CONDENSAÇÃO NA PRESENÇA DE VAPOR SUPERAQUECIDO E RESISTÊNCIA INTERFACIAL

SÉRGIO MAGALHÃES MARTINS FERREIRA

TESE SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DA COORDENAÇÃO DOS PROGRAMAS PÓS-GRADUADOS DE ENGENHARIA DA UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO COMO PARTE DOS REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE MESTRE EM CIÊNCIA (M.Sc.)

Aprovada por:

Ephraim M. Sparrow

Fernando F. C. Abreu

R. S. Ramalho

julho de 1967

Coordenação dos Programas Pós-Graduados de Engenharia da Univ. Federal do Rio de Janeiro.

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. E. M. Sparrow, pela orientação. Ao corpo docente da COPPE, pelo apoio e incentivo. À CAPES, pela ajuda financeira prestada e a Elisa, pela datilografia.

ÍNDICE

AGRADECIMENTOS ii

ÍNDICE iii

LISTA DE TABELAS v

LISTA DE FIGURAS vi

SUMÁRIO vii

CAPÍTULOS

I - INTRODUÇÃO 1

II - INFLUÊNCIA DA RESISTÊNCIA INTERFACIAL 3

1. Análise do problema 3
   1.1 Modêlo físico 3
   1.2 Formulação matemática para a camada limite líquida . 4
2. Fenômenos Interfaciais 6
3. Resultados e discussão 8

III- ANÁLISE DA INFLUÊNCIA DO SUPERAQUECIMENTO 10

1. Modêlo físico 10
2. Formulação matemática das camadas limites 11
3. Solução das equações das camadas limites 14
   3.1 Camada limite líquida 14
   3.2 Camada limite da mistura 14
4. Relações interfaciais 16
5. Equações de trabalho 17
6. Determinação das propriedades físicas 24
   6.1 Filme líquido 24
   6.2 Vapor puro e gás não condensável 25
   6.3 Mistura 25

IV - RESULTADOS RELATIVOS À INFLUÊNCIA DO SUPERAQUECIMENTO 34

BIBLIOGRAFIA 40

APÊNDICES

A VALORES DE $\Theta'(0)$ 42

B. VALORES DE η_s 47

C VALORES DA RELAÇÃO $g(0) - T_i$ 48

D VALORES DE T_i E η_s 50

E VALORES DE q/q^* 53

NOMENCLATURA 55

LISTA DE TABELAS

TABELA	I	Influência da Resistência Interfacial	9
TABELA	II	Espessura da camada limite da velocidade	42
TABELA	III	Espessura da camada limite térmica (Pr = 0,7 e 1,0)	44
TABELA	IV	Espessura da camada limite térmica (Pr = 0,7 ; 0,75 ; 0,8 ; 0,85 ; 0,9 ; 0,95)	45
TABELA	V	Valores de $[-\Theta'(0)]$ corrigidos	46
TABELA	VI	Espessura da camada limite líquida	47
TABELA	VII	Espessura da camada limite da difusão	48
TABELA	VIII	Valores da relação $g(0) - T_i$	49
TABELA	IX	Temperatura interfacial e espessura da camada limite de condensado	50
TABELA	X	Efeito de superaquecimento	54

LISTA DE FIGURAS

Figura	1	Modêlo físico (resistência interfacial)	3
Figura	2	Esquema do modêlo físico relativo ao estudo do superaquecimento	10
Figura	3	Complementação do modêlo físico relativo ao estudo do superaquecimento	11
Figura	4	Representação do balanço de energia	16
Figura	5	Variação de $[-\Theta'(0)]$ com $g(0)$	20
Figura	6	Variação de η_s com $g(0)$	21
Figura	7	Variação de T_i com $g(0)$ ($T_{sat\,\infty} = 212^oF$)	22
Figura	8	Variação de T_i com $g(0)$ ($T_{sat\,\infty} = 80^oF$)	23
Figura	9	Número de Prandtl da mistura ($T_{sat\,\infty} = 212^oF$)	29
Figura	10	Número de Prandtl da mistura ($T_{sat\,\infty} = 80^oF$)	30
Figura	11	Calor específico da mistura	31
Figura	12	Variação de R ($T_{sat\,\infty} = 212^oF$)	32
Figura	13	Variação de R ($T_{sat\,\infty} = 80^oF$)	33
Figura	14	Variação de q/q^* ($T_{sat\,\infty} = 212^oF$)	38
Figura	15	Variação de q/q^* ($T_{sat\,\infty} = 80^oF$)	39

S U M Á R I O

Nesta investigação foi estudada a influência dos efeitos de superaquecimento e resistência interfacial na taxa de transferência de calor por condensação em camada limite sob fluxo forçado. Para o estudo do superaquecimento, o fluxo livre consiste numa mistura de vapor condensável e gás não condensável; o vapor puro é tratado como um caso especial. Por outro lado, desde que o efeito de resistência interfacial é maior para o vapor puro, sòmente será estudado êste caso. Resultados numéricos foram obtidos para uma mistura de vapor d'água e ar.

Relativamente ao efeito de superaquecimento , ocorrem baixos valores para a taxa de transferência de calor (menos que dez por cento), na faixa de altos valores da diferença entre a temperatura de saturação do fluxo livre e a temperatura da placa plana. Além disso, para esta faixa, foi observado ser o efeito de superaquecimento uma fraca função da "thermal driving force" acima mencionada. Por outro lado, quando a "thermal driving force" é pequena, o feito de superaquecimento sofre aumento devido ao decréscimo da condensação . O efeito de superaquecimento foi notado aumentar para maiores concentrações de gás no fluxo livre.

Para o vapor puro, o efeito de superaquecimento foi observado ser desprezível.

Com respeito à resistência interfacial, o esquema apresentado mostrou ser êste fenômeno de desprezível importância na condensação de vapor d'água.

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

Recentemente, tem havido um interêsse considerável pelo estudo do fenômeno de condensação em convecção forçada, no caso de fluxo com camada limite laminar (ref. 1 a 5). Estas pesquisas forneceram resultados de transferência de calor no caso de condensação de vapor puro (ref. 1 a 4) e para condensação na presença de não condensáveis (ref. 3 a 5). Em todos os casos, o fluxo / livre foi considerado estar no estado de saturação.

O presente estudo tem o objetivo de investigar o efeito do superaquecimento do vapor na condensação sob convecção forçada, em camada limite. Consideraremos ambos os casos: quando o fluxo livre fôr vapor puro e quando fôr uma mistura de vapor e gás não condensável. Tomando-se como base trabalho já publicado, relativo à condensação com efeito gravitacional (ref. 6), espera-se / que a presença de não condensáveis aumente os efeitos com vapor superaquecido.

Outro efeito, já estudado no caso de condensação com efeito gravitacional, mas não examinado ainda para o caso de condensação sob convecção forçada, é a resistência interfacial. Êste fenômeno resulta do fato da condensação interfacial ser, na realidade, a diferença entre os processos de evaporação e condensação que ali ocorrem. A teoria cinética dos gases mostra que um desequilíbrio entre os dois processos deve ser acompanhado de um salto de temperatura, daí a existência de uma resistência térmica adicional. Como a resistência interfacial se manifesta mais fortemente na condensação de vapor puro do que no caso em que não condensáveis estão presentes, êste efeito será estudado sòmente para vapor puro.

O modêlo analítico usado contém três simplificações, as quais se referem à camada pouco espêssa de condensado : (1) as fôrças de inércia na camada de condensado são desprezíveis (2) a energia convectiva na camada de condensado é desprezível (3) a velocidade na interface é considerada nula, quando do estudo da mistura. Estas simplificações já foram usadas nas referências 1 e 5. Elas são justificadas pela comparação de resultados entre referências 1 e 2, nas quais as simplificações são, respectivamente, usadas e não usadas. Se a comparação é feita para valores iguais de parâmetros, observa-se que os fatores desprezados são de pouca importância.

A apresentação é dividida em duas partes distintas: a primeira é aquela em que se estuda a influência da resistência interfacial, a qual é realizada para o caso de vapor puro. Na segunda se estuda a influência do superaquecimento na taxa de transferência de calor, sendo que, nesta parte, os cálculos são feitos tanto para vapor puro como para vapor impuro.

CAPÍTULO II

INFLUÊNCIA DA RESISTÊNCIA INTERFACIAL

I. Análise do problema

1.1 Modêlo físico

O estudo da influência da resistência interfacial na taxa de transferência de calor por condensação, será feito considerando-se um fluxo de vapor puro saturado. Neste caso, o efeito é maior do que para o caso de mistura vapor - gás não condensável.

A resistência interfacial é um fenômeno atribuido ao processo simultâneo de evaporação e condensação que ocorre na interface líquido-vapor. Como consequência disto ocorre uma diferença de temperaturas entre a temperatura de saturação do vapor na interface e a temperatura do condensado no mesmo local.

O modêlo físico usado neste estudo consiste em uma placa plana horizontal, conforme indica o esquema abaixo:

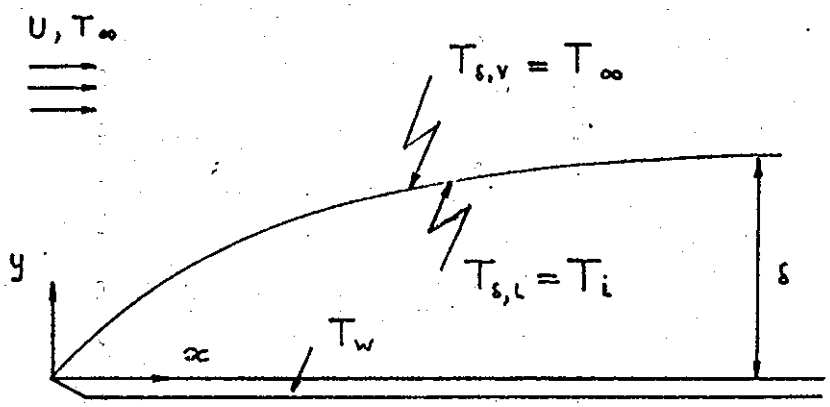


Fig. 1 - Modêlo físico

Como nosso estudo é feito para o caso de vapor puro saturado, temos que a temperatura de saturação do vapor na interface será igual à temperatura do fluxo livre de vapor. Nossa incógnita será, portanto, a temperatura do líquido / na interface, com cujo valor será possível a determinação da taxa de transferência de calor.

1.2 Formulação matemática para a camada líquida

Para o nosso caso, é sòmente necessário lidar com as equações referentes ao filme de condensado. Estas equações são aquelas bem conhecidas, / para camada limite em placa plana horizontal.

Equação da quantidade de movimento

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \nu_L \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \tag{1}$$

Equação da conservação de energia

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \tag{2}$$

Equação da continuidade

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \tag{3}$$

Para termos definida a nossa formulação matemática, vamos especificar as condições de contôrno necessárias à resolução do problema

Condições na superfície da placa : $y = 0$

a) deslizamento nulo, $u = 0$ (4a)

b) placa não porosa, $v = 0$ (4b)

c) continuidade da temperatura, $T = T_w$ (4c)

Condição na interface : $y = \delta$

d) temperatura na interface, $T = T_i$ (4d)

Nesta parte, é importante observar que tanto T_i como δ são desconhecidos.

As equações básicas, bem como as condições de contôrno do problema

físico em questão, podem ser colocadas em forma de mais fácil análise, pelas, seguintes transformações de similaridade

$$\eta = y \sqrt{\frac{U}{\nu_L x}} \tag{5}$$

$$\Psi = \sqrt{U \nu_L x} \; f(\eta) \tag{6}$$

$$\Theta(\eta) = \frac{T - T_w}{T_i - T_w} \tag{7}$$

Onde o índice L é usado para designar as propriedades do líquido.

Com estas variáveis adimensionais, os componentes da velocidade, u e v, podem ser obtidos de modo a satisfazer a equação da continuidade

$$u = \frac{\partial \Psi}{\partial y} = U f'(\eta) \tag{8a}$$

$$v = -\frac{\partial \Psi}{\partial x} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\nu_L U}{x}} \left[\eta f'(\eta) - f(\eta) \right] \tag{8b}$$

Temos assim que as equações (1) e (2) tomam o seguinte aspecto

$$f''' + \frac{1}{2} f f'' = 0 \tag{9}$$

$$\Theta'' + \frac{1}{2} Pr_L f \Theta' = 0 \tag{10}$$

E as condições de contôrno, por sua vez, a seguinte forma:

Em $y = 0$, $\eta = 0$

a) $f'(0) = 0$ (11a)

b) $f(0) = 0$ (11b)

c) $\Theta(0) = 0$ (11c)

Em $y = \delta$, $\eta = \eta_\delta$

d) $\Theta(\eta_\delta) = 1$ (11d)

As simplificações a serem feitas nas equações do filme líquido correspondem ao desprêzo dos têrmos referentes às fôrças de inércia, na equação da quantidade de movimento, e dos referentes à transferência de calor por convecção na equação da conservação de energia. Temos assim que as equações do condensado, (9) e (10), se reduzem a

$$f''' = 0 \tag{12}$$

$$\Theta'' = 0 \tag{13}$$

As quais têm como solução

$$f(\eta) = f'(\eta_\delta)\,\eta^2 / 2\eta_\delta \quad , \quad \eta \leq \eta_\delta \tag{14}$$

$$\Theta(\eta) = \eta / \eta_\delta \quad , \quad \eta \leq \eta_\delta \tag{15}$$

2. Fenômenos interfaciais

A resolução do problema requer a determinação da temperatura da interface do lado do condensado, T_i . Êste objetivo será alcançado através de expressão obtida por Schrage, e modificada por Balekjian e Katz para uma forma mais manejável, embora aproximada, que vem a seguir (ref. 6)

$$\dot{m} = \left(\frac{\sigma}{2-\sigma}\right)\left(\frac{2}{\pi R_v^3}\right)^{1/2}\left[\frac{p_{v,s}\, h_{fg}}{T_{s,v}^{5/2}}\,(T_{s,v} - T_{s,L})\right] \tag{16}$$

onde :

$\dot{m}$: vazão mássica de condensado na interface por unidade de área

σ : coeficiente de condensação; êste coeficiente caracteriza a fração de moléculas de vapor, que tocam a interface, que realmente condensam.

$T_{s,v}$: temperatura de saturação do vapor adjacente à interface; no nosso caso $T_{s,v} = T_{\infty}$, pois o fluxo livre consiste de vapor puro saturado

$T_{s,l}$: temperatura do líquido na interface líquido-vapor; na nossa notação $T_{s,l} = T_i$

R_v : constante do vapor ; na nossa notação $R_v = \bar{R}$

$p_{v,s}$: pressão de saturação do vapor;na nossa notação $p_{v,s} = p_s$

h_{fg} : calor latente de condensação

A outra expressão usada nesta solução consiste no balanço de energia realizado na interface

$$\underbrace{\dot{m}\, h_{fg}}_{(I)} = \underbrace{\left(k_L \frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=\delta}}_{(II)} \tag{17}$$

onde

(I) calor liberado pela mudança de estado

(II) calor conduzido para o interior da camada de condensado

Esta expressão pode se apresentar em forma mais conveniente para o cálculo , com a adoção da variável similar no segundo membro. Temos, assim,que (17) , utilizando expressões (5) e (7) , fica

$$\dot{m}\, h_{fg} = k_L \left(T_i - T_w \right) \theta'(\eta_\delta) \sqrt{\frac{U}{\nu_L x}} \tag{18}$$

onde

$\theta'(\eta_\delta) = 1 / \eta_\delta$

O fluxo mássico $\dot{m}$ que aparece nas equações (16) e (18) corresponde a um mesmo valor. Então, com estas equações e algum algebrismo, chegamos a

$$R\,\Delta\,\frac{1}{\eta_s}\sqrt{\frac{U\rho\mu}{x}} = \left(\frac{\sigma}{2-\sigma}\right)\left(\frac{2}{\pi\,\bar{R}^3}\right)^{1/2} \cdot$$

$$\cdot\ \frac{p_s\,h_{fg}}{T_\infty^{5/2}}\left[\left(T_\infty - T_w\right) - \left(T_i - T_w\right)\right] \tag{19}$$

onde

$$\Delta = \frac{C_p\,(T_i - T_w)}{Pr_L\ h_{fg}} \qquad \text{e} \qquad R = \left[\frac{(\rho\mu)_L}{(\rho\mu)}\right]^{1/2}$$

Com o propósito de estimar o nível do efeito de resistência interfacial, foi adotado o seguinte esquema de cálculo. Considera-se que $(T_i - T_w)$, σ, T_∞, e x são dados. Então $(T_\infty - T_w)$ deverá ser determinado com a ajuda da equação (19). Êste esquema é mais simples de realizar do que o processo em que $(T_\infty - T_w)$ é fixado e $(T_i - T_w)$ é desconhecido.

Os resultados de transferência de calor que se deseja obter correspondem à relação q / q_o, onde o numerador é a taxa de transferência de calor considerando-se o fenômeno de resistência interfacial e, o denominador, a taxa de transferência de calor sem a consideração dêste fenômeno. Temos assim a seguinte expressão, obtida através de (18)

$$\frac{q}{q_o} = \frac{(T_i - T_w)}{(T_\infty - T_w)} \cdot \frac{(1/\eta_s)}{(1/\eta_s)_o} \tag{20}$$

As grandezas $(1/\eta_s)$ de (20) são determinadas a partir de gráfico do trabalho de Saddy (pág. 15 - ref. 5), em função de $R\,\Delta$

3. Resultados e discussão

Os resultados são obtidos para vapor d'água e para os seguintes valores das grandezas prescritas em (19)

$(T_i - T_w) = 5^o$ F e 40° F

$\sigma = 0{,}04\ ;\ 0{,}35\ ;\ 1{,}00$

$x = 0{,}25$ ft

Uma lista dos valores de q / q_o , correspondentes às condições acima, é exposta na Tabela I

TABELA I - Influência da Resistência Interfacial

	T_∞	80° F (x = 0,25 ft)			212° F (x = 0,25 ft)		
	$(T_i - T_W)^{\Gamma}$	0,04	0,35	1,00	0,04	0,35	1,00
q/q_o	5° F	0,8703	0,9860	0,9970	0,9820	0,9982	0,9996
	40° F	0,8787	0,9871	0,9971	0,9860	0,9987	0,9997

A inspeção da tabela sugere as seguintes conclusões:

1. Para a faixa investigada, o efeito de resistência interfacial é uma fraca função da " thermal driving force " (gradiente de temperatura causador da condensação)

2. Com o aumento do coeficiente de condensação, ocorre diminuição da influência da resistência interfacial na transferência de calor. Isto pode ser verificado através da expressão (19), em que tendo-se fixado $(T_i - T_W)$, verifica-se diminuição de $(T_\infty - T_W)$ com o aumento do coeficiente de condensação .

3. Com o aumento da temperatura de saturação do vapor, ocorre, mais uma vez, a diminuição do efeito da resistência interfacial.

Os valores usuais de coeficiente de condensação para vapor d'água se encontram acima de 0,35 . De fato, estudos recentes sugerem que $\Gamma \cong 1$ (ref. 6) . Portanto concluimos que êste efeito é desprezível no fenômeno de condensação de vapor sôbre placa plana horizontal, em convecção forçada.

CAPÍTULO III

ANÁLISE DA INFLUÊNCIA DO SUPERAQUECIMENTO

1. Modêlo Físico

O estudo da influência do superaquecimento, na taxa de transferência de calor por condensação, será feito considerando-se um fluxo de uma mistura vapor-gás não condensável. Trataremos também do caso de vapor puro como um caso especial da formulação analítica geral .

Com base no trabalho de Minkowycz e Sparrow (ref. 6), para condensação sob efeito de campo da gravidade, espera-se que os resultados obtidos, para a influência do superaquecimento, indiquem uma maior importância dêste fenômeno quando da condensação de uma mistura, do que para o caso de condensação de vapor puro.

O modêlo físico correspondente a êste estudo se apresenta conforme o esquema abaixo

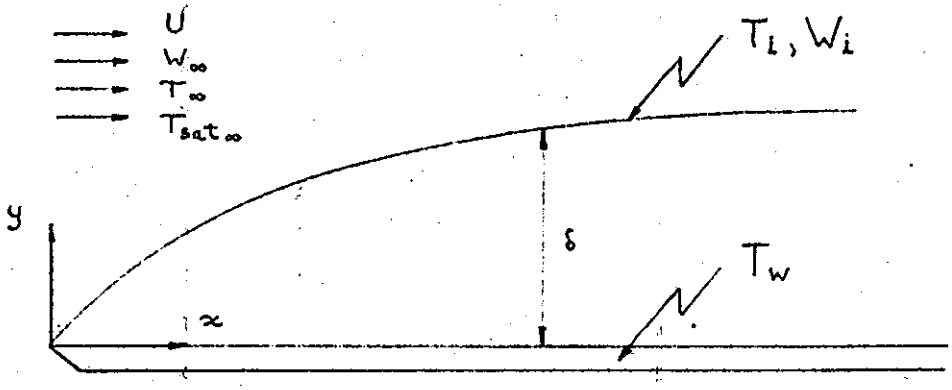


Fig. 2 - esquema do modêlo físico relativo ao estudo do superaquecimento

O modêlo consiste de uma camada de condensado adjacente à placa e camadas limites externas, referentes à mistura, da velocidade, temperatura e difusão.

Para facilitar a análise das camadas limites na mistura vapor - gás não condensável, usa-se o bem conhecido método de Karman-Pohlhausen. Neste método de análise, as camadas limites são representadas com espessuras fi

nitas, sendo as equações da conservação satisfeitas de uma maneira global . Sob êste ponto de vista, o modêlo matemático adotado aqui pode ser apresentado da maneira a seguir

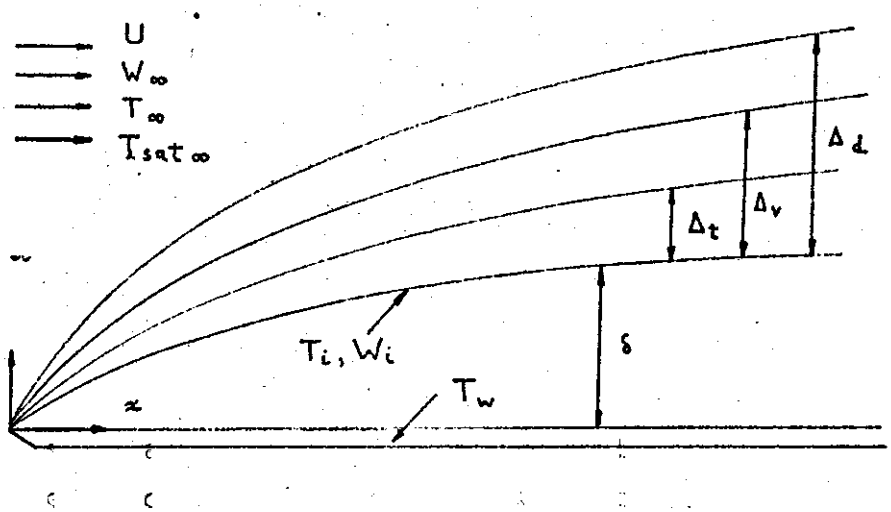


Fig. 3 - complementação do modêlo físico relativo ao estudo do superaquecimento

onde Δ_t, Δ_v, Δ_d representam, respectivamente, as espessuras das camadas limites térmica, da velocidade e da difusão.

No nosso problema, as incógnitas correspondem à temperatura T_i na interface líquido-mistura e à espessura δ, da camada líquida de condensado. Com êstes valores é possível o cálculo da taxa de transferência de calor.

2. Formulação matemática das camadas limites

As equações para o filme líquido são as já vistas anteriormente, correspondendo às equações (1), (2) e (3). As equações (1) e (2), em forma similar e com simplificações, correspondem às equações (12) e (13).

Para expressar o comportamento da mistura vapor-não condensável, temos as seguintes equações

Equação da quantidade de movimento

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \qquad (21)$$

Equação da conservação da energia

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \tag{22}$$

Equação da difusão para o gás não condensável

$$u \frac{\partial W}{\partial x} + v \frac{\partial W}{\partial y} = D \frac{\partial^2 W}{\partial y^2} \tag{23}$$

Equação da continuidade

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \tag{24}$$

Na equação (23), W é a fração mássica do gás não condensável, a qual é definida da seguinte maneira

$$W = \rho_g / \rho \tag{25}$$

onde ρ_g e ρ expressam, respectivamente, a massa específica local do gás e da mistura.

O próximo passo consiste em colocar as equações básicas em forma que simplifique a análise, através das seguintes transformações de similaridade

$$\xi = (y - \delta) \sqrt{\frac{U}{\nu x}} \tag{26}$$

$$\psi = \sqrt{\nu U x} \; g(\xi) \tag{27}$$

$$\Theta(\xi) = \frac{T_\infty - T}{T_\infty - T_i} \tag{28}$$

$$\varphi(\xi) = W - W_\infty \tag{29}$$

Estas variáveis adimensionais e a equação da continuidade nos fornecem as seguintes expressões para os componentes da velocidade

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial y} = U\, g'(\xi) \tag{30a}$$

$$v = -\frac{\partial \psi}{\partial x} = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\nu U}{x}}\left[\sqrt{\frac{U}{\nu x}}\, y\, g'(\xi) - g(\xi)\right] \tag{30b}$$

Temos assim que as equações (21), (22) e (23) tomam o seguinte aspecto

$$g''' + 1/2\, g\, g'' = 0 \tag{31}$$

$$\Theta'' + 1/2\, Pr\, g\, \Theta' = 0 \tag{32}$$

$$\varphi'' + 1/2\, Sc\, g\, \varphi' = 0 \tag{33}$$

onde Pr e Sc são, respectivamente, o número de Prandtl e o número de Schmidt da mistura.

A nossa formulação matemática fica completa com as seguintes condições de contorno e de continuidade na interface, referentes ao problema físico em questão.

Condições na superfície da placa, $y = 0$

(4a), (4b) e (4c)

Continuidade na interface líquido-mistura, $y = \delta$

a) vazão mássica através da interface

b) tensão de cizalhamento

c) temperatura

d) energia que cruza a interface

Condições no fluxo livre

a) $u = U, \quad y \geqslant \Delta_v$

b) $T = T_\infty, \quad y \geqslant \Delta_t$

c) $W = W_\infty, \quad y \geqslant \Delta_d$

Devemos acrescentar às condições acima, o fato expresso pela impermeabilidade da interface ao gás não condensável, o que completa a exposição do problema em estudo .

3. Solução das equações das camadas limites

3.1 Camada limite líquida

As equações relativas ao filme líquido, em forma similar e simplificadas, tomam a forma expressa por (12) e (13). Suas soluções correspondem às expressões (14) e (15).

3.2 Camadas limites da mistura

As soluções referentes à camada limite da velocidade e à camada limite da difusão foram já realizadas na tese de Saddy (ref. 5). Aqui serão expostas sòmente as expressões úteis à presente investigação.

1) perfil de velocidade na mistura

$$g'(\xi) = 2\left(\frac{\xi}{\xi_v}\right) - \left(\frac{\xi}{\xi_v}\right)^2 \tag{34}$$

2) relação entre g(o) e ξ_v (da forma integrada da equação da quantidade de movimento)

$$2\,\xi_v^2 + 15\,g(o)\,\xi_v - 60 = 0 \tag{35}$$

3) perfil da fração mássica na mistura

$$\frac{\varphi(\xi)}{\varphi_i} = 1 - 2\left(\frac{\xi}{\xi_d}\right) + \left(\frac{\xi}{\xi_d}\right)^2 \tag{36}$$

4) relação entre g(0) e ξ_d (da forma integrada da equação da difusão)

$$1/3\, Sc\, \xi_d^3 + (Sc\, g(0) - 1/3\, Sc\, \xi_v)\, \xi_d^2 + \\ + (\xi_v^2\, Sc/6 - 4)\, \xi_d - 1/30\, Sc\, \xi_v^2 = 0 \qquad (37)$$

Agora, apresentaremos a solução da equação da energia. A mesma sistemática de cálculo usada por Saddy (ref. 5) será aplicada na integração da equação (32) . Esta integração é feita ao longo da espessura Δ_t da camada limite térmica e assim vem

$$\int_0^{\xi_t} \Theta''(\xi)\, d\xi + \frac{1}{2} Pr \int_0^{\xi_t} g(\xi)\, \Theta'(\xi)\, d\xi = 0 \qquad (38)$$

É interessante observar que consideraremos, nesta resolução, um valor constante para o número de Prandtl e corresponde à média entre o seu valor na interface e no fluxo livre.

Necessitamos, para a integração de (38), do perfil de temperaturas, o qual sendo escolhido quadrático, toma a seguinte forma

$$\Theta(\xi) = \left(\frac{\xi}{\xi_t}\right)^2 - 2\left(\frac{\xi}{\xi_t}\right) + 1 \qquad (39)$$

que satisfaz às seguintes condições: $T = T_i$ em $\xi = 0$,

$T = T_\infty$ e $\dfrac{\partial T}{\partial y} = 0$ em $\xi = \xi_t$

Com (38) e (39), chegamos à expressão

$$1/30\, \xi_v^2\, \xi_t^4 - 1/6\, \xi_v\, \xi_t^3 - \\ - g(0)\, \xi_t + 4/Pr = 0 \qquad (40a)$$

que relaciona g(0) e ξ_t

É interessante observar que a resolução de (38) foi realizada para $\xi_v > \xi_t$. No outro caso, onde $\xi_v < \xi_t$, a avaliação da equação (38) resulta em

$$1/3\ \xi_{\pm}^{3} + \left(g(0) - \xi_{v}/3\right)\xi_{\pm}^{2} + \left(\xi_{v}^{2}/6 + 4/Pr\right)\xi_{\pm} - \xi_{v}^{2}/30 = 0 \qquad (40b)$$

4. Relações interfaciais

Várias das relações interfaciais referentes ao nosso problema físico já foram desenvolvidas por Saddy (ref. 5). Neste item relacionaremos as expressões úteis ao nosso estudo.

1) continuidade de massa através da interface líquido-mistura

$$g(0) = R\, f(\eta_{\delta}) \qquad (41)$$

2) continuidade da tensão de cizalhamento

$$g''(0) = R\, f''(\eta_{\delta}) \qquad (42)$$

3) continuidade de temperatura

$$\Theta(0) = \Theta(\eta_{\delta}) \qquad (43)$$

4) impermeabilidade da interface ao gás não condensável

$$\frac{\varphi'(0)}{\varphi(0) + W_{\infty}} = -\frac{1}{2} Sc\, g(0) \qquad (44)$$

onde $R = \left[\frac{(\rho\mu)_1}{(\rho\mu)}\right]^{1/2}$

A última relação interfacial a ser aqui listada, corresponde à continuidade da energia na interface. Esta equação será obtida através de balanço que pode ser visualizado pelo esquema a seguir

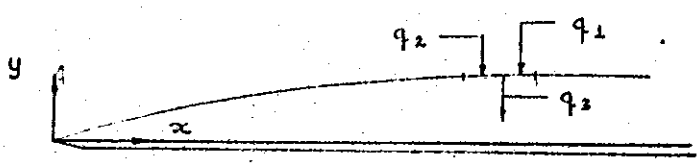


Fig. 4 - representação do balanço de energia

onde

q_1 - fluxo de calor referente à condensação na interface

q_2 - fluxo de calor que chega à interface por condução

q_3 - fluxo de calor que penetra no líquido por condução

Temos assim a equação

$$\dot{m}\, h_{fg} + \left(K \frac{\partial T}{\partial y} \right) = \left(K_L \frac{\partial T}{\partial y} \right) \quad \text{em } y = \delta \tag{45}$$

que colocada na forma similar toma o seguinte aspecto

$$\frac{R\, C_{pL} (T_i - T_w)}{Pr_L\, h_{fg}} = \frac{1}{2}\, g(0)\, \eta_\delta - \frac{C_p}{Pr} \frac{(T_\infty - T_i)}{h_{fg}}\, \Theta'(0)\, \eta_\delta \tag{46}$$

5. Equações de trabalho

A equação computacional base do nosso trabalho consiste na relação referente ao balanço de energia, que é usada na forma expressa por(46). Para a resolução desta equação adotaremos, como parâmetro computacional num / processo de tentativas, a grandeza g(0). Esta grandeza é proporcional à taxa de condensação. Os parâmetros físicos fixados correspondem a $T_{sat\infty}$, $(T_\infty - T_{sat\infty})$, $(T_{sat\infty} - T_w)$ e W_∞

Para resolver a equação (46), de acôrdo com o presente esquema computacional, é necessário conhecer $\Theta'(0)$ e η_δ em função do parâmetro g (0), Uma expressão para $\Theta'(0)$ é obtida pela derivação da equação (39), apresentando-se na forma a seguir

$$\Theta'(0) = -2/\xi_t \tag{47}$$

A espessura ξ_t da camada limite térmica é dada pela equação (40), da qual é evidente que esta depende de g(0), tanto diretamente como através da espessura ξ_v da camada limite da velocidade. Para determinar ξ_v, usa-se a equação (35).Na determinação de $\Theta'(0)$, o número de Prandtl é também um parâmetro. Resolvendo, sucessivamente, as equações (35), (40) e (47), pode-se es-

timar $\Xi'(0)$ em função de $g(0)$ para valores prescritos de Pr. Isto é mostrado na Figura 5, onde $\Xi'(0)$ apresentado é modificado de acôrdo com fator de correção discutido no apêndice A.

A determinação da espessura η_s da camada limite líquida é feita através de (42), modificada com a ajuda das expressões (14) e (34). Nesta nova forma fica

$$\eta_s^2 = \xi_v \, g(0) \tag{48}$$

Empregando a equação (35), é evidente que a dependência entre $g(0)$ e η_s é fàcilmente calculada (Figura 6).

A obtenção das propriedades da mistura na interface, que aparecem na equação (46), é feita para uma faixa de temperaturas. Isto é necessário pois a resolução da equação do balanço de energia é feita por processo de tentativas em que arbitra-se a temperatura T_i da interface.

Agora, vamos fixar a nossa atenção no modo pelo qual o / valor de $g(0)$ é gerado para uso subsequente na avaliação da equação (46). Com êste propósito, é empregada a relação de impermeabilidade (44), a qual é rearranjada com a ajuda das equações (29) e (36), para a forma

$$1 - \frac{W_\infty}{W_i} = \frac{1}{4} \, Sc \, g(0) \, \xi_d \tag{49}$$

A espessura ξ_d da camada limite da difusão que aparece na expressão acima é dada em função de $g(0)$, na equação (37), (Observe-se que ξ_v é função de $g(0)$). Sob êsse ponto de vista, é evidente que a equção (49) relaciona $g(0)$ com a fração mássica interfacial W_i do gás não condensável. Por sua vez W_i é relacionado, como será demonstrado mais tarde, com T_i através das tabelas de vapor saturado. Assim, sob ponto de vista geral, a equação (49) relaciona $g(0)$ e T_i. Portanto, para qualquer valor arbitrado T_i suge imediatamente um valor correspondente para $g(0)$ (Figuras 7 e 8).

Portanto, de maneira geral, o procedimento computacional consiste em arbitrar um T_i, o qual nos indica um $g(0)$. Com êstes valores, manipula-se com a equação (46), lembrando-se que $\Xi'(0)$ e η_s dependem de $g(0)$ e que as propriedades do fluido dependem de T_i e W_i. Se a equação (46)

fôr satisfeita, então o valor arbitrado de T_i está correto. Se não, deve-se arbitrar outro valor para T_i e repetir o processo; e assim por diante até a convergência.

A relação mencionada entre W_i e T_i é determinada como seque. Em geral, as tabelas de vapor se apresentam na forma T_i versus p_{vi}, onde o último valor corresponde à pressão de saturação do vapor. Assumindo que a mistura e cada componente obedecem à lei dos gases perfeitos, temos que

$$\frac{p_v}{P} = \frac{1 - W_g}{1 - W_g\,(1 - M_v/M_g)} \tag{50}$$

na qual, M_v e M_g são os pesos moleculares e P é a pressão total (que é desconhecida). A equação (50) nos fornece p_{vi} como função de W_i. Combinando agora, com tabelas de vapor (T_i versus p_{vi}), temos a relação entre W_i e T_i. A pressão total P é determinada através de (50), uma vez fixados valores de $T_{sat\infty}$, que nos fornece $p_{v\infty}$, e W_∞.

As propriedades da mistura necessárias na computação numérica são calculados em item futuro. Tôdas as propriedades que aparecem na equação (46) são determinadas nas condições da interface. Por sua vez, o número de Prandtl da equação (40) é, por uma questão lógica, fixado como o valor médio entre o da interface e o do fluxo livre. Uma média semelhante poderia ser usada para o número de Schmidt que aparece na relação (49). Entretanto, observações realizadas tornam necessário o uso de valor igual a 0,55 para o sistema vapor d'água - ar.

Agora, os detalhes passo a passo do procedimento serão dados :

1º) determinam-se pressões totais P, correspondentes aos valores fixados de $T_{sat\infty}$ e W_∞.

2º) arbitra-se a temperatura T_i da interface

3º) com êste valor arbitrado determina-se g(0) no gráfico g(0) - T_i (Figuras 7 e 8)

4º) com valor de g(0) determina-se a espessura η_δ da camada limite de condensado, no gráfico g(0) - η_δ (Figura 6)

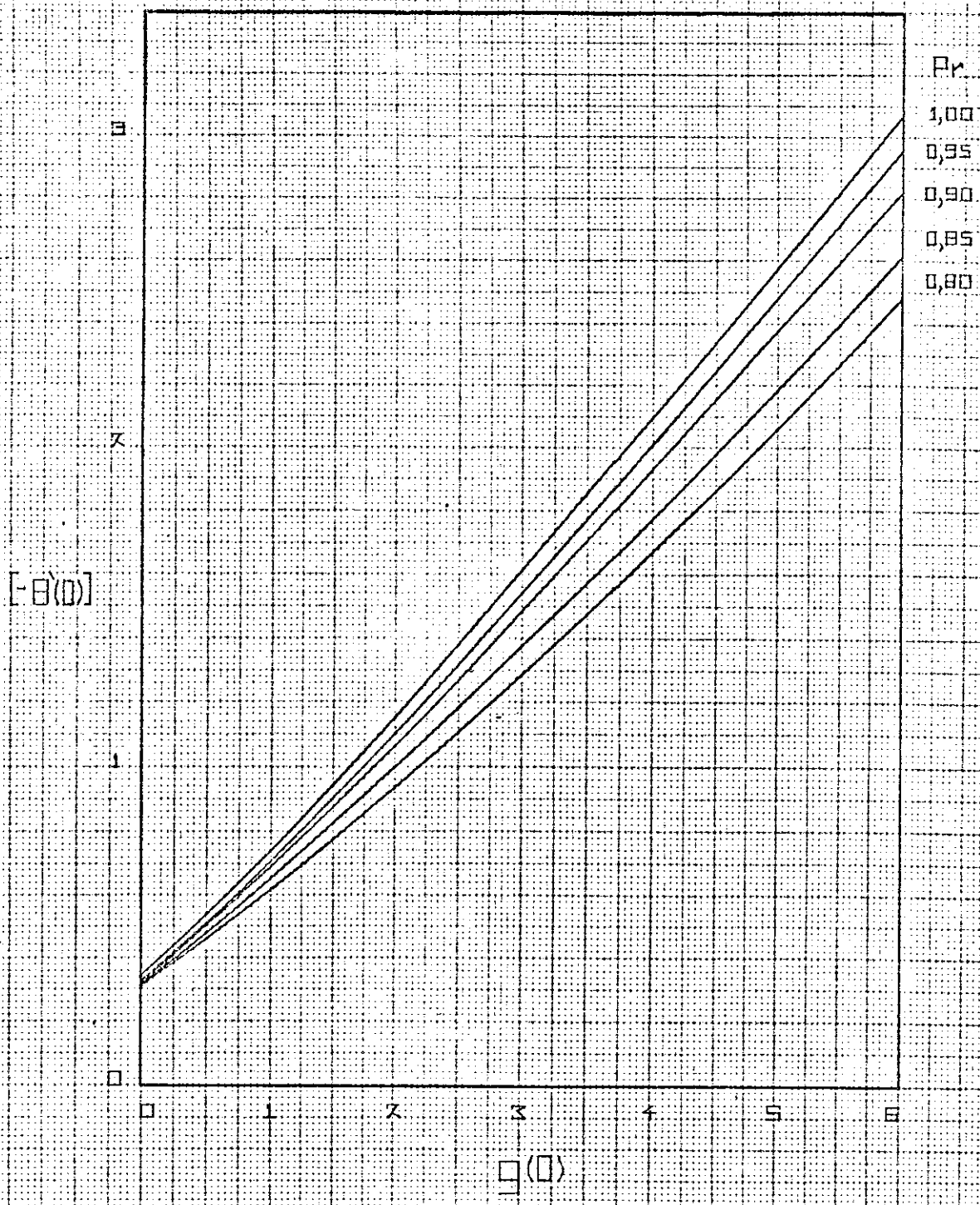
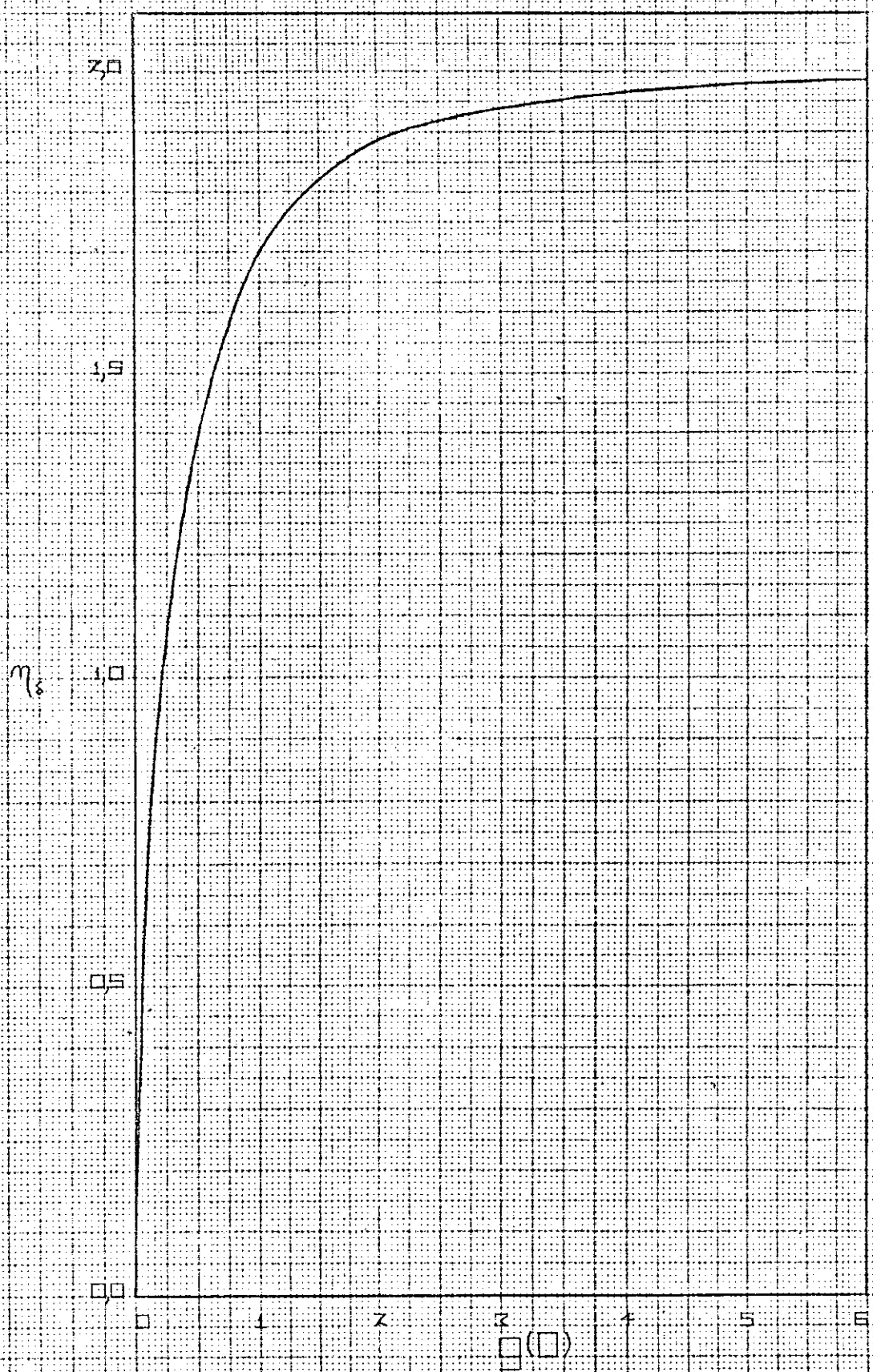
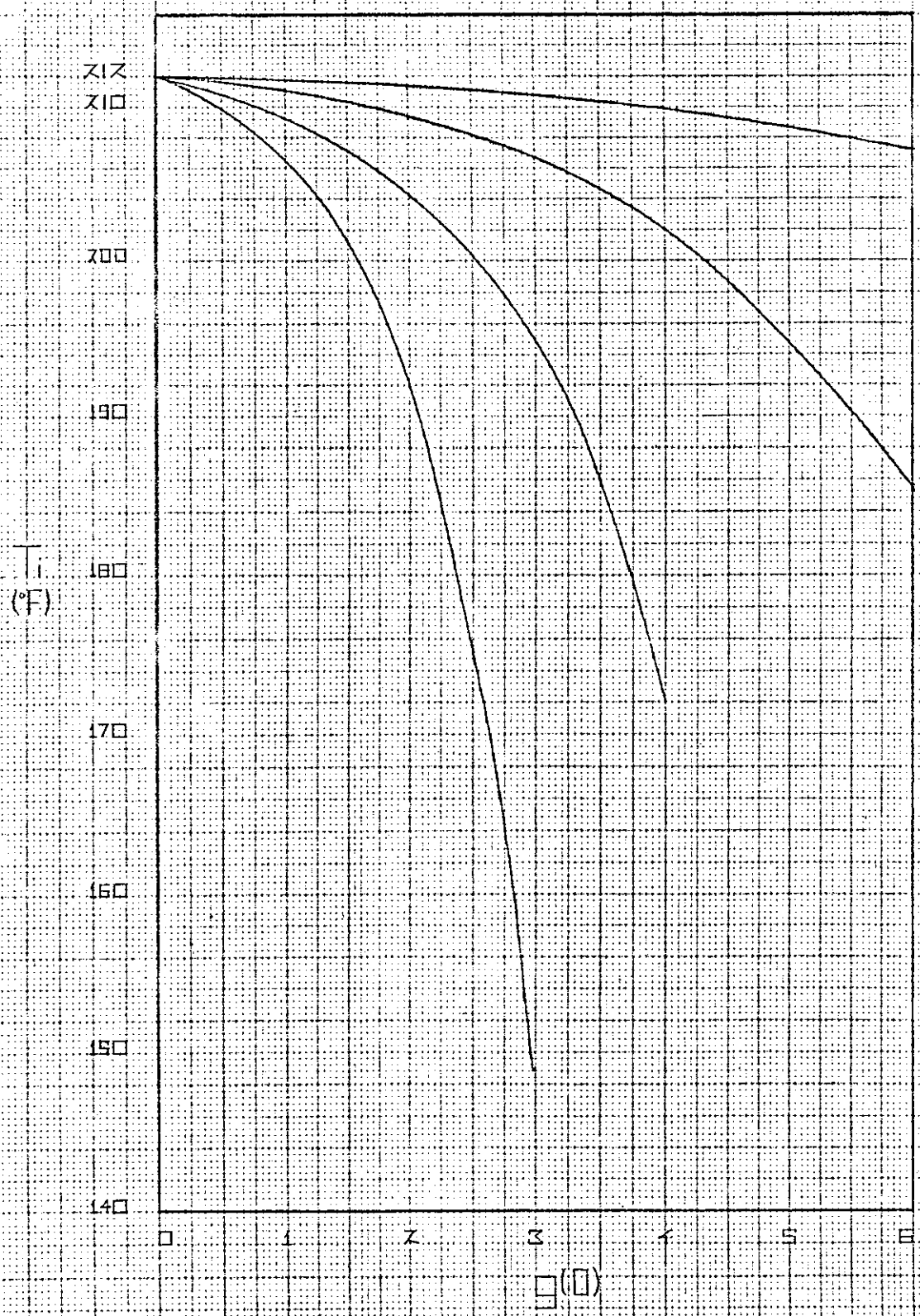
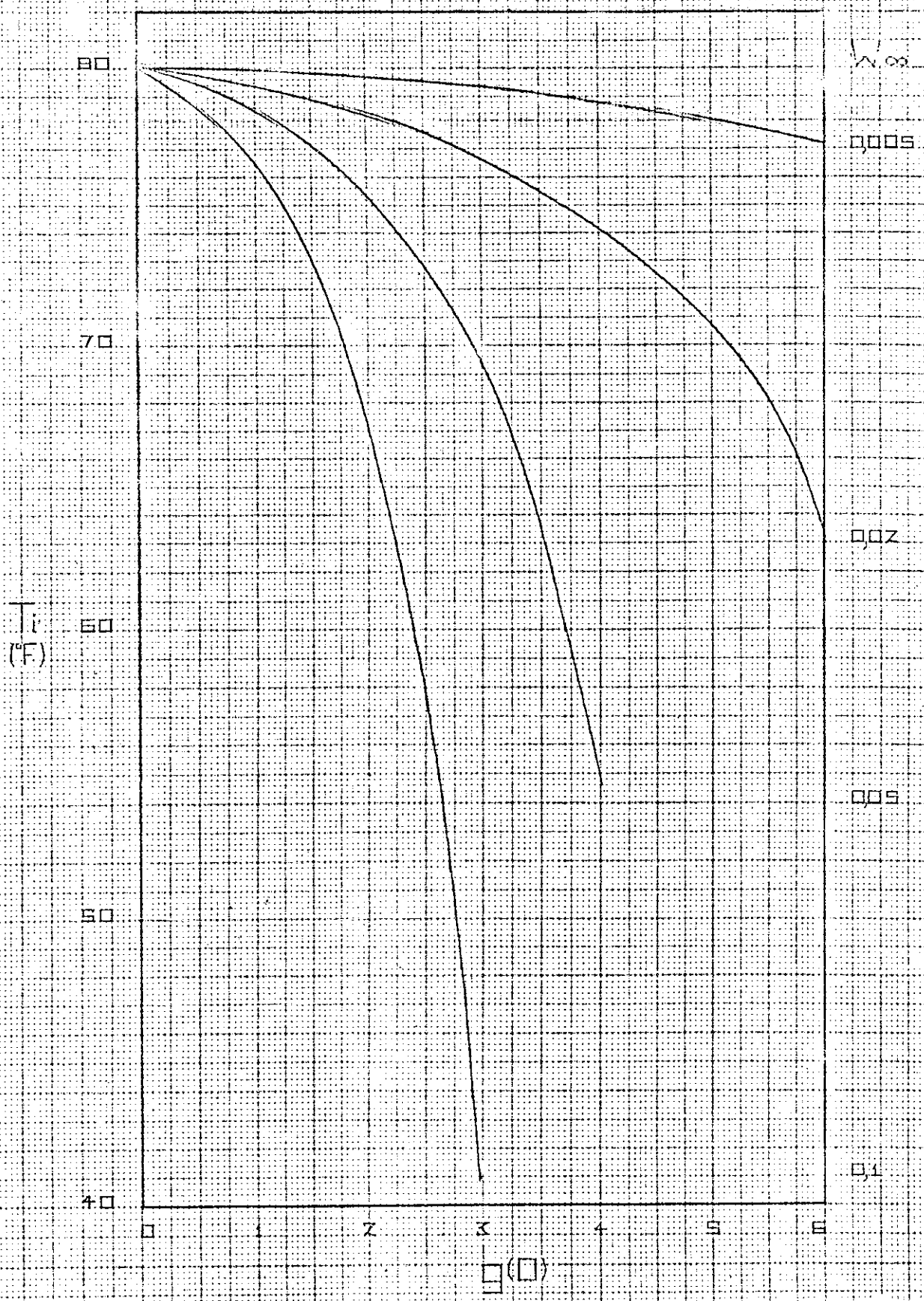


Fig. 5 - Variação de [-θ'(0)] com g(0)


2,0
1,5
1,0
0,5
0,0
0
1
2
3
4
5
6


W∞
0,005
0,02
0,05
0,1
T1
(°F)
210
200
190
180
170
160
150
140
0
1
2
3
4
5
6
g(0)


80
70
60
50
40
Ti
(°F)
0
1
2
3
4
5
6
0,005
0,02
0,05
0,1

5º) determina-se, para T_i, os valores de R, C_p, Pr da mistura, C_{pl}, Pr_l do líquido e h_{fg}.

6º) para um valor correspondente à média entre os números de Prandtl na interface e no fluxo livre, determina-se $[-\Theta'(o)]$ no gráfico $g(0) - [-\Theta'(o)]$ (Figura 5)

7º) substituimos os valores na equação do balanço de energia (46) e verificamos se a igualdade confere

8º) não sendo verificada a igualdade, será necessário arbitrar nova temperatura T_i e recomeçar o processo, repetindo-o até a convergência.

É interessante observar que, no caso de vapor puro, a solução da equação (46) reveste-se de características especiais. Neste caso, a temperatura da interface é conhecida "a priori" e é igual à temperatura de saturação do fluxo livre $T_{sat\,\infty}$. Portanto, as incógnitas da equação (46) correspondem a g(0) e η_δ. Arbitrando-se valores a g(0), determina-se por gráfico (Figura 6). Êstes valores são, então, substituidos na equação / (46) juntamente com os das propriedades do líquido e mistura à temperatura de saturação $T_{sat\,\infty}$; o processo é repetido até ocorrer convergência.

O resultado final, do processo computacional acima exposto, nos fornece T_i e η_δ para valores especificados de $T_{sat\,\infty}$, $(T_\infty - T_{sat\,\infty})$ e W_∞. Uma vez determinados T_i e η_δ, os resultados de transferência / de calor são calculados diretamente, como será demonstrado no CAPÍTULO IV.

6. Determinação das propriedades físicas

6.1 Filme líquido

Para a resolução da equação (46) temos de conhecer, para as condições da interface, as seguintes grandezas relativas ao filme líquido: C_{pl}, Pr_l e $(\rho\mu)_l$

A mistura escolhida, para a resolução do nosso problema, consiste no sistema ar-vapor d'água. Portanto o filme líquido é de água, e para êste fluido foram obtidos os valores de Cp_l (correspondente a 1 Btu/lb °R para a faixa de temperaturas em que o problema se desenvolve), Pr_l obtido de

(refs. 7 e 8) e $(\rho\mu)_L$, obtido de manual (ref. 9).

6.2 Vapor puro e gás não condensável

As grandezas referentes à mistura requerem, para sua determinação, o conhecimento dos valores das propriedades dos componentes puros, no caso , vapor d'água e ar. Estas grandezas necessárias são k, Cp , μ e ρ .

As fontes de obtenção são as especificadas a seguir: k (ar) - ref. 10, k (vapor d'água) - ref. 11 ; Cp (ar) - ref. 12, Cp (vapor d'água) - ref. 13; μ (ar) - ref. 11, μ (vapor d'água) - ref. 11; ρ (ar) - lei dos gases perfeitos, ρ (vapor d'água) - ref. 13.

Excetuando a condutividade térmica do vapor d'água, as outras propriedades foram obtidas através de tabelas. Esta propriedade foi determinada através de expressão encontrada na obra acima referida, que se apresenta na forma

$$k^{o} = \frac{c\sqrt{T}}{1 + \frac{d}{T} \cdot 10^{-\frac{12}{T}}} \qquad (51)$$

onde

k^{o} - condutividade térmica à pressão atmosférica, que para ser expressa em Btu/h ft ^{o}R deve ser multiplicada pelo fator $9{,}16 \times 10^{-3}$

<u>c</u> e <u>d</u> - são constantes que dependem da substância (para vapor d'água $c = 1{,}5466 \times 10^{-5}$ e $d = 1737{,}3$)

T - temperatura, ^{o}K

6.3 Mistura

As propriedades da mistura a calcular são: k, Cp, μ e ρ

A condutividade térmica da mistura é obtida através da expressão seguinte (pag. 240- ref. 14)

$$K_m = \frac{K_1}{1 + A_{12}(x_1/x_2)} + \frac{K_2}{1 + A_{21}(x_2/x_1)} \qquad (52)$$

onde

x_1 , x_2 - frações molares

k_1 , k_2 - condutividade térmica dos componentes puros

$$A_{12} = \frac{1}{4}\left\{ 1 + \left[\frac{\mu_1}{\mu_2}\left(\frac{M_2}{M_1}\right)^{0,75} \frac{1 + S_1/T}{1 + S_2/T} \right]^{0,5} \right\}^2 \frac{1 + S_{12}/T}{1 + S_1/T}$$

A_{21} - mesma expressão que A_{12} com índices trocados

T - temperatura absoluta, ^oK

S_1 , S_2 - constantes de Sutherland para os componentes puros, ^oK

S_{12} - constante de Stherland para a mistura, ^oK

Na expressão acima, x_2 / x_1 (e x_1 / x_2) são determinados pela relação

$$x_2 / x_1 = p_v / P - p_v \qquad (53)$$

Os valores S_1 e S_2 são determinados em função da temperatura de ebulição dos componentes , pela relação

$$S = 1,5\ T_b \qquad (54)$$

É interessante notar que, para o ar, o qual é uma mistura, foi usada a temperatura correspondente ao ponto de bôlha. O valor de S_{12} é determinada pela expressão seguinte, correspondente ao caso em que um dos componentes é muito polar (caso da água)

$$S_{12} = 0,735\ (S_1\ S_2)^{0,5} \qquad (55)$$

O calor específico da mistura é calculado através de simples relação obtida do conceito desta propriedade

$$Cp_m = W\,Cp_1 + (1 - W)\,Cp_2 \qquad (56)$$

onde

W - fração mássica do gás

Cp_1 , Cp_2 - calor específico do gás e do vapor, respectivamente.

A obtenção de W é feita através da relação (50). Para especificada temperatura T_i , determina-se p_{vi} das tabelas de pressão de vapor e com a expressão acima mencionada calcula-se W_i para valor conhecido da pressão total P.

A viscosidade da mistura é obtida através da seguinte expressão (pág. 200 - ref. 14)

$$\mu^\circ_m = \frac{\mu^\circ_1}{1 + (y_2/y_1)\,\phi_{12}} + \frac{\mu^\circ_2}{1 + (y_1/y_2)\,\phi_{21}} \qquad (57)$$

onde

μ°_m - viscosidade da mistura a baixa pressão

μ°_1 , μ°_2 - viscosidade dos componentes puros

y_1 , y_2 - frações molares dos componentes puros; o uso de y em vez de x resulta de cópia direta da fonte de referência.

$$\phi_{12} = \frac{\left[1 + (\mu^\circ_1/\mu^\circ_2)^{1/2}\,(M_2/M_1)^{1/4}\right]^2}{2\sqrt{2}\,(1 + M_1/M_2)^2}$$

ϕ_{21} - mesma expressão que ϕ_{12} , com índices trocados

Os valores ϕ_{12} e ϕ_{21} são obtidos em gráficos (pág. 200 e

e 201 - ref. 14), função da razão M_1 / M_2 , para valores constantes da razão $\mu_1^\circ / \mu_2^\circ$

A determinação da massa específica da mistura está ligada ao conhecimento da fração mássica W_i , obtida anteriormente para cada temperatura. Temos que a fração mássica de vapor na interface pode ser expressa por

$$W_i' = 1 - W_i \tag{58}$$

e como $W_i' = \rho_{vi} / \rho_i$

$$\rho_i = \rho_{vi} / 1 - W_i \tag{59}$$

que é a expressão usada na determinação de ρ_i

Com as propriedades acima podemos calcular Pr e (ρ, μ), com o qual R é obtido. Como parte dêste trabalho , são apresentados gráficos que relacionam Pr, Cp e R com a temperatura interfacial (Figuras 9, 10, 11, 12 , 13)

Fig 9 - Número de Prandtl da mistura

[$T_{sat\infty}$ = 22 °F]

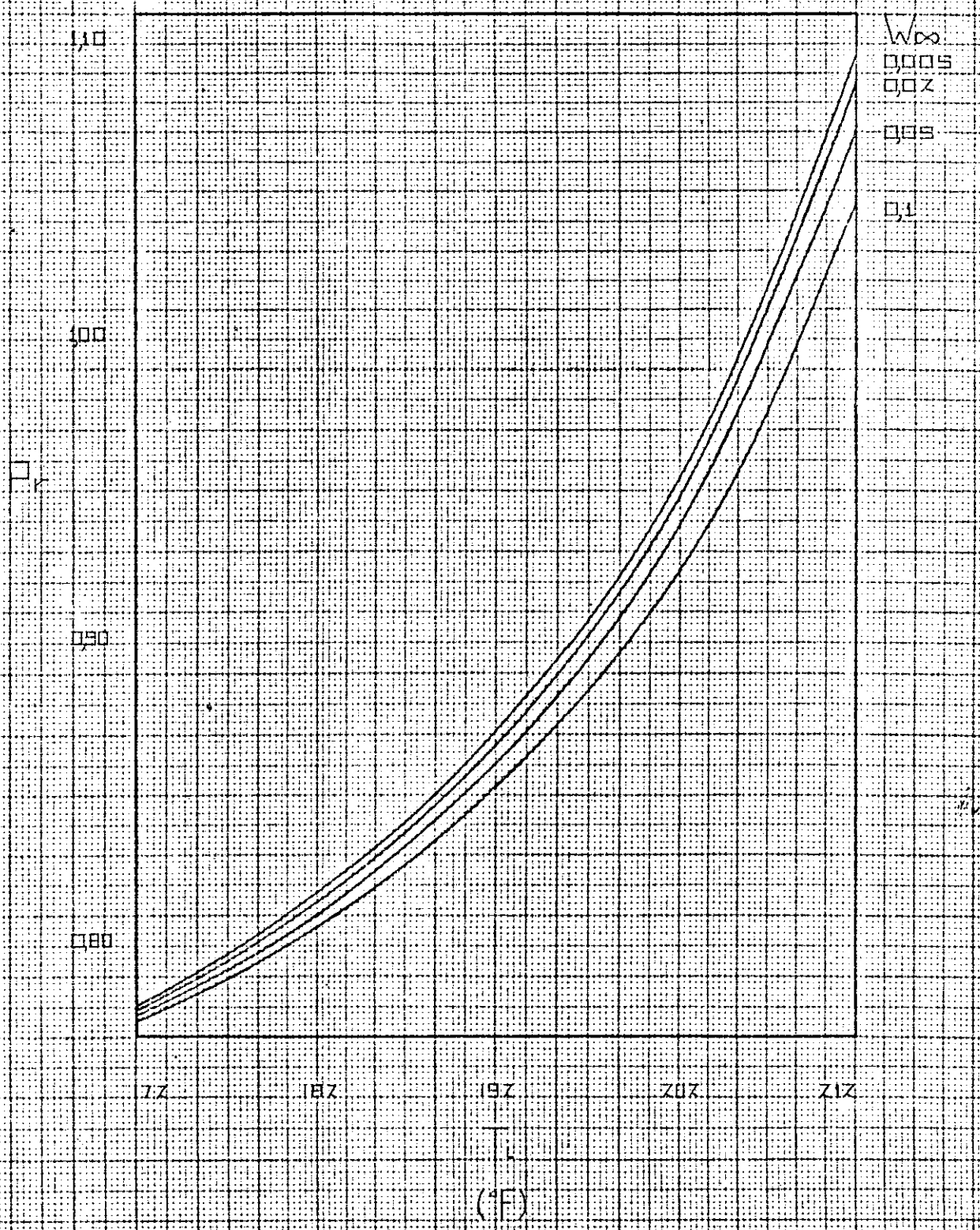


Fig 10 - Número de Prandtl da mistura

[$T_{sat\infty}$ = 80°F]

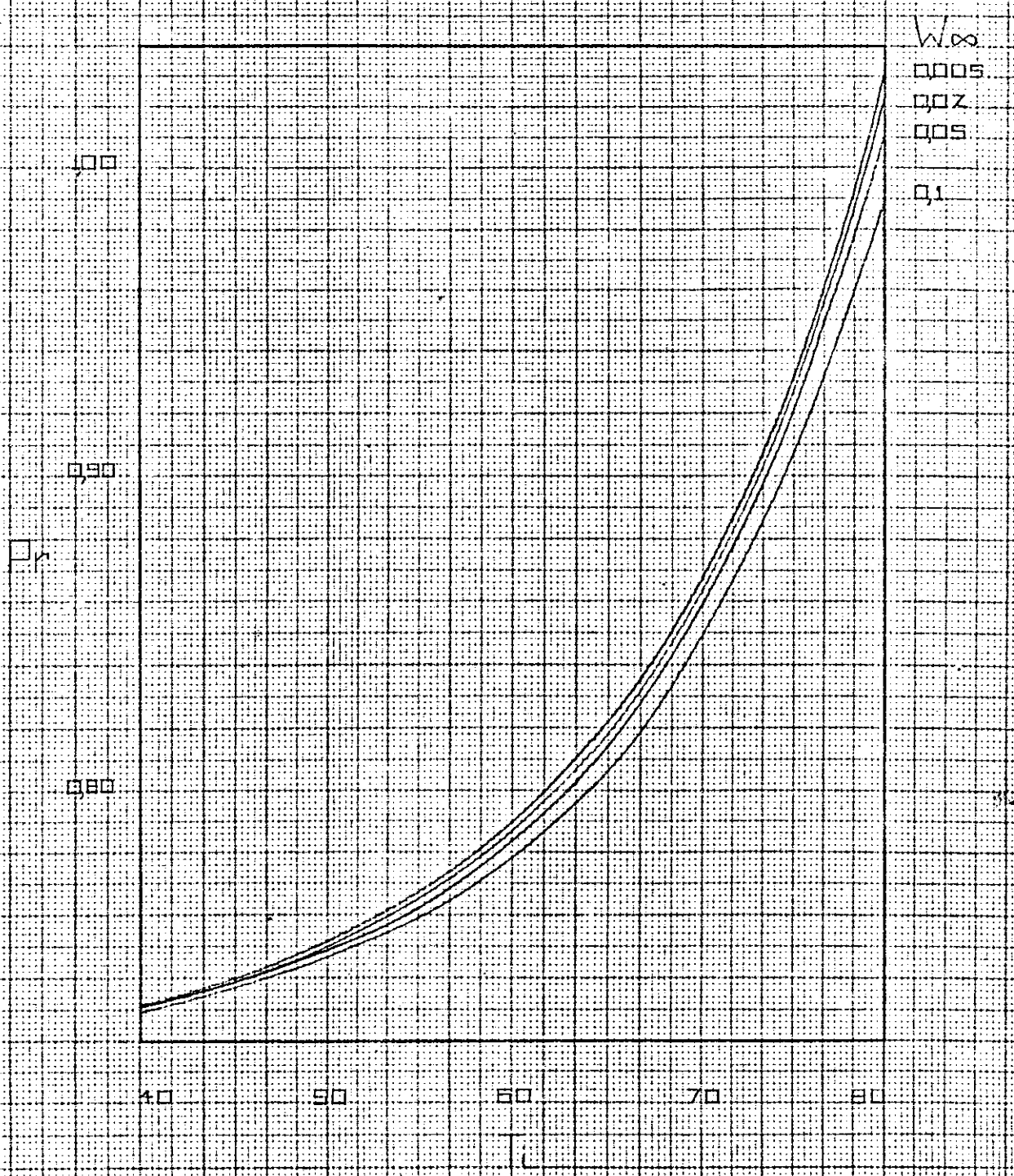


Fig. 11 - Calor específico da mistura

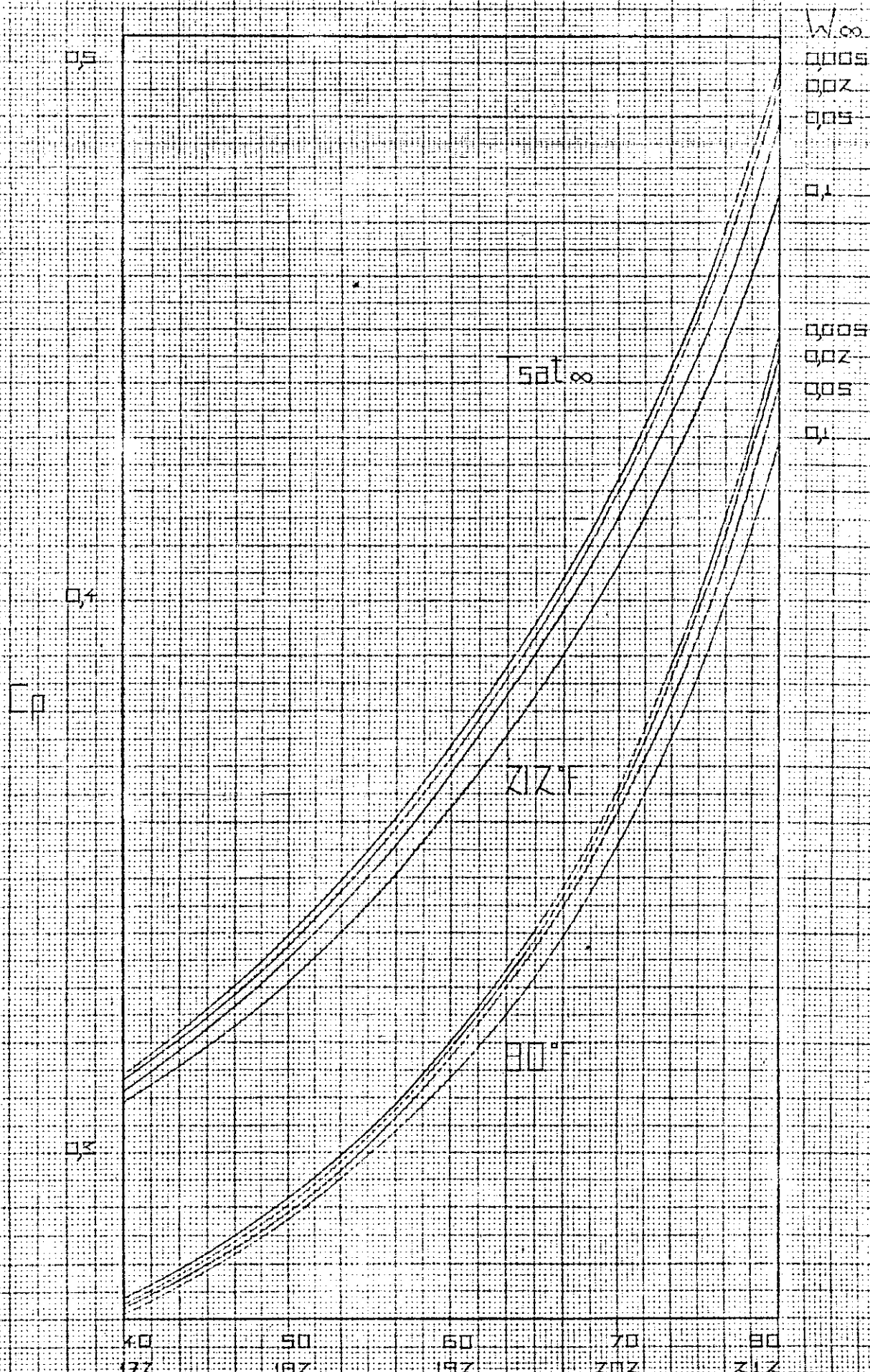


Fig 12- Variação de R [$T_{sat\,\infty} = 212°F$]

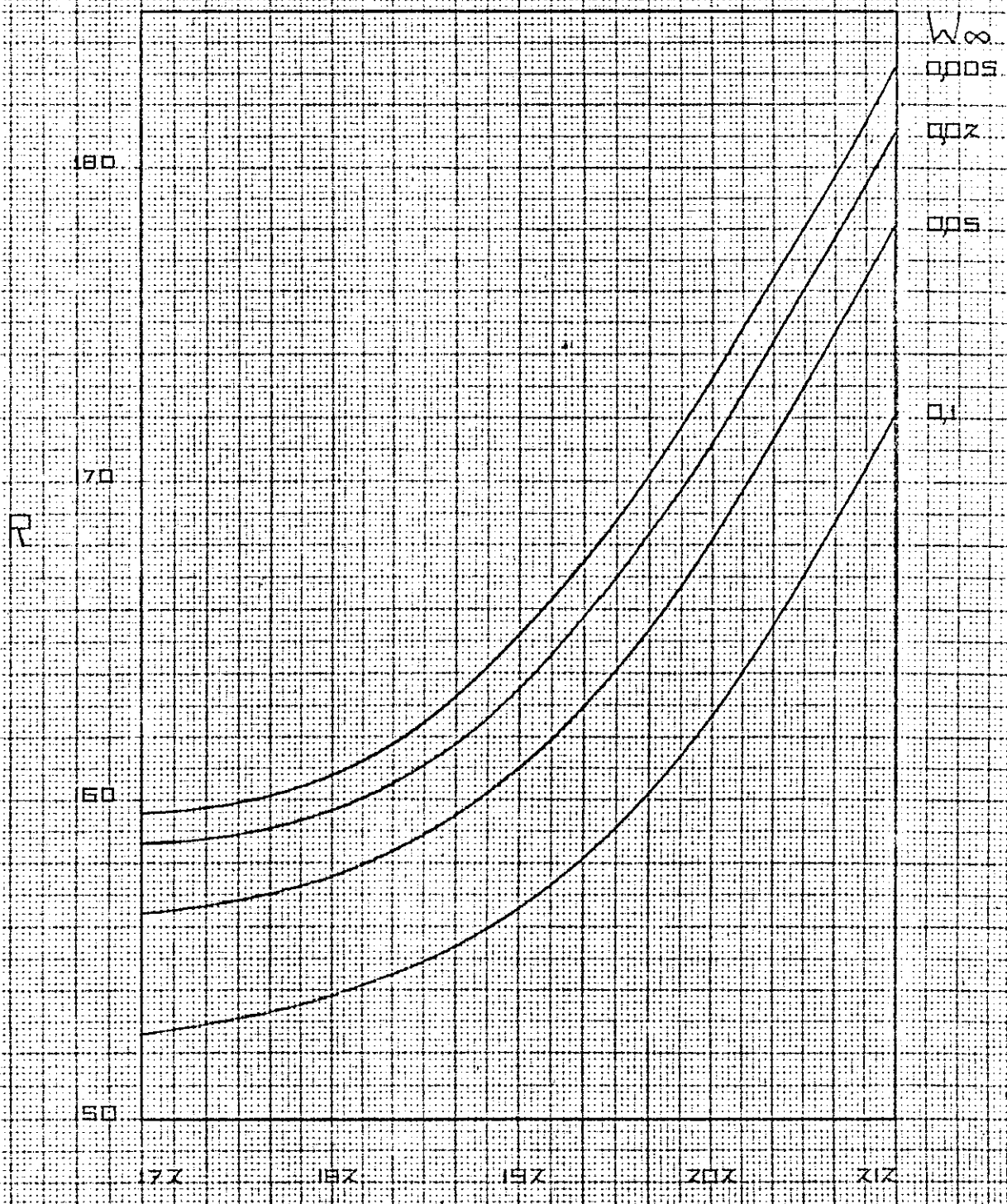
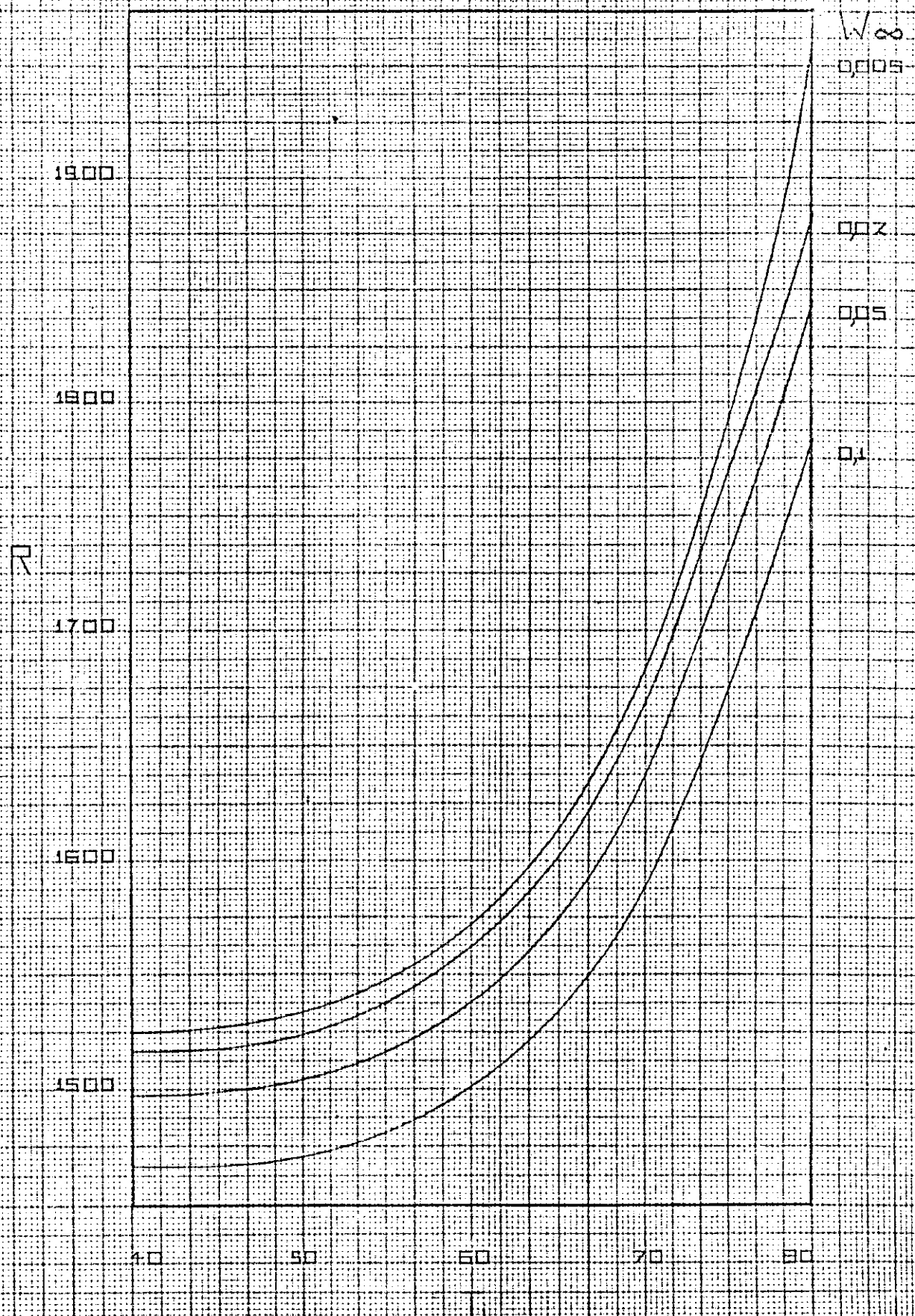


Fig. 13 - Variação de R [$T_{sat\infty}$ = 80°F]



CAPÍTULO IV

RESULTADOS RELATIVOS À INFLUÊNCIA DO SUPERAQUECIMENTO

O nosso objetivo consiste na verificação da influência do superaquecimento da mistura vapor-gás não condensável na transferência de calor. A obtenção de expressão que permita realizar o acima exposto obedece à marcha a seguir

A expressão do fluxo de calor na superfície da placa (lei de Fourier) se apresenta como

$$q = k \frac{\partial T}{\partial y} \qquad \text{em} \quad y = 0 \tag{55}$$

que em forma similar

$$q = k\,(T_i - T_w)\;\; \Theta'(0)\;\sqrt{\frac{U}{\nu_L x}} \tag{56}$$

onde $\Theta'(0) = 1/\eta_\delta$, de acôrdo com o perfil de temperatura (15).

O efeito de superaquecimento será medido através da razão entre os fluxos de calor q e q^*, com superaquecimento e sem superaquecimento, respectivamente. Temos, portanto, a expressão

$$\frac{q}{q^*} = \frac{(T_i - T_w)}{(T_i^* - T_w)} \cdot \frac{(1/\eta_\delta)}{(1/\eta_\delta)^*} \tag{57}$$

Tanto q como q* são calculados para os mesmos valores dos parâmetros $(T_\infty - T_{sat\,\infty})$, $T_{sat\,\infty}$ e W_∞. A diferença do valor q/q* em relação à unidade é uma medida direta do efeito de superaquecimento na transferência de calor por condensação.

É interessante observar que para vapor puro, $T_i = T_i^* = T_{sat\,\infty}$

Conseqüentemente, a equação (57) se reduz à forma

$$\frac{q}{q^*} = \frac{(1/\eta_\varepsilon)}{(1/\eta_\varepsilon)^*} \tag{58}$$

Os valores de η_ε das expressões (57) e (58) são calculados diretamente da equação (48), não sendo usado o gráfico $g(0) - \eta_\varepsilon$ (Figura 6), o qual não apresenta precisão suficiente.

Os resultados de q/q* são apresentados gràficamente (Figuras 14 e 15) para os seguintes valores dos parâmetros

$T_\infty - T_{sat\,\infty} = 100^oF$, 200^oF e 400^oF

$T_{sat\,\infty} = 80^oF$ e 212^oF

$W_\infty = 0$; 0,005 ; 0,02 ; 0,05 e 0,1

Os resultados da figura 14 correspondem à $T_{sat\,\infty} = 212^oF$ e os da figura 15 à $T_{sat\,\infty} = 80^oF$. Cada figura é dividida em cinco gráficos, cada gráfico correspondendo a um dado valor de W_∞ . Em cada um dos gráficos existem três curvas, referentes a cada um dos graus de superaquecimento. Na ordenada temos q/q* , enquanto a abcissa é ($T_{sat\,\infty} - T_W$) para a faixa de 5^oF a 40^oF .

As figuras 14 e 15 nos permitem observar que o efeito de superaquecimento na transferência de calor por condensação é função fraca da "thermal driving force" ($T_{sat\,\infty} - T_W$) para altos valores desta diferença. Outra característica notada é que o referido efeito assume valores baixos (menos que 10 por cento), excessão feita para pequenos valores de ($T_{sat\,\infty} - T_W$). A última situação corresponde à pouca condensação e, portanto, o efeito de superaquecimento é grande tendendo a infinito quando ($T_{sat\,\infty} - T_W$) tende a zero. Notamos ainda que, para o caso de vapor puro, os efeitos se apresentam pequenos e também que sofrem aumento com aumento da concentração de gás no fluxo livre.

A forma das curvas nas Figuras 14 e 15 se caracteriza pela assintoticidade em relação a ordenada e pela fraca dependência de q/q* de ($T_{sat\,\infty} - T_w$) para altos valores desta grandeza. A assintoticidade é explicada pelo fato de que para baixos valores da abcissa ($T_{sat\,\infty} - T_w$) a condensação diminui e portanto a razão q/q* cresce. Para explicarmos a plataforma em que q/q* é fraca função de ($T_{sat\,\infty} - T_w$), é útil examinar a seguinte expressão de q/q* obtida através da equação (46) do Balanço de energia.

$$\frac{q}{q^*} = \frac{\frac{1}{2}\, g(0)\, \eta_\delta - \frac{C_p}{Pr} \cdot \frac{(T_\infty - T_i)}{h_{fg}} \cdot \Theta'(0) \cdot \eta_\delta}{\frac{1}{2}\, g^*(0)\, \eta_\delta^*} \tag{59}$$

A grandeza $[-\Theta'(0)]$ é aproximadamente igual a 1/2 Pr g(0) , como é evidente da figura 5. Portanto, a quantidade 1/2 g(0) η_δ pode ser fatorada de ambos os têrmos do numerador. Além disso, para altos valores da abcissa, tanto g(0) como η_δ são constantes (Figuras 6,7 e 8). Portanto 1/2 g(0) η_δ é aproximadamente igual a 1/2 g*(0) η_δ^* . Com isto a equação (59) fica

$$\frac{q}{q^*} = 1 + \frac{C_p\,(T_\infty - T_i)}{h_{fg}} \tag{60}$$

O segundo têrmo na equação (60) é, para altos valores da abcissa, um valor próximo da unidade.

Além disso, $(T_\infty - T_i)$ é relativamente grande comparado / com as variações de T_i . Portanto, na faixa considerada, q/q* é relativamente insensível às variações do segundo têrmo de (60), que são causadas pela variação de T_i . Então q/q* é essencialmente constante.

Resumindo as observações temos:

(1) O efeito de superaquecimento é função fraca da "thermal driving force" para altos valores desta grandeza.

(2) O efeito de superaquecimento é pequeno, excessão feita para baixos valores da " thermal driving force", quando então êste efeito tende a infinito.

(3) O efeito de superaquecimento é desprezível para o caso de vapor puro, aumentando de valor à medida que aumenta a concentração de fluxo livre.

Fig.14 - Variação de q/q*

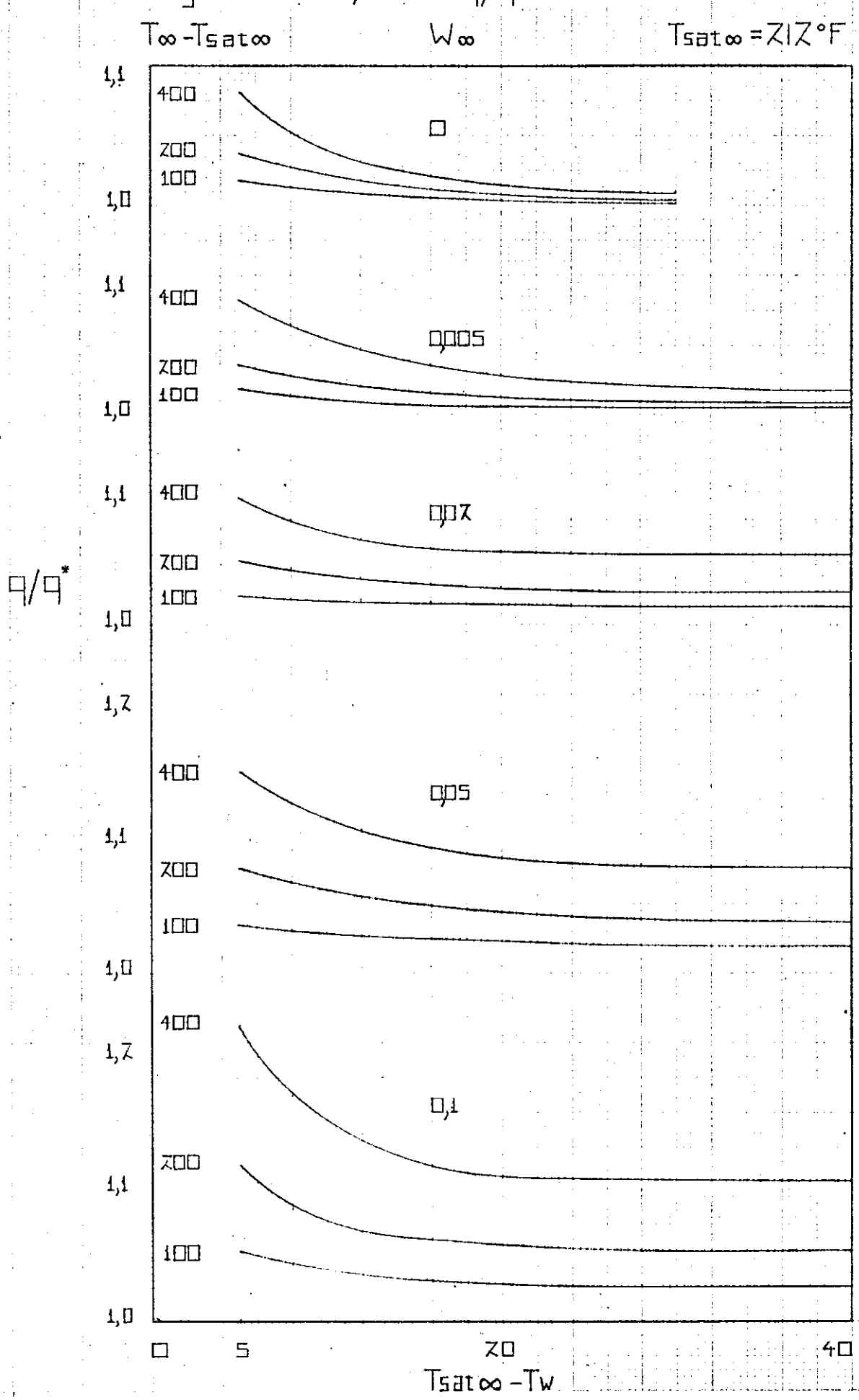
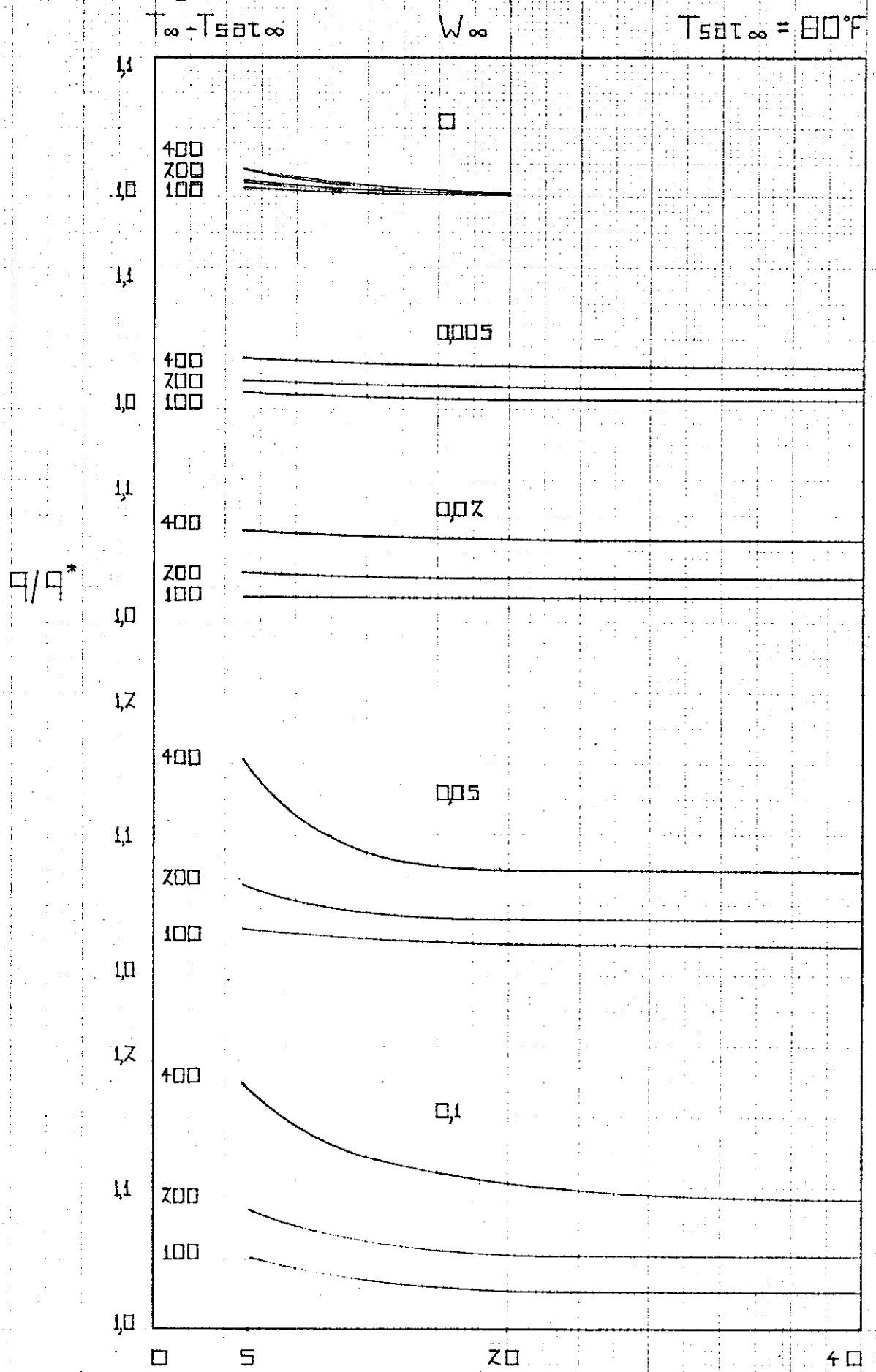


Fig.15 - Variação de q/q^*



BIBLIOGRAFIA

(1) Cess, R.D., Laminar Film Condensation on a Flat Plate in the Absence of a Body Force, Z. Angew. Math. Phys., 11, pp 426-433 , 1960.

(2) Koh, J.C.Y., Film Condensation in a Forced Convection Boundary Layer Flow, Int. J. Heat and Mass Transfer, 5 , pp. 941-954, 1962.

(3) Chung, P.M., Film Condensation with and without Body Force in a Boundary Layer Flow of Vapor over a Flat Plate, NASA TN D-790, 1961

(4) Jacobs, H.R., An Integral Treatment of Combined Body Force and Forced Convection in Laminar Film Condensation, Int. J. Heat and Mass Transfer, 9 , pp. 637-648 , 1966

(5) Saddy, M., Condensação na Presença de Não Condensável, Tese M.Sc. COPPE-- UFRJ , 1966

(6) Sparrow, E.M. e Minkowycz, W.J., Condensation Heat Transfer in the Presence of Non Condensables, Interfacial Resistance, Superheating, Variable / Properties and Diffusion, Int. J. Heat and Mass Transfer, 9 , pp. 1125--1144 , 1966

(7) Eckert, E.R.G. e Drake, R.M., Heat and Mass Transfer, 1959, McGraw Hill Book Co., Inc., N.Y.

(8) Grober, H., Erk, S. e Grigull, U., Fundamentals of Heat Transfer, 3rd edition, 1961, McGraw Hill Book Co., Inc., N.Y.

(9) Perry, J.H., Chemical Engineer's Handbook, 3rd edition, 1950, McGraw Hill Book Co., Inc., N.Y.

(10) Kreith, F., Principles of Heat Transfer, 1961, International Textbook Co., Scranton, Penn.

(11) Hilsenrath, J. e al., Tables of Thermal Properties of Gases, Natl. Bur. Standards, circ. 564, 1955

(12) American Institute of Physics Handbook, 2nd edition, McGraw Hill Book Co., Inc., N.Y.

(13) Keenan, J.H. e Keyes, F.G., Thermodynamics Properties of Steam, 1963, John Wiley & Sons, N.Y.

(14) Reed, R.C. e Sherwood, T.K., The Properties of Gases and Liquids , 1958 , McGraw Hill Book Co., Inc., Inc.

APÊNDICE A

VALORES DE $\Theta'(0)$

A quantidade necessária, para a determinação de $\Theta'(0)$ pela equação (47) é a espessura da camada limite térmica ξ_t. Por sua vez, ξ_t é determinado através da equação (40a) ou (40b) , onde ξ_v é função de g(0) na equação (35). Como resultado desta dependência, $\Theta'(0)$ depende de g(0) para um dado número de Prandtl.

Valores numéricos de ξ_v são dados na tabela II

TABELA II - Espessura da camada limite da velocidade

g (0)	ξ_v	g (0)	ξ_v
0,00	5,480	1,50	2,275
0,05	5,292	2,00	1,790
0,10	5,115	2,50	1,482
0,15	4,942	3,00	1,262
0,20	4,778	3,50	1,097
0,40	4,175	4,00	0,967
0,60	3,650	4,50	0,862
0,80	3,250	5,00	0,785
1,00	2,887	6,00	0,657

Pelo emprêgo dos valores anteriores, ξ_t e $\Theta'(0)$ foram calculados para Pr = 0,7 e 1,0 , e listados na tabela III. O moti-

vo de selecionar êstes valores de Pr para início de computação é porque, soluções exatas de $\Theta'(0)$ são conhecidas, permitindo comparação.

Tabela III

segue

→

TABELA III - Espessura da camada limite térmica (Pr = 0,7 e 1,0)

Pr	0,7			
g(0)	ξ_t	$[-\Theta'_a(0)]$	$[-\Theta'_e(0)]$	A %
0,0	6,226	0,3212	0,2926	+ 9,77 %
0,1	5,890	0,3395	0,3192	+ 6,36 %
0,2	5,563	0,3595	0,3460	+ 3,90 %
0,3	5,246	0,3812	0,3732	+ 2,14 %
0,5	4,710	0,4246	0,4286	- 0,93 %
0,7	4,251	0,4704	0,4851	- 3,03 %
1,0	3,564	0,5611	0,5719	- 1,88 %

Pr	1,0			
g(0)	ξ_t	$[-\Theta'_a(0)]$	$[-\Theta'_e(0)]$	A %
0,00	5,675	0,3652	0,3320	+10,00 %
0,05	5,292	0,3773	0,3502	+ 7,73 %
0,10	5,115	0,3910	0,3686	+ 6,07 %
0,15	4,942	0,4047	0,3872	+ 4,51 %
0,20	4,778	0,4185	0,4061	+ 3,05 %
0,40	4,174	0,4791	0,4832	- 0,84 %
0,60	3,630	0,5509	0,5629	- 2,13 %
0,80	3,245	0,6163	0,6449	- 4,43 %
1,00	2,887	0,6927	0,7288	- 4,95 %
1,50	2,230	0,8968	0,9454	- 5,14 %
2,00	1,787	1,1191	1,1694	- 4,30 %
4,00	0,967	2,0682	2,1074	- 1,86 %
6,00	0,657	3,0441	3,0770	- 1,07 %

onde os índices a e e dizem respeito aos valores aproximados e exatos da grandeza em questão. A coluna indicada por %A refere-se ao desvio percentual do valor aproximado de $\Theta'(0)$ em relação ao valor exato, sendo êste desvio calculado pela relação

$$A = \frac{\Theta'_a(0) - \Theta'_e(0)}{\Theta'_e(0)} \times 100 \qquad (61)$$

Prosseguindo, os valores de ξ_t, correspondentes a vários valores de número de Prandtl, são relacionados abaixo

TABELA IV - Espessura da camada limite térmica (Pr = 0,70; 0,75; 0,80; 0,85 ; 0,90; e 0,95).

Pr / g (0)	0,70	0,75	0,80	0,85	0,90	0,95
	ξ_t					
0,0	6,226	6,086	5,949	5,811	5,691	5,576
0,2	5,563	5,393	5,251	5,111	4,955	4,883
0,4	4,961	4,801	4,661	4,521	4,398	4,283
0,6	4,453	4,288	4,147	4,011	3,886	3,772
0,8	3,995	3,854	3,721	3,589	3,489	3,345
1,0	3,564	3,471	3,344	3,179	3,098	2,989
1,5	2,903	2,770	2,627	2,526	2,428	2,324
2,0	2,385	2,272	2,187	2,043	1,942	1,864
4,0	1,330	1,272	1,226	1,150	1,048	1,010
6,0	0,881	0,861	0,810	0,769	0,728	0,682

Através dos valores acima, podemos obter valores aproximados para $[-\Theta'(0)]$.

Êstes serão corrigidos para levar em conta os desvios percentuais citados na tabela III, para Pr = 1. Na tabela V estão relacionados os valores de $\Theta'(0)$ corrigidos através da expressão (61)

TABELA V _ Valores de $[-\Theta'(0)]$ corrigidos

g (0) \ Pr	0,70	0,75	0,80	0,85	0,90	0,95	1,00
	$[-\Theta'(0)]$						
0,0	0,291	0,298	0,305	0,312	0,319	0,325	0,332
0,2	0,348	0,359	0,368	0,379	0,388	0,396	0,406
0,4	0,406	0,419	0,432	0,446	0,458	0,470	0,483
0,6	0,459	0,476	0,492	0,509	0,525	0,541	0,563
0,8	0,523	0,542	0,562	0,583	0,606	0,625	0,645
1,0	0,590	0,606	0,629	0,662	0,679	0,704	0,729
1,5	0,725	0,761	0,802	0,834	0,867	0,906	0,945
2,0	0,875	0,919	0,955	1,022	1,075	1,120	1,169
4,0	1,531	1,601	1,661	1,771	1,944	2,017	2,107
6,0	2,294	2,347	2,490	2,628	2,777	2,963	3,077

APÊNDICE B

VALORES DE η_ε

Os valores de η_ε são obtidos pela equação (48) para especificados valores de g(0), através do conhecimento das espessuras δ_v da camada limite da velocidade (tabela II). Temos assim, a seguinte tabela de valores

TABELA VI - Espessura da camada limite líquida

g (0)	η_ε	g (0)	η_ε
0,00	0,000	2,00	1,893
0,10	0,715	2,50	1,915
0,20	0,977	3,00	1,945
0,40	1,293	3,50	1,959
0,60	1,480	4,00	1,966
0,80	1,615	4,50	1,970
1,00	1,700	5,00	1,981
1,50	1,847	6,00	1,985

APÊNDICE C

VALORES DA RELAÇÃO $g(0) - T_i$

Para esta determinação calcularemos , inicialmente, a espessura ξ_d da camada limite da difusão pela equação (37). Temos assim a seguinte tabela de valores

TABELA VII - Espessura da camada limite da difusão

g (0)	ξ_d	g(0)	ξ_d
0,0	6,830	3,0	2,136
0,4	5,566	3,5	1,888
1,0	4,213	4,0	1,709
2,0	2,928	4,5	1,518
2,5	2,445	5,0	1,378
		6,0	1,168

Podemos agora calcular W_i, pela equação (49), correspondente a dado g(0) e valores fixados de W_∞. Prosseguindo, p_{vi} é determinado da equação (50), para um dado P, i.e., $T_{sat\,\infty}$, e T_i é obtido de tabela de pressão de vapor

TABELA VIII - Valores da relação $g(0) - T_i$

	$T_{sat\,\infty}$	80°F				212°F			
	W_∞ / g(0)	0,005	0,020	0,050	0,100	0,005	0,020	0,050	0,100
	0,0	80,00	80,00	80,00	80,00	212,00	212,00	212,00	212,00
	0,4	79,95	79,82	79,53	79,00	211,93	211,71	211,25	210,35
	1,0	79,86	79,44	78,52	76,54	211,78	211,10	209,58	206,50
	2,0	79,59	78,29	75,09	67,00	211,34	209,19	203,96	190,81
	2,5	-	-	-	61,00	-	-	-	-
T_i	3,0	79,26	76,78	69,61	41,10	211,34	206,73	195,02	149,64
(°F)	3,5	-	-	64,40	-	-	-	-	-
	4,0	78,70	73,91	55,39	-	209,88	202,02	172,01	-
	4,5	-	72,37	-	-	-	-	-	-
	5,0	78,17	70,79	-	-	-	-	-	-
	6,0	77,19	63,41	-	-	207,38	185,01	-	-

APÊNDICE D

VALORES DE T_i E η_s

A resolução da equação (46), referente ao balanço de energia realizado na interface, nos fornece os seguintes valores para T_i e η_s.

TABELA IX - Temperatura interfacial e espessura da camada limite de condensado

a) Vapor Puro

$T_{sat\,\infty}$	$T_{sat\,\infty} - T_w$	5°F		13°F		20°F		30°F	
	$T_\infty - T_{sat\,\infty}$	g(0)	η_s	g(0)	η_s	g(0)	η_s	g(0)	η_s
80°F	0°F	1,71	1,8585	4,21	1,9712	6,44	1,9872	9,63	1,9943
	100°F	1,63	1,8480	4,03	1,9690	6,17	1,9860	9,23	1,9939
	200°F	1,56	1,8377	3,87	1,9663	5,92	1,9852	8,89	1,9928
	400°F	1,45	1,8183	3,58	1,9608	5,50	1,9828	8,25	1,9925
212°F	0°F	0,70	1,5550	1,53	1,8325	2,29	1,9129	3,37	1,9550
	100°F	0,66	1,5280	1,46	1,8195	2,16	1,9038	3,20	1,9520
	200°F	0,62	1,4990	1,39	1,8069	2,06	1,8960	3,05	1,9467
	400°F	0,54	1,4350	1,27	1,7802	1,88	1,8785	2,80	1,9424

b) Mistura vapor-gás não condensável

T_i (°F) / g(0)		$T_{sat\infty}-T_w$	5°F		9°F		13°F		20°F		30°F		40°F	
$T_{sat\infty}$	W_∞	$T_\infty-T_{sat\infty}$	g(0)	T_i	g(0)	T_i	g(0)	T_i	g(0)	T_i	g(0)	T_i	g(0)	T_i
80°F	0,005	0	1,61	79,70	-	-	3,65	78,88	5,29	77,83	7,20	75,93	8,70	73,70
		100°F	1,54	79,72	-	-	3,55	78,95	5,13	77,96	7,02	76,15	8,56	73,95
		200°F	1,48	79,74	-	-	3,43	79,03	4,94	78,08	6,83	76,38	8,41	74,20
		400°F	1,40	79,77	-	-	3,20	79,00	4,66	78,29	6,51	76,73	8,11	74,70
	0,02	0	1,34	79,05	2,15	78,05	2,89	76,92	3,86	74,41	5,01	70,71	5,70	66,50
		100°F	1,30	79,10	-	-	2,80	77,06	3,77	74,63	4,92	71,07	5,63	66,90
		200°F	1,25	79,15	-	-	2,73	77,17	3,70	74,85	4,85	71,34	5,59	67,35
		400°F	1,18	79,22	1,90	78,35	2,60	77,43	3,56	75,20	4,70	71,87	5,49	68,05
	0,05	0	1,08	78,28	1,62	76,58	2,10	74,70	2,75	71,20	3,38	65,97	3,77	60,50
		100°F	1,06	78,38	-	-	2,05	74,87	2,71	71,48	3,35	66,30	3,75	60,87
		200°F	1,01	78,46	-	-	2,01	74,98	2,67	71,68	3,32	66,60	3,73	61,30
		400°F	0,93	78,65	1,50	77,00	1,95	75,28	2,63	71,97	3,26	67,20	3,69	61,97
	0,1	0	0,84	77,50	1,22	75,25	1,51	72,82	1,89	68,38	2,38	62,24	2,74	56,35
		100°F	0,81	77,60	-	-	1,49	73,00	1,87	68,58	2,36	62,60	2,72	56,75
		200°F	0,79	77,67	-	-	1,47	73,15	1,86	68,80	2,34	62,90	2,71	57,10
		400°F	0,76	77,82	1,14	75,75	1,44	73,46	1,83	69,20	2,30	63,40	2,67	57,73

(continuação)

$g(0)$ \ T_i (°F)		$T_{sat\infty}-T_w$	5°F		9°F		13°F		20°F		30°F		40°F	
$T_{sat\infty}$	W_∞	$T_\infty-T_{sat\infty}$	g(0)	T_i	g(0)	T_i	g(0)	T_i	g(0)	T_i	g(0)	T_i	g(0)	T_i
212°F	0,005	0	0,65	211,81	1,12	211,72	1,53	211,57	2,13	211,25	3,10	210,71	4,08	209,87
		100°F	0,62	211,82	-	-	1,42	211,60	2,06	211,29	2,98	210,79	3,92	210,02
		200°F	0,60	211,83	-	-	1,33	211,63	2,00	211,34	2,90	210,84	3,78	210,15
		400°F	0,55	211,84	0,90	211,79	1,22	211,68	1,83	211,45	2,65	211,02	3,50	210,40
	0,020	0	0,63	211,43	1,01	211,08	1,34	210,62	1,92	209,56	2,68	207,60	3,35	205,14
		100°F	0,60	211,48	-	-	1,30	210,70	1,85	209,72	2,59	207,85	3,24	205,60
		200°F	0,57	211,53	-	-	1,24	210,78	1,78	209,84	2,51	208,10	3,15	205,35
		400°F	0,52	211,58	0,83	211,28	1,14	210,91	1,63	210,15	2,38	208,46	2,98	206,62
	0,050	0	0,55	210,85	0,86	209,90	1,15	208,80	1,56	206,81	2,13	203,32	2,57	199,65
		100°F	0,53	210,92	-	-	1,10	209,00	1,52	207,05	2,06	203,73	2,51	200,13
		200°F	0,50	211,00	-	-	1,06	209,14	1,47	207,39	2,02	204,06	2,46	200,60
		400°F	0,45	211,10	0,74	210,32	1,00	209,40	1,39	207,72	1,92	204,75	2,36	201,47
	0,100	0	0,44	209,99	0,69	208,55	0,91	207,00	1,25	204,15	1,62	199,47	1,90	194,03
		100°F	0,42	210,10	-	-	0,89	207,20	1,22	204,40	1,59	199,90	1,87	194,55
		200°F	0,40	210,24	0,65	208,85	0,86	207,40	1,19	204,67	1,57	200,32	1,85	195,13
		400°F	0,36	210,40	0,60	209,10	0,81	207,80	1,14	205,20	1,51	201,10	1,80	196,15

APÊNDICE E

VALORES DE q/q*

Com os valores de T_i e g(0) da TABELA IX podemos calcular a ração q/q* pelas equações (57) e (58). Temos assim os valores abixo relacionados

Tabela X

segue

→

TABELA X - Efeito de superaquecimento.

q/q*			$T_{sat\infty} - T_w$					
$T_{sat\infty}$	W_∞	$T_\infty - T_{sat\infty}$	5°F	9°F	13°F	20°F	30°F	40°F
80°F	0,000	100	1,0056	-	1,0011	1,0006	1,0001	-
		200	1,0113	-	1,0025	1,0010	1,0007	-
		400	1,0221	-	1,0053	1,0022	1,0009	-
	0,005	100	1,0113	-	1,0071	1,0078	1,0086	1,0079
		200	1,0204	-	1,0151	1,0158	1,0180	1,0156
		400	1,0354	-	1,0318	1,0291	1,0328	1,0310
	0,020	100	1,0174	-	1,0175	1,0166	1,0176	1,0158
		200	1,0368	-	1,0304	1,0322	1,0309	1,0328
		400	1,0651	1,0598	1,0589	1,0582	1,0570	1,0595
	0,050	100	1,0347	-	1,0231	1,0260	1,0207	1,0175
		200	1,0697	-	1,0399	1,0450	1,0396	1,0382
		400	1,1497	1,1039	1,0827	1,0715	1,0790	1,0715
	0,100	100	1,0484	-	1,0337	1,0252	1,0303	1,0254
		200	1,0845	-	1,0608	1,0519	1,0551	1,0469
		400	1,1578	1,1317	1,1180	1,1019	1,0976	1,0866
212°F	0,000	100	1,0177	-	1,0071	1,0048	1,0022	-
		200	1,0374	-	1,0141	1,0089	1,0045	-
		400	1,0836	-	1,0293	1,0183	1,0067	-
	0,005	100	1,0150	-	1,0076	1,0052	1,0045	1,0047
		200	1,0326	-	1,0231	1,0099	1,0073	1,0094
		400	1,0838	1,0566	1,0401	1,0260	1,0207	1,0186
	0,020	100	1,0168	-	1,0108	1,0134	1,0129	1,0154
		200	1,0450	-	1,0263	1,0252	1,0248	1,0275
		400	1,0901	1,0729	1,0543	1,0537	1,0422	1,0505
	0,050	100	1,0310	-	1,0292	1,0200	1,0235	1,0189
		200	1,0731	-	1,0509	1,0449	1,0401	1,0376
		400	1,1408	1,1025	1,0918	1,0796	1,0784	1,0722
	0,100	100	1,0541	-	1,0293	1,0252	1,0274	1,0257
		200	1,1213	1,0721	1,0640	1,0523	1,0532	1,0543
		400	1,2240	1,1457	1,1320	1,0965	1,1034	1,1031

NOMENCLATURA

C_p	calor específico
f	função fluxo adimensional da camada limite de condensado
g	função fluxo adimensional da mistura
h_{fg}	calor latente de condensação
k	condutividade térmica
$\dot{m}$	fluxo de condensado por unidade de área
M	pêso molecular
P	pressão total
Pr	número de Prandtl
p_v	pressão de vapor
q	fluxo de calor na parede
$\bar{R}$	constante do vapor
Sc	número de Schmidt
T	temperatura
U	velocidade longitudinal do fluxo livre
u	componente longitudinal da velocidade
v	componente normal da velocidade
W	fração mássica
δ	espessura da camada limite de condensado
Δ	espessura da camada limite da mistura
η	variável similar para o condensado
η_s	espessura adimensional para a camada limite líquida
μ	viscosidade
ρ	massa específica
ξ	variável similar da mistura

φ	fração mássica relativa
ψ	função fluxo
θ	temperatura adimensional para a camada limite líquida
Θ	temperatura adimensional para a mistura
σ	coeficiente de condensação

ÍNDICES

i	interface
g	gás não condensável
l	líquido
w	placa
∞	fluxo livre
*	grau de superaquecimento nulo
d	camada limite da difusão
t	camada limite térmica
v	camada limite da velocidade