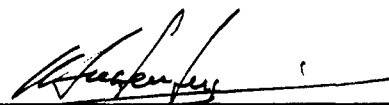


**EBULIÇÃO EM PELÍCULA EM TUBOS CILÍNDRICOS A ELEVADOS NÚMEROS
DE REYNOLDS**

José Antonio Ribeiro de Souza

TESE SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DA COORDENAÇÃO DOS PROGRAMAS
DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA DA UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO
DE JANEIRO COMO PARTE DOS REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA OBTENÇÃO
DO GRAU DE DOUTOR EM CIÊNCIAS EM ENGENHARIA QUÍMICA.

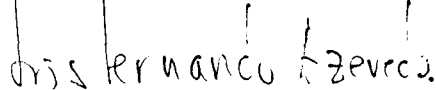
Aprovada por:



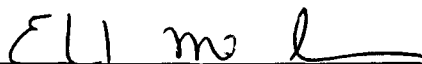
Prof. Cyrus Macedo Hackenberg, Ph.D.
(Presidente)



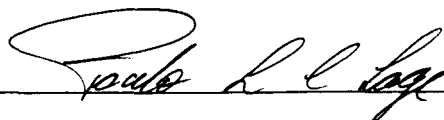
Prof. Alcir de Faro Orlando, Ph.D.



Prof. Luiz Fernando A. Azevedo, Ph.D.



Prof. Eduardo Mach Queiroz, D.Sc.



Prof. Paulo Laranjeira da Cunha Lage, D.Sc.

RIO DE JANEIRO, RJ - BRASIL

DEZEMBRO DE 1994

SOUZA, JOSÉ ANTONIO RIBEIRO DE

Ebulição em Película em Tubos Cilíndricos a Elevados

Números de Reynolds [Rio de Janeiro] 1994.

VII, 93 p. 29,7 cm (COPPE / UFRJ, D.Sc., Engenharia
Química, 1994)

Tese - Universidade Federal do Rio de Janeiro, COPPE

1. Ebulição em Película

I. COPPE/UFRJ II. Título (série).

Resumo da Tese apresentada à COPPE/UFRJ como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Doutor em Ciências (D.Sc.).

EBULIÇÃO EM PELÍCULA EM TUBOS CILÍNDRICOS A ELEVADOS NÚMEROS DE REYNOLDS

José Antonio Ribeiro de Souza

DEZEMBRO, 1994

Orientador: Prof. Cirus Macedo Hackenberg

Programa: Engenharia Química

Este trabalho tem por objetivo o estudo da transferência de calor em sistemas bifásicos líquido-vapor, com escoamento a elevados números de Reynolds.

É analisado o mecanismo de ebulição em película no interior de tubos verticais, com escoamento ascendente. O estudo da frente de mudança de fase permite a determinação da espessura da película de vapor e o cálculo do coeficiente de transferência de calor.

O modelo teórico desenvolvido leva em consideração os efeitos da tensão cisalhante interfacial, velocidade do líquido e a transferência de calor radiante através da película de vapor.

Os resultados, provenientes do modelo teórico, são comparados aos dados experimentais obtidos em uma unidade piloto especialmente construída.

Abstract of Thesis presented to COPPE/UFRJ as partial fulfillment of the requirements for the degree of Doctor of Science (D.Sc.)

FILM BOILING IN CYLINDRICAL TUBES FOR HIGH REYNOLDS NUMBERS

José Antonio Ribeiro de Souza

DECEMBER, 1994

Thesis Supervisor: Cirus Macedo Hackenberg

Department: Chemical Engineering

The aim of this work is to study heat transfer phenomena in vapor-liquid systems for high Reynolds number.

The mechanism of film boiling in inner vertical tubes with ascending flow is analysed. The study of the phase transition front allows the determination of the thickness of the vapor film and heat transfer coefficient.

The theoretical model developed in the present study incorporates the effects of interfacial shear stress, liquid velocity and the radiation heat transfer across the vapor film.

The results derived from the theoretical model are compared with experimental data collected from a pilot unit especially built for this work.

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Cirus Macedo Hackenberg pelo incentivo e orientação na elaboração deste trabalho.

Ao Antonio Gonçalves Neto pela indispensável ajuda na montagem da unidade piloto no Laboratório de Termofluidodinâmica, do PEQ/COPPE.

Ao aluno Claudimir A. Carminatti do ENQ/UFSC pela dedicação e paciência no trabalho de digitação.

Aos colegas do Departamento de Engenharia Química da UFSC que viabilizaram o meu afastamento junto a COPPE/UFRJ.

E, em especial, à minha esposa Helia e ao meu filho Tomás Antonio, pela compreensão e estímulo durante a realização deste trabalho.

ÍNDICE

| | |
|---|-----------|
| CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO | 1 |
| CAPÍTULO 2 - FUNDAMENTOS DA EBULIÇÃO..... | 4 |
| 2.1 - Ebulição em vaso aberto..... | 4 |
| 2.2 - Ebulição convectiva | 9 |
| 2.3 - Ebulição em película para o escoamento anular invertido..... | 13 |
| CAPÍTULO 3 - REVISÃO BIBLIOGRÁFICA..... | 16 |
| 3.1 - Ebulição em película em superfícies externas | 16 |
| 3.2 - Ebulição em película no interior de tubos..... | 22 |
| CAPÍTULO 4 - TRANSFERÊNCIA DE CALOR EM SISTEMAS BIFÁSICOS COM MUDANÇA DE FASE..... | 29 |
| 4.1 - Formulação simplificada | 30 |
| 4.1.1 - Perfil de temperatura linear na camada de vapor | 31 |
| 4.1.2 - Campo de pressão externo | 34 |
| 4.2 - Formulação geral | 38 |
| 4.3 - Soluções das equações das fases líquida e do vapor..... | 42 |
| 4.4 - Equação característica da espessura da película de vapor..... | 45 |
| 4.5 - Geração radiante de calor | 46 |
| CAPÍTULO 5 - DESENVOLVIMENTO EXPERIMENTAL..... | 49 |
| 5.1 - Descrição da aparelhagem..... | 49 |
| 5.2 - Procedimento experimental..... | 52 |

| | |
|--|-----------|
| CAPÍTULO 6 - ANÁLISE DOS RESULTADOS..... | 58 |
| CAPÍTULO 7 - CONCLUSÕES | 71 |
| NOMENCLATURA..... | 75 |
| BIBLIOGRAFIA | 81 |
| APÊNDICE A - FATOR DE EBULIÇÃO CONVECTIVA E FATOR DE SUPRESSÃO | 89 |
| APÊNDICE B - RAÍZES DA EQUAÇÃO TRANSCENDENTAL DA PELÍCULA DE VAPOR..... | 91 |
| ÂNDICE C - FUNÇÕES DE BESSEL PARA GRANDES ARGUMENTOS..... | 93 |

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

O entendimento do fenômeno da ebulição tem elevada importância para o projeto de equipamentos de refrigeração, reatores nucleares resfriados a água, geradores de vapor, refeedores de fluxo livre ou forçado, processamento metalúrgico e sistemas petroquímicos.

Neste trabalho será estudada a mudança de fase em evaporadores com o regime de escoamento a altos números de Reynolds, com o fluido de processo escoando em tubos verticais.

Esses equipamentos são projetados para operação com um fluxo térmico que assegure o regime de mudança de fase em ebulição nucleada e ebulição convectiva. Procura-se evitar o regime de ebulição em película, pois a camada de vapor junto à parede atua como um isolante, provocando um superaquecimento do tubo. Isto nem sempre é possível dadas as condições operacionais industriais.

Como exemplo de equipamento operando com ebulição convectiva pode ser citado o refeedor termossifão, cujos métodos de projeto são baseados em procedimentos sugeridos por *FAIR (1960)* e *HUGHMARK (1961)*. Outra metodologia para tais projetos é apresentada por *KERN (1950)*, que utiliza correlações empíricas para o escoamento turbulento de uma única fase.

Procedimentos mais atualizados de projetos são encontrados em *SMITH (1986)*.

Nesses equipamentos o regime de ebulição em película pode ocorrer. Segundo *COLLIER (1981)*, em evaporadores de recirculação a altas pressões, existindo um pequeno superaquecimento da parede do tubo, pode haver a formação de uma fina película de vapor.

Tais equipamentos apresentam baixos fluxos críticos de calor. Este é o fluxo máximo para a manutenção do regime de ebulição nucleada.

Alto fluxo térmico é obtido em vaporizadores que utilizam os gases de combustão como meio de aquecimento.

O reator a água leve pressurizada (PWR) é um reator nuclear refrigerado a água. Os elementos combustíveis são compostos por feixes de varetas. A energia é gerada em pastilhas de UO_2 , contidas dentro das varetas, sendo removidas por um refrigerante, na superfície externa das varetas, o qual escoia axialmente ao longo das varetas.

Para um elevado fluxo de calor gerado o mecanismo de transferência de calor é por ebulição em película, caracterizando um fluxo crítico de calor. Geralmente elevadas temperaturas são obtidas, podendo-se fundir o revestimento da vareta. Este processo é conhecido como crise de ebulição ou “burnout”, *CARAJILESCOV (1993)*.

Torna-se atrativo o estudo do mecanismo de transferência de calor em ebulição em película, com a finalidade da previsão da taxa de evaporação em tais equipamentos.

Neste trabalho será desenvolvido um equacionamento para a determinação da espessura da película de vapor. Com a espessura conhecida pode-se calcular o coeficiente de transferência de calor para a ebulição em película.

Os resultados teóricos serão comparados aos dados experimentais, obtidos em uma unidade piloto especialmente construída no Laboratório de Termofluidodinâmica do Programa de Engenharia Química da COPPE/UF RJ.

O objetivo bem definido do desenvolvimento teórico consiste na solução analítica dos perfis da temperatura e velocidade nas fases de vapor e líquido, com as condições de acoplamento na interface. Com este procedimento pode-se obter uma equação característica para a espessura de vapor. Esta equação consiste em uma forma mais direta para a

determinação do coeficiente de transferência de calor, uma vez que os trabalhos desenvolvidos nesta área utilizam uma abordagem numérica do fenômeno.

O estudo será concentrado na análise de escoamentos a elevados números de Reynolds, que é a situação física que ocorre na maioria dos evaporadores industriais.

CAPÍTULO 2

FUNDAMENTOS DA EBULIÇÃO

A transferência de calor em processos de ebulição envolve uma mudança de fase do estado líquido para o estado de vapor. O fenômeno da ebulição ocorre quando uma superfície, em contato com um líquido, é mantida a uma temperatura maior que a temperatura de saturação do líquido, ou seja, a temperatura necessária para que ocorra a mudança de fase.

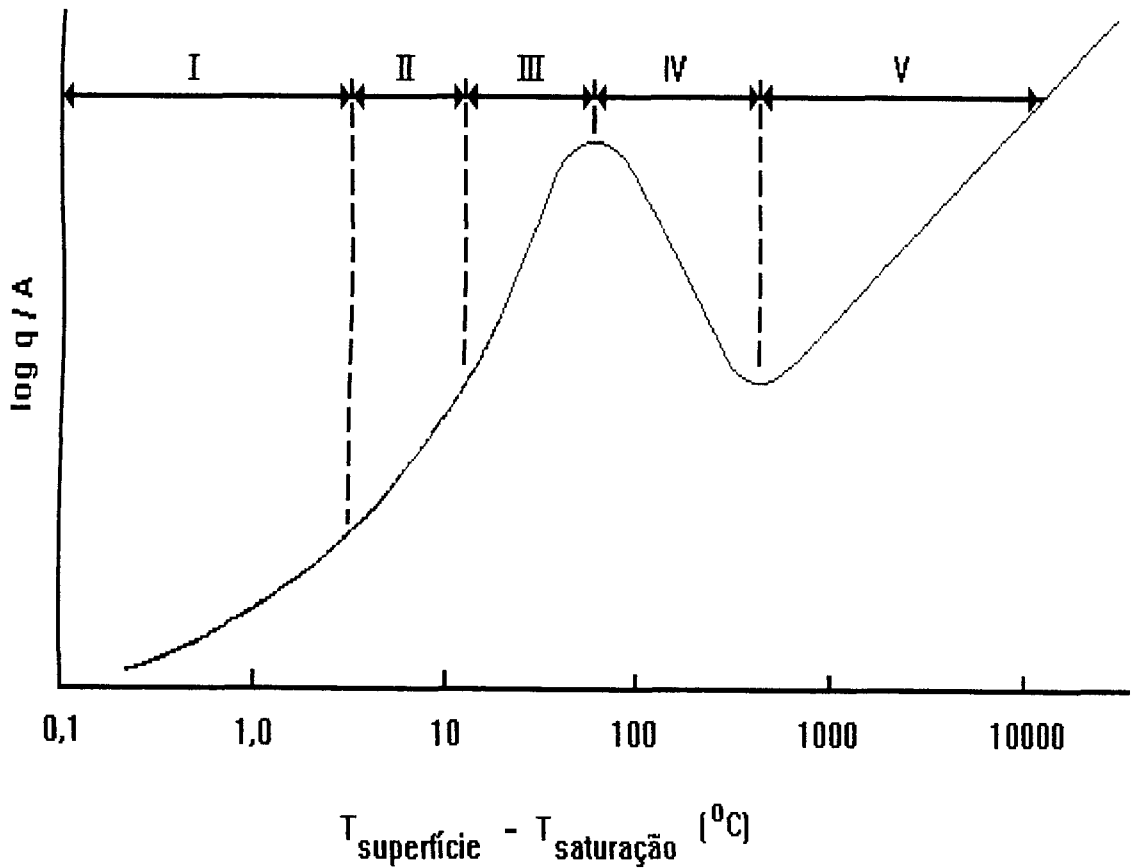
Para analisarmos os diferentes mecanismos de ebulição vamos considerar diversas condições a seguir. Isto é importante para se adquirir um perfeito entendimento físico dos fenômenos que são característicos dos vários regimes de ebulição.

2.1 - Ebulição em vaso aberto

A ebulição em vaso aberto é um excelente ponto de partida para a discussão do mecanismo da transferência de calor em sistemas em ebulição.

O primeiro pesquisador que estudou experimentalmente as características da ebulição em vaso aberto foi *NUKIYAMA (1934)*. Mergulhou um fio aquecido eletricamente em um banho de água à temperatura de saturação. A ebulição foi provocada na superfície deste resistor.

A curva apresentada na figura (2.1) mostra a variação do coeficiente de transferência de calor, ou do fluxo de calor, em função da diferença de temperatura da superfície (temperatura do resistor) e a da saturação da água.



- Região I - Convecção Natural
 Região II - Ebulição Nucleada: Bolhas Individuais
 Região III - Ebulição Nucleada: Coluna Contínua de Bolhas
 Região IV - Região de Transição: Película Instável
 Região V - Película Estável

Figura 2.1 - Curva de ebulição para uma superfície horizontal em um reservatório de água (pressão atmosférica), *HOLMAN (1983)*.

Na região I a temperatura da superfície excede o ponto de ebulição em alguns poucos graus, e o calor é transmitido para o líquido próximo à superfície por convecção natural. Este líquido sobe à superfície livre do fluido, onde ocorre a evaporação.

Na região II, à medida que a temperatura da superfície aumenta, surgem bolhas em sítios no resistor. Estas bolhas se destacam da superfície e condensam no líquido. Esta é a região onde começa a ebulição nucleada.

Com o aumento do excesso de temperatura ($T_p - T_{sat}$), formam-se bolhas maiores e mais rapidamente, as quais se elevam à superfície, onde se dissipam (região III). Os sítios de nucleação são numerosos e a frequência de formação de bolhas é tão alta que aparecem colunas contínuas de vapor.

Na região IV a formação de bolhas é muito mais rápida e elas coalescem antes de se desprenderem, e com isto, grande parte da superfície é coberta por uma película de vapor, caracterizando a região da ebulição em película. A película de vapor aumenta a resistência à transferência de calor, devido à baixa condutividade térmica do vapor em relação ao líquido. A película reduz o fluxo térmico e o ponto de fluxo máximo ocorre, no que se chama, excesso crítico de temperatura. Esta região representa uma transição da ebulição nucleada para a ebulição em película.

O fluxo de calor cai até um valor mínimo e na região V a película se consolida e cobre toda a superfície aquecida. Ocorre, então, o regime estável de ebulição em película. O fluxo de calor volta a crescer, à medida que cresce a diferença de temperatura, uma vez que os efeitos da radiação térmica passam a ser importantes, devido à alta temperatura da superfície do aquecedor.

O regime de ebulição nucleada envolve os processos de formação de bolhas na superfície, que se chama nucleação, e o crescimento e movimento das bolhas.

Após a nucleação a transferência de calor da parede para a bolha ocasiona o aumento da bolha, com o seu posterior desprendimento da superfície.

Na ebulição nucleada a transferência de calor é afetada pelo processo de nucleação, pela distribuição dos sítios ativos de nucleação na superfície, e pelo crescimento e desprendimento das bolhas. As condições da superfície, como a rugosidade e tipo de material, são fatores importantes que influenciam no processo de formação e crescimento de bolhas.

Várias tentativas foram feitas para equacionar a região da curva de ebulição que caracteriza a transferência de calor no regime de ebulição nucleada. A correlação que obteve mais sucesso e é largamente utilizada foi desenvolvida por *ROHSENOW (1952)*. Foi proposta uma relação empírica para o fluxo de calor no regime de ebulição nucleada.

$$\frac{c_{p_l} \Delta T}{\lambda Pr_l^n} = C_{sf} \left[\frac{q/A}{\mu_l \lambda \sqrt{g(\rho_l - \rho_v)}} \right]^{0,33} \quad (2.1)$$

onde

c_{p_l} - calor específico do líquido saturado, J / kg °C

C_{sf} - constante, determinada a partir de valores experimentais

g - aceleração da gravidade, m / s²

Pr_l - número de Prandtl do líquido saturado

q / A - fluxo de calor, W / m²

n - constante, com o valor 1,0 para a água e 1,7 para os outros líquidos

ΔT - diferença entre a temperatura da parede e a temperatura de saturação, °C

λ - calor latente de vaporização, J / kg

μ_l - viscosidade do líquido, kg / m s

ρ_l - densidade do líquido, kg / m³

ρ_v - densidade do vapor, kg / m³

σ^* - tensão superficial da interface líquido-vapor, N / m

O primeiro tratamento teórico, para a ebulição em película, foi realizado por *BROMLEY (1950)*. A técnica básica da análise é semelhante à teoria de *NUSSELT (1916)* da condensação em película. O coeficiente de transferência de calor, para uma placa vertical, em ebulição em película, é dado por

$$h = 0,943 \left(\frac{\rho_v (\rho_l - \rho_v) g \lambda k_v^3}{\mu_v (T_p - T_s) L} \right)^{1/4} \quad (2.2)$$

onde k_v é a condutividade térmica do vapor, L é a altura da placa e μ_v a viscosidade do vapor.

Para o caso da ebulição em película na superfície externa de um cilindro horizontal de diâmetro D , o coeficiente de transferência de calor é

$$h = 0,62 \left(\frac{\rho_v (\rho_l - \rho_v) g \lambda k_v^3}{\mu_v (T_p - T_s) D} \right)^{1/4} \quad (2.3)$$

Esta equação foi deduzida admitindo-se que a transferência de calor através da película de vapor seja feita somente por condução. Para o caso em que a temperatura da superfície seja suficientemente alta para que os efeitos da radiação de tornem importantes, pode ser determinado o coeficiente de transferência de calor médio h_m , segundo *BROMLEY (1950)*,

$$h_m = h + \frac{3}{4} h_r \quad (2.4)$$

onde o coeficiente de transferência de calor radiante h_r , pode ser calculado por

$$h_r = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon} + \frac{1}{\alpha} - 1} \frac{\sigma (T_p^4 - T_s^4)}{(T_p - T_s)} \quad (2.5)$$

sendo ε a emissividade do cilindro, α a absorvidade do líquido e σ a constante de Stefan-Boltzman.

Maiores detalhes sobre os fundamentos da ebulição em vaso aberto podem ser obtidos em *KREITH (1977)*, *HOLMAN (1983)*, *ÖZISIK (1990)*, *INCROPERA e DE WITT (1990)*, *JAKOB (1949)*, *TONG (1965)*, *STROLLEN e COLE (1979)*.

2.2 - Ebulição convectiva

Na seção anterior foi considerada a ebulição sobre uma superfície aquecida, imersa em um banho líquido em repouso. Agora veremos o caso em que o líquido escoar com uma determinada velocidade, em convecção forçada. Neste caso a velocidade no interior do tubo afeta o crescimento das bolhas, e a separação destas. Além dos regimes considerados na ebulição em vaso aberto, há outros mecanismos envolvidos quando ocorre a convecção forçada, tornando o fenômeno de ebulição mais complexo.

Vamos considerar os regimes da transferência de calor em um tubo vertical, aquecido uniformemente, com um baixo fluxo de calor. O esquema está representado na figura (2.2) e é descrito por *COLLIER (1981)*.

O líquido, que se encontra abaixo do seu ponto de ebulição, entra na parte inferior do tubo, e é aquecido de tal modo que ocorre a sua total evaporação ao longo do comprimento do tubo.

Inicialmente o líquido está sendo aquecido até a sua temperatura de saturação e a temperatura da parede do tubo permanece abaixo da temperatura necessária para a nucleação; o mecanismo de transferência de calor é por convecção para a fase líquida (região A).

Em algum ponto adiante, as condições adjacentes à parede são tais que permitem a formação de vapor a partir de sítios de nucleação. Inicialmente a formação de vapor ocorre na presença de líquido sub-resfriado (região B), e este mecanismo de transferência de calor é conhecido como ebulição nucleada sub-resfriada. Na região B a temperatura da parede permanece essencialmente constante, poucos graus acima da temperatura de saturação.

Enquanto isso a temperatura de mistura do fluido aumenta até a temperatura de saturação. Quando se atinge este ponto ocorre o mecanismo de ebulição nucleada saturada.

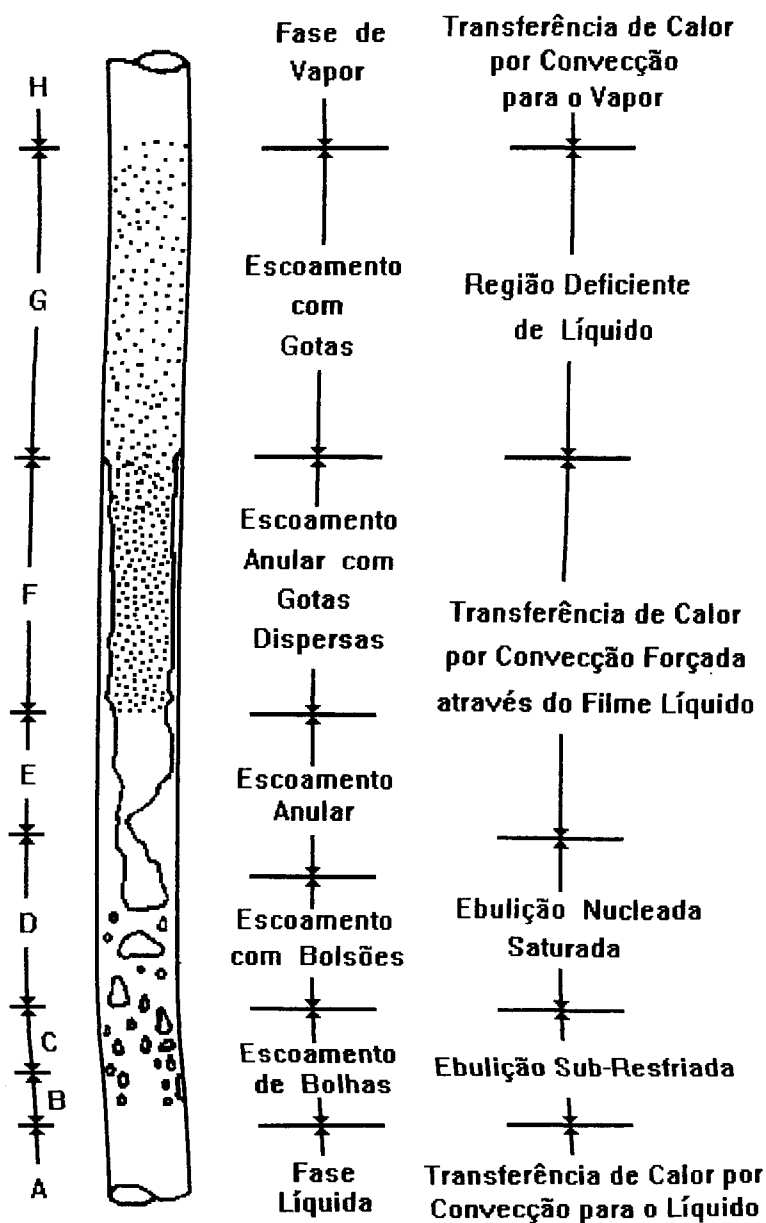


Figura 2.2 - Regiões de transferência de calor em ebulição convectiva, *COLLIER (1981)*

À medida que cresce a fração de vazio, ou seja, a razão entre a área de escoamento ocupada pelo vapor e a área da seção transversal do tubo, ocorre uma transição no mecanismo de transferência de calor. O processo de “ebulição” é substituído pelo processo de “evaporação”. Esta transição é precedida pela mudança do escoamento borbulhante (bubbly flow) ou escoamento pistonado para o escoamento anular (regiões E e F).

Nesta região, com escoamento anular, a parede do tubo é coberta por uma fina película de líquido e o calor é transmitido através da película para a interface líquido-vapor. O vapor escoava no centro do tubo e, embora possa haver alguns pontos ativos de nucleação de bolhas na parede, o vapor é gerado principalmente pela evaporação na interface.

Em algum valor crítico da qualidade do vapor, definida como a razão entre o fluxo de massa do vapor e o fluxo de massa total (líquido e vapor), ocorre a completa evaporação da película líquida. Esta transição é o ponto de ressecamento (dryout) e é acompanhada por um crescimento da temperatura da parede. Ocorre um processo de secagem da parede e um decréscimo acentuado do coeficiente de transferência de calor. A parede, até então, coberta pelo líquido de condutividade térmica relativamente alta é agora coberta pelo vapor de baixa condutividade (região G). A película de vapor, formada próxima à parede do tubo, atua como um isolante, dificultando a transferência de calor para o líquido, ocorrendo um aumento da temperatura da parede.

A área entre o ponto de ressecamento e a transição para o vapor saturado seco (região H) é chamada região deficiente de líquido e corresponde a um padrão de escoamento de neblina, com gotas dispersas.

Como foi visto a transferência de calor para a convecção forçada com ebulição no interior de um tubo é complexa, e envolve numerosos regimes de transferência de calor e as suas transições.

Apresentaremos, a seguir, de forma resumida, as formas de cálculo, para cada uma das regiões. Maiores detalhes podem ser obtidos em *COLLIER (1981)* e *WHALLEY (1987)*.

Na região A, onde ocorre a transferência de calor por convecção forçada para o líquido, o coeficiente de transferência de calor pode ser calculado, para escoamento turbulento, pela equação de Dittus-Boelter

$$h = 0,023 \frac{k_l}{D} \text{Re}^{0,8} \text{Pr}^{0,4} \quad (2.6)$$

onde Re e Pr são os números de Reynolds e Prandtl, respectivamente.

Para a região B, onde ocorre ebulição nucleada sub-resfriada, pode ser usada uma equação da mesma forma que aquelas utilizadas para a ebulição em vaso aberto. Neste caso pode ser utilizada a equação (2.1), agora com valores da constante C_{sf} para a convecção forçada, *ÖZISIK (1990)*.

CHEN (1963) propôs um procedimento para o cálculo da transferência de calor local cobrindo as regiões C, D, E e F. Foi sugerida uma combinação dos mecanismos de ebulição nucleada e elementos de ebulição com convecção forçada bifásica. Os dois mecanismos se desenvolvem em paralelo,

$$h_B = h_{NB} + h_{FC} \quad (2.7)$$

onde h_B é o coeficiente total para a transferência de calor com ebulição, h_{NB} é o coeficiente para a ebulição nucleada, e h_{FC} é o coeficiente de transferência de calor para a convecção forçada. Temos

$$h_{NB} = S \cdot h_{FZ} \quad (2.8)$$

sendo S o fator de supressão, que varia de 1 a 0 com o aumento da qualidade do vapor. O coeficiente de transferência de calor para a ebulição nucleada, h_{FZ} , é calculado a partir da equação de *FORSTER-ZUBER (1955)*,

$$h_{FZ} = 0,00122 \frac{\Delta T_{\text{sat}}^{0,24} \Delta P_{\text{sat}}^{0,75} c_{p1}^{0,75} \rho_1^{0,49} k_1^{0,79}}{\sigma^{*0,5} \lambda^{0,24} \mu_1^{0,29} \rho_v^{0,24}} \quad (2.9)$$

sendo que as unidades utilizadas devem estar no SI e $\Delta P_{\text{sat}} = P_{\text{sat}}(T_p) - P_{\text{sat}}(T_{\text{sat}})$, $\Delta T_{\text{sat}} = T_p - T_{\text{sat}}$.

O termo de convecção forçada é dado pela equação de Dittus-Boelter modificada,

$$h_{FC} = 0,023 \frac{k_1}{D} \text{Re}_1^{0,8} \text{Pr}_1^{0,4} F \quad (2.10)$$

onde

$$\text{Re}_1 = \frac{G(1-x^*)D}{\mu_1}$$

$$G = \frac{\text{Vazão mássica}}{\text{Área de escoamento}} \left[\frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \cdot \text{s}} \right]$$

x^* - qualidade do vapor

F - fator bifásico de ebulição convectiva

O fator F pode ser obtido graficamente, de acordo com a correlação de Chen, e apresenta um valor maior que a unidade, Apêndice A.

2.3 - Ebulição em película para o escoamento anular invertido

Consideraremos, agora, o processo de ebulição em película que ocorre no escoamento de um líquido no interior de um tubo vertical. O fluxo de líquido ocorre no sentido ascendente alta vazões, *DELHAYE e outros (1981) e WHALLEY (1987)*.

O fluxo de calor na parede do tubo é suficientemente elevado, de tal ordem, que excede a temperatura mínima de ebulição em película. Esta temperatura é necessária para formar e estabilizar, junto à parede, a película de vapor.

Ocorre um processo inverso, em relação à ebulição convectiva, uma vez que, na ebulição em película, o líquido escoar na região central do tubo e o vapor na região anular.

A ebulição em película, com pequena formação de vapor (baixa qualidade do vapor), é usualmente denominada ebulição em película em escoamento anular invertido.

Estudos experimentais recentes, feitos por *ISHII e DE JARLAIS (1987)*, mostraram visualmente os regimes que ocorrem no escoamento anular invertido.

Este escoamento foi analisado através de estudos fotográficos e visualizado como um jato de líquido central circundado pelo vapor na região anular.

O esquema dos regimes de escoamento está representado na figura (2.3).

Foi detectada a existência de três regimes: escoamento anular invertido, “slug” invertido e escoamento com gotas dispersas (neblina).

Na região de entrada do tubo ocorre um regime de transição, com ebulição nucleada, mas imediatamente se forma o escoamento anular invertido.

O escoamento anular invertido ocorre a baixas qualidades de vapor. A elevadas quantidades de vapor o escoamento muda para formar bolsões de líquido e gotas dispersas. Isto ocorre devido ao aumento da força de arrasto no núcleo líquido, ocasionando instabilidades e a formação de filamentos e gotas. Como resultado é rompido o núcleo líquido central.

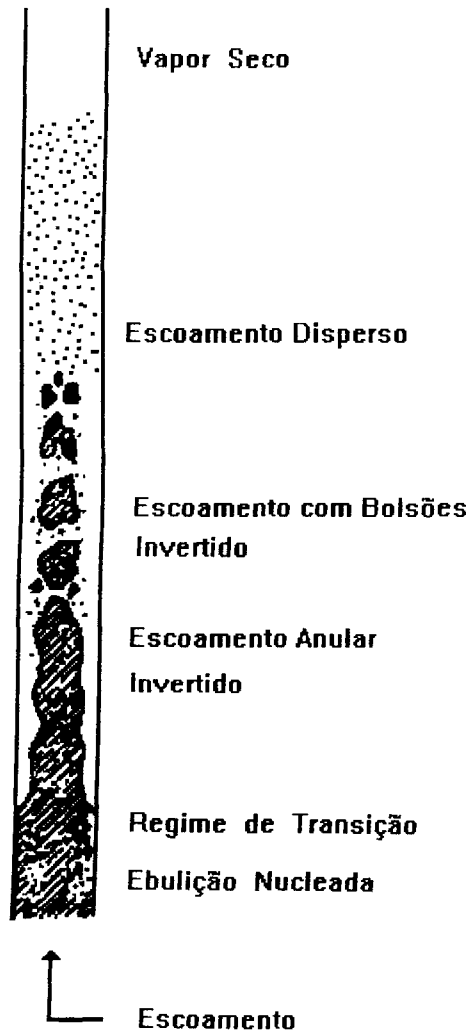


Figura 2.3 - Esquema do regime de ebulição em película para o escoamento anular invertido, *ISHII e DE JARLAIS (1987)*

Nosso estudo está concentrado na análise de equipamentos de evaporação onde ocorre a ebulição em película com escoamento anular invertido. Uma extensa revisão bibliográfica deste mecanismo será apresentada no capítulo 3.

CAPÍTULO 3

REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Os estudos para a ebulição em película tratam o fenômeno, em geral, de forma análoga à condensação em película.

A primeira análise para o problema da condensação em película foi realizado por *NUSSELT (1916)*, que estudou a mudança de fase sobre uma placa plana e um tubo. Ao longo dos anos muitos aperfeiçoamentos foram feitos na teoria de Nusselt da condensação em película, mas a teoria original ainda é largamente empregada.

3.1 - Ebulição em película em superfícies externas

Os primeiros estudos de Bromley sobre a ebulição em película para um cilindro horizontal foram descritos no capítulo 2. Estes trabalhos foram feitos com o líquido em repouso. Dando prosseguimento a esses estudos *BROMLEY e outros (1953)* analisaram, teórica e experimentalmente, a ebulição em película com convecção forçada. Foi utilizado tanto o líquido saturado quanto o sub-resfriado. Foi realizada a análise em cilindros horizontais, com escoamento ascendente do líquido com velocidade u . O coeficiente de transferência de calor é dado por

$$h = 2,7 \left(\frac{\rho_v u \lambda k_v}{D (T_p - T_s)} \right)^{1/2} \quad (3.1)$$

Esta correlação foi desenvolvida analiticamente considerando que a tensão cisalhante é constante na película de vapor. O fator 2,7 foi determinado experimentalmente. A condição para a importância da velocidade do líquido foi obtida fazendo uma comparação entre a pressão dinâmica do líquido ($\rho_l u^2 / 2$) e a pressão hidrostática através do tubo ($\rho_l g D$); assim

$$\frac{\rho_l u^2}{2} > \rho_l g D$$

e isto é relacionado com:

- se $(u^2 / g D) > 4$ então a velocidade do líquido é definitivamente importante e a equação (3.1) pode ser usada; ou

- se $(u^2 / g D) < 1$ então a velocidade do líquido definitivamente não é importante e a equação (2.3) pode ser usada.

As figuras (3.1) e (3.2) apresentam os esquemas para estas duas situações: líquido em repouso e líquido com velocidade ascendente.

Outro trabalho pioneiro foi realizado por *ELLION (1954)*, que também desenvolveu analiticamente uma correlação para o coeficiente de transferência de calor. Considerou o caso de superfície plana vertical e escoamento laminar na película de vapor, com o líquido em repouso.

CESS (1959) analisou o problema aplicando o método integral desenvolvido por von Kármán e Pohlhausen. O método é aplicado para a análise aproximada das equações da camada limite do vapor e do líquido.

Um trabalho de muito interesse foi realizado por *HSU e WESTWATER (1959)* que investigaram, analítica e experimentalmente, a ebulição em película. Para o caso da superfície plana vertical, com escoamento ascendente do líquido, foram considerados dois regimes de escoamento: na parte inferior da placa o escoamento é laminar e a análise de Bromley é válida. Com o engrossamento da película o escoamento se torna turbulento e é utilizado o perfil de velocidade universal. A película de vapor é então dividida em uma subcamada laminar e uma camada turbulenta. Foi postulado o padrão de escoamento mostrado na figura (3.3), onde a espessura crítica representa a mudança do escoamento laminar para o turbulento.

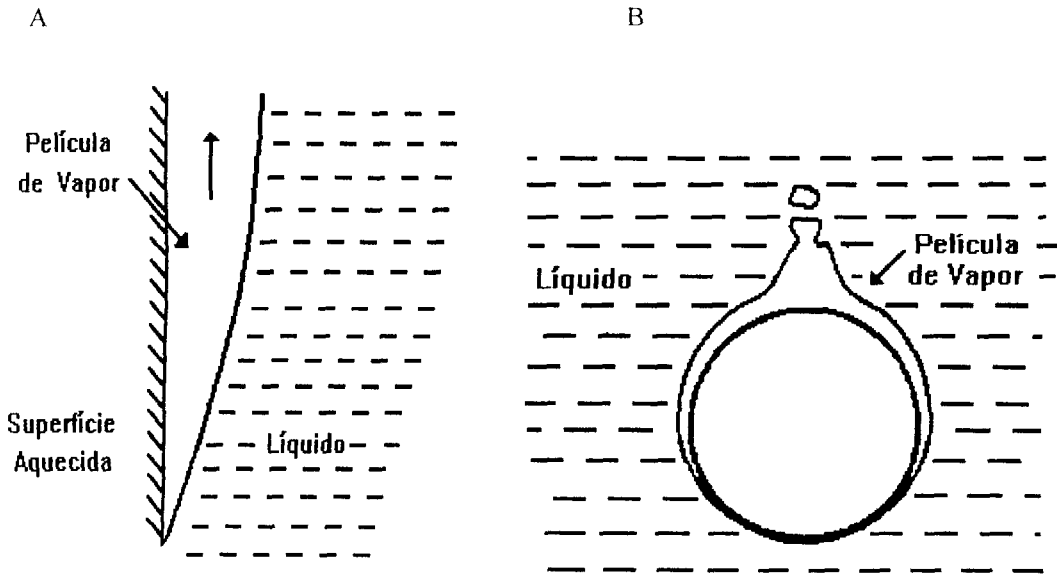


Figura 3.1 - Ebulição em película: (A) superfície plana vertical e (B) cilindro horizontal

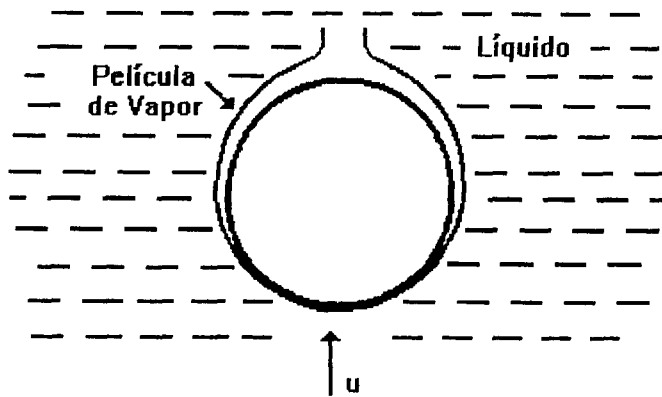


Figura 3.2 - Ebulição em película: cilindro horizontal com convecção forçada

CHANG (1959) estudou, teoricamente, o problema de uma superfície horizontal em um tanque de líquido à temperatura de saturação. Foi analisado, pela primeira vez, o comportamento oscilatório da interface que separa os dois fluidos. Desenvolveu-se uma expressão para o coeficiente de transferência de calor levando-se em consideração o comportamento instável da interface, o qual é conhecido como instabilidade de Taylor-Helmholtz.

BERENSON (1961) realizou um estudo englobando as considerações da instabilidade hidrodinâmica feitos por Chang e a análise de Bromley. O coeficiente de transferência de calor para cilindro horizontal é dado por Berenson na forma

$$h = 0,425 \left(\frac{k_v^3 \rho_v g \lambda (\rho_l - \rho_v)}{\mu_v \Delta T \sqrt{\frac{\sigma^*}{g (\rho_l - \rho_v)}}} \right)^{1/4} \quad (3.2)$$

A maior diferença é a substituição de $\sqrt{\frac{\sigma^*}{g (\rho_l - \rho_v)}}$ pelo diâmetro do tubo D , na equação (2.3).

KOH (1962) apresentou uma análise para a película laminar em uma superfície plana vertical. Foram resolvidas, simultaneamente, as equações da camada limite para as fases do vapor e do líquido. Como conclusão importante foi destacado que a tensão cisalhante na interface líquido-vapor (tensão interfacial) deve ser considerada.

SPARROW e CESS (1962) e *CESS (1962)* estudaram a influência do sub-resfriamento do líquido na ebulição em película laminar. Para o líquido com alto grau de sub-resfriamento, a transferência de calor foi tratada essencialmente como convecção pura, sem mudança de fase.

ITO e NISHIKAWA (1966) fizeram um tratamento numérico do problema da camada limite bifásica e compararam os seus resultados aos de Cess e Sparrow.

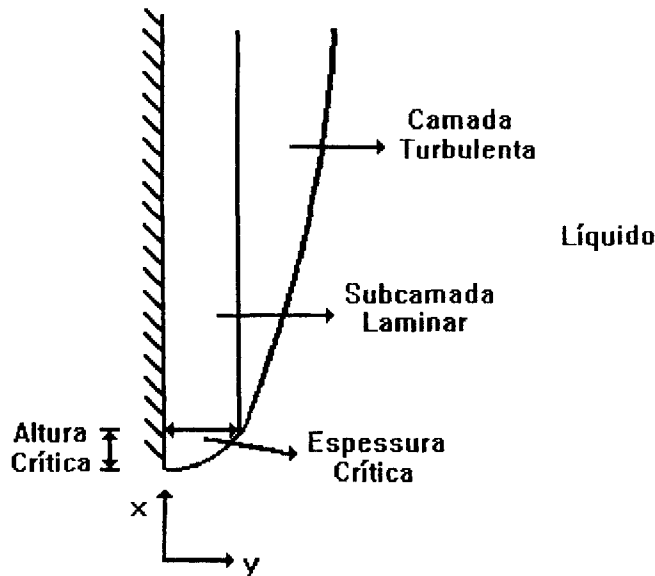


Figura 3.3 - Escoamento para ebulição em película em superfícies verticais

WANG e SHI (1984) apresentaram um modelo matemático que leva em consideração, pela primeira vez, o gradiente da pressão causado pelo aumento da espessura da película de vapor ao longo do escoamento. Obtiveram soluções analíticas para o número de Nusselt para a película laminar em uma placa plana horizontal. Para o líquido sub-resfriado em convecção forçada, o número de Nusselt local é dado por

$$\begin{aligned} \text{Nu}^5 = & \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{\rho_l \mu_l}{\rho_v \mu_v} \right)^{1/2} \frac{c_{pl} (T_s - T_\infty)}{c_{pv} (T_p - T_s)} \frac{\text{Pr}_l}{\text{Pr}_v} \sqrt{\text{Re}_v} \text{Nu}^4 + \\ & + \frac{1}{4} \frac{\text{Pr}_v \lambda}{c_{pv} (T_p - T_s)} \text{Re}_v \text{Nu}^3 + \frac{1}{48} \frac{\text{Pr}_v \lambda}{c_{pv} (T_p - T_s)} \text{Ar} \end{aligned} \quad (3.3)$$

onde T_∞ é a temperatura de entrada do fluido sub-resfriado e $\text{Ar} = \frac{g(\rho_l - \rho_v)x^3}{\rho_v \nu_v^2}$ é o número de Arquimedes; ν_v é a viscosidade cinemática do vapor e x a posição na placa.

Para o líquido à temperatura de saturação, $T_p = T_s$, a equação (3.3) pode ser simplificada para

$$\left(\frac{\text{Nu}}{\sqrt{\text{Re}_v}} \right)^5 = \frac{\text{Pr}_v \lambda}{c_{pv} (T_p - T_s)} \left[\frac{1}{4} \left(\frac{\text{Nu}}{\sqrt{\text{Re}_v}} \right)^3 + \frac{1}{48} \frac{\text{Ar}}{\text{Re}_v^{5/2}} \right] \quad (3.4)$$

Para o líquido em repouso, isto é, ebulição em película em vaso aberto, a equação (3.4) pode ser reduzida para

$$\text{Nu}^5 = \frac{\text{Pr}_v \lambda}{c_{pv} (T_p - T_s)} \text{Ar} \quad (3.5)$$

Tendo-se o líquido com alto grau de sub-resfriamento, os dois últimos termos da equação (3.3) podem ser desconsiderados, e a seguinte relação simplificada pode ser obtida

$$\text{Nu} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left[\frac{\rho_l \mu_l}{\rho_v \mu_v} \right]^{1/2} \frac{c_{pl} (T_s - T_\infty)}{c_{pv} (T_p - T_s)} \frac{\text{Pr}_l}{\text{Pr}_v} \sqrt{\text{Re}_v} \quad (3.6)$$

ARPACI e LARSEN (1984) utilizaram a formulação integral completa para a resolução das equações de conservação da massa, energia e quantidade de movimento, para cada uma das fases. Resolveram analiticamente o caso da convecção forçada, para líquido saturado ou sub-resfriado, em uma placa plana horizontal, tendo como condição de contorno a temperatura da superfície constante. Foi determinado o fator de atrito, a espessura da camada de vapor e o coeficiente de transferência de calor. É apresentado apenas o desenvolvimento analítico, sem uma comparação com dados experimentais.

Em artigo recente *LALLEMAND (1993)* faz uma revisão da transferência de calor entre uma superfície e um líquido estagnado em ebulição. O efeito dos diferentes parâmetros da curva de ebulição é apontado com base em dados experimentais. É feita uma análise crítica das correlações disponíveis para os coeficientes de transferência de calor em toda a curva de

ebulição (ebulição nucleada e em película). São feitas comparações entre diferentes recobrimentos de superfície objetivando a melhoria da transferência de calor.

3.2 - Ebulição em película no interior de tubos

McADAMS e outros (1941) realizaram um trabalho experimental para a vaporização de benzeno e água escoando em um tubo horizontal. Apresentaram apenas dados qualitativos, mas o trabalho mostra a existência de duas configurações para o escoamento: uma configuração com o escoamento do vapor na região anular e outra com o escoamento do tipo “spray”, isto é, pequenas gotas líquidas carregadas pelo vapor.

Um trabalho experimental, medindo os coeficientes de transferência de calor para a água, em uma região anular, com o tubo interno aquecido, foi realizado por *POLOMIK e outros (1964)*. Foi apresentada a variação dos coeficientes de transferência de calor com a pressão, velocidade mássica e qualidade do vapor. O coeficiente de transferência de calor foi determinado para condições de operação a altas pressões 800, 1100 e 1400 psi.

Um trabalho teórico e experimental muito citado na literatura, para a configuração do escoamento anular invertido (ver figura 2.3), foi realizado por *DOUGALL e ROHSENOW (1963)*. Foram medidos coeficientes de transferência de calor locais para a convecção forçada de Freon 113. Desenvolveram uma análise baseada em escoamento anular com fluxo turbulento na película de vapor. Foi estudado o comportamento ondulatório da interface líquido-vapor. Embora seja escoamento no interior de um tubo, o coeficiente de transferência de calor, a baixas qualidades de vapor, foi aproximado pela equação de Bromley, equação (2.3). Como vimos aquela correlação foi determinada para a ebulição em película em superfície externas de cilindros.

Utilizaram uma correlação baseada na equação de Dittus e Boelter para elevadas qualidades do vapor, onde ocorre a configuração de escoamento disperso. Como já foi ressaltado, o escoamento de gotas dispersas surge porque a evaporação do líquido causa instabilidades hidrodinâmicas, terminando a região anular invertida. O coeficiente é dado por

$$h = 0,023 \frac{k_v}{D} \left[\text{Re}_v (x^* + (1-x^*) \frac{\rho_v}{\rho_l}) \right]^{0,8} \text{Pr}_v^{0,4} \quad (3.7)$$

com x^* sendo a qualidade do vapor.

Observações visuais do fenômeno foram feitas por *LAVERY e ROHSENOW (1967)*. Foi estudado o escoamento de nitrogênio saturado em um tubo uniformemente aquecido. As observações experimentais mostraram que, a baixas qualidades de vapor, existe a configuração do escoamento anular invertido, próximo à entrada do tubo. Com o aumento da qualidade do vapor ocorre a mudança para o escoamento disperso, em que gotas e filamentos de líquido são carregados pelo vapor. Isto ocorre devido a instabilidades na interface, que surgem com o aumento da concentração de vapor.

EDELMAN e outros (1983) também fizeram observações fotográficas do escoamento anular invertido. Utilizaram um tubo de quartzo e observaram que o líquido não se posiciona de forma central no tubo. Ocorre uma flutuação, que impõe oscilações na espessura da película de vapor.

HSU e outros (1988) também na mesma linha de observações visuais propuseram um modelo semi-teórico, com a solução numérica das equações de conservação. Verificaram a existência de padrões diferentes de película, cujas configurações dependem das condições de fluxo mássico e sub-resfriamento do líquido. O modelo apresentado baseia-se em duas regiões distintas: inicialmente ocorre a formação de uma película estável e de espessura constante, com o vapor sendo gerado inteiramente na entrada do tubo. Posteriormente a interface torna-se ondulatória e instável.

Os estudos de visualização do escoamento feitos por *ISHII e DE JARLAIS (1987)* já foram destacados no capítulo 2, quando da análise dos fundamentos da ebulição em película com o escoamento anular invertido.

FUNG e outros (1979) estudaram experimentalmente a ebulição de água sub-resfriada em um tubo vertical, à pressão atmosférica. Os resultados foram comparados aos da

correlação de Ellion. Deve ser ressaltado que esta correlação foi derivada analiticamente para o caso de placas planas verticais. O coeficiente de transferência de calor, incluindo o termo radiante, apresenta a forma

$$h = \left(\frac{g \lambda \rho_l \rho_v k_v^3}{12 \Delta T_{\text{sat}} L \mu_v} \right)^{1/4} + \frac{\sigma}{\frac{1}{\varepsilon_p} + \frac{1}{\varepsilon_l} - 1} \left(\frac{T_p^4 - T_{\text{sat}}^4}{\Delta T_{\text{sat}}} \right) \quad (3.8)$$

onde ε_p é a emissividade da parede, ε_l a emissividade do líquido e L o comprimento do tubo.

Uma conclusão importante do trabalho foi a verificação de que a altas vazões ocorre uma apreciável diminuição da película de vapor. Além de determinado valor, com o aumento da vazão, pouca influência se observa na variação da espessura da película. Quando comparado aos dados experimentais a correlação de Ellion não apresentou bons resultados. Isto se deve ao fato da correlação não levar em consideração o sub-resfriamento do líquido e o fluxo mássico.

Em continuação a esse trabalho *FUNG e GROENEVELD (1982)* propuseram um modelo analítico para o escoamento anular invertido, com o estudo de líquidos sub-resfriados. A análise utiliza a técnica integral da camada limite. O procedimento é similar aquele empregado por Dougall e Rohsenow. A diferença é que considera o estágio inicial do vapor em escoamento laminar. Com o aumento da espessura da película ocorre uma mudança para escoamento turbulento. O modelo incorporou os efeitos de fluxo mássico do líquido e seu sub-resfriamento. Esta análise foi desenvolvida para prever a temperatura da parede do tubo, tendo sido especificado o fluxo térmico total.

Os trabalhos apresentados na literatura estão concentrados em estudos de reatores nucleares. No resfriamento dos reatores é utilizado um processo denominado “quenching”. Este processo descreve o resfriamento de superfícies muito quentes por um líquido frio. Com o escoamento da água em um tubo vertical, no sentido ascendente, ocorre a formação de vapor em uma determinada região, chamada “quench front”. Forma-se a partir deste ponto a película

de vapor. Os modelos desenvolvidos levam em consideração a taxa de formação de vapor nessa região e a velocidade de avanço da frente.

Os trabalhos apresentados nesta área são extensões aperfeiçoadas do modelo de *CHAN e YADIGAROGLU (1979)* e *BANERJEE e CHAN (1980)*. A formulação baseia-se em um modelo de dois fluidos, com a solução das equações de conservação de energia, continuidade e quantidade de movimento para cada uma das fases. As equações são resolvidas numericamente por diferenças finitas. O escoamento consiste em um núcleo líquido separado da parede pela película de vapor.

Utilizando esta metodologia podemos citar os trabalhos de *KAWAJI e BANERJEE (1983)*, *EDELMAN e outros (1985)*, *ANALYTIS e YADIGAROGLU (1987)*. O trabalho de Analytis e Yadigaroglu difere dos anteriores em relação ao fato que consideram a tensão superficial cisalhante. A suposição de que o fator de atrito interfacial seja nulo não é realista para o caso estudado, segundo suas conclusões.

ELIAS e CHAMBRÉ (1981) desenvolveram um modelo para a determinação do fluxo de calor na parede do tubo. O modelo consiste na solução analítica das equações de conservação da energia nas regiões do líquido e do vapor, em escoamento laminar em ambas as fases. Consideraram que o vapor é inteiramente gerado na entrada do tubo, no anel “quench front”. A espessura da película foi considerada constante, assim como a velocidade do vapor. A região com escoamento disperso não foi analisada pelos autores.

DONEVSKI e outros (1986) fizeram uma revisão dos parâmetros interfaciais entre o vapor e o líquido. Concluíram que a maior parte das relações propostas são baseadas em condições em que não ocorre mudança de fase. Como exemplo disto temos o fator de atrito na interface. Foram notadas grandes discrepâncias entre as sugestões de diferentes autores.

MOSAAD (1986) desenvolveu um modelo para calcular o coeficiente de transferência de calor em uma superfície vertical. As equações da continuidade e de quantidade de movimento, para a película de vapor laminar, foram resolvidas usando o método integral da camada limite. Foram considerados o fluxo mássico, sub-resfriamento do líquido e o termo

radiante. Quando comparado aos dados experimentais o coeficiente não apresentou bons resultados. Isto ocorreu principalmente para altas vazões e alto grau de sub-resfriamento do líquido. Foi então desenvolvida uma solução analítica aproximada, cujos parâmetros foram convenientemente ajustados aos dados experimentais.

RALPH e outros (1977) apresentaram dados experimentais para a ebulição em película para a convecção forçada no interior de um tubo vertical, ver também *KAKAÇ e outros (1981)*. Os dados foram comparados à equação (2.3), de Bromley, e apresentaram uma boa concordância apenas para pequenas vazões. Os dados também foram comparados à equação (3.1), que leva em consideração a velocidade do líquido. Os resultados não se mostraram muito satisfatórios. Uma análise da curva experimental mostra que, a partir de uma determinada vazão de líquido, o aumento da vazão pouca influência apresenta na variação da espessura da película. Esta conclusão está de acordo com o trabalho de *FUNG e outros (1979)*, já citado.

WANG e SHI (1985) apresentaram um modelo físico semi-teórico para a ebulição em película, em escoamento turbulento. Foi considerado o fluxo de líquido sub-resfriado em uma superfície plana horizontal. O modelo e o método analítico propostos foram estendidos ao caso de líquido sub-resfriado escoando em um duto plano e um tubo circular, *WANG e SHI (1986)*. Avanços no modelo foram apresentados por *WANG e outros (1987)*. Para o caso do líquido com alto grau de sub-resfriamento o fluxo de calor transferido da parede para o vapor é totalmente utilizado para o aquecimento do fluido. Deste modo o fluxo térmico necessário para a evaporação pode ser desprezado. O modelo consiste na determinação de um solução analítica para o perfil de temperatura do líquido. Para o vapor é usada a analogia de Reynolds para a transferência de calor e quantidade de movimento. Resulta o número de Nusselt

$$\text{Nu} = k' \text{Re}_x^m \text{Pr}_l \quad (3.9)$$

onde k' e m são determinados analiticamente.

Posteriormente, *PENG e WANG (1991)* se concentraram na análise da influência do sub-resfriamento na ebulição com escoamento turbulento em um duto plano horizontal. Uma

série de experimentos foi realizada para comparação com expressões semi-empíricas desenvolvidas. A influência do sub-resfriamento é colocada em termos do número de Jacob do líquido, definido por $Ja = C_{pl} (T_s - T_o) / \lambda$, onde T_o é a temperatura do líquido na entrada do duto. Para a determinação da espessura da película de vapor um coeficiente empírico é introduzido, e este deve ser determinado por experimentos.

Várias tentativas tem sido feitas para se utilizar as correlações da ebulição em vaso aberto para a ebulição com escoamento anular invertido, como é o caso da equação clássica de Bromley. Esta correlação tem sido aplicada para escoamentos com baixa velocidade e baixa qualidade do vapor. Uma vez que ela não leva em consideração o fluxo de líquido e o seu sub-resfriamento algumas modificações e ajustes empíricos são acrescentados. Foi desenvolvido por *LEE e KIM (1987)* um procedimento para a determinação do coeficiente de transferência de calor e utilizaram a expressão de Reichardt para a difusividade turbulenta de quantidade de movimento, para o líquido no ânulo concêntrico.

TAKENAKA e outros (1989) desenvolveram um modelo para estudar o escoamento anular invertido e o escoamento disperso. Consideraram a camada limite turbulenta e aplicaram a equação de Reichardt. O modelo foi comparado aos dados experimentais obtidos para líquido sub-resfriado, tendo como fluido de trabalho Freon R-113.

A maioria dos trabalhos apresentados na literatura não tem como interesse o desenvolvimento de uma expressão para o coeficiente de transferência de calor. Esses estudos pretendem determinar a temperatura da superfície do tubo ou o fluxo térmico a partir da parede e utilizam correlações nem sempre adequadas para as condições em análise. Como exemplo tem-se a utilização da equação de Bromley em casos nos quais ocorre o fluxo mássico de líquido.

Alguns autores utilizam aproximações empíricas para as taxas de transferência de calor da parede para o vapor e do vapor para a região central líquida no tubo. Apresentam formulações baseadas em convecção entre placas planas paralelas.

Alguns trabalhos foram desenvolvidos para a determinação do número de Nusselt, considerando a película de vapor turbulenta, e utilizaram a analogia entre quantidade de movimento e transferência de calor para o fluxo térmico, a partir da parede, não determinando o perfil de temperatura da fase de vapor.

Neste trabalho de tese, entretanto, será considerada a película de vapor laminar (película muito fina), e testada a validade desta condição. O equacionamento permite a determinação do perfil de temperatura do vapor e fornece uma equação para a espessura da película, possibilitando o cálculo do coeficiente de transferência de calor para a ebulição em película.

CAPÍTULO 4

TRANSFERÊNCIA DE CALOR EM SISTEMAS BIFÁSICOS COM MUDANÇA DE FASE

Nesta análise o escoamento anular invertido será equacionado considerando que todo o vapor é gerado na interface líquido-vapor. Forma-se uma fina película de vapor próxima à parede do tubo. Esta condição está perfeitamente de acordo com *HSU e outros (1988)* que mostraram claramente que nos casos em que o líquido entra no tubo à temperatura de saturação, ou com pequeno sub-resfriamento, a evaporação ocorre na interface.

O desenvolvimento analítico será feito para o escoamento a altos números de Reynolds, ocorrendo neste caso a produção de pequena quantidade de vapor.

O escoamento apresenta o núcleo líquido, na região central do tubo, em regime turbulento. A camada de vapor, adjacente à parede, será considerada como tendo característica laminar. Esta suposição pode ser considerada válida para o caso de uma película muito fina.

Este equacionamento visa, fundamentalmente, a obtenção de uma expressão relativamente simples, que permita a determinação do coeficiente de transferência de calor, uma vez conhecida a espessura da película de vapor.

O coeficiente de transferência de calor, para a mudança de fase, com uma película de vapor próxima à parede do tubo pode ser determinado na forma

$$h = \frac{k_v}{\delta} \quad (4.1)$$

sendo esta expressão aplicada para a transmissão de calor por convecção na película. Portanto, conhecendo-se a espessura da película de vapor δ , pode-se determinar o coeficiente h , para o líquido em ebulição.

Este capítulo está dividido em duas partes, sendo a primeira destinada à elaboração de modelos simplificados, com tratamento análogo à condensação em película de Nusselt e ao trabalho de Bromley.

Este formalismo vem de encontro a estudos apresentados na literatura, que utilizam as equações de Bromley (desenvolvidas para a superfície externa de cilindros) para a ebulição em película no interior de tubos. Porém no nosso trabalho algumas alterações foram feitas para levar em consideração o escoamento interno em tubos.

O procedimento inicial serviu como orientação para o equacionamento mais elaborado desenvolvido na segunda parte do capítulo. A abordagem analítica utilizada permitiu a obtenção da equação característica da espessura da película de vapor.

4.1 - Formulação simplificada

Será utilizada nesta seção a metodologia desenvolvida para a condensação em película, levando-se em consideração o escoamento no interior de um tubo.

Para a análise do problema são feitas as seguintes considerações:

- a) *O escoamento é em regime permanente, com uma interface uniforme, sem oscilações, entre o líquido e o vapor.*
- b) *As propriedades físicas do líquido e do vapor são supostas constantes. O vapor é considerado incompressível.*
- c) *O escoamento do líquido é em regime turbulento e da película em regime laminar.*

d) A densidade do vapor é muito menor que a do líquido, portanto $(\rho_l - \rho_v) \approx \rho_l$.

e) A energia cinética e a dissipação viscosa são desprezadas.

4.1.1 - Perfil de temperatura linear na camada de vapor

Consideremos o escoamento de um líquido em um tubo vertical, no sentido ascendente, de acordo com a figura a seguir

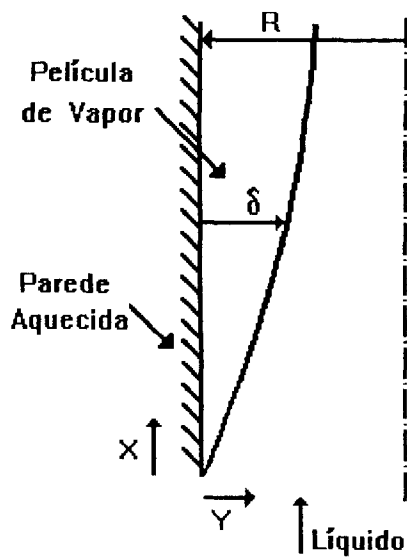


Figura 4.1 - Película de vapor laminar no interior de um tubo

O líquido entra no tubo à temperatura de saturação e com velocidade uniforme U_l . Vamos supor um perfil de temperatura linear para a película de vapor.

Para a película de vapor, extremamente fina, pode-se usar coordenadas cartesianas em lugar de coordenadas cilíndricas.

A equação da quantidade de movimento, simplificada segundo *FUNG e GROENEVELD (1982)*, é dada por

$$\mu_v \frac{d^2 u_v}{dy^2} = -g \rho_l \quad (4.2)$$

com u_v sendo a velocidade na direção x do escoamento. Integrando, tem-se

$$u_v = -\frac{g \rho_l y^2}{2 \mu_v} + c_1 y + c_2 \quad (4.3)$$

Para a determinação das constantes c_1 e c_2 temos as seguintes condições de contorno

$$u_v = 0 \quad \text{em} \quad y = 0$$

$$u_v = U_l \quad \text{em} \quad y = \delta$$

considerando-se que a velocidade na interface é igual a velocidade U_l do líquido. Estamos supondo que o líquido escoar ao longo do tubo com uma velocidade uniforme. Temos para o perfil da velocidade do vapor

$$u_v = -\frac{g \rho_l y^2}{2 \mu_v} + \frac{U_l y}{\delta} + \frac{g \rho_l \delta y}{2 \mu_v} \quad (4.4)$$

que pode ser substituído na definição do fluxo mássico de vapor:

$$\dot{m}_v = \rho_v \int_0^\delta u_v dy \quad (4.5)$$

Para o fluxo de energia temos a relação

$$q_v = \frac{k_v}{\delta} (T_p - T_s) \quad (4.6)$$

À medida que o escoamento prossegue de x para $x + dx$, a espessura da película aumenta de δ para $\delta + d\delta$ em razão da introdução adicional de evaporado. A quantidade evaporada adicionada entre x e $x + dx$ é

$$\frac{dm_v}{dx} = \rho_v \left(\frac{g \rho_l \delta^2}{4 \mu_v} + \frac{U_l}{2} \right) \frac{d\delta}{dx} \quad (4.7)$$

O calor fornecido deve ser igual ao produto do fluxo adicional de massa pelo calor latente de vaporização. Resulta, então, a equação diferencial ordinária

$$\left(\frac{g \rho_l \delta^3}{4 \mu_v} + \frac{U_l \delta}{2} \right) \frac{d\delta}{dx} = \frac{k_v (T_p - T_s)}{\lambda \rho_v} \quad (4.8)$$

Integrando, com a condição de contorno $\delta = 0$ em $x = 0$, resulta para a espessura da película de vapor

$$\delta^4 + \frac{4 \mu_v U_l}{g \rho_l} \delta^2 - \frac{16 \mu_v k_v (T_p - T_s) x}{\lambda g \rho_l \rho_v} = 0 \quad (4.9)$$

Esta equação biquadrada fornece a espessura da película de vapor em relação à posição x ao longo do tubo.

A consideração de velocidade uniforme para o líquido está de acordo com os pesquisadores *FUNG e GROENEVELD (1982)*, *KAWAJI e BANERJEE (1983)*, *ANALYTIS e YADIGAROGLU (1987)*, onde o escoamento pode ser visualizado como um jato líquido central circundado pelo vapor na região anular.

Esta equação simplifica para uma expressão semelhante a de Bromley, equação (2.2), quando $U_l = 0$, ou seja, quando temos uma camada de líquido estacionária.

4.1.2 - Campo de pressão externo

Considerando um gradiente de pressão no fluido, a equação da quantidade de movimento para a película de vapor, com o perfil estabelecido ao longo do escoamento, é dada por

$$\mu_v \frac{d^2 u_v}{dy^2} = \frac{\partial P}{\partial x} - (\rho_l - \rho_v) g \quad (4.10)$$

e supondo uma tensão cisalhante τ_i , na interface, com as condições de contorno,

$$\begin{aligned} P &= P_i & \text{em } x &= 0 \\ P &= P_o & \text{em } x &= L, \text{ sendo } \Delta P = P_o - P_i \\ u_v &= 0 & \text{em } y &= 0 \\ \mu_v \frac{du_v}{dy} &= \tau_i & \text{em } y &= \delta \end{aligned}$$

Após a integração, resulta para o perfil de velocidade

$$u_v = \left[\frac{\Delta P}{L} + (\rho_l - \rho_v) g \right] \frac{\delta^2}{2\mu_v} \left[\left(\frac{y}{\delta} \right)^2 - \frac{2y}{\delta} \right] + \frac{\tau_i y}{\mu_v} \quad (4.11)$$

Calculando-se a velocidade média do vapor,

$$U_v = \frac{1}{3} \left[\frac{\Delta P}{L} + (\rho_l - \rho_v) g \right] \frac{\delta^2}{\mu_v} + \frac{\tau_i \delta}{2\mu_v} \quad (4.12)$$

De acordo com *LEE e outros (1979)* e *WHALLEY (1987)* para o escoamento a altas velocidades, a tensão interfacial τ_i domina os demais efeitos. Nestas condições resulta a expressão simplificada

$$U_v = \frac{\tau_i \delta}{2\mu_v} \quad (4.13)$$

A determinação da tensão cisalhante interfacial, para o escoamento bifásico, pode ser feita conhecendo-se o fator de atrito na interface. Neste estudo será utilizada a correlação empírica proposta por *WALLIS (1970)*. Esta correlação tem a forma

$$f_i = 0,005 \left(1 + 300 \frac{\delta}{D} \right) \quad (4.14)$$

onde δ é a espessura da película e D o diâmetro do tubo e foi originalmente desenvolvida por Wallis para o escoamento de ar-água onde a interface apresenta um caráter ondulatório. A equação (4.14) foi sugerida por *COLLIER (1981)* para o escoamento anular invertido. Uma simples aproximação é acrescentada por *FUNG e GROENEVELD (1982)* para corrigir o efeito da evaporação. Um fator c , a ser ajustado posteriormente, pode ser adicionado, ficando o fator de atrito

$$f_i = c \, 0,005 \left(1 + 300 \frac{\delta}{D} \right) \quad (4.15)$$

O conceito de fluxo de Reynolds desenvolvido por *SILVER e WALLIS (1966)* foi introduzido por Fung e Groeneveld, porém não foi considerado neste trabalho de tese, pois o nosso objetivo é a obtenção de uma expressão analítica, relativamente simples, para a espessura do vapor.

Uma correlação mais geral que a de Wallis foi proposta em *WHALLEY (1987)* para o fator de atrito.

O fator de atrito é calculado pela expressão

$$f_i = f_{it} \left(1 + 360 \frac{\delta}{D} \right) \quad (4.16)$$

sendo f_{i1} o fator de atrito de uma simples fase líquida em um tubo liso, dado por *KAWAJI e BANERJEE (1983)*,

$$f_{i1} = 0,085 \text{Re}_1^{-1/4} \quad (4.17)$$

com Re_1 sendo o número de Reynolds do líquido, definido como $\text{Re}_1 = \frac{D U_1 \rho_l}{\mu_l}$.

Para tubos rugosos pode ser acrescentado um fator de 10%, de acordo com sugestão de *SISSON e PITTS (1979)*, no coeficiente de atrito para corrigi-lo em relação ao tubo liso. Embora o líquido esteja escoando em contato com o vapor e não com a parede rugosa do tubo, será considerado este fator de correção, pois para a utilização do fator de atrito da fase líquida, escoando sozinha, esta preenche todo o tubo, ficando em contato com a parede. Se isto não fosse considerado, o fator de correção da mudança de fase certamente seria maior. Portanto a equação (4.16) utiliza uma expressão empírica para o fator de atrito interfacial em lugar de uma constante, como feito por Wallis. Acrescentando também o parâmetro que corrige o efeito da mudança de fase, resulta

$$f_i = c \, 0,093 \text{Re}_1^{-1/4} \left(1 + 360 \frac{\delta}{D} \right) \quad (4.18)$$

A tensão τ_i , definida por

$$\tau_i = \frac{1}{2} f_i \rho_l U_1^2 \quad (4.19)$$

permite, com a incorporação do fator de atrito, a determinação da espessura da película por um procedimento análogo ao desenvolvido no item anterior.

Deste modo, utilizando a equação (4.14), o fluxo mássico de vapor é dado por

$$\dot{m}_v = \frac{\rho_v \delta^2}{4 \mu_v} \left[0,005 \left(1 + 300 \frac{\delta}{D} \right) \rho_l U_1^2 \right] \quad (4.20)$$

LEE e outros (1979) consideraram $1 \ll 300 \frac{\delta}{D}$ e obtiveram a equação da película na forma

$$\delta = \left(\frac{8 \mu_v k_v D (T_p - T_s) x}{4,5 \rho_l \rho_v \lambda U_1^2} \right)^{1/4} \quad (4.21)$$

Para o nosso caso tal simplificação não pode ser feita, uma vez que as vazões de líquido são elevadas e a espessura da película bem pequena. Isto foi comprovado fazendo-se um cálculo estimativo com a utilização de alguns dos nossos resultados experimentais.

Deixando de lado a simplificação de Lee e outros, temos a equação da película, com o parâmetro c ,

$$\delta^4 + 0,00296 D \delta^3 - \frac{16 \mu_v k_v D (T_p - T_s) x}{c 4,5 \rho_l \rho_v \lambda U_1^2} = 0 \quad (4.22)$$

As equações (4.9) e (4.22) são bem simples, de fácil solução, e permitem a determinação do perfil da película de vapor em função da posição axial. Elas apresentam um avanço em relação à equação de Bromley, pois levam em consideração a velocidade de escoamento do líquido. Deve ser lembrado que a equação de Bromley tem sido usada no escoamento anular invertido, apresentando resultados pouco satisfatórios, devido exatamente ao fato de não considerar o fluxo de líquido.

4.2 - Formulação geral

Uma análise mais completa será feita nesta seção. Considerando-se um perfil de temperatura não-linear na película de vapor e supondo-se que o líquido entra no tubo em condições de sub-resfriamento.

O método consiste na solução das equações da energia para as fases do líquido e vapor. Fazendo-se um balanço térmico na interface, obtém-se uma equação que fornece a espessura da película de vapor em função da posição axial do tubo. Serão feitas simplificações de tal forma que sejam obtidas soluções analíticas clássicas dos perfis de temperatura, para então ser feito o acoplamento na interface.

Este procedimento permitirá uma solução alternativa àquela existente na literatura, que como já foi ressaltado, se baseia na solução numérica das equações de conservação.

A formulação matemática do problema, em coordenadas cilíndricas, fica da seguinte maneira:

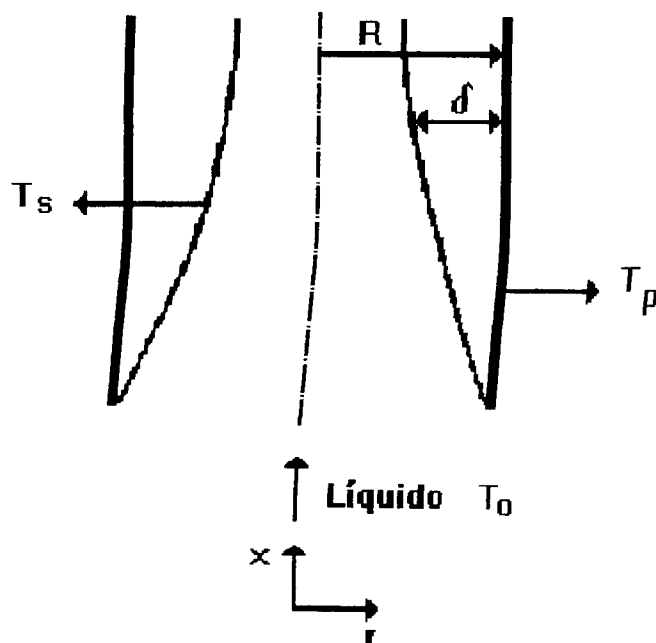


Figura 4.2 - Sistema de Coordenadas

O líquido entra no tubo com uma temperatura T_0 , abaixo da temperatura de saturação T_s .

As considerações físicas são as mesmas feitas no item (4.1).

Pode-se escrever as equações da energia para as fases do líquido e do vapor da seguinte forma:

a) Equação da energia para a película de vapor laminar

Para o escoamento do líquido a altos números de Reynolds forma-se uma fina película de vapor junto a parede do tubo. A mudança de fase ocorre na interface líquido-vapor.

A equação da energia para o escoamento da película, tendo característica laminar, pode ser obtida em *BIRD e outros (1960)* e *SLATTERY (1981)*, escrita na forma

$$\frac{\partial T_v}{\partial t} + u_r \frac{\partial T_v}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r} \frac{\partial T_v}{\partial \theta} + u_x \frac{\partial T_v}{\partial x} = \alpha_v \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T_v}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T_v}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 T_v}{\partial x^2} \right] \quad (4.23)$$

De acordo com a consideração de regime permanente e supondo $u_r = u_\theta = 0$; a temperatura do vapor não varia com θ e considerando que o efeito convectivo ao longo de x é mais significativo do que a condução térmica ao longo do eixo, resulta que

$$u_v \frac{\partial T_v}{\partial x} = \alpha_v \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T_v}{\partial r} \right) \quad (4.24)$$

Para a solução desta equação temos as condições de contorno:

$$\begin{aligned} T_v &= T_p & \text{em} & \quad r = R, & \text{para todo} & \quad x > 0 \\ T_v &= T_s & \text{em} & \quad r = R - \delta, & \text{para todo} & \quad x > 0 \end{aligned}$$

e condição inicial:

$$T_v = T_s \quad \text{em} \quad x = 0, \quad \text{para } R - \delta < r < R$$

b) Equação da energia para a fase líquida em escoamento turbulento

Para o escoamento bidimensional segundo *FUNG e GROENEVELD (1982)*

$$u'_r \frac{\partial T_l}{\partial r} + u'_x \frac{\partial T_l}{\partial x} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[(\alpha_l + \varepsilon_t) r \frac{\partial T_l}{\partial r} \right] \quad (4.25)$$

onde α_l é a difusividade térmica do líquido e ε_t a difusividade turbulenta.

A equação anterior pode ser simplificada de acordo com *MOSAAD (1986)*, desprezando-se o termo convectivo na direção radial.

Para a solução da equação (4.25) necessita-se de uma relação constitutiva para a difusividade turbulenta. O escoamento anular invertido pode ser visualizado como um jato líquido central circundado pelo vapor no ânulo, como descrito por *DE JARLAIS e outros (1986)*. A ausência da parede rígida sugere esta condição. *FUNG e GROENEVELD (1982)* usam a hipótese do comprimento de mistura de Prandtl para a difusividade turbulenta da transferência da quantidade de movimento apresentada em *HINZE (1975)*,

$$\varepsilon_M = c_3 b (\bar{u}_{\max} - \bar{u}_{\min}) \quad (4.26)$$

onde b é o comprimento da zona de mistura e c_3 uma constante de proporcionalidade determinada a partir de experimentos.

Desde que a turbulência na interface líquido-vapor, e conseqüentemente dentro do núcleo líquido aumenta com o crescimento da espessura da película do vapor, a zona de

mistura é definida como a metade da espessura da película, ou seja do ponto da velocidade máxima para a interface. Em adição, a diferença de velocidade é considerada ser proporcional à velocidade média do líquido. Admitindo que a analogia de Reynolds seja válida, a equação constitutiva para a difusividade turbulenta de transferência de calor, com o número de Prandtl turbulento unitário, é

$$\varepsilon_1 = c_3 U_1 \left(\frac{1}{2} \delta \right) \quad (4.27)$$

De acordo com o que foi exposto depreende-se que ε_1 não é função da posição radial e sendo α_1 uma propriedade física constante na temperatura de operação, a equação (4.25) fica

$$u_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} = (\alpha_1 + \varepsilon_1) \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T_1}{\partial r} \right) \quad (4.28)$$

Para a sua solução temos as condições de contorno

$$\begin{aligned} T_1 = T_s & \quad \text{em} \quad r = R - \delta, & \quad \text{para todo } x > 0 \\ \frac{\partial T_1}{\partial r} = 0 & \quad \text{em} \quad r = 0, & \quad \text{para todo } x > 0 \end{aligned}$$

e condição inicial:

$$T = T_0 \quad \text{em} \quad x = 0, \quad \text{para} \quad 0 \leq r \leq R - \delta$$

sendo T_0 a temperatura de entrada do líquido sub-resfriado no tubo.

c) Balanço de energia na interface

A equação que permite a determinação da espessura da película de vapor pode ser obtida fazendo-se um balanço de energia na interface. As soluções das equações (4.24) e (4.28) são acopladas através do salto interfacial de fluxo na forma,

$$-k_v \frac{\partial T_v}{\partial r} = -\rho_l c_{pl} (\alpha_l + \varepsilon_l) \frac{\partial T_l}{\partial r} + \frac{d\dot{m}_v}{dx} \lambda \quad (4.29)$$

para todo $x > 0$, onde \dot{m}_v é o fluxo de massa evaporado através da interface.

A substituição dos perfis de temperatura e do fluxo mássico evaporado fornecerá uma equação diferencial ordinária para a película.

4.3 - Soluções das equações das fases líquida e do vapor

Serão feitas algumas modificações em soluções analíticas já disponíveis na literatura para adaptá-las a cada uma das fases líquida e do vapor.

O método de solução envolve a determinação de expressões para os perfis de temperatura em termos da espessura δ da película, que serão acopladas pela equação (4.29), na interface. A solução desta equação fornece a espessura em função da posição axial do tubo.

Vamos estabelecer a equação da espessura da película. Adimensionalizando as equações da energia da fase líquida, da fase de vapor e a condição interfacial, resulta, da equação (4.28), para a fase líquida

$$\Delta^2 \frac{\partial \theta_l}{\partial \xi} = \phi_l \frac{1}{\eta} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\eta \frac{\partial \theta_l}{\partial \eta} \right) \quad (4.30)$$

definindo-se as variáveis e parâmetros adimensionais

$$\theta_1 = \frac{T_1 - T_s}{T_p - T_s}$$

$$\xi = \frac{\alpha_1 L \chi}{R^2 U_1}$$

$$\eta = \frac{r}{R - \delta}$$

$$\phi_1 = \frac{\alpha_1 + \varepsilon_1}{\alpha_1}$$

$$\Delta = \frac{R - \delta}{R}$$

$$\chi = \frac{x}{L}$$

onde agora a interface será apresentada por $\eta = 1$ e a parede do tubo por $\eta = \frac{1}{\Delta}$.

Esta equação deve ser resolvida para

$$\begin{aligned} \theta_1 &= \theta_0 & \text{em} & \xi = 0 \\ \frac{\partial \theta_1}{\partial \eta} &= 0 & \text{em} & \eta = 0 \\ \theta_1 &= 0 & \text{em} & \eta = 1 \end{aligned}$$

Está sendo considerado o escoamento do líquido em “plug flow” com velocidade média U_1 . A espessura adimensionalizada Δ também é considerada constante, o que é razoável para pequenas taxas de evaporação.

Com estas condições a solução da equação (4.30) pode ser encontrada na literatura, a qual resolvida analiticamente por separação de variáveis tem a forma, ÖZISIK (1980):

$$\theta_1 = 2 \theta_0 \sum_{m=1}^{\infty} \frac{J_0(\lambda_m \tau)}{\lambda_m J_1(\lambda_m)} e^{-\frac{\phi_1}{\Delta^2} \lambda_m^2 \xi} \quad (4.31)$$

onde λ_m são raízes positivas da equação

$$J_0(\lambda_m) = 0 \quad (4.32)$$

Para a película de vapor a equação (4.24) da energia pode ser colocada na forma adimensional

$$\Delta^2 \frac{\partial^2 \theta_v}{\partial \zeta^2} = \frac{1}{\eta} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\eta \frac{\partial \theta_v}{\partial \eta} \right) \quad (4.33)$$

com as variáveis e parâmetros adimensionais

$$\theta_v = \frac{T_v - T_s}{T_p - T_s}$$

$$\zeta = \frac{\alpha_v L \chi}{R^2 U_v}$$

$$\eta = \frac{r}{R - \delta}$$

$$\chi = \frac{x}{L}$$

$$\Delta = \frac{R - \delta}{R}$$

Esta equação deve ser resolvida para

$$\theta_v = 0 \quad \text{em} \quad \zeta = 0$$

$$\theta_v = 0 \quad \text{em} \quad \eta = 1$$

$$\theta_v = 1 \quad \text{em} \quad \eta = \frac{1}{\Delta}$$

Para a obtenção de uma solução analítica da equação (4.33) foi considerado na película escoamento “plug flow” $u_v = U_v$, ou seja, a velocidade média do vapor.

A solução é obtida de modo análogo ao apresentado por *CARSLAW-JAEGER (1959)* para a transferência de calor em um cilindro com raio externo R e raio interno $(R - \delta)$,

$$\theta_v = \frac{\ln \eta}{\ln (1/\Delta)} - \pi \sum_{m=1}^{\infty} \frac{J_0(\beta_m) J_0(\beta_m/\Delta) [J_0(\beta_m \eta) Y_0(\beta_m) - Y_0(\beta_m \eta) J_0(\beta_m)]}{J_0^2(\beta_m) - J_0^2(\beta_m/\Delta)} e^{-\frac{1}{\Delta^2} \beta_m^2 \zeta} \quad (4.34)$$

com β_m sendo as raízes positivas da equação

$$J_0(\beta_m) Y_0\left(\frac{\beta_m}{\Delta}\right) - J_0\left(\frac{\beta_m}{\Delta}\right) Y_0(\beta_m) = 0 \quad (4.35)$$

4.4 - Equação característica da espessura da película de vapor

O procedimento apresentado anteriormente é bem geral e considera que o líquido entra no tubo abaixo da temperatura de saturação (sub-resfriado), apresentando um determinado perfil de temperatura. Porém, neste trabalho de tese, as medidas experimentais foram realizadas com o líquido à temperatura de saturação. Neste caso, todo o calor fornecido pela parede é utilizado para a mudança de fase; a equação (4.29) simplifica para

$$-k_v \frac{\partial T_v}{\partial r} = \frac{dm_v}{dx} \lambda \quad (4.36)$$

O gradiente de temperatura do vapor adimensionalizado é

$$\left. \frac{\partial \theta_v}{\partial \eta} \right|_{\eta=1} = -\frac{1}{\ln \Delta} - \pi \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\beta_m J_0(\beta_m) J_0(\beta_m/\Delta) [J_0(\beta_m) Y_1(\beta_m) - Y_0(\beta_m \eta) J_1(\beta_m)]}{J_0^2(\beta_m) - J_0^2(\beta_m/\Delta)} e^{-\frac{\alpha_v \beta_m^2 L \chi}{\Delta^2 R^2 U_v}} \quad (4.37)$$

Será utilizado no fluxo mássico de vapor a tensão interfacial com o fator de atrito dado pela equação (4.18). Resulta, finalmente, a equação diferencial adimensional

$$\frac{-R^3}{L} \Delta \left[(1 - \Delta) + \frac{540}{D} (R - 2R\Delta + R\Delta^2) \right] \frac{d\Delta}{d\chi} = \frac{2k_v \mu_v (T_p - T_s)}{c \cdot 0,0935 \text{Re}_1^{-1.4} \rho_1 \rho_v U_1^2 \lambda} \quad (4.38)$$

$$\cdot \left[-\frac{1}{\ln \Delta} - \pi \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\beta_m J_0(\beta_m) J_0(\beta_m/\Delta) [J_0(\beta_m) Y_1(\beta_m) - Y_0(\beta_m) J_1(\beta_m)]}{J_0^2(\beta_m) - J_0^2(\beta_m/\Delta)} e^{-\frac{\alpha_v \beta_m^2 L \chi}{\Lambda^2 R^2 U_v}} \right]$$

com a condição inicial $\Delta = 1$ em $\chi = 0$.

4.5 - Geração radiante de calor

Será desenvolvida uma equação para a determinação da espessura do vapor considerando que o calor radiante emitido pela parede do tubo seja absorvido pelo núcleo líquido na região central. Pode-se supor que este calor seria gerado na região de líquido, o qual serviria para aumentar a quantidade de vapor produzida na interface. O vapor é transparente à radiação, não absorvendo qualquer fração.

A equação da energia da fase líquida, com o termo de geração de calor radiante, na forma adimensionalizada é

$$\Delta^2 \frac{\partial \theta_l}{\partial \xi} = \frac{\phi_t}{\eta} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\eta \frac{\partial \theta_l}{\partial \eta} \right) + \Omega \quad (4.39)$$

onde

$$\Omega = \frac{\dot{q} R^2}{k_l (T_p - T_s)}$$

sendo que as demais variáveis e parâmetros adimensionais já foram definidas anteriormente.

O fluxo de calor radiante \dot{q} por unidade de volume para a coluna líquida (cilindros concêntricos e longos) é dado por

$$\dot{q} = \frac{\sigma (T_p^4 - T_s^4)}{\frac{1}{\varepsilon_p} + \frac{1}{\varepsilon_l} - 1} \frac{2}{R} \quad (4.40)$$

sendo ε_p a emissividade da parede do tubo e ε_l a emissividade do líquido.

A solução da equação (4.39) pode ser obtida em Özisik (1980), com as condições de temperatura inicial e temperatura da interface iguais a zero,

$$\theta_l = \frac{(1-\eta^2)}{4} \Omega - 2 \Omega \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_0(\lambda_n \eta)}{\lambda_n^3 J_1(\lambda_n)} e^{-\frac{\phi_l}{\Delta^2} \lambda_n^2 \xi} \quad (4.41)$$

Determinando-se o gradiente de temperatura em $\eta = 1$ e substituindo na equação (4.29) modificada agora para incluir o fluxo radiante da parede para o líquido, juntamente com a equação da fase de vapor resultará a expressão para a determinação da espessura da película de vapor. Este fluxo radiante, dadas as características da equação (4.41) estará incorporado no primeiro termo do lado direito da equação (4.29) que neste caso será diferente de zero mesmo para o líquido saturado.

O problema será simplificado considerando-se que a espessura seja constante ao longo do tubo, e, portanto, $\frac{d\Delta}{d\chi} = 0$. Como já foi comentado, esta suposição é razoável quando ocorrem pequenas taxas de evaporação. Resulta finalmente a equação

$$\frac{\Omega}{2} - 2\Omega \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\frac{\phi_1}{\lambda_n^2} \lambda_n^2 \xi}}{\lambda_n^2} = - \frac{k_v^*}{\Delta \ln \Delta} - \left[k_v^* \pi \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\beta_m J_0(\beta_m) J_0\left(\frac{\beta_m}{\Delta}\right) [J_0(\beta_m) Y_1(\beta_m) - Y_0(\beta_m) J_1(\beta_m)]}{J_0^2(\beta_m) - J_0^2\left(\frac{\beta_m}{\Delta}\right)} e^{-\frac{\beta_m^2}{\Delta^2} \xi} \right] \quad (4.42)$$

sendo

$$k_v^* = \frac{k_v}{\rho_l c_{pl} (\alpha_l + \varepsilon_l)}$$

com a equação constitutiva para a difusividade térmica turbulenta

$$\varepsilon_l = c_3 \frac{1}{2} U_l (R - \Delta R)$$

CAPÍTULO 5

DESENVOLVIMENTO EXPERIMENTAL

5.1 - Descrição da aparelhagem

Os dados experimentais foram obtidos em uma unidade piloto especialmente construída no Laboratório de Termofluidodinâmica do Programa de Engenharia Química da COPPE/UFRJ. A aparelhagem é mostrada esquematicamente na figura (5.1).

O equipamento consiste em um evaporador com uma bomba centrífuga para circulação forçada do líquido.

A seção de aquecimento, onde ocorre a mudança de fase, é formada por um tubo de aço inoxidável 304, sem costura. O tubo possui 1 m de comprimento, com diâmetro interno de 9,4 mm e espessura da parede de 1,3 mm.

Este tubo é aquecido externamente por um queimador de gás GLP. O queimador com 1 m de comprimento, possui 50 orifícios com pequenos direcionadores de chama, com 0,3 mm de diâmetro interno e 1 cm de comprimento.

Do lado oposto ao queimador foi colocada uma placa, que serve para refletir a radiação, proporcionando um aquecimento mais uniforme do tubo.

Inicialmente procurou-se trabalhar com dois queimadores simetricamente colocados em relação ao tubo. Porém não se obteve um bom resultado, pois a chama ficava instável, não proporcionando um aquecimento uniforme. Optou-se, então, por um só queimador tendo sido utilizada uma vazão de gás suficiente para que o tubo seja inteiramente envolvido pela chama, formando-se um anel ao redor do tubo.

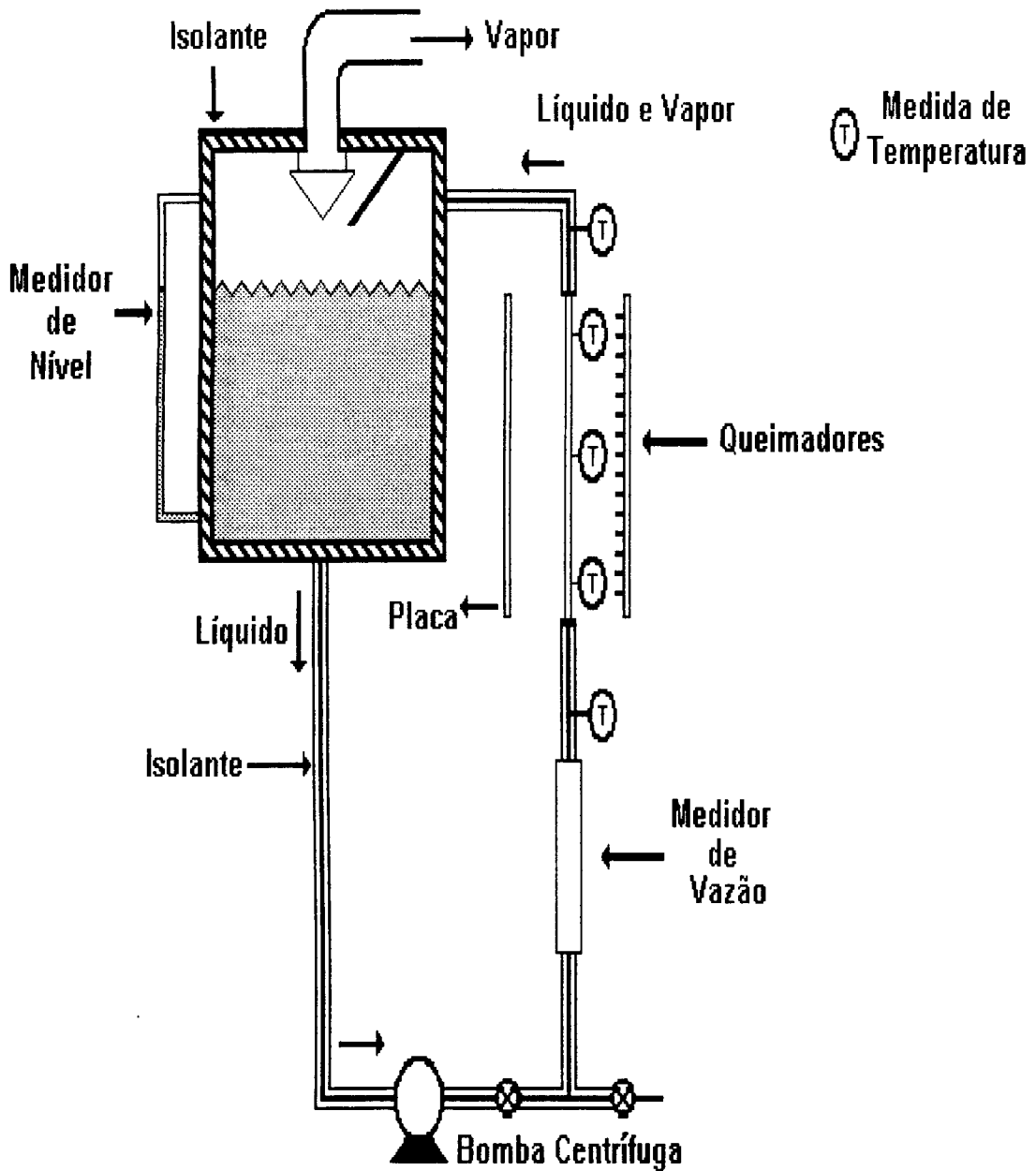


Figura 5.1 - Esquema da unidade experimental

As medidas de temperatura da parede do tubo foram feitas com três termopares, igualmente espaçados ao longo do tubo. Os termopares são do tipo K (chromel-alumel), modelo MS 15 - inonel 600, comprimento de 250 mm, diâmetro 1,5 mm. As temperaturas eram registradas em um indicador digital de painel, modelo série 2000, com a leitura em milivolts. A temperatura de referência 0 °C foi obtida com um zero eletrônico, modelo MCJ, Ômega Engineering.

Os termopares foram colocados em pequenas cavidades na parede do tubo, de modo a permitir a medida mais correta da temperatura da parede interna. Envolvendo os termopares colocaram-se pequenos tubos, de cerca de 10 cm de comprimento, os quais foram soldados em três posições ao longo do tubo de 1 m. Isto teve como objetivo evitar a influência da radiação, proveniente da frente de chama, na leitura do termopar.

Também foram colocados dois termoresistores de platina (Pt 100) para as medidas da temperatura do fluido, sendo um na entrada e outro na saída do tubo de testes. As temperaturas eram anotadas continuamente em um registrador por pontos, de 6 canais, modelo Arucomp 42902.

O tanque de líquido foi construído com um tambor de capacidade para 210 l; e uma tubulação com 4 in de diâmetro interno, colocada na parte superior do tambor, permitiu a retirada do vapor.

A altura do líquido no tanque foi obtida por um medidor de nível, de vidro, com 54 cm de comprimento, diâmetro externo 12,3 mm e diâmetro interno 10,3 mm.

Para o escoamento do líquido com altas vazões foi colocada no sistema uma bomba centrífuga da marca Dancor de ½ HP. A vazão foi medida com um rotâmetro, modelo 4T7 para água a 100 °C, conexão ¾ in, com limite máximo de 1500 l/h, colocado na entrada da seção de mudança de fase.

5.2 - Procedimento experimental

A finalidade do trabalho experimental é a determinação do coeficiente de transferência de calor para a ebulição em película. O coeficiente é determinado pela equação

$$h = \frac{q}{A (T_p - T_s)} \quad (5.1)$$

onde q é o fluxo térmico na parede, T_p e T_s são as temperaturas na parede e de saturação, respectivamente, e A é a área lateral interna do cilindro.

Para o caso do líquido entrando sub-resfriado no tubo a taxa de transferência de calor é dada por

$$q = \dot{m} c_{pl} (T_2 - T_1) + \dot{m}_{ev} \lambda \quad (5.2)$$

sendo \dot{m} a vazão mássica de água, \dot{m}_{ev} a vazão mássica de água evaporada e T_1 , T_2 as temperaturas de entrada e saída da água no tubo, respectivamente.

Para o caso que foi estudado a água fria, à temperatura ambiente, entrava na unidade e circulava no sistema até que fosse atingida a temperatura de saturação. O tempo necessário para o equacionamento era de aproximadamente 4 h, suficiente para a água atingir 100 °C (sistema na pressão atmosférica).

As medidas começavam a ser feitas somente quando o líquido se encontrava entrando no tubo à temperatura de saturação. Isto era verificado pela coincidência das temperaturas de entrada e saída do fluido no tubo, anotadas continuamente no registrador de termoresistores Pt 100. Portanto, os dados foram obtidos para líquido saturado entrando no tubo. Em todos os experimentos realizados ocorreu a igualdade entre as temperaturas de entrada e saída da água no tubo, devidamente marcadas no registrador.

Resulta, então, devido a $T_1 = T_2$,

$$q = \dot{m}_{ev} \lambda \quad (5.3)$$

A quantidade de água evaporada, \dot{m}_{ev} , foi obtida pela leitura da diferença de nível apresentada pelo líquido no tambor. A medida era feita no período de 1 hora, o que permitia uma variação sensível na leitura do medidor de nível. Foi utilizada uma escala graduada em milímetros para o medidor e o erro obtido na leitura era de 0,5 mm, correspondendo a um volume de água de 127,5 ml. Durante a medida as condições operacionais do sistema eram mantidas constantes (temperatura da parede do tubo e vazão de entrada do fluido).

A temperatura da parede do tubo foi mantida constante devido ao mecanismo de controle da alimentação do gás GLP através da pressão na linha, uma vez que não foi necessária a alimentação de ar no queimador. Este foi projetado e construído para manter a dimensão da chama na faixa operacional desejada em função dos diâmetros dos orifícios (250 - 300 °C).

O suprimento de gás GLP era feito por um cilindro com capacidade de 45 kg, com um cilindro reserva de mesma capacidade. O fluxo de gás na parede do tubo era mantido fixo e registrado em um rotâmetro, para assegurar as mesmas condições em todas as séries de medidas. Havia uma preocupação no controle do fluxo de gás, pois após determinado período de operação do sistema a chama começava a oscilar, devido à queda da pressão no cilindro. As medidas eram realizadas com no mínimo 50% de gás no cilindro.

Por outro lado o queimador foi mantido constantemente limpo, visto que os orifícios, de pequeno diâmetro (0,3 mm), ficavam sujeitos a obstruções de impurezas contidas no gás, diminuindo o fluxo.

O queimador com 1m de comprimento e 50 bicos direcionadores, igualmente espaçados com a distância de 2 cm, permitiu que a chama envolvesse totalmente o tubo de aço inox. Formava-se, na realidade, um “cilindro de fogo” em torno do tubo, com um formato

bastante estável. Obteve-se, então, uma distribuição de temperatura uniforme, tanto ao longo quanto em torno do tubo.

A placa colocada no lado oposto ao queimador, absorvendo e emitindo e também refletindo a radiação tornou o aquecimento ainda mais uniforme e contribuiu para a obtenção da temperatura constante no tubo.

Dentro das diversas séries de medidas experimentais realizadas a tabela (5.1) destaca um exemplo. Este exemplo serve para mostrar a leitura das temperaturas da parede, nas três posições ao longo do tubo, durante o período de 1 hora.

Tabela 5.1 - Medida experimental da temperatura da parede, °C

| | | | | |
|-------|-----|-----|-----|-----|
| T_1 | 262 | 262 | 258 | 259 |
| T_2 | 260 | 261 | 261 | 259 |
| T_3 | 258 | 261 | 261 | 261 |

Estes dados foram obtidos com um número de Reynolds de 100.000, sendo a temperatura ambiente de 32,5 °C, e resultando a temperatura média da parede de 260,2 °C.

Foram feitas diversas medidas para 5 vazões distintas de líquido, sob as mesmas condições de aquecimento. O objetivo foi trabalhar com a mudança de fase a elevados números de Reynolds do líquido. Para cada uma das vazões foram realizadas 5 medidas experimentais, sendo obtido um valor médio. Isto teve como finalidade assegurar que o dado obtido representasse um valor confiável, evitando possíveis interferências devidas a oscilações na chama do queimador. Os números de Reynolds da fase líquida utilizados, em uma faixa bem ampla, com as respectivas velocidades no tubo foram: 60.000 (2 m/s), 90.000 (3 m/s), 120.000 (4 m/s), 150.000 (5 m/s), 180.000 (6 m/s), com as correspondentes vazões de 500 l/h, 750 l/h, 1.000 l/h, 1.250 l/h e 1.500 l/h. O número de Reynolds foi determinado na forma $Re_l = D U_l \rho_l / \mu_l$, tendo sido desprezada a influência da espessura da película de vapor no Reynolds do líquido, por ser muito pequena.

Para a obtenção dos dados experimentais uma questão essencial deve ser analisada: a certeza de se estar trabalhando na região de ebulição em película. Algumas considerações serviram para mostrar isto.

Foi realizada uma comparação com a curva da figura (2.1), tendo sido realizados experimentos aumentando-se a temperatura da parede, o que ocasionou uma diminuição do coeficiente de transferência de calor. Na figura (5.2) é representado o coeficiente de transferência de calor em função do excesso de temperatura ($T_p - T_s$). A representação gráfica indica que os dados encontram-se na região decrescente da curva de ebulição, ou seja, a região em que se forma a película de vapor.

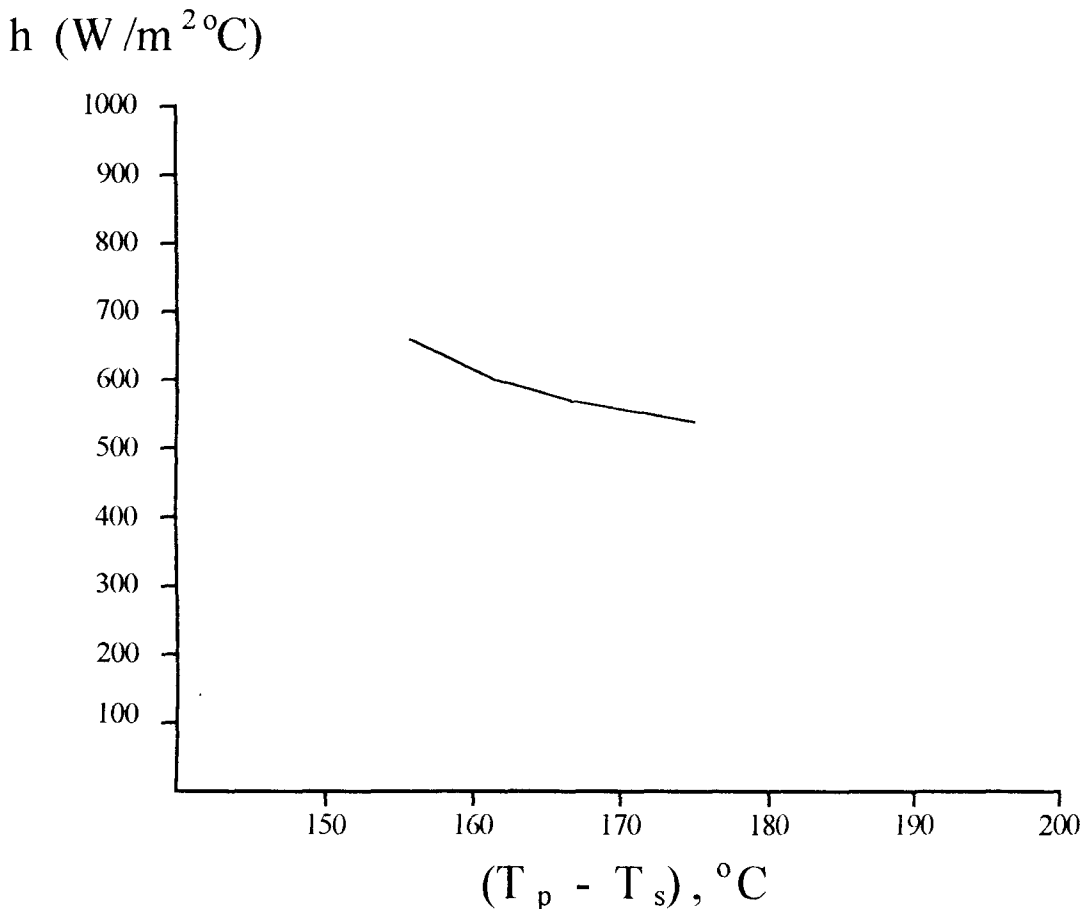


Figura 5.2 - Coeficiente de transferência de calor em função do excesso de temperatura, $(T_p - T_s)$

Uma outra evidência sobre a região em que se está trabalhando é obtida fazendo-se uma comparação entre o coeficiente experimental e aquele calculado pela equação de Dittus e Boelter. Esta correlação é normalmente utilizada para a região de ebulição convectiva. De forma rigorosa, a equação de Dittus e Boelter é corrigida para o escoamento bifásico, utilizando-se um coeficiente multiplicador, maior que a unidade (correlação de Chen). Detalhes do procedimento de cálculo podem ser vistos no capítulo 2 e em *WHALLEY (1987)*.

A comparação entre o coeficiente de transferência de calor experimental e o calculado pela equação de Dittus e Boelter é dada na tabela (5.2).

Tabela 5.2 - Comparação entre o coeficiente de transferência de calor experimental, h_{exp} e a equação de Dittus-Boelter, h_{DB} .

| Re_i | 60.000 | 90.000 | 120.000 | 150.000 | 180.000 |
|--|----------|----------|----------|----------|----------|
| h_{exp} ($W/m^2 \text{ } ^\circ C$) | 525,7 | 564,9 | 595,2 | 619,7 | 645,2 |
| h_{DB} ($W/m^2 \text{ } ^\circ C$) | 13.621,3 | 18.046,2 | 23.716,1 | 27.155,9 | 32.803,3 |

Os valores mais baixos dos coeficientes experimentais podem ser explicados pela presença da película de vapor, que atuando como isolante, aumenta a resistência à transferência de calor.

Uma comparação também foi feita com os dados obtidos por *LEE e KIM (1987)* que obtiveram a ebulição em película, com escoamento anular invertido, tendo temperaturas da parede na faixa de 290 $^\circ C$, próximas, portanto, às obtidas neste trabalho de tese.

Por sua vez *INCROPERA e DE WITT (1990)* mostram de forma mais detalhada o gráfico de Farber e Scoriah, representado na figura (2.1), ver também *HOLMAN (1983)*, e comentam que a ebulição nucleada é obtida até um excesso de temperatura aproximado de 30 °C. Valores superiores a este direcionam o fenômeno para o regime de película, sendo que esta condição se aplica à ebulição em vaso aberto, não se estendendo necessariamente à ebulição convectiva.

CAPÍTULO 6

ANÁLISE DOS RESULTADOS

Neste capítulo será feita uma comparação entre os dados obtidos experimentalmente na unidade piloto especialmente construída e aqueles resultantes do trabalho teórico.

O desenvolvimento dos modelos simplificados serviu de subsídio para o aprimoramento do equacionamento teórico.

Como já foi comentado, os experimentos variaram em uma longa faixa do número de Reynolds do líquido, procurando-se trabalhar com o Reynolds a altos valores.

A tabela (6.1) apresenta os coeficientes de transferência de calor para cada uma das medidas experimentais e os correspondentes valores médios. Por outro lado, a figura (6.1) mostra a curva dos mesmos coeficientes médios em função do número de Reynolds da fase líquida.

Uma análise desta figura permite a observação de que a altas vazões ocorre uma pequena variação na espessura da película de vapor, com o aumento da velocidade da fase líquida, ou seja, o coeficiente de transferência de calor, nesta faixa estudada, aumenta pouco com a elevação do Reynolds. Esta conclusão é coerente com aquela obtida no trabalho de *FUNG e outros (1979)*, já comentada na revisão bibliográfica. Isto ocorre porque a espessura é muito fina e qualquer aumento na vazão ocasiona pouca interferência na película.

Tabela 6.1 - Coeficientes de transferência de calor em função do número de Reynolds do líquido

| Re ₁ | Coeficientes Experimentais (W/m ² °C) | | | | | |
|-----------------|--|----------------|----------------|----------------|----------------|--------------------|
| | h ₁ | h ₂ | h ₃ | h ₄ | h ₅ | h _{médio} |
| 60.000 | 522,0 | 526,0 | 518,0 | 530,0 | 532,6 | 525,7 |
| 90.000 | 565,0 | 567,0 | 561,5 | 557,0 | 574,0 | 564,9 |
| 120.000 | 595,6 | 603,5 | 588,9 | 585,8 | 602,3 | 595,2 |
| 150.000 | 620,0 | 615,8 | 616,6 | 622,5 | 623,5 | 619,7 |
| 180.000 | 641,4 | 638,9 | 655,6 | 650,4 | 639,6 | 645,2 |

Uma análise dos erros envolvidos nas medidas experimentais permite uma estimativa da variação do coeficiente de transferência de calor, dentro deste erros.

O coeficiente é determinado, para cada número de Reynolds, na forma $h_{exp} = \dot{m}_{cv} \lambda / A (T_p - T_s)$. O erro na leitura da diferença de nível que fornece a massa de água evaporada, \dot{m}_{cv} , pode ser estimado em 0,5 mm, correspondendo à massa de 0,1224 kg, sendo que foram evaporadas quantidades da ordem de 4,17 kg/h.

Foi considerado que a água era evaporada somente quando da passagem no tubo de aço inox, referido como a seção de mudança de fase. Toda a água do sistema estava à temperatura de saturação (100 °C), e não havia como se medir, separadamente, alguma possível evaporação da superfície livre do líquido, no tambor.

Outro erro na determinação do coeficiente de transferência de calor está na medida da temperatura da parede do tubo, estimado em 2 °C.

O rotâmetro para a medida da vazão do líquido, na entrada do tubo, foi devidamente calibrado, e possíveis erros de leitura não foram considerados.

Uma estimativa do desvio padrão para cada um dos coeficientes de transferência de calor experimentais é a seguinte: 525,7 W/m²°C (27,6), 564,9 W/m²°C (28,7), 595,2 W/m²°C (28,7), 619,7 W/m²°C (32,3), 645,2 W/m²°C (33,5). A estimativa do desvio padrão é somente aproximada e foi determinada a partir de uma relação linearizada para a variância, segundo *HIMMELBLAU (1970)*. Outro modo de se estimar a variância poderia ser feito através dos experimentos repetitivos. Uma análise do erro mostra que a maior contribuição do erro experimental está na determinação da massa de água evaporada.

Observa-se que a variação dos coeficientes está dentro da faixa do erro na determinação dos mesmos. Porém a variação entre os coeficientes determinados para os Reynolds de 60.000 e 180.000 é maior que o erro nas medidas, mostrando o crescimento do coeficiente de transferência de calor com o número de Reynolds do líquido. Além disto uma análise da tabela (6.1) permite a constatação de que há uma coerência entre todas as medidas realizadas. Verifica-se que nenhum coeficiente determinado para $Re_l = 60.000$ é maior que qualquer coeficiente medido para o $Re_l = 90.000$ e sendo este fato mantido para os demais números de Reynolds.

A tabela (6.2) mostra os valores médios das temperaturas da parede do tubo para cada um dos Reynolds estudado. Este valor era mantido constante ao longo do tubo e isto podia ser confirmado pela leitura dos três termopares dispostos axialmente.

Tabela 6.2 - Temperatura da parede do tubo em função do número de Reynolds do líquido - Medidas experimentais

| Re_l | 60.000 | 90.000 | 120.000 | 150.000 | 180.000 |
|------------|--------|--------|---------|---------|---------|
| T_p (°C) | 270,0 | 263,5 | 255,0 | 245,0 | 240,0 |

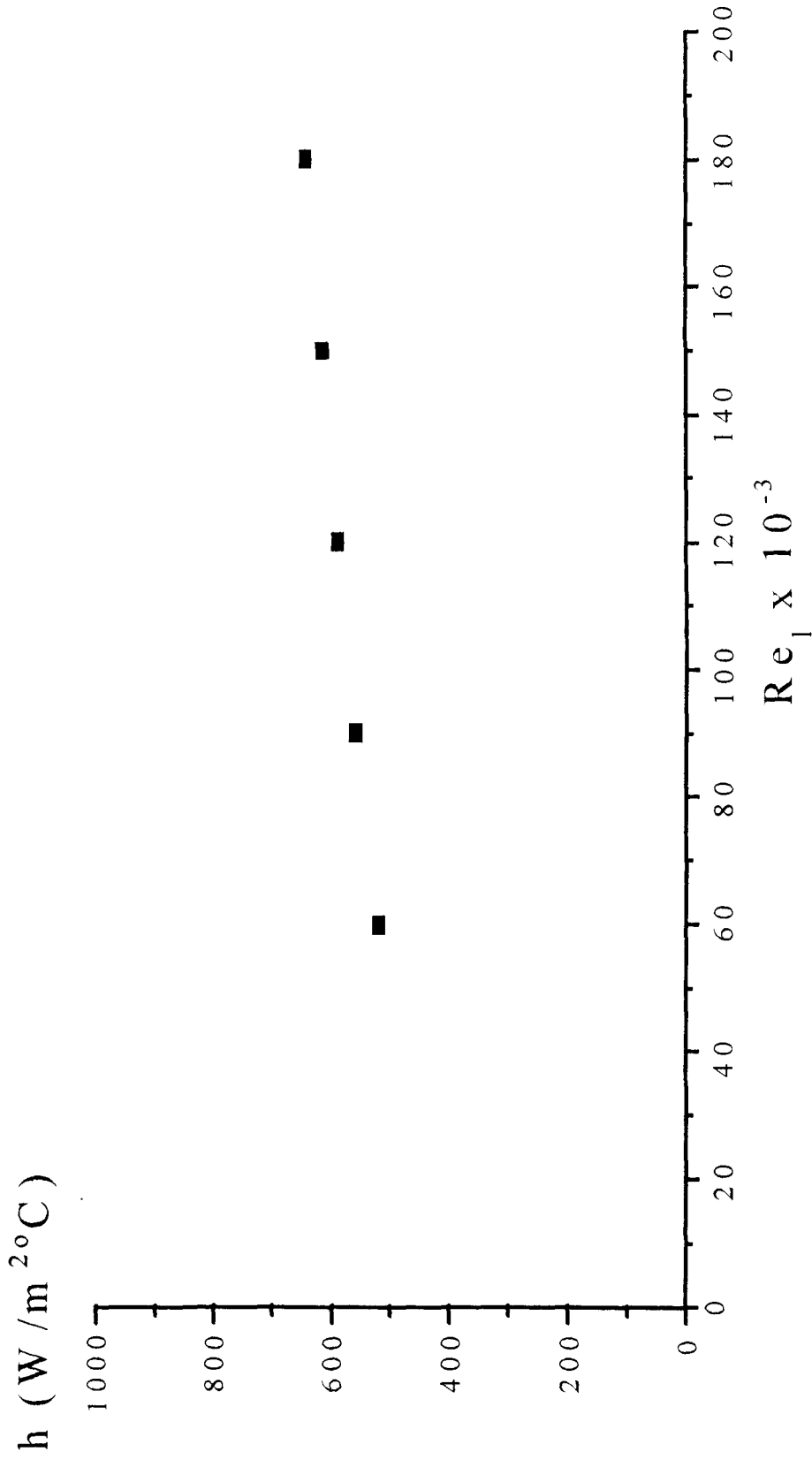


Figura 6.1 - Coeficiente de transferência de calor - Resultados experimentais

A tabela (6.3) apresenta as espessuras médias experimentais da película de vapor para cada respectivo número de Reynolds, determinado como $\delta = k_v / h_{\text{médio}}$.

Tabela 6.3 - Espessura média experimental da película de vapor

| Re_1 | 60.000 | 90.000 | 120.000 | 150.000 | 180.000 |
|--------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|
| δ (m) | $5,71 \times 10^{-5}$ | $5,31 \times 10^{-5}$ | $5,04 \times 10^{-5}$ | $4,84 \times 10^{-5}$ | $4,65 \times 10^{-5}$ |

A figura (6.2) mostra uma comparação entre os coeficientes experimentais e aqueles obtidos pela equação (4.1), tendo a espessura da película sido determinada pelas equações (4.9) e (4.22). Embora apareça a velocidade do líquido na equação (4.9), o segundo termo tem pouca influência na solução da mesma equação, sendo que a espessura permanece praticamente constante com a variação do Reynolds. Como pode ser observado a tensão interfacial tem importância relevante na espessura da película de vapor, uma vez que a equação (4.22), que incorpora τ_i , apresenta melhores resultados. Esta equação foi resolvida utilizando o parâmetro $c = 1,5$, que foi determinado de acordo com os experimentos de *FUNG e GROENEVELD (1982)*.

Embora tenha sido acrescentada a tensão interfacial na solução do problema os resultados ainda não são satisfatórios. Porém isto serviu de base para o desenvolvimento da equação diferencial da espessura da película, equação (4.38), cuja comparação com os dados experimentais é apresentada na figura (6.3).

Esta solução foi obtida utilizando a expressão $f_1 = c \cdot 0,093 Re_1^{-1/4} \left(1 + 360 \frac{\delta}{D} \right)$ para o fator de atrito interfacial. O parâmetro que corrige a mudança de fase foi estimado como sendo $c = 3,0$, ou seja, o dobro daquele utilizado por Fung e Groeneveld. Este valor se ajustou satisfatoriamente aos nossos resultados experimentais. Isto foi feito numa tentativa de aproximar o fluxo de Reynolds desenvolvido por Silver e Wallis.

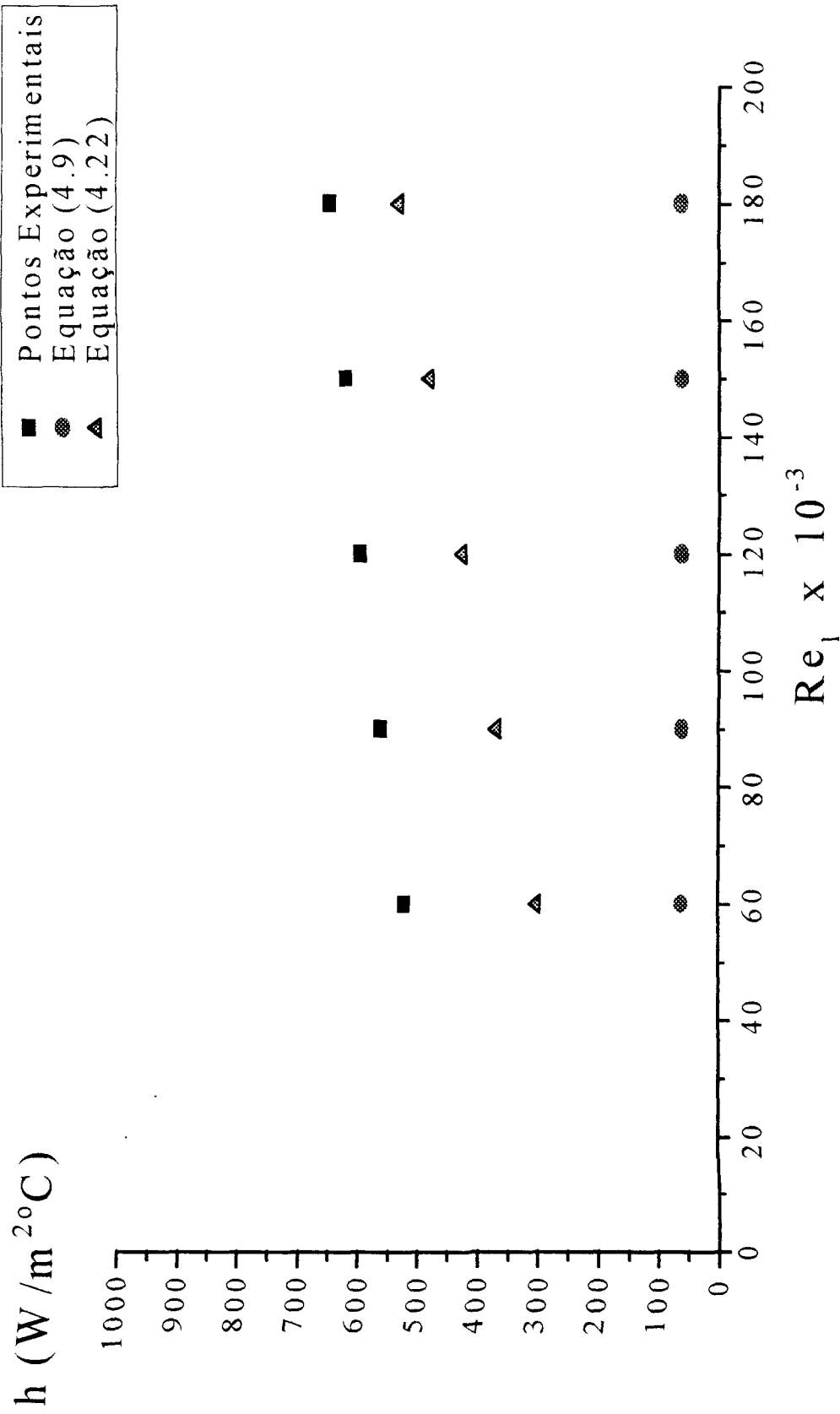


Figura 6.2 - Confronto teórico experimental do coeficiente de transferência de calor - Equações simplificadas

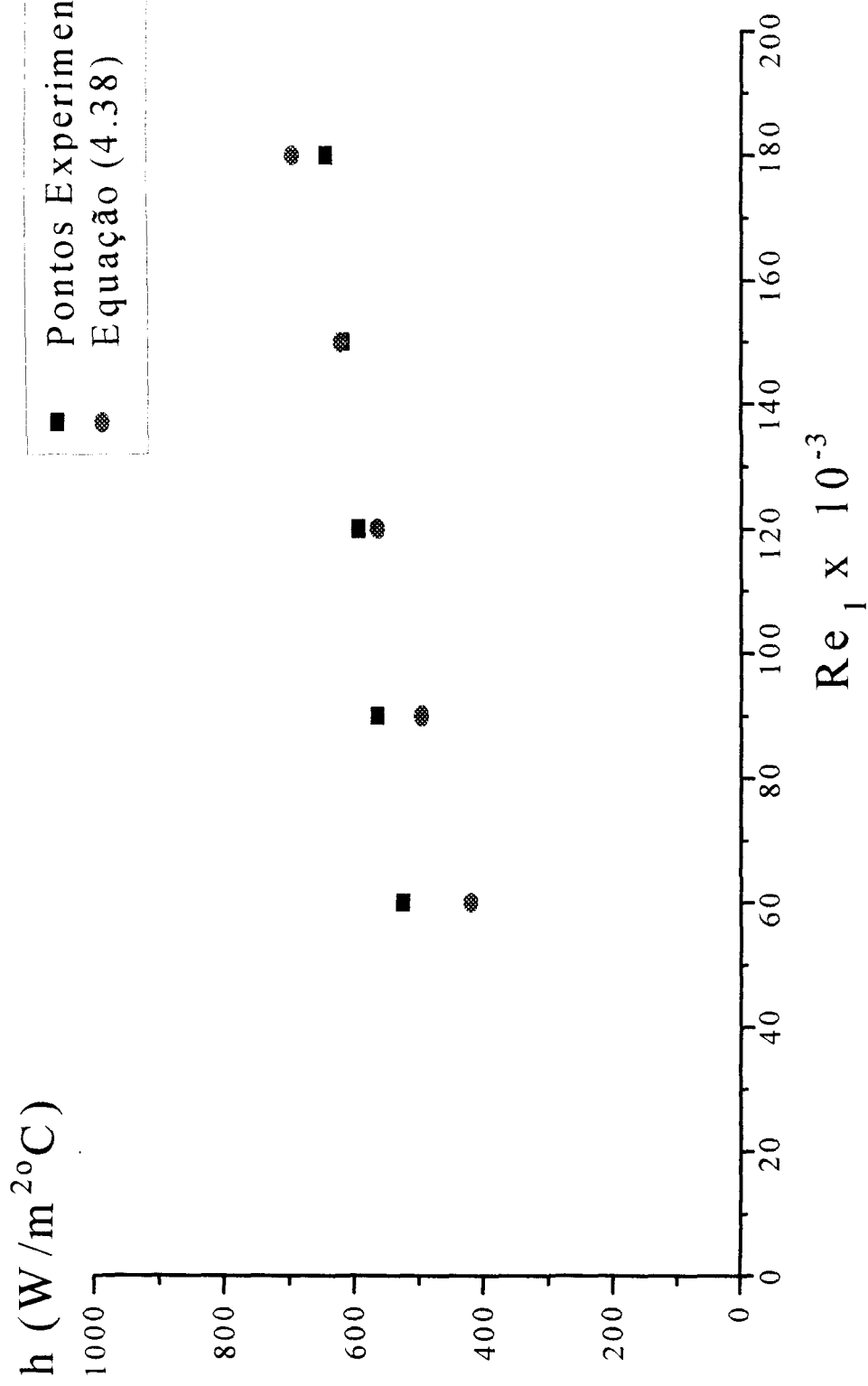


Figura 6.3 - Confronto teórico-experimental do coeficiente de transferência de calor - Equação diferencial da espessura da película de vapor

O calor latente de vaporização foi corrigido para levar em consideração a energia sensível requerida para manter temperaturas dentro da camada de vapor acima da temperatura de saturação. Foi feita a correção $\lambda' = \lambda + 0,80 c_{pv} (T_p - T_s)$, segundo *INCROPERA e DEWITT (1990)* e *SADAVISAN e LIENHARD (1987)*, que propuseram a constante 0,80 em lugar de 0,68 como recomendado por *ROHSENOW (1956)*. As propriedades físicas do vapor são avaliadas na temperatura média de película $T_f = (T_p + T_s)/2$ e a densidade do líquido é avaliada na temperatura de saturação.

A equação (4.38) foi resolvida utilizando o método de Runge-Kutta de 4ª ordem. Foi determinado o perfil da espessura da película de vapor em função da posição axial do tubo, e então a espessura média foi utilizada para o cálculo do coeficiente de transferência de calor.

As raízes da equação transcendental

$$J_0(\beta_m)Y_0\left(\frac{\beta_m}{\Delta}\right) - J_0\left(\frac{\beta_m}{\Delta}\right)Y_0(\beta_m) = 0$$

foram determinadas seguindo a metodologia de *ABRAMOWITZ e STEGUN (1965)*, e o desenvolvimento é apresentado no Apêndice B.

A solução da equação (4.38) foi obtida usando-se um termo da série, uma vez que os demais não apresentam influência. O coeficiente representado na figura (6.3) é o coeficiente combinado $h_{conv} + h_{rad}$, onde h_{rad} leva em consideração a transferência de calor radiante através da película de vapor.

Embora o coeficiente h_{rad} , nesta faixa de temperatura, seja pequeno em relação a h_{conv} , a sua colaboração é importante no confronto com os dados experimentais. O coeficiente radiante pode ser determinado pela equação (2.5).

Os valores obtidos pela equação (4.42) estão representados na figura (6.4), comparados aos coeficientes de transferência de calor experimentais.

A equação foi resolvida usando-se um termo da série para a fase de vapor e dois termos para a série da fase líquida, uma vez que os demais termos não tinham significância.

Não houve ajuste de parâmetro aos dados experimentais deste trabalho de tese. A constante de proporcionalidade da equação constitutiva da difusividade térmica turbulenta foi utilizada de acordo com os dados de *FUNG e GROENEVELD (1982)*, com o valor $c_3 = 0,08$.

Foram feitos cálculos com diferentes emissividades da parede do tubo e do líquido (água). Foi utilizado para a emissividade da água $\epsilon_l = 0,96$, obtida em *HOTTEL e SAROFIM (1967)* e também utilizada por *FUNG e outros (1979)* e *KAWAJI e BANERJEE (1983)*. Deve-se ressaltar que os diâmetros dos tubos usados por esses autores é próximo daquele utilizado nos nossos experimentos (diâmetro de 9,4 mm), portanto a espessura da região líquida central, que absorve a radiação, tem aproximadamente o mesmo valor.

Inicialmente supôs-se que a parede do tubo fosse um corpo negro, ou seja, emitia a máxima radiação possível em determinada temperatura, $\epsilon_p = 1$.

Por outro lado foi feita uma comparação usando $\epsilon_p = 0,90$ para aço inoxidável AISI 347 oxidado, *INCROPERA e DE WITT (1990)*, procurando-se obter um valor mais próximo do tubo comercial utilizado.

Procurou-se também variar a emissividade da água, $\epsilon_l = 0,50$, para se ter uma idéia do comportamento da equação, porém os resultados não se mostraram satisfatórios no confronto com os experimentos, sendo que a diferença apresentada é significativa.

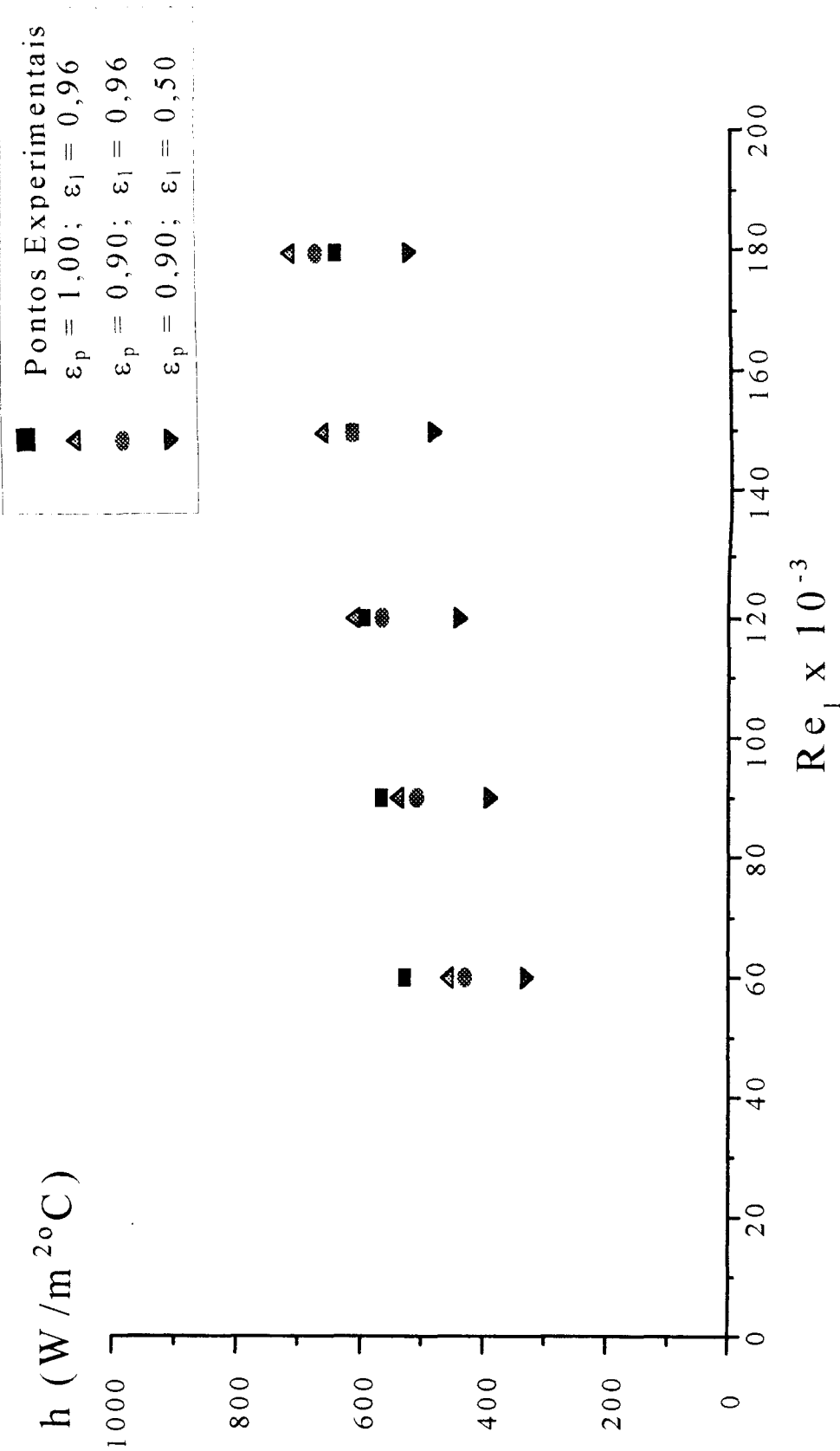


Figura 6.4 - Confronto teórico-experimental do coeficiente de transferência de calor - Equação da espessura do vapor com o termo de geração radiante de calor

Comparando-se os pontos obtidos com as condições $\epsilon_p = 0,90$ e $\epsilon_l = 0,96$ e aqueles expressos na figura (6.3), equação (4.38), verifica-se a concordância dos resultados de modo satisfatório.

Adicionalmente foi determinado o coeficiente de transferência de calor teórico, variando-se a temperatura da parede do tubo, num procedimento idêntico ao gráfico da figura (2.1). Esta é uma forma para se determinar o ponto mínimo da curva.

Os cálculos foram feitos para a velocidade do líquido de 4 m/s, que corresponde a um número de Reynolds de 120.000. Foi abrangida a região decrescente da curva, onde ocorre a película instável, e a região crescente onde o termo radiante desempenha um papel fundamental, consolidando a película. Observa-se um valor mínimo, neste caso, em torno de 500 °C. Além deste ponto a presença da radiação predomina, e devido a isto o coeficiente começa a crescer.

Uma representação dos pontos calculados, utilizando a equação (4.42), está na figura (6.5). A radiação age na camada de vapor aumentando a espessura, conseqüentemente diminuindo o coeficiente de transferência de calor convectivo. A elevadas temperaturas, para este exemplo analisado $T_p \geq 500$ °C, o coeficiente radiante se torna expressivo, proporcionando um crescimento do coeficiente global.

A equação (4.42) permite a previsão do ponto mínimo da curva, que é função da velocidade de escoamento do líquido. Portanto, pode-se prever a temperatura na qual a película de vapor se consolida.

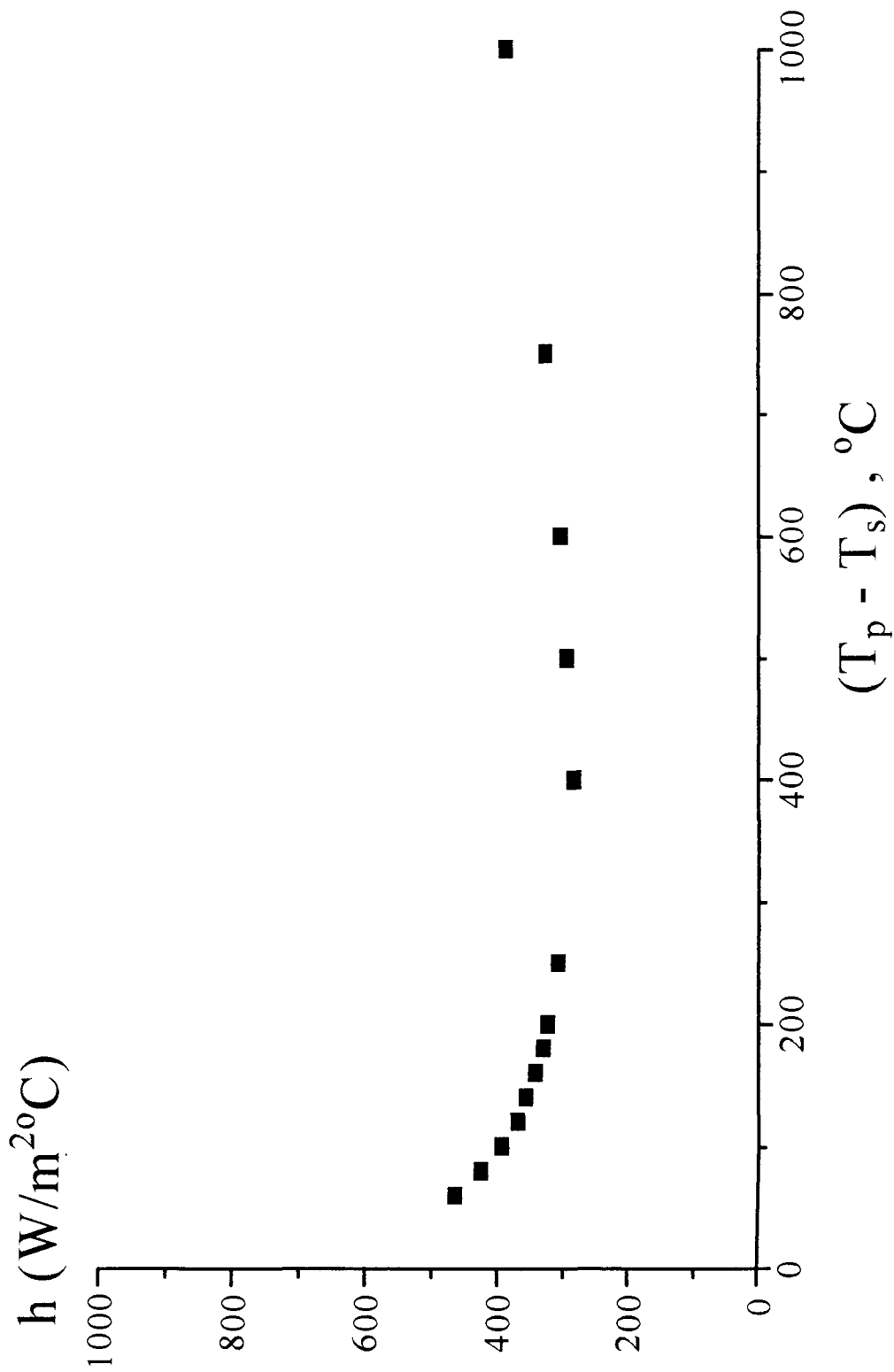


Figura 6.5 - Coeficiente de transferência de calor em função do excesso de temperatura

A equação (4.42) utiliza o fluxo radiante a partir da parede do tubo incorporado na equação da energia do líquido, supondo-se um termo de geração de calor. Os cálculos realizados podem ser simplificados considerando-se diretamente o fluxo de calor radiante da parede em lugar do termo de superaquecimento do líquido. Neste caso os resultados são análogos tendo em vista que a fase líquida encontra-se à temperatura de saturação.

CAPÍTULO 7

CONCLUSÕES

Foram obtidos dados experimentais numa região de elevados números de Reynolds, não devidamente explorada na literatura. A unidade piloto construída no Laboratório de Termofluidodinâmica do PEQ/COPPE permitiu que fossem obtidos dados com números de Reynolds do líquido entre 60.000 e 180.000, usando água como fluido de trabalho.

A utilização de vazões tão altas possibilitou a obtenção de conclusões importantes sobre o comportamento da película de vapor. Uma análise dos coeficientes de transferência de calor experimentais permite observar que as altas velocidades do líquido reduzem acentuadamente a espessura da película, diminuindo assim a resistência à transferência de calor através da camada de vapor. Além de um determinado valor da vazão um aumento na velocidade pouca influência sobrevem na redução da película, já que esta se encontra bastante reduzida.

Fung e Groeneveld fizeram alguns comentários sobre tal condição da película, porém como utilizaram vazões de líquido relativamente baixas, os seus resultados não eram conclusivos.

A consideração da película de vapor junto à parede do tubo com característica laminar se mostrou razoável, devido à película ser extremamente fina. Alguns autores desenvolveram estudos considerando a película em regime turbulento, contudo trabalharam com baixas vazões, obtendo espessuras maiores que o deste trabalho de tese, e segundo Fung e Groeneveld o aumento da espessura de vapor induz a passagem do regime laminar para turbulento. Em resumo, esta condição de escoamento laminar só é válida para a película muito fina.

A situação da película de vapor laminar possibilitou o desenvolvimento de uma solução analítica para a equação da energia da fase de vapor, simplificando o tratamento do problema.

A maioria dos trabalhos existentes na literatura está relacionada a estudos de reatores nucleares resfriados a água. As equações da continuidade, quantidade de movimento e energia para as fases do líquido e vapor são resolvidas numericamente. É utilizada a equação de Bromley para o coeficiente de transferência de calor. Esta equação pode ser usada para baixas qualidades do vapor e baixos números de Reynolds, porém não é adequada para escoamentos a altas vazões, pois não leva em consideração o fluxo mássico de líquido, cuja importância Ellison observou em seus experimentos.

O equacionamento desenvolvido neste trabalho permite, de forma relativamente simples, a determinação do coeficiente de transferência de calor para a mudança de fase, considerando a influência da velocidade do líquido na espessura da película. O coeficiente calculado pode ser utilizado no projeto de evaporadores industriais, principalmente os equipamentos que apresentam baixos fluxos críticos de calor, onde o mecanismo de ebulição em película pode ocorrer.

A tensão cisalhante interfacial exerce importante influência na espessura da película de vapor, o que foi confirmado na comparação com os dados experimentais. O seu valor é muito diferente de zero e não pode ser desprezado, principalmente para escoamentos com altas velocidades do líquido. O fator de atrito utilizado neste trabalho foi corrigido por um parâmetro para adaptá-lo à mudança de fase. Futuros trabalhos precisam equacionar de forma mais adequada este fator de atrito, relacionando-o com o escoamento bifásico e a ebulição.

A solução da equação (4.38) utilizando a tensão cisalhante interfacial e um perfil de temperatura não-linear, em coordenadas cilíndricas, apresentou bons resultados no confronto com os dados experimentais. Após a determinação da espessura da película em função da posição axial do tubo foi utilizado um valor médio de δ para o cálculo do coeficiente de transferência de calor convectivo. Este procedimento se mostrou adequado.

Na faixa de temperatura da parede estudada, ≈ 270 °C, o coeficiente de transferência de calor radiante apresenta pequenos valores comparado ao coeficiente convectivo, porém quando ele é considerado, ocorre uma melhor concordância com os dados experimentais.

A unidade piloto construída permitiu a obtenção de vapor com concentrações da ordem de 5%, o que está na faixa da configuração do escoamento anular invertido (valores até $\approx 10\%$). Além deste valor, devido a instabilidades na interface, esta se rompe e surge o escoamento com gotas dispersas.

A utilização de queimadores de GLP viabilizou a obtenção de temperaturas da parede do tubo que assegurassem o regime da ebulição em película, sendo também obtida uma temperatura de parede constante ao longo do tubo.

Verificou-se uma concordância entre os coeficientes da transferência de calor obtidos pela solução da equação (4.38) e a equação (4.42) que inclui o fluxo radiante a partir da parede do tubo como geração de calor no líquido. Isto ocorreu quando foi utilizado um valor de 0,9 para a emissividade do tubo de aço (valor mais próximo do real do que $\epsilon_p = 1$ como inicialmente suposto).

Uma variação do coeficiente de transferência de calor com a temperatura da parede do tubo permite a determinação do fluxo mínimo de calor (ponto mínimo da curva de ebulição), ponto no qual ocorre a passagem da região de película instável para a película estável. Isto possibilita a obtenção da temperatura em que os efeitos radiantes se tornam significativos, para cada número de Reynolds do líquido.

As equações (4.38) e (4.42), desenvolvidas neste trabalho de tese, se mostraram adequadas para a previsão do coeficiente de transferência de calor, e podem ser utilizadas no projeto de evaporadores industriais. Estas equações apresentam melhores resultados, quando comparadas aos dados experimentais, do que a equação de Dittus e Boelter, que normalmente tem sido usada para projetos de evaporadores com até 10% de concentração de vapor.

Como continuação deste trabalho de tese deve ser construída uma unidade piloto para a obtenção de dados utilizando líquido sub-resfriado, para um confronto com o modelo desenvolvido. O modelo incorporaria, agora, o perfil de temperatura da fase líquida.

NOMENCLATURA

| | |
|------------|---|
| A | área da superfície |
| Ar | número de Arquimedes |
| b | comprimento da zona de mistura de Prandtl |
| c | constante de proporcionalidade para a tensão cisalhante interfacial |
| c_{pl} | calor específico do líquido |
| c_{pv} | calor específico do vapor |
| C_{sf} | constante da equação de Rohsenow |
| c_1, c_2 | constantes de integração |
| c_3 | constante de proporcionalidade para a difusividade turbulenta |
| D | diâmetro do tubo |
| F | fator bifásico de ebulição convectiva |
| f_i | fator de atrito interfacial |
| f_{il} | fator de atrito da fase líquida (sem mudança de fase) |
| G | vazão mássica / área de escoamento |
| g | aceleração da gravidade |
| h | coeficiente de transferência de calor |
| h_B | coeficiente total para a transferência de calor, equação (2.7) |

| | |
|-----------------------|--|
| h_{conv} | coeficiente de transferência de calor convectivo |
| h_{DB} | coeficiente de transferência de calor, equação de Dittus-Boelter |
| h_{exp} | coeficiente de transferência de calor experimental |
| h_r, h_{rad} | coeficiente de transferência de calor radiante |
| h_{FC} | coeficiente de transferência de calor para a convecção forçada |
| h_{FZ} | coeficiente de transferência de calor para a ebulição nucleada, equação de Forster-Zuber |
| h_{NB} | coeficiente de transferência de calor para a ebulição nucleada |
| Ja | número de Jacob |
| k_l | condutividade térmica do líquido |
| k_v | condutividade térmica do vapor |
| k_v^* | parâmetro adimensional, $\frac{k_v}{\rho_l c_{pl} (\alpha_l + \varepsilon_l)}$ |
| k' | constante, equação (3.9) |
| L | comprimento do tubo, altura da placa |
| m | constante, equação (3.9) |
| \dot{m} | vazão mássica de líquido |
| \dot{m}_v | vazão mássica de vapor |
| \dot{m}_{ev} | vazão mássica de água evaporada medida |
| Nu | número de Nusselt |

| | |
|----------------|---|
| Pr | número de Prandtl |
| Pr_l | número de Prandtl do líquido |
| Pr_v | número de Prandtl do vapor |
| P_{sat} | pressão de saturação |
| q | fluxo de calor |
| \dot{q} | fluxo de calor radiante por unidade de volume |
| r | variável radial |
| R | raio do tubo |
| Re | número de Reynolds |
| Re_l | número de Reynolds do líquido |
| Re_{TP} | número de Reynolds bifásico |
| Re_v | número de Reynolds do vapor |
| S | fator de supressão, correlação de Chen |
| T_l | temperatura do líquido |
| T_o, T_x | temperatura de entrada no tubo do líquido sub-resfriado |
| T_p | temperatura da parede |
| T_s, T_{sat} | temperatura de saturação |
| T_v | temperatura do vapor |
| T_1 | temperatura na entrada do tubo |

| | |
|------------------|--|
| T_2 | temperatura na saída do tubo |
| u, u_l | velocidade do líquido |
| U_l | velocidade média do líquido |
| \bar{u}_{\max} | velocidade máxima |
| \bar{u}_{\min} | velocidade mínima |
| u_v | velocidade do vapor |
| U_v | velocidade média do vapor |
| x | variável axial |
| x^* | qualidade do vapor |
| X_{tt} | parâmetro de Martinelli |
| α | absortividade do líquido |
| α_l | difusividade térmica do líquido |
| α_v | difusividade térmica do vapor |
| β_m | raiz positiva da equação (4.37) |
| γ | parâmetro, determinação da raiz da equação transcendental da película de vapor |
| δ | espessura da película de vapor |
| Δ | variável adimensional (raio da interface), $\frac{R - \delta}{R}$ |
| ϵ_l | emissividade do líquido |

| | |
|-----------------|---|
| ε_M | difusividade turbulenta de quantidade de movimento |
| ε_p | emissividade da parede |
| ε_t | difusividade térmica turbulenta |
| ζ | variável adimensional, $\frac{\alpha_v L \chi}{R^2 U_v}$ |
| η | variável radial adimensionalizada, $\frac{r}{R - \delta}$ |
| θ_l | temperatura do líquido adimensional, $\frac{T_l - T_s}{T_p - T_s}$ |
| θ_o | temperatura inicial (líquido sub-resfriado) adimensional, $\frac{T_o - T_s}{T_p - T_s}$ |
| θ_v | temperatura do vapor adimensional, $\frac{T_v - T_s}{T_p - T_s}$ |
| λ | calor latente de vaporização |
| λ' | calor latente de vaporização corrigido |
| λ_m | raiz positiva da equação $J_0(\lambda_m) = 0$ |
| μ_l | viscosidade do líquido |
| μ_v | viscosidade do vapor |
| ξ | variável adimensional, $\frac{\alpha_l L \chi}{R^2 U_l}$ |
| ρ_l | densidade do líquido |
| ρ_v | densidade do vapor |

| | |
|------------|---|
| σ | constante de Stefan-Boltzman |
| σ^* | tensão superficial |
| τ_i | tensão cisalhante interfacial |
| ϕ_t | parâmetro adimensional (relacionado à difusividade térmica turbulenta), $\frac{\alpha_1 + \varepsilon_t}{\alpha_1}$ |
| χ | variável axial adimensional, $\frac{x}{L}$ |
| Ω | variável adimensional na geração de calor radiante, $\frac{\dot{q} R^2}{k_l (T_p - T_s)}$ |

BIBLIOGRAFIA

- ABRAMOWITZ, M. and STEGUN, I. - "Handbook of Mathematical Functions". Dover, New York, (1965).
- ANALYTIS, G.Th. and YADIGAROGLU, G. - "Analytical Modeling of Inverted Annular Film Boiling". Nuclear Engineering and Design, 99, 201-212, (1987).
- ARPACI, V.S. and LARSEN, P.S. - "Convection Heat Transfer". Prentice Hall, Englewood Cliffs, New Jersey, (1984).
- BANERJEE, S. and CHAN, A.M.C. - "Separated Flow Models - I: Analysis of the Averaged and Local Instantaneous Formulations". Int. J. Multiphase Flow, 6, 1-24, (1980).
- BERENSON, P.J. - "Film - Boiling Heat Transfer from a Horizontal Surface". Journal of Heat Transfer, February, (1962).
- BIRD, R.B.; STEWART, W.E. and LIGHTFOOT, E.N. - "Transport Phenomena". Wiley, New York, (1960).
- BROMLEY, C.A. - "Heat transfer in stable film boiling". Chemical Engineering Progress Symposium Series, 46, 5, 221-227, (1950).
- BROMLEY, L.A. ; LEROY, N.R. and ROBBERS, J.A. - "Heat Transfer in forced convection film boiling". Ind. Eng. Chem., 45, 2639, (1953).
- CARAJILESCOV, P. - "Análise de Fluxo Crítico de Calor em Reatores Nucleares do Tipo PWR". Tese para Professor Titular, UFF, (1993).
- CARSLAW, H.S. and JAEGER, J.C. - "Conduction of Heat in Solids". Oxford University Press, Second Edition, (1959).

- CESS, R.D. - "Analysis of Laminar Film Boiling From a Vertical Flat Plate". Research Report 405 FF 340-R2-X, Westinghouse Research Lab., Pittsburg, Pa. March (1959).
- CESS, R.D. - "Forced-convection film boiling on a flat plate with a uniform surface heat flux". J. Heat Transfer, 84, 395, (1962).
- CHAN, K.C. and YADIGAROGLU, G. - "New Formulation for Inverted Annular Film Boiling Heat Transfer : Trans . Ans. 33, (1979).
- CHANG, Y.P. - "Wave theory of heat transfer in film boiling". J. Heat Transfer, 81,1, (1959).
- CHEN, J.C. - "A correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow". ASME paper 63 - HT - 34. Presented at 6th National Heat Transfer Conference, Boston, (1963).
- COLLIER, J.G. - "Convective Boiling and Condensation". 2nd Edition, McGraw-Hill International Book Company, (1981).
- DE JARLAIS, G. ; ISHII, M. and LINEHAN, J. - "Hidrodynamic Stability of Inverted Annular Flow in an Adiabatic Simulation". Transactions of the ASME, 84, 108, 84-92, (1986).
- DELHAYE, J.M.; GIOT, M. and RIETHMULLER, M.L. - "Thermohydraulics of Two-Phase Systems for Industrial Design and Nuclear Engineering". Hemisphere Publishing Corporation, McGraw-Hill, (1981).
- DONEVSKI, B. ; GROENEVELD, D.C. and CHANG, J.S. - "Review of Interfacial Parameters Used in Inverted Annular Film Boiling". 4th Miami International Symposium on Multi-phase Transport and Particulate Phenomena. Proceeding of Condensed Papers, December (1986).

- DOUGALL, R.S. and ROHSENOW, W.M. - "Film boiling on the inside of vertical tubes with upward flow of the fluid at low qualities". MIT Report N° 9079-26 (1963).
- EDELMAN, Z.; ELIAS, E. and NAOT, D. - "Optical Illustration of Liquid Penetration to the Vapour Film in Inverted Annular Boiling". Int. J. Heat Mass Transfer, 26, 11, 1715-1717, (1983).
- EDELMAN, Z.; ELIAS, E. and NAOT, D. - "Inverted Annular boiling in a stainless-steel tube with steady heat sources". Int. J. Heat Mass Transfer, 28, 7, 1281-1292, (1985).
- ELIAS, E. and CHAMBRÉ, P. - "Inverted Annular Film Boiling Heat Transfer from Vertical Surfaces". Nuclear Engineering and Design, 64, 249-257, (1981).
- ELLION, M.E. - "A study of the Mechanism of Boiling Heat Transfer". Memo. N° 20-88, JPL CIT, March, (1954).
- FAIR, J.R. - "What you Need to Design Thermosiphon Reboilers". Petroleum Refiner, February, (1960).
- FUNG, K.K.; GARDINER, S.R.M. and GROENEVELD, D.C. - "Subcooled and Low Quality Flow Film Boiling of Water at Atmospheric Pressure". Nuclear Engineering and Design, 5, 51-57, (1979).
- FUNG, K.K. and GROENEVELD, D.C. - "A Physical Model of Subcooled and Low Quality Film Boiling of Water in Vertical Flow at atmospheric Pressure". Proceedings of the Seventh International Heat Transfer Conference, 4, 381-386, (1982).
- FORSTER, H.K. and ZUBER, N. - "Bubble Dynamics and Boiling Heat Transfer". AIChE J. 1, 532, (1955).
- HIMMELBLAU, D.M. - "Process Analysis by Statistical Methods". John Wiley & Sons, Inc., (1970).

HINZE, J.O. - "Turbulence". McGraw-Hill Book Company, New York, (1975).

HOLMAN, J.P. - "Transferência de Calor". McGraw-Hill, São Paulo, (1983).

HOTTEL, H.C. and SAROFIM, A.F. - "Radiative Transfer". McGraw-Hill Book Company, (1967).

HSU, C.; GUO, Z.; YAN, A. and BI, H. - "Low Pressure and Subcooled Water Flow Film Boiling Research by Visual Method". Particulate Phenomena and Multiphase Transport, Edited by T. Nejat Veziroglu, Hemisphere Publishing Company, Volume I (1988).

HSU, Y.Y. and WESTWATER, J.W. - "Approximate Theory for Film Boiling on Vertical Surfaces". Presented at the Third National Heat Transfer Conference, ASME-AIDE, Storrs, Conn., August, 9-12 (1959).

HUGHMARK, G.A. - "Designing thermosiphon reboilers". Chemical Engineering Progress, 57, 7 (1961).

INCROPERA, F.P. and DE WITT, D.P. - "Introduction to Heat Transfer". Second Edition, John Wiley & Sons, (1990).

ISHII, M. and DE JARLAIS, G. - "Flow Visualization Study of Inverted Annular Flow of Post Dryout Heat Transfer Region". Nuclear Engineering and Design, 99, 187-199, (1987).

ITO, T. and NISHIKAWA, K. - "Two-phase boundary-layer treatment of forced-convection film boiling". Int. J. Heat Mass Transfer, 9, 117, (1966).

JAKOB, M. - "Heat Transfer". John Wiley & Sons, New York, (1949).

- KAKAÇ, S. ; BERGLES, A.E. and MAYINGER, F. - "Heat Exchanges : Thermal-Hydraulic Fundamentals and Design". Boiling and Evaporation II, Hemisphere Publishing Corporation, (1981).
- KAWAJI, M. and BANERJEE, S. - "A Two-Fluid Model for Reflooding of a Vertical Tube : Structure and Stability of the Inverted Annular Flow Model". AIChE Symposium Series, Heat Transfer - Seattle, (1983).
- KERN, D.Q. - "Process Heat Transfer". International Student Edition, McGraw - Hill Kogakusha, (1950).
- KOH, J.C.Y. - "Analysis of Film Boiling on Vertical Surfaces". Journal of Heat Transfer, February, (1962).
- KREITH, F. - "Princípios da Transmissão de Calor". Edgar Blücher, São Paulo, (1977).
- LALLEMAND, M. - "Pool Boiling". International Chemical Engineering, 33, 4, 615-633, (1993).
- LAVERTY, W.F. and ROHSENOW, W.M. - "Film Boiling of Saturated Nitrogen Flowing in a Vertical Tube". J. Heat Transfer, February, (1967).
- LEE, D.O.; EISENHAWER, S.W.; CORRADINE, M.L. and OSTENSEN, R.W. - "Forced Convection Melting Heat Transfer in a Tube for a Two Component System". AIChE Symposium Series, nº 189, Vol. 75, Heat Transfer - San Diego, (1979).
- LEE, Y. and KIM, K.H. - "Inverted Annular Flow Boiling". Int. J. Multiphase Flow, 13, 3, 345-355, (1987).
- McADAMS, W.H.; HOODS, W.K. and BRYAN, R.L. - "Vaporization inside horizontal tubes". ASME, 637, 545 (1941).

- MOSAAD, M. - "A Theoretical Analysis of Film Boiling Heat Transfer from Vertical Surfaces to Subcooled Liquids". 4th Miami International Symposium on Multi-phase Transport and Particulate Phenomena. Proceeding of Condensed Papers, December (1986).
- NUKIYAMA, S. - "The Maximum and Minimum Values of the Heat Transmitted from Metal to Boiling Water under Atmospheric Pressure". J. Jap. Soc. Mech. Eng. 37 : 367-374, (1934) [Transl. Int. J. Heat Mass Transfer 9 : 1419-1433, (1966)]
- NUSSELT, W. - "Die Oberflächenkondensation des Wasserdampfes". Z. Ver. Deutch. Ing., Vol 60, 541-546, 569-575, (1916).
- ÖZISIK, M.N. - "Heat Conduction". Wiley, New York, (1980).
- ÖZISIK, M.N. - "Transferência de Calor - Um Texto Básico". Editora Guanabara, Rio de Janeiro, (1990).
- PENG, X.F. and WANG, B.X. - "Turbulent film boiling heat transfer for liquid flowing with high velocity through a horizontal flat duct". Int. J. Heat Mass Transfer, 34, 4/5, 1293-1299, (1991).
- POLOMIK, E.E.; LEVY, S. and SAWOCHKA, S.G. - "Film Boiling of Steam-Water Mixtures in Annular Flow at 800, 1100 and 1400 Psi". J. Heat Transfer, 86, 81, (1964).
- RALPH, J.C. ; SANDERSON, S. and WARD, J.A. - "Post dryout heat transfer under low flow and low quality conditions". Symp. on Thermal and Hydraulic Aspects of Nuclear Safety, ASME Winter Meeting, Atlanta, Georgia, (1977).
- ROHSENOW, W.M. - "A Method of Correlating Heat Transfer Data for Surface Boiling Liquids". Trans. ASME, 74 : 969-975, (1952).

- ROHSENOW, W.M. - "Heat Transfer and Temperature Distribution in Laminar Film Condensation". Trans. ASME, 78, 1645, (1956).
- SADAVISAN, P. and LIENHARD, J.H. - "Sensible Heat Correction in Laminar Film Boiling and Condensation". J. Heat Transfer, 105, 45, (1987).
- SILVER, R.S. and WALLIS, G.D. - "A Simple Theory for Longitudinal Pressure Drop in the Presence of Lateral Condensation". Proc. Inst. Mech. Engrs, Vol. 180, Part 1, 36-40, (1965-1966).
- SISSOM, L.E. e PITTS, D.R. - "Fenômenos de Transporte". Editora Guanabara Dois, Rio de Janeiro, (1979).
- SLATTERY, J.C. - "Momentum, Energy, and Mass Transfer in Continua". Second Edition, Robert E. Krieger Publishing Company, New York, (1981).
- SMITH, R.A. - "Vaporisers : Selection, Design and Operation". Longman Scientific and Technical, (1986).
- SPARROW, E.M. and CESS, R.D. - "The Effect of Subcooled Liquid on Laminar Film Boiling". Journal of Heat Transfer, May, (1962).
- STRALEN, S.V. and COLE, R. - "Boiling Phenomena". Hemisphere Publishing Corporation, McGraw-Hill, 2, (1979).
- TAKENAKA, N.; FUJII, T.; AKAGAWA, K. and NISHIDA, K. - "Flow Pattern Transition and Heat Transfer of Inverted Annular Flow". Int. J. Multiphase Flow, 15, 5, 767-785, (1989).
- TONG, L.S. - "Boiling Heat Transfer and Two-Phase Flow". John Wiley & Sons, (1965).

- WALLIS, G.D. - "Annular Two - Phase Flow, Part I: A Simple Theory; Part 2 : Additional Effects". *J. of Basic Eng.*, March, (1970).
- WANG, B.X. and SHI, D.H. - "Film Boiling in Laminar Boundary Layer Flow Along a Horizontal Plate Surface". *Int. J. Heat Mass Transfer*, 27, 7, 1025-1029, (1984).
- WANG, B.X. and SHI, D.H. - "A semi-empirical theory for forced-flow turbulent film boiling of subcooled liquid along a horizontal plate". *Int. J. Heat Mass Transfer*, 28, 8, 1499-1505, (1985).
- WANG, B.X. and SHI, D.H. - "Forced-turbulent film boiling of subcooled liquid flowing in horizontal flat duct". *Heat Transfer Science & Technology - Proc. Int. Symposium on Heat Transfer*, Beijing, 1985, Hemisphere, Washington, DC, (1986).
- WANG, B.X. and SHI, D.H. - "Force-flow turbulent film boiling of subcooled liquid flowing with high velocity in a circular tube". *Heat Transfer - Proc. 8th Int. Heat Transfer Conference*, San Francisco, (1986).
- WANG, B.X.; SHI, D.H. and PENG, X.F. - "An Advance on the theory of forced turbulent-flow film boiling heat transfer for subcolled liquid flowing along a horizontal flat plate". *Int. J. Heat Mass Transfer*, 30, 1, 137-141, (1987).
- WHALLEY, P.B. - "Boiling, Condensation and Gas-Liquid Flow". Clarendon Press - Oxford, (1987).

APÊNDICE A

FATOR DE EBULIÇÃO CONVECTIVA E FATOR DE SUPRESSÃO

Na determinação dos coeficientes de transferência de calor para as várias regiões que ocorrem na ebulição convectiva, a correlação proposta por *CHEN (1963)* apresenta o fator *F* (fator de ebulição convectiva), que corrige a equação de Dittus-Boelter. Este fator é reproduzido na figura (A.1) em função do parâmetro de Martinelli X_{tt} , o qual é definido como

$$X_{tt} = \left(\frac{1 - x^*}{x^*} \right)^{0,99} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,5} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v} \right)^{0,1} \quad (\text{A.1})$$

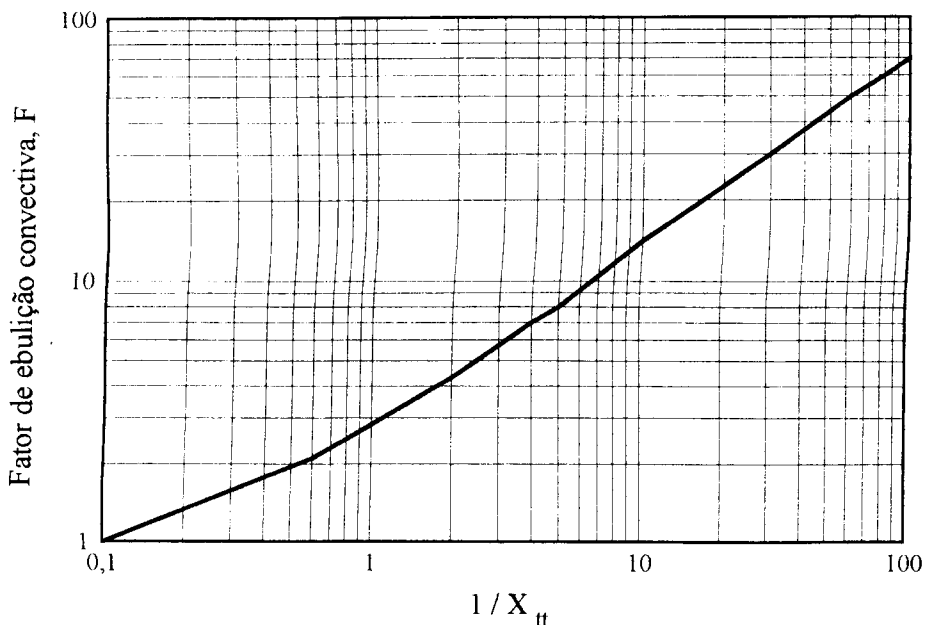


Figura A.1 - Fator de ebulição convectiva, *ÖZISIK (1990)*

A figura (A.2) dá o fator empírico de supressão plotado contra o número de Reynolds bifásico, definido como

$$Re_{TP} = F^{1.25} \left[\frac{G(1-x^*)D}{\mu_1} \right] \quad (A.2)$$

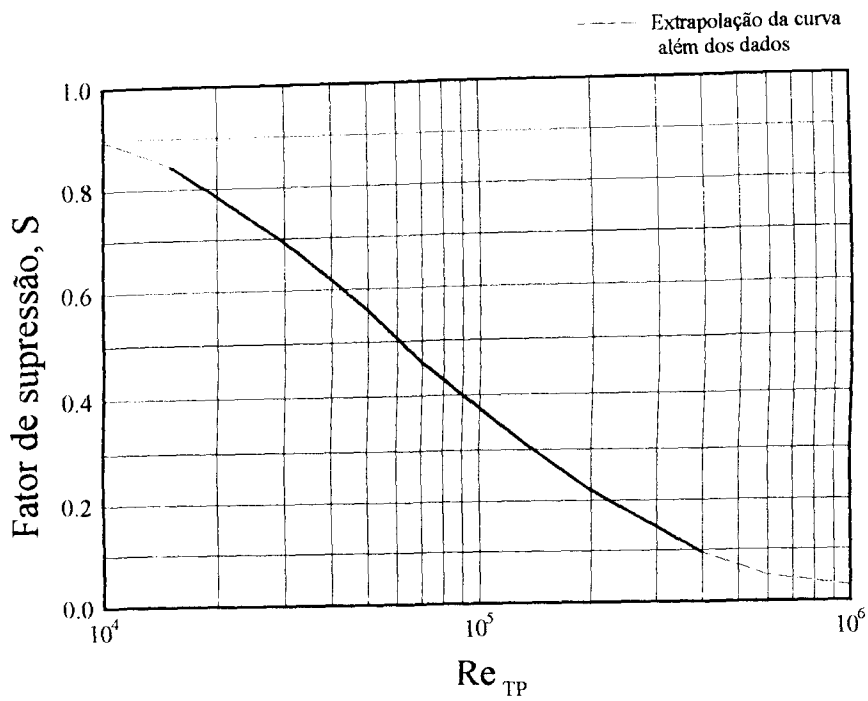


Figura A.2 - Fator de supressão S, ÖZISIK (1990)

APÊNDICE B

RAÍZES DA EQUAÇÃO TRANSCENDENTAL DA PELÍCULA DE VAPOR

As raízes β_m da equação

$$J_0(\beta)Y_0\left(\frac{\beta}{\Delta}\right) - J_0\left(\frac{\beta}{\Delta}\right)Y_0(\beta) = 0$$

podem ser determinadas seguindo o procedimento apresentado em *ABRAMOWITZ e STEGUN (1965)*:

Sendo $\frac{1}{\Delta} > 1$, a “s-ésima” raiz é dada por

$$\gamma + \frac{p}{q} + \frac{q - p^2}{\gamma^5} + \frac{r - 4pq + 2p^3}{\gamma^5} + \dots$$

onde

$$\gamma = \frac{s\pi}{\psi - 1}$$

$$\psi = \frac{1}{\Delta}$$

$$p = -\frac{1}{8\psi}$$

$$r = \frac{-1073(\psi^5 - 1)}{5120\psi^5(\psi - 1)}$$

$$q = \frac{25(\psi^3 - 1)}{384\psi^3(\psi - 1)}$$

À medida que $\psi = \frac{1}{\Delta}$ se aproxima de 1,0, os valores das raízes se tornam acentuadamente elevados. Uma tabela com as cinco primeiras raízes, para alguns valores de ψ , é apresentada no Apêndice IV de *CARSLAW e JAEGER (1959)* e também em *ÖZISIK (1980)*.

Os experimentos desenvolvidos neste trabalho de tese, com altos números de Reynolds, apresentam pequenas espessuras da película de vapor, com conseqüentes valores de $1/\Delta$ próximos da unidade.

Supondo, como exemplo, $\Delta = 0,99$, temos as cinco primeiras raízes: $\beta_1 = 314,159$; $\beta_2 = 628,318$; $\beta_3 = 942,478$; $\beta_4 = 1257,0$; $\beta_5 = 1571,0$.

APÊNDICE C

FUNÇÕES DE BESSEL PARA GRANDES ARGUMENTOS

As raízes da equação transcendental da fase de vapor possuem valores elevados, uma vez que a espessura da película é extremamente fina. Portanto pode-se usar algumas aproximações para o cálculo das funções de Bessel, as quais são válidas para grandes argumentos.

As funções de Bessel de primeira classe $J_0(z)$, $J_1(z)$ e as funções de Bessel de segunda classe $Y_0(z)$ e $Y_1(z)$ foram determinadas usando-se as expressões a seguir para o argumento $z > 15,9$, obtidas em ÖZISIK (1980):

$$J_0(z) \approx \frac{0,7979}{\sqrt{z}} \left\{ \text{sen} (57,296 z + 45)^\circ + \frac{1}{8z} \text{sen} (57,296 z - 45)^\circ \right\}$$

$$J_1(z) \approx \frac{0,7979}{\sqrt{z}} \left\{ \text{sen} (57,296 z - 45)^\circ + \frac{3}{8z} \text{sen} (57,296 z + 45)^\circ \right\}$$

$$Y_0(z) \approx \frac{0,7979}{\sqrt{z}} \left\{ \text{sen} (57,296 z - 45)^\circ - \frac{1}{8z} \text{sen} (57,296 z + 45)^\circ \right\}$$

$$Y_1(z) \approx \frac{0,7979}{\sqrt{z}} \left\{ \text{sen} (57,296 z - 135)^\circ + \frac{3}{8z} \text{sen} (57,296 z - 45)^\circ \right\}$$