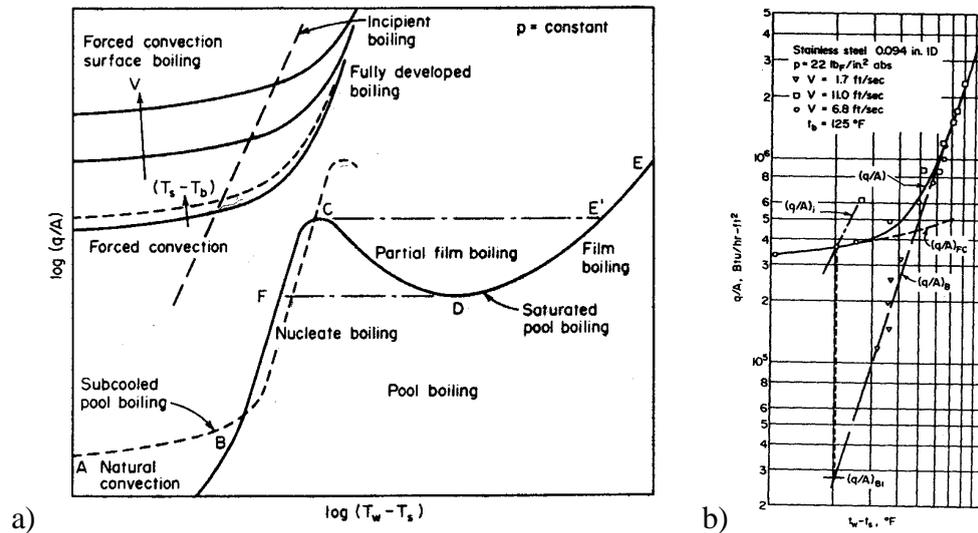


Figura E 11 – Fluxo de calor em função da diferença de temperatura ($T_{\text{Sup}} - T_{\text{Sat}}$) com convecção forçada. a) Comparação com convecção natural, b) Aproximação de correlações.

A figura E11a permite observar que o início de formação de bolhas ocorre mais tarde quando a velocidade do escoamento é mais elevada e quanto maior for o subarrefecimento do líquido. Para a zona inicial de nucleação onde a convecção forçada se dá com o líquido sub-arrefecido ou com título baixo, com base na figura E11b), a variação do fluxo de calor pode ser representada por [8]:

$$q = q_{\text{FC}} + q_{\text{B}} - q_{\text{BI}} \quad (\text{E } 31)$$

onde q_{FC} representa a correlação de convecção forçada (e.g. equação E27) e q_{B} a correlação de Rohsenow. q_{BI} representa o valor obtido pela correlação de Rohsenow com a diferença de temperatura correspondente ao critério de início de formação de bolhas (correspondente à intersecção de e.g. equação E12 com equação E27). A contribuição da última parcela é pequena.

Para todos os regimes em que o líquido cobre a superfície do tubo, Chen [3,4] propõe a utilização de um coeficiente de convecção global, somando o de convecção forçada com o de nucleação.

$$h = h_{\text{Conv}} + h_{\text{Nucl}} \quad (\text{E } 32)$$

Para usar esta sobreposição considera-se no entanto que tanto o coeficiente de convecção forçada como o de nucleação são influenciados pela fracção de vapor. Para a componente de nucleação sugere-se a utilização da correlação de Forster-Zuber multiplicada por um factor de supressão S definido na figura E12 ou por:

$$S = \left[1 + 2.53 \cdot 10^{-6} \text{Re}_{2F}^{1.17} \right]^{-1} \quad (\text{E } 33)$$

O escoamento forçado remove as bolhas mais rapidamente da parede, diminuindo a transferência de calor associada a estas. Na equação E32, Re_{2F} representa o número de Reynolds do escoamento de duas fases que depende do título do vapor e da velocidade relativa das duas fases. Tendo em consideração a dependência do coeficiente de convecção no número de Reynolds, define-se um factor $F=(Re_{2F}/Re_L)^{0.8}$, para corrigir o coeficiente de convecção forçada calculado com base no número de Reynolds do líquido Re_L , em que este último é definido por $Re_L=GD(1-x)/\mu_L$. Existem diversas correlações para este factor F [8], sendo recomendada [3,5] a correlação representada na figura E12a. Esta correlação pode também ser representada pela seguinte expressão:

$$F = \left(\frac{Re_{2F}}{Re_L} \right)^{0.8} = 2.35 \left[\frac{1}{X_{tt}} + 0.213 \right]^{0.736} \quad (E 34)$$

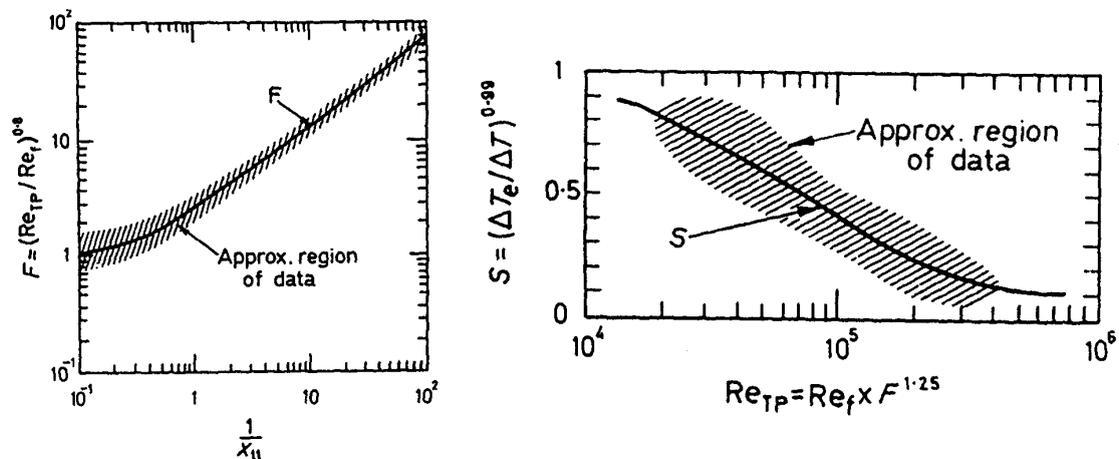


Figura E 12 – Factores para o escoamento de duas fases [3] a) Número de Reynolds do escoamento de duas fases em relação a líquido, b) Factor de supressão de nucleação.

Na equação E33 e figura E12 $1/X_{tt}$ representa o parâmetro de Martinelli. Este parâmetro é utilizado para caracterizar os escoamentos gás-líquido como:

$$\frac{1}{X_{tt}} = \sqrt{\frac{(dP/dz)_{Liq}}{(dP/dz)_{Gás}}} \quad (E 35)$$

Para regime turbulento o parâmetro de Martinelli pode ser estimado a partir de:

$$\frac{1}{X_{tt}} = \left(\frac{x}{1-x} \right)^{0.9} \left(\frac{r_L}{r_V} \right)^{0.5} \left(\frac{m}{M} \right)^{0.1} \quad (E 36)$$

em função da fracção mássica de vapor e as propriedades de líquido e vapor saturado.

A componente de convecção forçada é assim dada por:

$$h_{Conv} = \frac{0.023k_L}{D} \left(\frac{G(1-x)D}{\mu_L} \right)^{0.8} Pr_L^{0.4} F \quad (E 37)$$

A componente do coeficiente de convecção devido à formação das bolhas em núcleos na superfície, é calculada a partir da correlação de Forster-Zuber [3,4] com o factor de supressão:

$$h_{\text{Nucl}} = 0.00122 \left[\frac{k_L^{0.79} c_{pL}^{0.45} \rho_L^{0.49}}{\sigma^{0.5} \mu_L^{0.29} h_{fg}^{0.24} \rho_V^{0.24}} \right] \Delta T_{\text{Sat}}^{0.24} \Delta P_{\text{Sat}}^{0.75} S \quad (\text{E } 38)$$

O valor de $\Delta P_{\text{Sat}} = P_{\text{Sat}}(T_{\text{Sup}}) - P$ pode ser aproximado por $(\Delta P_{\text{Sat}} = \Delta T_{\text{Sat}} h_{fg}/T_{Vfg})$, tendo em conta a equação de Clausius-Clapeyron. Efectuando esta aproximação e aproximando também o expoente do resultado por um valor unitário podemos escrever o coeficiente global como:

$$q = (h_{\text{Conv}} + \text{Const} \Delta T_{\text{Sat}}) \Delta T_{\text{Sat}} \quad (\text{E } 39)$$

onde a constante indicada representa o resultado da correlação para o coeficiente de nucleação (h_{Nucl}) à parte da diferença de temperatura indicada. Conhecendo o fluxo de calor esta expressão pode ser utilizada para calcular a diferença de temperatura entre a superfície e a temperatura de saturação.

Para além da correlação apresentada anteriormente, mais recentemente Steiner e Taborek desenvolveram uma correlação empírica representando um elevado conjunto de resultados experimentais [3]:

$$h_{\text{Conv}} = h_L \left[(1-x)^{1.5} + 1.9x^{0.6} (\rho_L/\rho_V)^{0.35} \right]^{1.1} \quad (\text{E } 40)$$

Para o cálculo do coeficiente de convecção global sugere-se utilizar esta correlação com uma correlação de nucleação complexa e específica para diversos fluidos [10] e ponderar as duas de acordo com:

$$h = \sqrt[3]{h_{\text{Conv}}^3 + h_{\text{Nuc}}^3}$$

Referencias

- [1] Heat Transfer, A. Bejan, John Wiley & Sons, 1993.
- [2] Convective Boiling and Condensation, J.G. Collier, McGraw Hill, 1980.
- [3] Process Heat Transfer, G.F. Hewitt, G.L. Shires and T.R. Bott, Begel house, 1994.
- [4] Heat Transfer – A Basic Approach, M.N. Ozisik, McGraw Hill, 1985.
- [5] Fundamentals of Heat and Mass Transfer, F.P. Incropera and D.P. De Witt, John Wiley & Sons, 1990.
- [6] Film Condensation, W.M. Rohsenow, Section 12A of Handbook of Heat Transfer, Ed. W.M. Rohsenow and J.P. Hartnett, McGraw-Hill, 1973
- [7] Dropwise Condensation, P. Griffith, Section 12B of Handbook of Heat Transfer, Ed. W.M. Rohsenow and J.P. Hartnett, McGraw-Hill, 1973
- [8] Boiling, W.M. Rohsenow, Section 13 of Handbook of Heat Transfer, Ed. W.M. Rohsenow and J.P. Hartnett, McGraw-Hill, 1973
- [9] Boiling and Evaporation, J.G. Collier, Section 2.7 of Heat Exchanger Design Handbook, Ed. G.F. Hewitt, Begel House, 1998.
- [10] Flow Boiling Heat Transfer in Vertical Tubes Correlated with an Asymptotic Model, Steiner, D. and Taborek, J., Heat Transfer Engineering, 13(2):43-69,1992.