

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA DE CAMPINAS
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA MECÂNICA

Este exemplar corresponde à redação final da tese defendida por Antonio Carlos Barnhaupt, e aprovada pela Comissão Julgadora em 02 de maio de 1984.

Antônio Carlos Barnhaupt
10.05.84

COLETOR SOLAR PLANO DE ABSORVEDOR POROSO

028/84

Trabalho apresentado à Comissão de Pós-Graduação da Faculdade de Engenharia de Campinas, como parte dos requisitos para a obtenção do título de Mestre em Engenharia Mecânica.

CAMPINAS, 1984.

UNICAMP
BIBLIOTECA CENTRAL

ã minha família: Suely,
Giovana e eu mesmo.

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA DE CAMPINAS
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA MECÂNICA

Tese apresentada à Faculdade de Engenharia de Campinas da UNICAMP
como parte dos requisitos necessários à obtenção do Título de MES
TRE EM ENGENHARIA MECÂNICA.

Banca:

Prof. Dr. Kamal A.R. Ismail - Orientador

Prof. Dr. Chang Yu Liu

Prof. Dr. Carlos Alberto C. Altemani

Prof. Dr. Luiz Fernando Milanez - Suplente

Autor: ANTONIO CARLOS BANNWART

Maio/1984

AGRADECIMENTOS

À todos aqueles, professores, funcionários, familiares ,
alunos e amigos, que, das mais diversas formas, contribuíram
conosco para a realização deste trabalho.

RÉSUMO

Neste trabalho é apresentado um modelamento teórico para a descrição do desempenho térmico de um coletor solar plano com absorvedor poroso. O coletor opera através da mudança de fase de um fluido de trabalho (acetona), que percorre um circuito fechado e fornece calor latente a um fluido de transferência externo (ar).

O modelamento feito abrange basicamente: a) o desenvolvimento dos parâmetros de desempenho térmico do coletor estudado; b) o estudo da hidrodinâmica e transferência de calor através do fluido de trabalho, tanto para a fase líquida (dentro do meio poroso) como para a fase vapor.

Com base neste modelo, é feita uma simulação do desempenho horário de um protótipo de coletor em dois períodos do ano (junho e dezembro) para a cidade de Campinas ($22^{\circ}53'$ latitude sul, $47^{\circ}05'$ longitude oeste). O protótipo consiste numa caixa retangular fechada e evacuada contendo certa quantidade de fluido de trabalho. O absorvedor poroso tem $1,0 \times 0,3\text{m}$ de área e $0,24\text{mm}$ de espessura. Os resultados da simulação são plotados na forma de gráficos de aumento de temperatura do fluido de transferência, temperatura de saturação do fluido de trabalho, eficiência instantânea, e demais parâmetros de desempenho térmico, juntamente com as curvas de radiação incidente obtidas. Também é apresentado um quadro das linhas de corrente, distribuição de velocidades e pressões do escoamento do fluido de trabalho, e investigados os efeitos provocados por

uma evacuação parcial do coletor.

A análise está baseada na literatura de tubos de calor e de coletores solares, bem como em diversos trabalhos complementares. Para estimar a radiação solar instantânea total incidente na região de Campinas, foi feita uma extensão de um método indireto de solarimetria encontrado na literatura.

ABSTRACT

In this work we present a theoretic modeling to describe the thermal performance of a flat plate solar collector with porous absorber. The collector's operation is based on a phase change of a working fluid (acetone) which flows thru a closed loop and supply latent heat to an external transfer fluid (air).

It covers basically:

- a) the obtention of the collector's performance parameters;
- b) the study of the hydrodynamic and heat transfer thru the working fluid, both to the liquid phase (inside the porous medium) and to the vapor phase.

A simulation of the hourly performance of the collector's prototype is then made for two periods of the year (June and December) in the city of Campinas ($22^{\circ}53' S$, $47^{\circ}05' W$). The prototype simulated consisted of a rectangular box containing a certain amount of the working fluid. The porous absorber surface was $1,0\text{ m} \times 0,3\text{ m}$ and $0,24\text{ mm}$ thick.

The simulation results are plotted in terms of the increase in temperature of the transfer fluid the saturation temperature of the working fluid, the instant efficiency and other parameters of thermal performance, together with the obtained curves of incident radiation. We also present a chart with the stream lines, velocity and pressure distributions of the working fluid's

flow, and we investigate the effects of a box's partial evacuation.

The analysis is based on the existing literature on heat pipes and solar collectors, and also on several complementary pieces of literature. . . . To estimate the instant incident solar radiation flux on Campinas, an extension of a well known method is solametry was adopted.

NOMENCLATURA

a_0, a_1, a_2 - coeficientes adimensionais

A - altitude local em relação ao nível do mar

A - área de absorção de radiação do coletor

A_c - área de troca de calor no lado externo do condensador

A_v - área da secção interna de escoamento do vapor

b - largura do coletor

B - visibilidade local

c_p - calor específico a pressão constante

C - constante adimensional

C_0, C_1, C_2, \dots - coeficientes adimensionais

C_s - capacidade calorífica equivalente do coletor

d - espaçamento entre as aletas

d_c - espaçamento entre as coberturas

$d_{h,s}$ - diâmetro hidráulico do poro

d_v - espaçamento de passagem do escoamento do vapor

d_e - diâmetro do fio da malha metálica

DMLT - diferença média logarítmica de temperaturas

D_h - diâmetro hidráulico

- e_1 - espessura da cobertura interna
- e_2 - espessura da cobertura externa
- e_l - energia interna específica da fase líquida
- e_v - energia interna específica da fase vapor
- E_o - radiação horária numa superfície horizontal fora da atmosfera.
- \bar{E}_d - radiação difusa horária numa superfície horizontal
- \bar{E}_D - radiação direta horária numa superfície horizontal
- \bar{E}_T - radiação total horária numa superfície horizontal
- F - eficiência de aleta
- F' - fator de eficiência do coletor
- F'' - fator de fluxo de massa do coletor
- g - aceleração gravitacional
- G - fluxo de massa do fluido de transferência por unidade de área do coletor
- Gz - número de Graetz
- h_a - coeficiente de transferência de calor por convecção da cobertura externa para o ambiente

h_c - coeficiente local de transferência de calor por convecção de superfície externa do condensador para o fluido de transferência

h_{c_c} - coeficiente de transferência de calor por convecção da cobertura interna para a externa

h_m - coeficiente de transferência de calor por convecção da superfície externa do condensador para o fluido de transferência, relativo à diferença média logaritmica de temperaturas

$h_{m,\infty}$ - idem h_m para valor infinito da razão comprimento/espacamento das aletas.

h_{r_a} - coeficiente de transferência de calor por radiação da cobertura externa para o céu

h_{r_c} - coeficiente de transferência de calor por radiação da cobertura interna para a externa

H_d - fluxo instantâneo de radiação difusa numa superfície horizontal

H_D - fluxo instantâneo de radiação direta numa superfície horizontal

- H_0 - fluxo instantâneo de radiação numa superfície horizontal fora da atmosfera
- (HR) - fluxo instantâneo de radiação total numa superfície inclinada
- H_T - fluxo instantâneo de radiação total numa superfície horizontal
- I_{sc} - constante solar = $1,353 \text{ kW/m}^2$
- k - condutividade térmica
- k_1 - condutividade térmica da cobertura interna
- k_a - condutividade térmica das aletas
- k_l - condutividade térmica equivalente do meio poroso saturado pela fase líquida do fluido de trabalho
- k_{is} - condutividade térmica do isolamento
- k_l - condutividade térmica do líquido
- k_e - condutividade térmica do material de malha metálica
- K - permeabilidade do meio poroso
- \bar{K}_d - fração de radiação difusa horária em relação à radiação horária fora da atmosfera
- \bar{K}_D - fração de radiação direta horária em relação à radiação horária fora da atmosfera
- l - comprimento das aletas da base à ponta

L - comprimento total do coletor
 L_c - comprimento do condensador
 $L_{c,a}$ - comprimento ativo do condensador
 $L_{c,i}$ - comprimento inativo (bloqueado) do condensador
 L_e - comprimento do evaporador
 $L_{e,u}$ - comprimento útil do evaporador
 $L_{e f}$ - comprimento efetivo do coletor
 m_a - parâmetro adimensional da aleta
 (mc) - capacidade calorífica
 m_g - massa de gás não condensável contida no coletor
 m_v - massa de vapor de fluido de trabalho contida no coletor
 \dot{m} - fluxo de massa total do fluido de transferência através do lado esquerdo do condensador
 \dot{m}_a - fluxo de massa do fluido de transferência através do lado externo da região ativa do condensador
 \dot{m}_t - fluxo de massa axial global do fluido de trabalho
 $\dot{m}_t(x)$ - fluxo de massa axial do fluido de trabalho numa posição x .
 n - número de aletas de condensador, usado no Capítulo I e Apêndice B.
 n - índice de refração, usado no Apêndice A.
 n_s - número de horas diárias de sol ou insolação local

- N - número de fios por unidade de comprimento do tecido metálico, usado no Capítulo I.
- N - número máximo de horas diárias de sol ou comprimento do dia, usado no Capítulo III e Apêndice C.
- Nu_m - número de Nusselt relativo à diferença média logaritmica de temperaturas
- $Nu_{m,\infty}$ idem Nu_m - para valor infinito da razão comprimento/espacamento das aletas
- p - pressão estática absoluta
- p_o - pressão atmosférica local (absoluta)
- p_g - pressão parcial do gás
- $p_{g,i}$ - pressão parcial do gás na região inativa (bloqueada) do condensador
- $p_{g,R}$ - pressão parcial do gás no reservatório
- $p_{v,i}$ - pressão parcial do vapor na região inativa do condensador
- $p_{v,R}$ - pressão parcial do vapor no reservatório
- $p_{v,s}$ - pressão de saturação do vapor à temperatura T_s
- P - pressão estática + pressão hidrostática
- P_o - pressão de referência
- P_c - perímetro total de troca de calor do lado externo do condensador

$P_{c,a}$ - perímetro total de troca de calor do lado externo da região ativa do condensador

Pr - número de Prandtl

$\Delta P_{c,max}$ - diferença de pressão máxima provocada pelo efeito capilar do meio poroso

$\Delta P_{l,g}$ - diferença de pressão no líquido devido à gravidade

ΔP_v - diferença de pressão no vapor em todo o comprimento axial do coletor

$\Delta P_{v,c}$ - diferença de pressão no vapor na região do condensador

$\Delta P_{v,e}$ - diferença de pressão no vapor na região do evaporador

q - fluxo de calor

q_{max} - máximo fluxo de calor

\dot{Q} - taxa de transferência de calor

\dot{Q}_L - taxa de calor total perdido pelo coletor

$\dot{Q}_{L,c}$ - taxa de calor perdido para o ambiente através do sistema de cobertura

$\dot{Q}_{L,i}$ - taxa de calor perdido para o ambiente através do isolamento

\dot{Q}_u - taxa de calor útil ganho pelo fluido de transferência

$\dot{Q}_{u,max}$ - máxima taxa de calor útil transportada

r - fator de multiplicação da constante solar

r_c - raio capilar

r_n - raio de nucleação da bolha

R_o - constante de gás perfeito do ar

Ra - número de Rayleigh

Re - número de Reynolds

R_D - fator de correção angular da radiação direta

R_g - constante de gás perfeito do gás não-condensável

Rr_c - número de Reynolds de sucção no escoamento do vapor no condensador

Rr_e - número de Reynolds de injeção no escoamento do vapor no evaporador

R_v - constante de gás perfeito do vapor do fluido de trabalho

s - ângulo de inclinação (segundo um eixo Leste-Oeste) da superfície do coletor em relação a um plano horizontal

S - fluxo de radiação absorvido pelo coletor

S_{max} - máximo fluxo de radiação absorvido pelo coletor

t - tempo

t_a - espessura de aleta

t_i - espessura do meio poroso

t_{is} - espessura da camada de isolamento térmico do coletor

T - temperatura

\bar{T} - temperatura absoluta de referência

T_1 - temperatura absoluta na superfície externa da cobertura in
terna

T_2 - temperatura absoluta da cobertura externa

T_a - temperatura absoluta ambiente

T_c - temperatura absoluta do céu

TC - constante de tempo do coletor.

$T_{f,i}$ - temperatura do fluido de transferência na entrada do con
densador

$T_{f,o}$ - temperatura (de mistura) do fluido de transferência após
passar pelo condensador

$T_{f,o,a}$ - temperatura do fluido de transferência na saída da re-
gião ativa do condensador

T_f - temperatura do fluido de transferência numa posição y
a partir da entrada do condensador

$T_{i,c}$ - temperatura absoluta na região inativa do condensador

$T_{p,c}$ - temperatura da parede do condensador

T_R - temperatura absoluta no reservatório de gás asturado

T_s - temperatura de saturação

$T_{s,i}$ - temperatura de saturação no início de um período horário.

$T_{s,f}$ - temperatura de saturação no fim de um período horário

u - componente de velocidade axial (direção x)

\bar{u} - velocidade média do escoamento do fluido de transferência através do condensador

u_0 - velocidade de referência

u_v - velocidade local do vento

U_0 - coeficiente de transferência de calor por convecção da superfície externa total do condensador para o fluido de transferência relativo à diferença de temperaturas na entrada do condensador

U_1 - coeficiente global de transferência de calor da cobertura interna para a cobertura externa

U_2 - coeficiente global de transferência de calor da cobertura externa para o ambiente

U_{is} - coeficiente de transferência de calor por condução através do isolamento

U_L - coeficiente global de perdas térmicas para o ambiente

U_t - coeficiente global de perdas térmicas através do sistema de cobertura

U'_t - idem U_t desprezando condução através da cobertura interna

v - componente de velocidade

v', v'', v''' - derivadas de v em relação a seu argumento

v_0 - volume interno do espaço ocupado pelo vapor do fluido de trabalho

v_1, v_2 - velocidades de injeção e/ou sucção de vapor junto à parede

V - volume

V - velocidade adimensional

V_0, V_1, V_2 - funções de ordem zero, um e dois para a descrição do campo de velocidade

V_R - volume do reservatório

w - distância entre fios numa malha metálica

x - coordenada espacial

X - coordenada adimensional

y - coordenada espacial

Y - coordenada adimensional

z - coordenada espacial na direção do campo gravitacional

α - absorptância

α - difusividade térmica, usada no Capítulo II, item 2.

β - capacidade calorífica equivalente devido ao armazenamento de calor latente, usada no Capítulo III

- β - coeficiente de expansão volumétrica, usado no Apêndice A
- γ - coeficiente de extinção
- γ_v - razão entre calores específicos do vapor
- δ - espessura do filme de líquido no interior do meio poroso, usada no Capítulo II.
- δ - declinação terrestre, usada no Capítulo III
- δ_o - espessura do filme de líquido na saída do condensador
- ϵ - porosidade do meio poroso
- ϵ_c - emissividade das coberturas
- η - eficiência global instantânea do coletor
- η_t - eficiência térmica instantânea do coletor
- θ - ângulo de incidência da radiação com a normal à superfície inclinada do coletor
- θ' - ângulo de refração da radiação ao atravessar a cobertura
- θ_z - ângulo zenital do sol = ângulo de incidência da radiação com a normal a uma superfície horizontal
- λ - entalpia ou calor latente de vaporização
- μ - viscosidade absoluta ou dinâmica
- μ_l - viscosidade absoluta do líquido
- μ_v - viscosidade absoluta do vapor
- ν - viscosidade cinemática

ν_v - viscosidade cinemática do vapor

ρ - massa específica ou densidade

ρ_l - densidade do líquido

ρ_v - densidade do vapor

ρ_m - refletância média

ρ_{\perp} - refletância da componente de polarização perpendicular

$\rho_{//}$ - refletância da componente de polarização paralela

σ - tensão superficial

σ - constante de Boltzmann = $5,6697 \times 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$, usada no Apêndice A

τ - transmitância

τ_D - transmitância de radiação direta da atmosfera

τ_r - transmitância devido à reflexão

$\tau_{a,s}$ - transmitância do sistema de cobertura devido à absorção

$\tau_{r,1}$ - transmitância devido à reflexão da cobertura interna

$\tau_{r,2}$ - transmitância devido à reflexão da cobertura externa

$\tau_{r,s}$ - transmitância do sistema de cobertura devido à reflexão.

$(\tau\alpha)_e$ - produto transmitância-absortância efetivo

ϕ - latitude local

ψ - função corrente

Ψ - função corrente adimensional

ω - ângulo horário

ω' - hora solar.

SUMÁRIO

	<u>Página</u>
INTRODUÇÃO	i
CAPÍTULO I: DIMENSÕES E CARACTERÍSTICAS DO PROTÓTIPO	1
I.1 - Dimensões Básicas e Materiais	1
I.2 - Fluido de Trabalho	2
I.3 - Limitações ao Transporte de Calor através do Coletor.....	4
I.3.1 - Limite Gravitacional	5
I.3.2 - Limite de Ebulição	7
I.3.3 - Limite de Arraste	8
I.3.4 - Limite Sônico	9
I.4 - Meio Poroso	10
I.5 - Outras Características	13
I.5.1 - Fluido de Transferência e Dimensões do Lado Externo do Condensador.....	13
I.5.2 - Sistema de Cobertura.....	15
CAPÍTULO II: ANÁLISE PARA OPERAÇÃO EM REGIME PERMANENTE	16
II.1 - Balanço Global de Energia Térmica..	17
II.2 - Escoamento do Fluido de Trabalho ..	21
II.2.1- Escoamento do Vapor	24
A. Evaporador	24
B. Condensador	31
II.2.2- Escoamento do líquido	39
A. Condensador.....	41
B. Evaporador	45

CAPÍTULO III: CONSIDERAÇÕES SOBRE A OPERAÇÃO	
EM REGIME TRANSIENTE	47
III.1 - Radiação Solar Instantânea Incidente ...	48
III.2 - Efeitos da Capacidade Calorífica	
do Coletor	53
III.3 - Efeito de uma Evacuação Parcial	
do Coletor	58
 CAPÍTULO IV: RESULTADOS E COMENTÁRIOS	 63
IV.1 - Radiação Incidente	63
IV.2 - Produto Transmitância-Absortância	
e Radiação Absorvida	63
IV.3 - Perdas Térmicas e Fator de Eficiência	
do Coletor	64
IV.4 - Desempenho do Coletor com Evacuação	
Prévia Total	65
IV.4.1 - Temperatura de Saturação	
do Fluido de Trabalho e Tempe-	
ratura do Fluido de Transferên	
cia na Saída do Condensador....	65
IV.4.2 - Eficiência Global Instantânea..	66
IV.4.3 - Aspectos Hidrodinâmicos	
do Fluido de Trabalho	67
IV.5 - Desempenho do Coletor com Evacuação	
Prévia Parcial	69
IV.5.1 - Comprimento Ativo do Condensa-	
dor e Fator de Eficiência	
do Coletor	69
IV.5.2 - Temperatura de Saturação e	
Temperatura de Saída do Fluido	
de Transferência	70
IV.5.3 - Eficiência Global Instantânea..	71

GRÁFICOS E CURVAS OBTIDAS	72
CONCLUSÃO	94
APÊNDICE A:	
PERDAS TÉRMICAS E PERDAS ÓPTICAS DO COLETOR	96
A.1 - Perdas Térmicas	96
A.2 - Perdas Ópticas	99
APÊNDICE B:	
COEFICIENTE DE TRANSMISSÃO DE CALOR DO LADO EXTERNO DO CONDENSADOR	103
APÊNDICE C:	
DADOS METEOROLÓGICOS PARA A CIDADE DE CAMPINAS..	107
BIBLIOGRAFIA	108

1. INTRODUÇÃO

Este trabalho constitui-se num estudo teórico acerca de uma aplicação do conceito de tubos de calor, *latu sensu*, a coletores solares planos.

Uma das motivações, nesta elaboração, foi o crescente interesse e o desenvolvimento relativamente recente dos aspectos teóricos e das diversas aplicações dos tubos de calor. Com tal dispositivo, pode-se conseguir transferir calor de um ponto a outro com uma condutividade térmica equivalente a centenas ou até milhares de vezes a de uma barra de cobre de mesmas dimensões. A idéia inicial dos tubos de calor foi sugerida por Gaugler (EUA) em 1942, através de uma patente que, entretanto, não chegou a ser construída. Mas foi a partir de sua concepção e teste independente por Grover e outros [1], em 1964, que suas notáveis propriedades tornaram-se reconhecidas como de grande importância para a tecnologia de transferência de calor. Assim, nos cerca de oito anos subsequentes, assistiu-se à publicação de centenas de artigos e relatórios de pesquisa no mundo inteiro, chegando a mil em 1976 [4]. Durante a década de 70, foram realizados numerosos cursos, simpósios e três conferências internacionais. Havia, então, uma rede de indústrias ligadas à fabricação de tubos de calor e de componentes, nos Estados Unidos e alguns países da Europa. Da mesma forma, surgiram os primeiros textos, manuais e coletâneas, representando um esforço de sistematização do vasto material publicado e abrangendo desde aspectos teóricos

atê processos de construção, limpeza, evacuação e teste. [4 , 5 , 9, 20, 22] .

Em sentido amplo, o conceito de tubo de calor abrange qual_uer dispositivo que transmite calor de um ponto a outro atra_vés da evaporação da fase líquida de um fluido de trabalho, transporte da fase vapor através de um duto, e subsequente con_densação da mesma. Enquadram-se nesta definição tanto o termosifão da figura 1.1a - onde o retorno do líquido ao evaporador é feito por gravidade - como o tubo de calor convencional da figura 1.1b, que pode operar contra a gravidade, usando uma adequada estrutura que desenvolve capilaridade, tal como um meio poroso capaz de auto-saturar-se de líquido. Outras formas de retorno da fase líquida são possíveis.

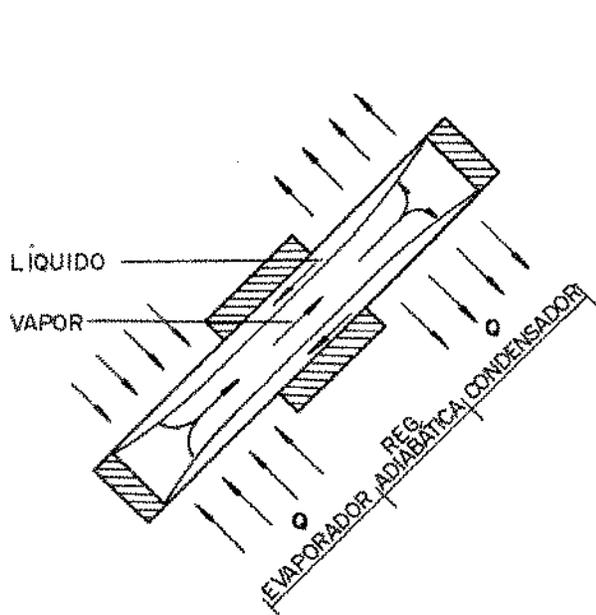


Figura 1.1a - TERMOSIFÃO

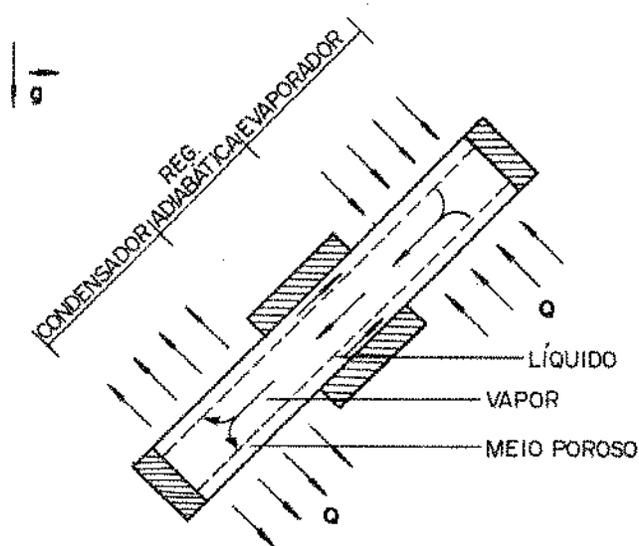


Figura 1.1b - TUBO DE CALOR CONVENCIONAL

Sendo geralmente pequeno o gradiente de pressão terminal que move o vapor saturado do evaporador ao condensador, o gradiente de temperatura terminal será muito pequeno em relação a um tubo metálico sólido que transporta a mesma quantidade de calor, resultando na alta condutividade térmica equivalente do tubo de calor.

As aplicações potenciais dos tubos de calor cobrem praticamente todo o espectro de temperaturas dos processos de transferência de calor. Relacionadas às aplicações, aparecem uma ou mais das seguintes propriedades dos tubos de calor, conforme Dunn [9]:

- a) capacidade de separar completamente a fonte do receptor de calor;
- b) quase-equalização de temperaturas entre pontos diferentemente aquecidos de um corpo;
- c) capacidade de operar como transformador de fluxo de calor, usando-se diferentes áreas externas de troca de calor no evaporador e no condensador;
- d) possibilidade de controle da temperatura de saturação do fluido de trabalho;
- e) possibilidade de operação como diodo térmico, permitindo passagem de calor num único sentido.

Nos capítulos que se seguem estas propriedades poderão ser melhor entendidas. Uma grande variedade de formas de tubos de calor (cilíndrico, retangular; rígido, flexível) e de estruturas que desenvolvem capilaridade tem sido concebidas para as aplicações pesquisadas. Conforme Chi [5] e Dunn [9], as aplicações comercialmente em uso dos tubos de calor abrangem, entre outras, as seguintes finalidades: resfriamento e controle de temperatura de componentes eletrônicos, resfriamento de metais e plásticos derretidos em processos de fundição, e trocadores de calor. Em Chi [5] são feitas referências e pesquisas de aplicações a coletores solares concentradores e planos, nos primeiros o tubo de calor (região do evaporador) localizado no eixo focal; nos últimos um certo número de tubos de calor é fixado sobre a placa absorvedora, eliminando a circulação do fluido de transferência através do absorvedor, como na Figura abaixo.

No presente trabalho, é analisada uma configuração distinta de coletor plano usando o conceito de tubo de calor, a qual é ilustrada na Figura 1.2.

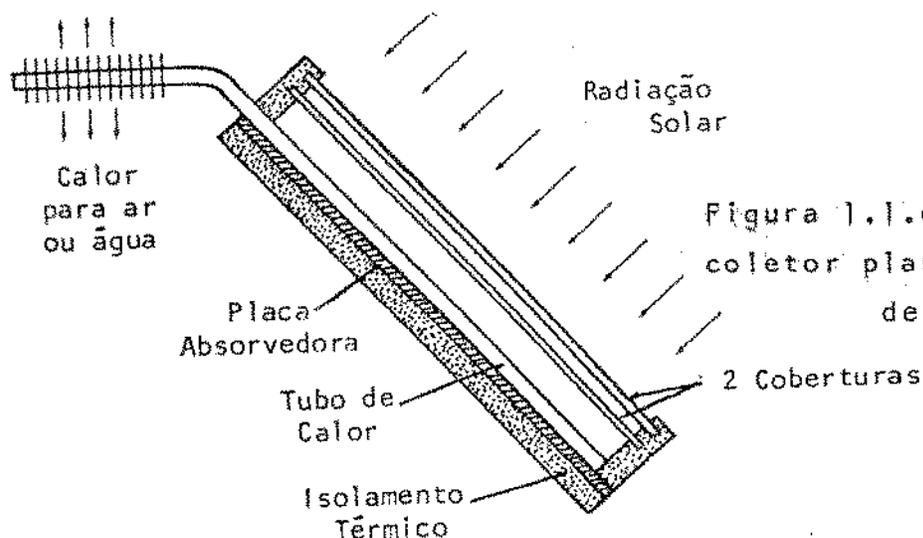


Figura 1.1.c - Um exemplo de coletor plano usando tubos de calor. (v. Chi [5]).

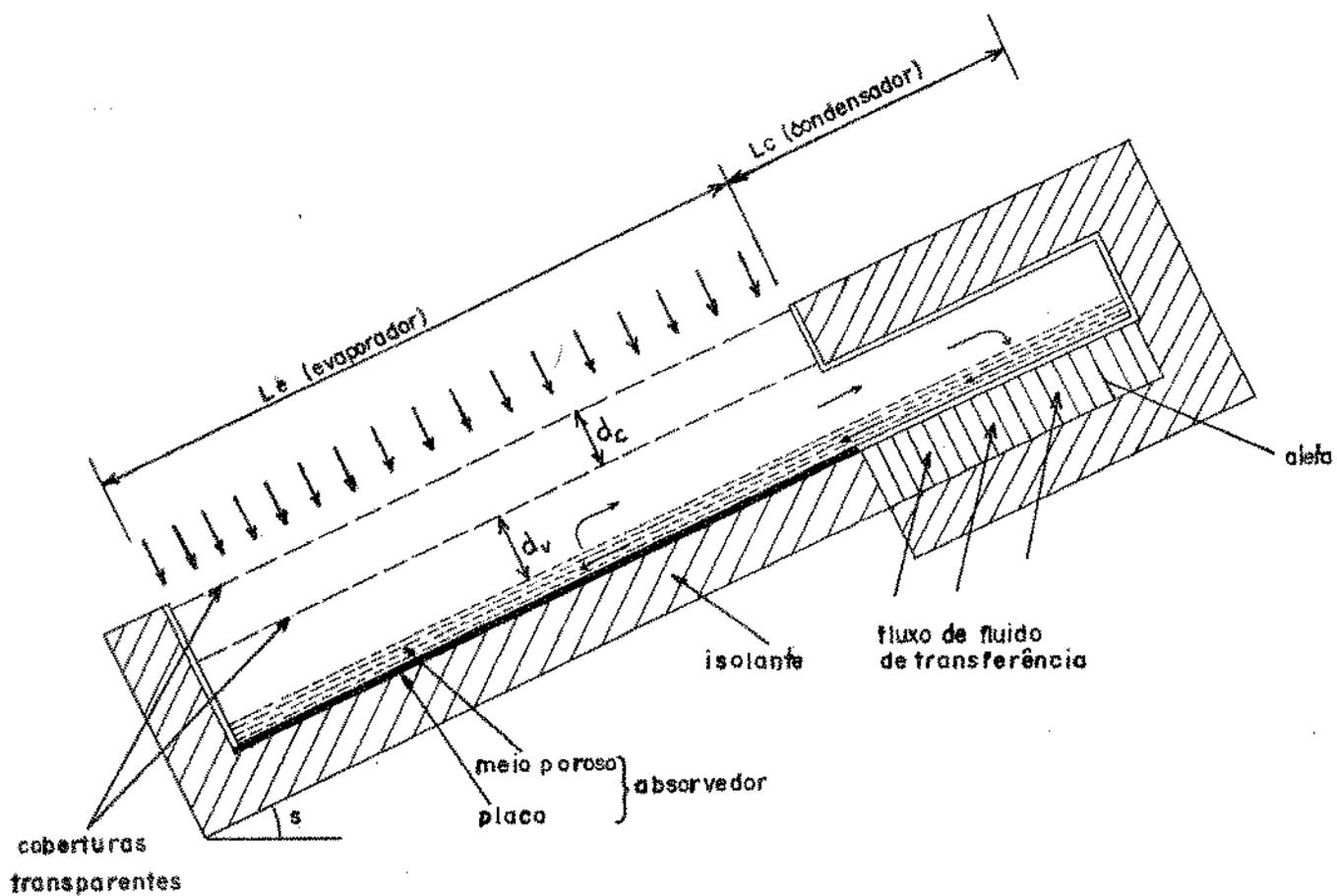


Figura 1.2 - Esquema Básico do Coletor estudado (corte longitudinal)

Nesta concepção, o tubo de calor consiste numa caixa retangular vedada, provida de janela para permitir que a radiação incidente atinja a superfície inferior da caixa, onde um absorvedor poroso é montado. A caixa contém apenas uma substância (fluido de trabalho), em suas fases líquida e vapor.

Uma vez que o escoamento do fluido de trabalho estabelece um circuito fechado (cuja existência, em qualquer momento, é premissa deste estudo), uma fina película de líquido escoava no interior do meio poroso, cujo efeito capilar possibilita a uniformização transversal do fluxo. Na região do absorvedor poroso (evaporador) são impostas condições para que não ocorra a formação de bolhas de vapor que impeçam o movimento da fase líquida. O vapor aí produzido se dirige ao condensador, onde fornece calor latente a um fluido de transferência que escoava através da superfície externa (aletada) do mesmo, e o condensado retorna ao evaporador através do meio poroso. As demais superfícies externas da caixa são isoladas.

O presente trabalho tem por objetivos centrais:

- a) a definição dos principais critérios de projeto do coletor proposto;
- b) a elaboração de um modelo teórico para a descrição de seu desempenho térmico e aspectos hidrodinâmicos relacionados ao fluido de trabalho;
- c) a simulação do desempenho real diário de um protótipo

em dois períodos do ano (junho e dezembro) para a região de Campinas ($22^{\circ}53'S$; $47^{\circ}05'W$).

Esses objetivos estão assim abrangidos nos capítulos que se seguem: no Capítulo I são definidas as principais dimensões e características do protótipo que será objeto de análise, bem como discutidos os critérios básicos usados em seu projeto; no Capítulo II, sem discutir a importância da capacidade calorífica do coletor (protótipo) é feita uma análise teórica para operação estacionária, abordando o desempenho térmico global e a hidrodinâmica do fluido de trabalho; no Capítulo III são abordados os aspectos transientes do desempenho térmico, analisando-se a importância da capacidade calorífica bem como estimando o fluxo de radiação solar incidente. Neste mesmo capítulo é feita uma análise simplificada para considerar o efeito de uma evacuação parcial do coletor. No Capítulo IV, são apresentados e comentados os resultados de uma simulação do comportamento diário feito para dois períodos do ano (junho e dezembro) na região de Campinas - SP, através de gráficos do aumento de temperatura do fluido de transferência, temperatura de saturação do fluido de trabalho, coeficiente de perdas térmicas, fator de eficiência e eficiência instantânea do protótipo, usando as curvas de fluxo de radiação incidente previamente obtidas (para dias claros). Um diagrama das linhas de corrente e da distribuição da velocidade e pressões do escoamento do fluido de trabalho é também apresentado. É feita uma breve comparação, em termos de eficiência, com um aquecedor solar plano de ar, encontrado na literatura.

Ao final é apresentada uma conclusão sobre as características globais do coletor estudado. Tópicos complementares e subsidiários são abordados em Apêndices.

CAPÍTULO I

DIMENSÕES E CARACTERÍSTICAS DO PROTÓTIPO

Neste capítulo são apresentadas as principais características de um protótipo do coletor descrito na introdução e esquematizado na Fig. 1.2, discutindo-se os critérios básicos de seu projeto. Para isso, utiliza-se principalmente a teoria sobre tubos de calor. Os principais elementos dessa teoria foram extraídos de diversos trabalhos, particularmente os de Dunn [9], Chi [5] e Marcus [20].

I.1 - DIMENSÕES BÁSICAS E MATERIAIS:

Inicialmente, foram fixadas arbitrariamente as seguintes dimensões básicas (internas) do protótipo:

- comprimento do absorvedor (região de evaporação ou evaporador): $L_e = 1000 \text{ mm}$
- comprimento do condensador: $L_c = 300 \text{ mm}$
- largura (uniforme): $b = 300 \text{ mm}$
- comprimento total do coletor: $L = L_e + L_c = 1300 \text{ mm}$

Tais dimensões definem uma área de absorvedor de $0,3 \text{ m}^2$. O coletor é inclinado para Norte de um ângulo de 30° . Assim:

$$\phi = - 22^{\circ}53'$$

$$s = - 30^{\circ}$$

Para a estrutura metálica da caixa foi selecionado o alumínio (liga, temperado) de espessura 2 mm. O isolamento externo empregado consiste de uma camada de poliuretano de espessura:

$$t_{is} = 75 \text{ mm}$$

I.2 - FLUIDO DE TRABALHO:

Diversos requisitos devem ser satisfeitos na escolha do fluido de trabalho a ser empregado. Na presente aplicação deseja-se aquecer ar (fluido de transferência) nas condições ambientes da cidade de Campinas - SP (ver Apêndice 3), até temperaturas em torno de 60°C . Em consequência, podemos definir os seguintes critérios básicos preliminares para a escolha do fluido de trabalho:

- a) pressões de vapor não demasiado baixas ou elevadas em relação ao valor da pressão atmosférica local, na faixa de temperaturas de operação desejada (aqui $20-60^{\circ}\text{C}$), a fim de procurar evitar problemas de resistência mecânica e de

vedação do coletor;

- b) compatibilidade química com os materiais empregados, a fim de evitar problemas de corrosão e desgaste dos mesmos;
- c) estabilidade térmica, a fim de evitar ruptura molecular ou outras mudanças na composição molecular da substância;
- d) temperatura de fusão normal e temperatura crítica cercan-do a faixa de temperaturas de operação.

Muitas vezes, vários fluidos satisfazem tais requisitos pre-
liminares e, nesse caso, a escolha deve levar em conta crité-
rios adicionais que derivam de limitações existentes ao transpor-
te de calor através do coletor, as quais serão discutidas a se-
guir. Esses critérios adicionais envolvem também as caracterís-
ticas do meio poroso escolhido, e é por essa razão que normal-
mente o fluido de trabalho e o meio poroso são escolhidos simul-
taneamente.

No presente caso, entretanto, selecionamos a acetona
($\text{CH}_3 - \text{CO} - \text{CH}_3$), tendo massa molecular 58 kg/kgmol, como flui-
do de trabalho, por ser um fluido largamente emprega-
do em todos de calor (veja-se Dunn [9]) que satisfaz todos os
requisitos básicos acima listados. O ponto de ebulição normal
da acetona é 57°C (53°C em Campinas - SP) e o ponto de fusão
normal é de -95°C . Além disso, é um fluido amplamente comercia-
lizado. Os critérios adicionais referentes às

limitações no transporte de energia serão utilizados para determinar as características do meio poroso, bem como o espaçamento por onde escoar o vapor.

I.3 - LIMITAÇÕES AO TRANSPORTE DE CALOR ATRAVÉS DO COLETOR:

As principais limitações referentes à operação de um tubo de calor convencional estão melhor apresentadas em Chi [5]. São elas: a) limite capilar, isto é, a pressão capilar máxima produzida pelo meio poroso estabelece um fluxo máximo de fluido de trabalho (e portanto uma taxa máxima de calor útil transportado na forma de calor latente), frente às resistências impostas a esse fluxo e ao campo gravitacional; b) limite de ebulição, isto é, a produção de bolhas de vapor capazes de impedir a passagem do líquido através dos poros limita o fluxo de calor transferido no evaporador; c) limite de arraste, isto é, o arraste de gotas de líquido para dentro do fluxo de vapor limita a velocidade máxima do vapor, frente às forças superficiais que seguram o líquido junto ao meio poroso; d) limite sônico, isto é, a velocidade máxima do vapor (que ocorre na interface evaporador-condensador) é limitada pela velocidade do som no vapor na temperatura local.

O limite a) é irrelevante no presente caso, uma vez que, para a inclinação e o comprimento total dados no item I.1, verifica-se que é essencialmente a força gravitacional que move o

líquido do condensador ao evaporador e não a pressão capilar, cuja magnitude é pequena comparada àquela. Em lugar do limite capilar, devemos estabelecer aqui um apropriado limite gravitacional, isto é, a força gravitacional atuando no líquido estabelece um fluxo máximo de fluido de trabalho (e portanto uma taxa máxima de calor útil transportado na forma de calor latente), frente às resistências impostas a esse fluxo, particularmente à resistência imposta pelo meio poroso ao escoamento da fase líquida.

O limite d) não envolve nenhuma característica do meio poroso, mas apenas o espaçamento por onde escoar o vapor.

I.3.1 - LIMITE GRAVITACIONAL:

Podemos fazer uma análise simplificada do escoamento da fase líquida desde o condensador até o evaporador (ver o esquema da Fig. 1.2) assumindo que:

- a) o líquido tem uma espessura uniforme δ no interior do meio poroso, o qual impõe uma resistência ao escoamento dada pela Lei de Darcy;
- b) a condensação e a evaporação são uniformes.

Desprezando as forças capilares (como será demonstrado no item II.2.2), e as forças inerciais - uma vez que a velocidade do líquido é muito baixa, o gradiente de pressão devido ao campo

gravitacional é igual ao produzido pela resistência ao escoamento. Então:

$$(\rho_l - \rho_v)gL_{sens} = \frac{\mu_l \dot{m}_t L_{ef}}{K\rho_l b\delta} \quad (I.1.a)$$

sendo K a permeabilidade do meio poroso e L e L_{ef} os comprimentos axial total e efetivo que caracterizam o escoamento. No presente caso, pode-se mostrar que:

$$\frac{L}{L_{ef}} = 2 \quad (I.1.b)$$

para evaporação e condensação uniformes. O fluxo de massa global \dot{m}_t do fluido de trabalho ocorre na interface evaporador - condensador, de modo que a taxa de calor útil \dot{Q}_u transportada na forma de calor latente do fluido de trabalho será:

$$\dot{Q}_u = \dot{m}_t \lambda \quad (I.2)$$

De acordo com (I.1.a) o máximo fluxo de massa ocorrerá para a condição em que o líquido satura o meio poroso, fixadas as demais características. Nesse caso:

$$\delta = t_i \quad (I.3)$$

e, combinando (I.1), (I.2) e (I.3), vem:

$$\dot{Q}_{u,\max} = g \left[\frac{\lambda \rho_\ell (\rho_\ell - \rho_v)}{\mu_\ell} \right] \cdot K \cdot \left(\frac{bt_i L \sin s}{L_{ef}} \right) \quad (I.4)$$

que é o limite imposto pelo campo gravitacional. Uma análise mais detalhada do escoamento da fase líquida será feita no item (II.2.2).

1.3.2 - LIMITE DE EBULIÇÃO

Se considerarmos que a radiação incidente atravessa o meio poroso saturado e é absorvida na placa sólida, podemos usar o modelo proposto por Chi [5] e Marcus [20] para a obtenção do limite de ebulição. Em resumo, o modelo procura determinar o fluxo máximo de calor no evaporador ainda capaz de impedir o crescimento de bolhas de vapor que se nucleiam no interior do meio poroso com um raio inicial r_n . Então obtém-se que:

$$q_{\max} = \frac{k_i T_s}{\lambda \rho_v t_i} \cdot \left[2\sigma \left(\frac{1}{r_n} - \frac{1}{r_c} \right) \right] = S_{\max} \quad (I.5)$$

se todo o fluxo de radiação absorvido é transferido por condução através da espessura t_i do meio poroso saturado de líquido. Deve-se procurar estimativas conservativas da condutividade térmica equivalente k_i , que depende do meio poroso e do líquido utilizados.

Chi [5] dá valores máximos de r_n em torno de 0,025 mm. para a ebulição nucleada de água junto a uma placa de cobre, valor que pode ser usado na presente análise na falta de melhor informação. Obviamente, o raio capilar r_c do meio poroso escolhido deve ser muito maior que r_n .

I.3.3 - LIMITE DE ARRASTE:

A máxima velocidade do vapor ocorre na interface evaporador-condensador e é portanto nessa região que o cisalhamento do vapor poderá arrastar gotas de líquido e secar o meio poroso. Chi [5] estabelece que esse fenômeno ocorre para uma razão unitária entre as forças de inércia no vapor e as forças superficiais no líquido - que procuram mantê-lo preso ao meio poroso, razão esta denominada número de Weber. O resultado é:

$$\dot{Q}_{u,\max} = \lambda A_V \left(\frac{\sigma \rho_V}{d_{h,s}} \right)^{1/2} \quad (\text{I.6.a})$$

com:

$$A_V = b d_V \quad (\text{I.6.b})$$

e sendo $d_{h,s}$ o diâmetro hidráulico dos poros.

1.3.4 - LIMITE SÔNICO

Chi [5] mostra que, quando as forças viscosas no vapor são pequenas, existe uma perfeita equivalência entre o escoamento do vapor do evaporador ao condensador e o fluxo de um gás através de um bocal convergente-divergente, para daí concluir que a velocidade máxima na interface evaporador-condensador nunca ultrapassa a velocidade do som no vapor na temperatura local.

Entretanto, a fim de minimizar o gradiente de pressão (e portanto de temperatura) ao longo do coletor, imporemos aqui que o escoamento do vapor seja incompressível e laminar. Para que seja incompressível deve-se ter número de Mach axial naquela interface inferior a 0,2, e portanto:

$$\dot{Q}_{u,\max} = 0,2 \rho_v A_v \lambda (\lambda_v R_v T_s)^{1/2}. \quad (\text{I.7})$$

Para que seja laminar o número de Reynolds axial na interface (referido ao espaçamento por onde escoar o vapor) não deve exceder 1000 e portanto:

$$\dot{Q}_{u,\max} = 1000 b \mu_v \lambda \quad (\text{I.8})$$

Estando escolhido o fluido de trabalho e a faixa de temperaturas de operação, fixamos.

$$d_v = 15 \text{ mm}$$

dando:

$$A_v = 4,5 \times 10^{-3} \text{ m}^2$$

de modo que os limites dados em (I.7) e (I.8) excedem amplamente as necessidades máximas em termos de taxa de calor transportada, esta sendo limitada pela potência da radiação solar total incidente (cujo valor máximo é de cerca de 1 kWh por metro quadrado de área de absorvedor).

1.4 - MEIO POROSO:

Na presente aplicação a principal finalidade de utilização de um meio poroso é a de produzir uma pressão capilar que possibilite a uniformização transversal do fluxo de líquido no meio poroso, evitando assim a formação de regiões secas, particularmente prejudiciais ao desempenho do evaporador. Nesse sentido, o meio poroso deve também ser suficientemente permeável ao fluxo de líquido.

De outro lado, uma vez que ocorre transferência de calor através do meio poroso saturado de líquido - tanto no evaporador como no condensador - ele deve ser tal que estabeleça uma resistência térmica adequadamente baixa.

Finalmente, a escolha do meio poroso deve satisfazer os critérios derivados das limitações no transporte de calor mencionadas no item anterior. Com o fluido de trabalho já escolhido, assim como as principais dimensões do protótipo, esta tarefa é

amplamente simplificada.

Marcus [20], Chi [5] e Dunn [9] listam diversos tipos de meio porosos usados em tubos de calor. Dentre eles selecionamos o tecido metálico, por ser comercializado numa ampla gama de tamanhos de poro e por facilidade de manuseio.

Impondo as restrições referentes aos limites gravitacional, de ebulição e de arraste dados nas equações (I.4), (I.5) e (I.6) - por serem os únicos que envolvem explicitamente as dimensões e propriedades do meio poroso - escolhemos o meio poroso com as seguintes especificações:

- tipo: malha metálica quadrada (ver Fig. I.1)
- material: bronze fosforoso
- número de camadas: 1
- diâmetro do fio: $d_\epsilon = 0,12$ mm
- número de fios por polegada: $N = 80 \text{ pol}^{-1}$ ("mesh")
- espessura: $t_i = 0,24$ mm = $2 d_\epsilon$
- distância entre fios: $w = 0,20$ mm
- raio capilar equivalente do poro: $r_c = 0,16$ mm = $\frac{d_\epsilon + w}{2}$
- diâmetro hidráulico do poro: $d_{h,s} = 0,20$ mm

Para essa escolha apenas os limites gravitacional e de ebulição - dados pelas equações (I.4) e (I.5) - mostraram-se relevantes. Nessas equações usou-se as relações dadas em Marcus [20] para o cálculo de porosidade e da permeabilidade K de malhas metálicas (rigidamente fixadas umas às outras), obtendo-se os seguintes resultados:

$$\epsilon = 1 - \frac{1,05\pi}{4} \left(\frac{N}{25,4} \right) d_\epsilon = 0,69$$

e:

$$K = \frac{\epsilon^3 d_\epsilon^2}{122(1-\epsilon)^2} = 4,0 \times 10^{-10} \text{ m}^2 .$$

Para a condutividade térmica equivalente k_i do meio poroso saturado de líquido, usamos a relação dada em Chi [5], e obtemos:

$$\frac{k_i}{k_\ell} = \frac{(k_\ell + k_\epsilon) + (1-\epsilon)(k_\epsilon - k_\ell)}{(k_\ell + k_\epsilon) - (1-\epsilon)(k_\epsilon - k_\ell)} \cong \left(\frac{2}{\epsilon} - 1\right) \cong 1,9$$

onde a aproximação é válida quando $k_\ell \ll k_\epsilon$.

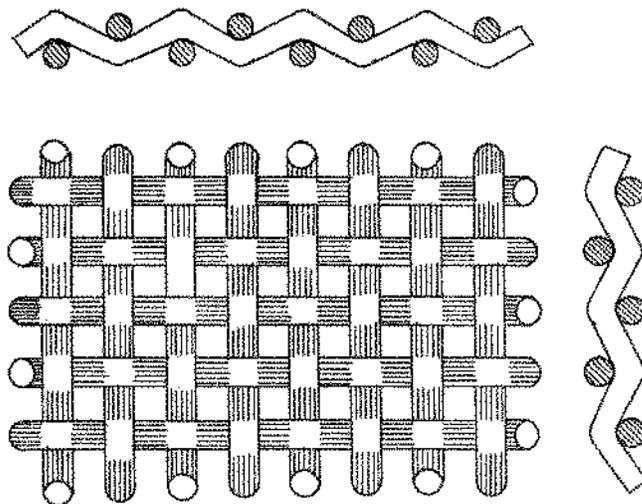


Figura I.1. Tecido Metálico Quadrado

Finalizando, deve ser lembrado que a porção do meio poroso situada no evaporador deve ser enegrecida a fim de minimizar a reflexão da radiação incidente. Existem tratamentos químicos, galvanização, etc., capazes de cumprir esta finalidade, o mesmo valendo para a placa sólida inferior (alumínio). Neste trabalho é assumida uma absorvância global de 0,9 para este absorvedor composto.

I.5 - OUTRAS CARACTERÍSTICAS:

I.5.1 - FLUIDO DE TRANSFERÊNCIA E DIMENSÕES DO LADO EXTERNO DO CONDENSADOR:

Para ar como fluido de transferência, as normas de teste de coletores (veja-se, por exemplo, Hill [12]) padronizaram uma vazão de $0,01 \text{ m}^3/\text{s}$ por metro quadrado de área de absorção, em condições padrão (1 atm, $21,1^\circ\text{C}$). No presente trabalho, isto fornece o seguinte fluxo de massa:

$$\dot{m} = 3,6 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$$

No dimensionamento do condensador, procura-se obter a maior condutância térmica possível entre a superfície externa e o fluido de transferência. Isto pode implicar na necessidade de uma área de troca de calor considerável e/ou no elevado consumo de energia para a manutenção de intensa turbulência no escoamento. Entre estes dois casos, por assim dizer, extremos, vários projetos podem ser feitos, sendo mais comum a operação

segundo fluxos altamente turbulentos, a fim de aumentar o coeficiente de convecção, conforme Whillier [31] .

Nós adotamos aqui uma configuração para o condensador usando aletas, na forma esquematizada na Fig. 1.2, e fixamos as seguintes dimensões:

- comprimento das aletas a partir da base do condensador:

$$l = 60 \text{ mm}$$

- número de aletas: $n = 26$, uniformemente distribuídas

- distância entre aletas: $d = 10 \text{ mm}$

- material: alumínio

- espessura: $t_a = 1 \text{ mm}$

- área de troca de calor das aletas: $0,936 \text{ m}^2$

- área de troca de calor não aletada: $0,0822 \text{ m}^2$

- perímetro de troca de calor devido ao total de aletas:

$$P_c = 3,12 \text{ m}$$

- extensão das aletas no sentido do fluxo: $b = 300 \text{ mm}$

Esta configuração é tal que o escoamento do fluido de transferência é laminar, o que resulta num coeficiente de transferência de calor mais baixo que os citados na literatura (cerca de $23 \text{ W/m}^2 \cdot ^\circ\text{C}$ para ar, conforme Whillier [31]), mas com baixo consumo de energia para bombeamento. Com base nas relações dadas em Holman [14], verificou-se serem desprezíveis os efeitos de convecção natural neste fluxo.

I.5.2 - SISTEMA DE COBERTURA:

O sistema de cobertura compõe-se de duas coberturas, a cobertura interna sendo de vidro temperado com espessura:

$$e_1 = 7 \text{ mm}$$

e a cobertura externa sendo de vidro comum e espessura:

$$e_2 = 3 \text{ mm} .$$

A distância entre coberturas foi fixada em:

$$d_c = 30 \text{ mm}$$

afim de não causar significativo sombreamento do absorvedor, e, ao mesmo tempo, procurar usar grande espaçamento, conforme sugerido no trabalho de Buchberg [1] .

Assume-se uma emitância de 0,9 e um coeficiente de extinção da radiação (por absorção) de 0,2 por polegada, para ambas as coberturas de vidro.

CAPÍTULO II

ANÁLISE PARA OPERAÇÃO EM REGIME PERMANENTE

Embora a radiação solar incidente seja eminentemente tran-siente, tem-se verificado, em coletores relativamente pequenos, que o calor sensível armazenado no coletor é pequeno, comparado à magnitude das demais trocas de calor envolvidas. Em consequência, a temperatura do absorvedor num dado instante não depende do que ocorreu no instante anterior, mas apenas das condições externas presentes no instante considerado. Nesses casos o fluxo de radiação incidente pode ser considerado constante num certo intervalo de tempo, por exemplo uma hora, e a operação analisada em regime permanente sob condições ambientes médias nesse intervalo.

O fato de que o coletor aqui estudado acumula também calor latente, associado à mudança de fase do fluido de trabalho e os efeitos disso sobre a capacidade calorífica do coletor serão examinadas no próximo capítulo.

A análise para regime permanente feita abaixo está dividida em duas partes principais. A primeira refere-se à descrição do desempenho térmico global, através do balanço de energia térmica, daí se obtendo os resultados de maior interesse para a simulação. A segunda cuida do estudo do escoamento

do fluido de trabalho, que subsidia o entendimento do desempenho do coletor.

II.1. BALANÇO GLOBAL DE ENERGIA TÉRMICA

A partir das dimensões e características do protótipo apresentadas no capítulo anterior, as seguintes hipóteses são válidas para a análise que segue:

- a) o coletor opera em regime permanente contendo um único fluido;
- b) a temperatura do vapor saturado é uniforme ao longo do coletor;
- c) o fluido de trabalho é transparente à radiação no espectro solar;
- d) embora o meio poroso absorva parte da radiação incidente, admitimos que a absorção se dá essencialmente na placa absorvedora abaixo dele;
- e) condução de calor através da placa e da estrutura metálica é desprezível em todas as direções;
- f) o meio poroso é aqui suposto completamente saturado pela fase líquida;
- g) calor é transferido apenas por condução normal através do meio poroso saturado de líquido, para o qual uma condutividade térmica equivalente pode ser definida;

h) finalmente, as perdas de calor no isolamento são calculadas considerando condução unidimensional e podem ser simplesmente somadas às perdas pela cobertura.

Sob as considerações acima, o coletor em questão pode ser esquematizado na forma da Fig. II.1 abaixo, a partir da qual podemos escrever o seguinte balanço local de energia, conforme Whillier [31] e Duffie [8] :

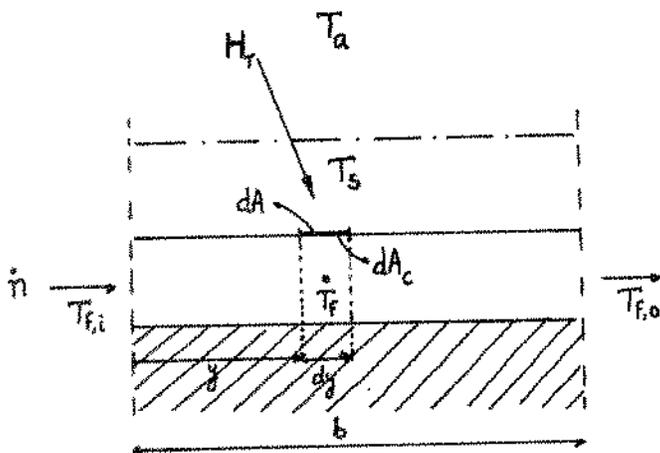


Fig. II.1 - Esquema do Coletor

$$\left(\frac{A}{A_c}\right) [(HR) (\tau\alpha)_e] dA_c - \left(\frac{A}{A_c}\right) [U_L (T_s - T_a)] dA_c = [h_c (T_s - T_f)] F dA_c = \dot{m} c_p dT_f \quad (\text{II.1.a})$$

onde A e A_c são, respectivamente, a área do absorvedor e a área de troca de calor no lado externo do condensador, isto é:

$$A = bL_e \quad (\text{II.1.b})$$

$$A_c = bP_c \quad (\text{II.1.c})$$

O procedimento para estimar o produto transmitância-absortância efetivo $(\tau\alpha)_e$ e o coeficiente global U_L de perdas térmicas é dado no Apêndice A. As relações utilizadas para o cálculo do coeficiente local h_c no presente caso encontram-se no Apêndice B.

Manipulando a equação (II.1) a fim de eliminar T_s obtemos:

$$Gc_p \frac{dT_f}{d(y/b)} = F' [(HR)(\tau\alpha)_e - U_L(T_f - T_a)] \quad (II.2.a)$$

onde:

$$G = \frac{\dot{m}}{A} \quad (II.2.b)$$

$$F' = \frac{1}{1 + \frac{U_L A}{h_c A_c F}} \quad (II.2.c)$$

Normalmente, o fator de eficiência F' de coletores planos é essencialmente uma constante para um dado coletor e fluxo de massa (\dot{m}) do fluido de transferência. A eficiência F das aletas é considerada no cálculo de F' , mas a resistência térmica de solda (ver Duffie [8]) é desprezada.

Resolvendo (II.2.a), vem:

$$\frac{T_f - T_a - (HR)(\tau\alpha)_e / U_L}{T_{f,i} - T_a - (HR)(\tau\alpha)_e / U_L} = \exp\left(-\frac{U_L F'}{Gc_p} \cdot \frac{y}{b}\right) \quad (II.3.a)$$

e:

$$T_{f,o} - T_{f,i} = [(HR)(\tau\alpha)_e / U_L - (T_{f,i} - T_a)] \left[1 - \exp\left(-\frac{U_L F'}{Gc_p}\right)\right] \quad (II.3.b)$$

Logo, a taxa de calor ganha pelo fluido de transferência, por unidade de área de absorvedor será:

$$\frac{\dot{Q}_u}{A} = Gc_p (T_{f,o} - T_{f,i}) = F' F'' [(HR)(\tau\alpha)_e - U_L (T_{f,i} - T_a)] \quad (II.4.a)$$

onde o chamado fator de fluxo F'' é dado por:

$$F'' = \frac{Gc_p}{U_L F'} \left[1 - \exp \left(- \frac{U_L F'}{Gc_p} \right) \right] < 1 \tag{II.4.b}$$

Usando (II.1.a) e (II.4), a seguinte relação entre T_s e $T_{f,o}$ pode ser obtida:

$$\frac{T_{f,o} - T_{f,i}}{T_s - T_{f,i}} = \frac{\frac{U_L}{Gc_p} F' F''}{1 - F' F''} < 1 \tag{II.5}$$

donde podemos concluir que:

$$F' < \frac{Gc_p}{U_L} \ln \left(1 + \frac{U_L}{Gc_p} \right) \tag{II.6}$$

A relação acima resulta do limite termodinâmico imposto pela 2ª Lei, e indica que qualquer investimento feito para aumentar F' além de determinado valor é desnecessário e oneroso. Isto fornece um critério para o dimensionamento do condensador, a partir da equação (II.2.c).

Por fim, seguindo o procedimento recomendado por Hill [12], a eficiência global instantânea do coletor pode ser obtida manipulando (II.4.a), resultando em:

$$\eta = \frac{\dot{Q}_u}{A(HR)} = \frac{F' F''}{1 - \frac{F' F'' U_L}{2 Gc_p}} \left[(\tau\alpha) e^{-\frac{U_L}{(HR)}} \left(\frac{T_{f,i} + T_{f,o}}{2} - T_a \right) \right] \tag{II.7}$$

podendo-se definir, também, uma eficiência térmica η_t instantânea na forma:

$$\eta_t = \frac{\dot{Q}_u}{A(HR)(\tau\alpha)_e} \quad (\text{II.7.a})$$

Vale ressaltar que, para um dado coletor operando com um dado fluxo de massa específico G (o qual limita o aumento de temperatura do fluido de transferência), e fixadas as condições ambientais, os parâmetros essenciais na determinação de sua eficiência são o coeficiente de perdas U_L , o produto transmitância-absortância efetivo $(\tau\alpha)_e$ e o fator de eficiência F' , que é uma medida relativa da condutância térmica entre o absorvedor e o fluido de transferência.

II.2. ESCOAMENTO DO FLUIDO DE TRABALHO

Na análise do escoamento do fluido de trabalho feita a seguir, são usadas as leis básicas de conservação de massa, da quantidade de movimento e da energia térmica. Para o vapor saturado, usamos as equações clássicas de Navier-Stokes e a equação de continuidade, enquanto que as variações de sua temperatura são dadas pela equação de Clausius-Clapeyron, verificando-se que são desprezíveis.

Para a fase líquida escoando através do meio poroso, é acrescentado, nas equações de Navier-Stokes um termo adicional representando o efeito viscoso com o meio poroso (termo de Darcy), conforme Chan [3]. Trocas de calor através da fase líquida são analisadas com uma apropriada equação da energia térmica.

As seguintes considerações simplificadoras são feitas na formulação geral das equações:

- a) ambos os escoamentos (da fase líquida e do vapor) são estacionários, laminares, incompressíveis e com propriedades constantes;
- b) os escoamentos são bidimensionais;
- c) para a fase líquida, a equação da quantidade de movimento na direção normal ao plano do meio poroso pode ser desprezada;
- d) também para a fase líquida a condução axial de calor e o termo dissipativo são desprezadas.

A partir dessas considerações as seguintes equações são usadas na análise:

A - Vapor:

Equação de continuidade:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (\text{II.8})$$

$$\begin{array}{l} \text{direção} \\ \text{axial:} \end{array} \quad u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (\text{II.9.a})$$

$$\begin{array}{l} \text{direção} \\ \text{normal:} \end{array} \quad u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \quad (\text{II.9.b})$$

Relação de Clausius - Clapeyron:

$$\frac{dp}{dT} = \frac{\lambda \rho}{T} \quad (\text{II.10})$$

com :

$$P = p + \rho g z \quad (\text{II.11})$$

B - Líquido:

Equação de Continuidade:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (\text{II.12})$$

Equação de Quantidade de Movimento:

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) - \frac{\nu}{K} u \quad (\text{II.13})$$

Equação da Energia Térmica:

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \quad (\text{II.14})$$

sendo K a permeabilidade do meio poroso (na equação (II.13)).

II.2.1. ESCOAMENTO DO VAPOR:

A. Evaporador:

O escoamento do vapor saturado no evaporador é analisado a partir das seguintes hipóteses (ver Figura II.2):

- a) a condensação sob a cobertura interna e a evaporação se dão *uniformemente* ao longo do evaporador, isto é, $v_1 = \text{cte}$ (velocidade de evaporação do vapor), $v_2 = \text{cte}$ (velocidade de condensação do vapor sob a cobertura interna);
- b) axialmente, o escoamento se dá segundo um espaçamento uniforme d_v ;
- c) não há componente axial de velocidade do vapor dentro do meio poroso e na interface com o condensado superior.

Essas considerações simplificadoras permitem uma análise aproximada do escoamento.

Terrill [28] analisou escoamento de vapores através de canais com paredes porosas, com sucção/injeção uniforme, admitindo:

$$v = v(Y) = - \frac{1}{d_v} \frac{\partial \psi}{\partial X} \quad (\text{II.15})$$

onde:

$$Y = \frac{y}{d_v} \quad (\text{II.16.a})$$

$$X = \frac{x}{d_v} \quad (\text{II.16.b})$$

e ψ é a função corrente do campo.

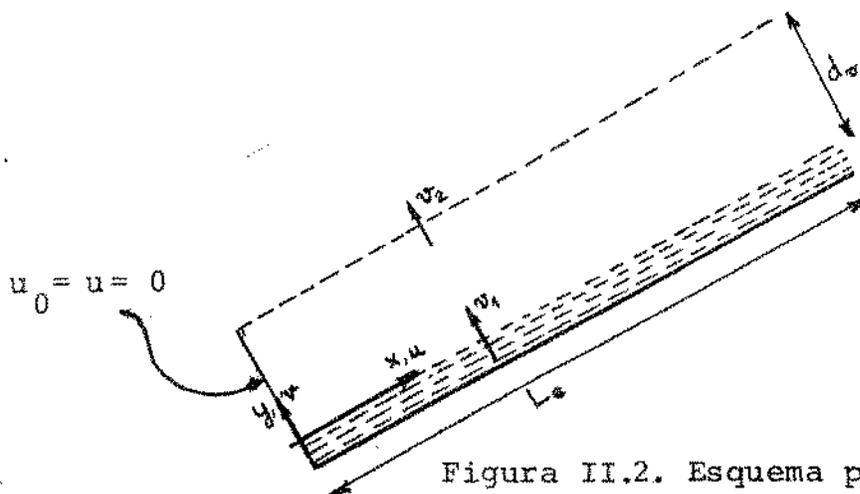


Figura II.2. Esquema para o estudo do escoamento do vapor no evaporador.

Então, da equação de continuidade (II.8) vem:

$$u(X, Y) = -Xv'(Y) + u_0(Y) = \frac{1}{d_v} \frac{\partial \psi}{\partial Y} \quad (\text{II.17})$$

Seguindo este procedimento, temos, para o presente caso:

$$u(0, Y) = u_0(Y) = 0 \quad (\text{II.18})$$

Substituindo (X, Y) na equação (II.9 .b) obtemos:

$$\frac{vv'}{d_v} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial Y} + v \frac{v''}{d_v^2}$$

Integrando vem:

$$\frac{P}{\rho} = -\frac{v^2}{2d_v} + \frac{v}{d_v^2} v' + \frac{1}{\rho} P_0(x)$$

Então, a equação (II.9 .a) fica:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} = \frac{1}{\rho} \frac{dP_0}{dx} = \left[\frac{vv''}{d_v^2} - \frac{v'^2}{d_v^2} - \frac{v}{d_v^3} v''' \right] x \quad (\text{II.19})$$

e, conseqüentemente, o termo entre colchetes é uma constante.

Usando a transformação:

$$V = \frac{v}{v_1} \quad (\text{II.20})$$

e substituindo em (II.19) obtemos:

$$\frac{\partial P}{\partial x} = \frac{dP}{dx} = - [V''' - Rr_e (VV'' - V'^2)] \cdot \frac{v_1}{d_v^3} x \quad (\text{II.21})$$

onde:

$$Rr_e = \frac{v_1 d_v}{v} \quad (\text{II.22})$$

Logo:

$$V''' - Rr_e (VV'' - V'^2) = C \quad (\text{II.23})$$

cujas condições de contorno são:

$$u(x,0) = 0 \Rightarrow V'(0) = 0 \quad (\text{II.24.a})$$

$$u(x,1) \approx 0 \Rightarrow V'(1) \approx 0 \quad (\text{II.24.b})$$

$$v(x,0) = v_1 \Rightarrow V(0) = 1 \quad (\text{II.24.c})$$

$$v(x,1) = v_2 \Rightarrow V(1) = \frac{v_2}{v_1} < 1 \quad (\text{II.24.d})$$

A solução da equação diferencial ordinária acima depende do valor de Rr_e . Para pequenos valores desse parâmetro, podemos

assumir:

$$V(Y) = V_0(Y) + Rr_e V_1(Y) + Rr_e^2 V_2(Y) + \dots \quad (\text{II.25.a})$$

$$C = C_0 + Rr_e C_1 + Rr_e^2 C_2 + \dots \quad (\text{II.25.b})$$

e a equação diferencial (II.23) fica:

$$\begin{aligned} (V_0''' - C_0) + Rr_e (V_1''' - V_0 V_1'' + V_0' V_1' - C_1) + \\ + Rr_e^2 (V_2''' - V_0 V_2'' - V_0' V_1' + 2V_0' V_1' - C_2) + \dots = 0 \end{aligned} \quad (\text{II.26})$$

Consequentemente, cada coeficiente de Rr_e^n deve ser nulo.

Resolvendo para a ordem zero temos:

$$V_0''' = C_0 \quad (\text{II.27})$$

com as condições de fronteira:

$$V_0'(0) = 0 \quad (\text{II.28.a})$$

$$V_0'(1) \cong 0 \quad (\text{II.28.b})$$

$$V_0(0) = 1 \quad (\text{II.28.c})$$

$$V_0(1) = \frac{v_2}{v_1} \quad (\text{II.28.d})$$

Resolvendo obtemos:

$$V_0(Y) = 1 - \frac{C_0}{12} Y^2 (3 - 2Y) \quad (\text{II.29.a})$$

$$C_0 = 12 \left(1 - \frac{v_2}{v_1}\right) < 12 \quad (\text{II.29.b})$$

Para a ordem um temos:

$$V_1''' - V_0 V_0'' + V_0'^2 - C_1 = 0 \quad (\text{II.30})$$

com as condições:

$$V_1'(0) = 0 \quad (\text{II.31.a})$$

$$V_1'(1) = 0 \quad (\text{II.31.b})$$

$$V_1(0) = 0 \quad (\text{II.31.c})$$

$$V_1(1) = 0 \quad (\text{II.31.d})$$

A solução é:

$$V_1(Y) = \frac{C_0}{24} Y^2 (1-Y)^2 \left[1 - \frac{C_0}{420} (4Y^3 - 6Y^2 + 5Y + 16)\right] \quad (\text{II.32.a})$$

$$C_1 = \frac{9}{560} C_0^2 < \frac{27}{140} C_0 \quad (\text{II.32.b})$$

Para a ordem dois temos:

$$V_2''' - V_0 V_1'' - V_0'' V_1 + 2V_0' V_1' - C_2 = 0 \quad (\text{II. 33})$$

e mesmas condições de contorno aplicadas a V_1 . A solução é:

$$V_2(Y) = -\frac{C_0}{240} Y^2 (1-Y)^2 \left[1 - 2Y - \frac{C_0}{504} (-21Y^4 + 42Y^3 - 49Y^2 - 56Y + 18) \right. \\ \left. + \frac{C_0}{4656960} (448Y^7 - 1568Y^6 - 504Y^5 - 2905Y^4 + 8950Y^3 - \right. \\ \left. - 13999Y^2 - 7380Y - 761) \right] \quad (\text{II. 34.a})$$

$$C_2 = \frac{C_0}{60} - \frac{C_0^2}{720} + \frac{2929}{53900} \cdot \frac{C_0^3}{1728} < \frac{C_0}{60} \quad (\text{II. 34.b})$$

Truncando a série no termo da segunda ordem temos:

$$V(Y) \cong V_0(Y) + \text{Rr}_e V_1(Y) + \text{Rr}_e^2 V_2(Y) \quad (\text{II. 35.a})$$

$$C \cong C_0 + \text{Rr}_e C_1 + \text{Rr}_e^2 C_2 \quad (\text{II. 35.b})$$

que dão resultados precisos para $\text{Rr}_e \leq 8$, conforme Terrill [28]. No presente caso, para as dimensões do evaporador e quantidade de energia disponível, estimou-se que $\text{Rr}_e < 3$ e, uma vez que a precisão da expansão aumenta conforme Rr_e diminui, nós desprezaremos também o termo de segunda ordem.

O perfil da componente axial (u) poderá então ser obtido

imediatamente, usando (II.17). Pode-se mostrar que esse perfil será sempre axissimétrico, aproximando-se da forma paratônica clássica quando $Rr_e \rightarrow 0$. A visualização do campo de escoamento pode ser feita através da função corrente ψ , que se pode obter das equações (II.15) e (II.17). Então, em forma adimensional temos:

$$\Psi(X,Y) = \frac{\psi}{v_1 d_v} = - X V(Y) \quad (\text{II.36})$$

Para o gradiente de pressão obtemos, de (II.21):

$$\frac{\partial P}{\partial x} \cong - C_0 \left(1 + \frac{9}{560} C_0 Rr_e\right) \frac{\mu v_1}{d_v^3} x \quad (\text{II.37})$$

Lembrando que, no evaporador:

$$\dot{m}_t(x) = \rho(v_1 - v_2)bx \quad (\text{II.38.a})$$

$$\dot{m}_t = \dot{m}_t(L_e) = \rho(v_1 - v_2)bL_e \quad (\text{II.38.b})$$

a equação (II.37) fica:

$$\frac{\partial P}{\partial x} \cong - \frac{12 v \dot{m}_t(x)}{bd_v^3} \left(1 + \frac{27}{140} \cdot \frac{\dot{m}_t d_v}{\mu b L_e}\right) \quad (\text{II.39})$$

Integrando esta expressão entre os extremos do evaporador obtemos a seguinte expressão para a diminuição da pressão no

evaporador:

$$\Delta P_{v,e} \cong \frac{6\nu_v L_e}{bd_v^3} \dot{m}_t \left(1 + \frac{27}{140} \cdot \frac{\dot{m}_t d_v}{\mu_v b L_e} \right) \quad (\text{II.40})$$

e notamos que C_0 e C_1 acima obtidos expressam de forma aproximada, respectivamente os efeitos viscosos e os inerciais, ambos contribuindo para diminuição da pressão ao longo do evaporador, como era de se esperar.

B. Condensador:

As mesmas hipóteses feitas acima são aplicadas ao escoamento do vapor no condensador (ver figura II.3). Uma vez que a parede superior é isolada, a condensação ocorrerá apenas sobre o meio poroso.

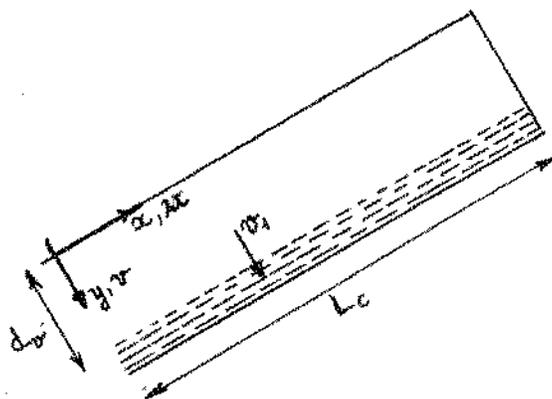


Figura II.3. Esquema para o estudo do escoamento do vapor no condensador.

O escoamento é analisado desacopladamente do anterior, porém segue o mesmo procedimento.

Então , assumimos:

$$v = v(Y) = - \frac{1}{d_v} \frac{\partial \psi}{\partial X} \quad (\text{II.41})$$

onde:

$$Y = \frac{y}{d_v} \quad (\text{II.42.a})$$

$$X = \frac{x}{d_v} \quad (\text{II.42.b})$$

Logo, por continuidade vem:

$$u(X,Y) = -Xv'(Y) + u_0(Y) = \frac{1}{d_v} \frac{\partial \psi}{\partial Y} \quad (\text{II.43})$$

Impondo:

$$u(L_c, Y) = 0 \quad (\text{II.44})$$

vem:

$$u_0(Y) = \frac{L_c}{d_v} v'(Y) \quad (\text{II.45})$$

Logo:

$$u(X,Y) = \left(\frac{L_c}{d_v} - X \right) \cdot v'(Y) \quad (\text{II.46})$$

Seguindo o mesmo procedimento do caso anterior obtemos:

$$\frac{\partial P}{\partial x} = - [Rr_c (VV'' - V'^2) - V'''] \cdot \frac{\mu v_1}{d_v^3} (L_c - x) \quad (\text{II.47})$$

onde:

$$V = \frac{v}{v_1} \quad (\text{II.48 .a})$$

$$Rr_c = \frac{v_1 d_v}{\nu} \quad (\text{II.48 .b})$$

$$v_1 = \frac{\dot{m}_t}{\rho b L_c} = \frac{\dot{Q}_u}{\lambda \rho b L_c} \quad (\text{II.48 .c})$$

Analogamente, o termo entre colchetes é uma constante e portanto:

$$Rr_c (VV'' - V'^2) - V''' = C \quad (\text{II.49})$$

com as seguintes condições de contorno:

$$u(x,0) = 0 \implies V'(0) = 0 \quad (\text{II.50 .a})$$

$$u(x,1) = 0 \implies V'(1) = 0 \quad (\text{II.50 .b})$$

$$v(x,0) = 0 \implies V(0) = 0 \quad (\text{II.50 .c})$$

$$v(x,1) = v_1 \implies V(1) = 1 \quad (\text{II.50 .d})$$

Novamente, assumimos:

$$V(Y) = V_0(V) + Rr_c V_1(Y) + Rr_c^2 V_2(Y) + \dots \quad (\text{II.51.a})$$

$$C = C_0 + Rr_c C_1 + Rr_c C_2 + \dots \quad (\text{II.51.b})$$

e a equação diferencial fica:

$$\begin{aligned} (V_0''' + C_0) + Rr_c (V_1''' - V_0 V_0'' + V_0'{}^2 + C_1) + \\ + Rr_c^2 (V_2''' - V_0 V_1'' - V_0'' V_1 + 2V_0' V_1' + C_2) + \dots = 0 \end{aligned} \quad (\text{II.52})$$

Resolvendo para a ordem zero temos:

$$V_0''' = -C_0 \quad (\text{II.53})$$

com as condições:

$$V_0'(0) = 0 \quad (\text{II.54.a})$$

$$V_0'(1) = 0 \quad (\text{II.54.b})$$

$$V_0(0) = 0 \quad (\text{II.54.c})$$

$$V_0(1) = 1 \quad (\text{II.54.d})$$

Resolvendo obtemos:

$$V_0(Y) = Y^2(3 - 2Y) \quad (\text{II.55.a})$$

$$C_0 = 12 \quad (\text{II.55.b})$$

Para a ordem um temos:

$$V_1''' - V_0 V_0'' + V_0'^2 + C_1 = 0 \quad (\text{II.56})$$

com:

$$V_1'(0) = 0 \quad (\text{II.57.a})$$

$$V_1''(0) = 0 \quad (\text{II.57.b})$$

$$V_1(0) = 0 \quad (\text{II.57.c})$$

$$V_1(1) = 0 \quad (\text{II.57.d})$$

A solução é:

$$V_1(Y) = \frac{1}{70} Y^2 (1-Y)^2 (-4Y^3 + 6Y^2 - 5Y - 16) \quad (\text{II.58.a})$$

$$C_1 = -\frac{81}{35} \quad (\text{II.58.b})$$

Para a ordem dois, temos:

$$V_2''' - V_0 V_1'' - V_0'' V_1 + 2V_0' V_1' + C_2 = 0 \quad (\text{II.59})$$

e mesmas condições de contorno aplicadas a V_1 . A solução é:

$$V_2(Y) = \frac{1}{646800} Y^2 (1-Y)^2 (448Y^7 - 1568Y^6 - 504Y^5 - 2905Y^4 + \\ + 8950Y^3 - 1399Y^2 - 7380Y - 761) \quad (\text{II.60.a})$$

e:

$$C_2 = + \frac{2929}{53900} \quad (\text{II.60.b})$$

Para $Rr_C \leq 8$, conforme Terrill [28], podemos escrever:

$$V(Y) \cong V_0(Y) + Rr_C V_1(Y) + Rr_C^2 V_2(Y) \quad (\text{II.61.a})$$

$$C \cong C_0 + Rr_C C_1 + Rr_C^2 C_2 \quad (\text{II.61.b})$$

No presente caso, baseado nas dimensões do condensador e na energia disponível, estimamos que $Rr_C < 5$ e nós desprezaremos também o termo de segunda ordem, o que resulta num erro de cerca de 11% em C . A função corrente ψ pode ser obtida das equações (II.41) e (II.43). Então, em forma adimensional temos:

$$\Psi(X, Y) = \frac{\psi}{v_1 d_v} = \left(\frac{L}{d_v} - X \right) V(Y) \quad (\text{II.62})$$

Para o gradiente de pressão obtemos de (II.47):

$$\begin{aligned} \frac{\partial P}{\partial x} &\cong - (C_0 + Rr_c C_1) \frac{\mu v_1}{d_v^3} (L_c - x) = \\ &= -12 \left(1 - \frac{27}{140} Rr_c\right) \frac{\mu v_1}{d_v^3} (L_c - x) \end{aligned}$$

Lembrando que, no condensador:

$$\dot{m}_t(x) = \rho v_1 b (L_c - x) \quad (\text{II.63.a})$$

$$\dot{m}_t = \dot{m}_t(0) = \rho v_1 b L_c = \frac{\dot{Q}_u}{\lambda} \quad (\text{II.63.b})$$

a equação anterior fica:

$$\frac{\partial P}{\partial x} \cong - \frac{12 v \dot{m}_t(x)}{b d_v^3} \left(1 - \frac{27}{140} \cdot \frac{\dot{m}_t d_v}{\mu b L_c}\right) \quad (\text{II.64})$$

Integrando (II.64) entre os extremos do condensador, obtemos para a diminuição de pressão:

$$\Delta P_{v,c} \cong \frac{6 v v L_c}{b d_v^3} \dot{m}_t \left(1 - \frac{27}{140} \cdot \frac{\dot{m}_t d_v}{\mu v b L_c}\right) \quad (\text{II.65})$$

e notamos aqui que, enquanto os efeitos viscosos provocam uma diminuição de pressão, os efeitos inerciais atuam no sentido contrário. Entretanto, os efeitos viscosos prevalecem sobre os inerciais, uma vez que Rr_c é pequeno.

A diminuição total de pressão do vapor será:

$$\Delta P_v = \Delta P_{v,e} + \Delta P_{v,c} \approx \frac{6v_v \dot{m} L}{bd_v^3} = \frac{6v_v L \dot{Q}_u}{\lambda bd_v^3} \quad (\text{II.66})$$

Este resultado mostra que, de acordo com as aproximações feitas, a diminuição total da pressão do vapor devido aos efeitos dinâmicos, deve-se apenas às forças viscosas. Também chegaríamos a esse mesmo resultado assumindo uma distribuição parabólica para as velocidades axiais e usando o fluxo de massa axial na secção média de cada região.

Estimativas de ΔP_v baseadas na relação acima deram valores desprezíveis de queda de pressão (para as dimensões do protótipo apresentados no Capítulo I), inclusive inferiores à queda hidrostática. Conclui-se pois, utilizando a relação de Clausius-Clapeyron, que o correspondente gradiente terminal de temperatura é desprezível.

II.2.2 - ESCOAMENTO DO LÍQUIDO

O escoamento da fase líquida no interior do meio poroso é bastante simplificado desprezando-se a componente de velocidade normal (v) pois a espessura do filme líquido é muito pequena em relação a seu comprimento. Além disso, conforme salientado já por Cotter [6], os termos inerciais podem ser desprezados na equação do movimento, por serem muito pequenos em relação aos viscosos. Entre estes últimos, iremos considerar na análise tanto os de Darcy como os newtonianos, a fim de discutir a importância relativa de ambos.

Na equação da energia, os termos convectivos podem ser desprezados, conforme Sun [27], bem como o termo de condução axial, de forma que o calor é transmitido apenas por condução normal através de um corpo composto (meio poroso + líquido).

Finalmente, cabe aqui discutir a importância das forças capilares relativamente à força gravitacional sobre a fase líquida. Em regime permanente, a condensação tende a estabelecer um raio capilar na superfície do líquido maior que o estabelecido pela evaporação. Se a variação da pressão do vapor for desprezível, uma pressão capilar atuará no sentido de ajudar o movimento do líquido. A máxima pressão capilar que o meio poroso poderá produzir é:

$$\Delta p_{c,max} = \frac{2\sigma}{r_c} \quad (II.67)$$

onde σ é a tensão superficial do líquido e r_c o raio capilar equivalente do meio, o qual, para meios porosos constituídos por uma única camada de malha metálica, é dado por:

$$r_c = \frac{d_e + w}{2} \quad (II.68)$$

conforme Marcus [20]. Na relação acima, d_e é o diâmetro do fio da malha metálica e w a distância entre fios.

Então, verifica-se, no presente caso, que

$$\Delta p_{c,max} \ll \Delta p_{l,g} = \rho g L \text{ sen } s$$

Este resultado em primeiro lugar mostra que o meio poroso não é auto-saturável, isto é, sua pressão capilar não é suficiente para vencer o desnível vertical total ao longo do meio poroso ($L \text{ sen } s$). E em segundo lugar que o efeito capilar é *inteiramente* desprezível no escoamento axial da fase líquida, em relação ao efeito gravitacional. Assim sendo, o escoamento da fase líquida será analisado unidimensionalmente, considerando-se iguais as pressões no líquido e no vapor. Isto é, embora estas pressões sejam diferentes, esta diferença é tão pequena que não provoca efeito significativo sobre o escoamento axial da fase líquida.

Em virtude das considerações acima, as equações simplificadas do escoamento do líquido são:

$$v \approx 0$$

$$\frac{dp}{dx} = \rho g \operatorname{sen} s - \frac{\mu}{K} u + \mu \frac{d^2 u}{dy^2} \cong \left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_{\text{vapor}} \quad (\text{II.69})$$

$$\frac{d^2 T}{dy^2} = 0 \quad (\text{II.70})$$

onde $u \cong u(y)$ é a velocidade axial aparente do fluido.

A. Condensador:

A figura abaixo mostra um esquema para o escoamento do líquido no condensador.

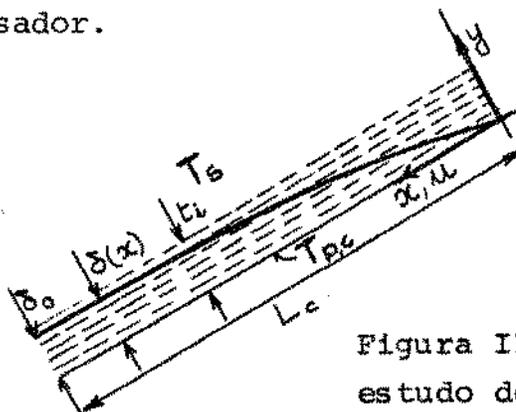


Figura II.4. Esquema para o estudo do escoamento do líquido no condensador.

Uma vez que o gradiente de pressão no vapor pode ser considerado essencialmente hidrostático, como foi visto na análise da equação (II.66), temos:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_{\text{vapor}} \cong \rho_v g \operatorname{sen} s \quad (\text{II.71})$$

Assim, a equação da quantidade de movimento (II.69) fica:

$$(\rho - \rho_v) g \operatorname{sen} s \cong \frac{\mu}{K} u - \mu \frac{d^2 u}{dy^2} \quad (\text{II.72})$$

Definindo:

$$Y = \frac{y}{\delta} \quad (\text{II.73.a})$$

$$u_0 = \frac{\delta^2 (\rho - \rho_v) g \operatorname{sen} s}{\mu} \quad (\text{II.73.b})$$

onde $\delta = \delta(x)$ é a espessura local do filme de líquido (ver Fig. II.4), a equação acima fica:

$$\frac{d^2 u}{dy^2} - \frac{\delta^2}{K} u = u_0 \quad (\text{II.74})$$

com as seguintes condições de contorno:

$$u(0) = 0 \quad (\text{II.75.a})$$

$$u'(l) = 0 \quad (\text{II.75.n})$$

sendo que:

$$\delta(L_c) = \delta_0 \quad (\text{II.76})$$

Nós notamos que para $\frac{\delta_0^2}{K} \ll 1$ (meio poroso de alta permeabilidade), o segundo termo do 1º membro de (II.74), representando o efeito do meio poroso (Lei de Darcy) pode ser desprezado, e a solução assume a forma clássica de Nusselt (ver Holman [14]) para condensação pelicular sobre uma placa sólida, isto é:

$$u \cong u_0 \left(Y - \frac{1}{2} Y^2 \right) = \frac{(\rho - \rho_v) g \operatorname{sen} s}{\mu} \left(\delta y - \frac{1}{2} y^2 \right) \quad (\text{II.77})$$

Por outro lado, para $\frac{\delta_0^2}{K} \gg 1$, o primeiro termo (viscoso newtoniano) do 1º membro de (II.74) será desprezível na maior parte do condensador e a solução para u não mais poderá satisfazer a primeira condição de contorno (uma vez que a Lei de Darcy se refere a velocidades locais aparentes e não velocidades reais locais). Então:

$$u \cong \frac{K(\rho - \rho_v)g \cdot \text{sen } s}{\mu} \quad (\text{II.78})$$

Finalmente, para $\frac{\delta_0^2}{K}$ em torno da unidade, ambos os termos são da mesma ordem de grandeza, e a solução geral de (II.74) e (II.75) é:

$$u \cong \frac{K(\rho - \rho_v)g \cdot \text{sen } s}{\mu} \left[1 - \frac{\cosh \frac{\delta}{\sqrt{K}}(1-y)}{\cosh \frac{\delta}{\sqrt{K}}} \right] \quad (\text{II.79})$$

O fluxo axial de líquido numa posição x será:

$$\dot{m}_t(x) = \int_0^{\delta} \rho u b dy = \frac{K \delta \rho (\rho - \rho_v) b g \cdot \text{sen } s}{\mu} \left(1 - \frac{\sqrt{K}}{\delta} \tanh \frac{\delta}{\sqrt{K}} \right) \quad (\text{II.80})$$

e o fluxo axial que deixa o condensador e entra no evaporador é:

$$\dot{m}_t = \dot{m}_t(L_c) = \frac{\dot{Q}_u}{\lambda} = \frac{K \delta_0 \rho (\rho - \rho_v) b g \cdot \text{sen } s}{\mu} \left(1 - \frac{\sqrt{K}}{\delta_0} \tanh \frac{\delta_0}{\sqrt{K}} \right) \quad (\text{II.81})$$

Esta equação mostra que δ_0 sempre aumenta com \dot{Q}_u , e pode ser usada para estimar δ_0 , conhecidas as demais grandezas. É verificado que $\delta_0 < t_i$ em todas as situações (ver Fig. II.4), o que significa que a interface líquido-vapor está sempre submersa no interior do meio poroso.

O desenvolvimento de $\delta(x)$ pode ser obtido primeiro integrando a equação da energia (II.70) sob as condições:

$$T(0) = T_{p,c} \quad (\text{II. 82.a})$$

$$T(\delta) = T_s \quad (\text{II. 82.b})$$

o que fornece uma distribuição linear de temperaturas. Então, conservação da energia requer:

$$\frac{d\dot{Q}_u}{bdx} = \frac{k_i}{\delta} (T_s - T_{p,c}) = \lambda \frac{dm_t(x)}{bdx} \quad (\text{II. 83})$$

o que resulta na seguinte equação diferencial para $\delta(x)$:

$$\frac{\delta}{\sqrt{K}} \tanh^2\left(\frac{\delta}{\sqrt{K}}\right) \frac{d}{dx}\left(\frac{\delta}{\sqrt{K}}\right) = \frac{k_i (T_s - T_{p,c}) \mu}{\lambda K^2 \rho (\rho - \rho_v) g \sin s} \quad (\text{II. 84})$$

com a condição de contorno:

$$\delta(0) = 0 \quad (\text{II. 85})$$

A solução é:

$$\frac{\delta^2}{\sqrt{K}} - \frac{\delta}{\sqrt{K}} \tanh \frac{\delta}{\sqrt{K}} + \ln(\cosh \frac{\delta}{\sqrt{K}}) = \left[\frac{k_i (T_s - T_{p,c}) v}{\lambda K^2 (\rho - \rho_v) g \sin s} \right] x \quad (\text{II.86})$$

e novamente este resultado converge para o resultado de Nusselt ($\delta \sim x^{1/4}$), quando $\frac{\delta_0^2}{K} \ll 1$. Para $\frac{\delta_0^2}{K} \gg 1$, tem-se:

$$\delta(x) \sim x^{1/2} \quad (\text{II.87})$$

B. Evaporador

Para o evaporador, parte-se da hipótese de que a evaporação ocorre apenas na interface líquido-vapor, não ocorrendo bolhas dentro do filme.

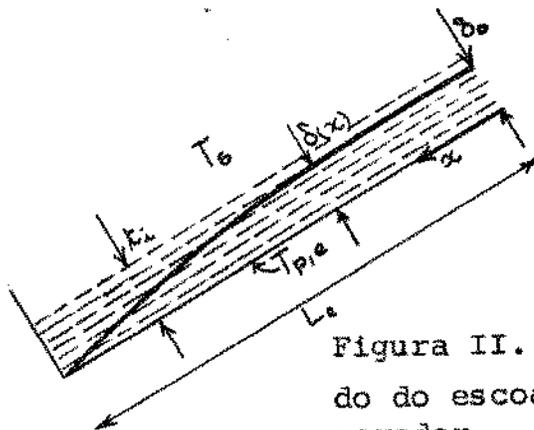


Figura II.5. Esquema para o estudo do escoamento do líquido no evaporador.

A análise hidrodinâmica do escoamento é idêntica e obtêm-se os mesmos resultados do condensador exceto que, aqui:

$$\delta(0) = \delta \quad (\text{II.88.a})$$

$$\dot{m}_t(0) = \dot{m}_t \quad (\text{II.88.b})$$

Nós notamos que δ deve então diminuir com x , dado que o fluxo de massa axial local $\dot{m}_t(x)$ diminui com x .

CAPÍTULO III

CONSIDERAÇÕES SOBRE A OPERAÇÃO EM REGIME TRANSIENTE

Neste capítulo, a operação real do coletor ao longo de um dia é enfocada em alguns de seus principais aspectos. São eles: o fluxo de radiação (total) incidente (região de Campinas - SP) e os efeitos de capacidade calorífica do coletor. Além disso analisa-se o efeito transiente de uma não evacuação completa do coletor.

Em relação à radiação solar instantânea incidente, trata-se, evidentemente, de uma média histórica para cada período do ano em que se está interessado. Os dados colhidos junto ao Instituto Agrônomo de Campinas fornecem médias mensais ao longo de 17 anos para o número de horas de sol e a visibilidade local. A partir desses dados, fizemos uma extensão de um método de solarimetria encontrado na literatura [19], válido para estimar a média mensal da radiação (direta e difusa) *diária*, a fim de obter uma estimativa da média mensal da radiação *horária*. Tal estimativa nos será muito útil para a simulação do desempenho do protótipo, para a qual é suficiente o conhecimento da radiação incidente por intervalo de hora, uma vez que o fluxo de radiação pode ser assumido constante nesse intervalo.

No que se refere aos efeitos de capacidade calorífica do coletor, eles são estimados através de um modelo simplificado que

considera tanto o armazenamento de calor sensível como o de calor latente (associado à mudança de fase do fluido de trabalho) do coletor. A obtenção da constante de tempo do coletor permite discutir a (pequena) importância desses efeitos.

Por fim, se o coletor é apenas parcialmente evacuado, o efeito da presença de um gás não-condensável mais leve que o vapor de um fluido de trabalho no interior do coletor é analisado através de um modelo simplificado.

III.1 - RADIAÇÃO SOLAR INSTANTÂNEA INCIDENTE:

Macedo [19] apresenta um método de solarimetria para estimar a radiação (direta e difusa) numa região, com os resultados (em termos de média mensal da radiação diária) apresentando um erro máximo de 8,5% (em relação aos valores medidos durante apenas dois anos em São Paulo - SP). Assumindo um modelo de atmosfera (representativo de várias regiões), o método primeiramente calcula, usando o procedimento de Hottel, a radiação direta a partir dos valores da altitude, visibilidade média e número de horas de sol locais. A radiação difusa é então obtida a partir da correlação de Liu-Jordan entre a radiação direta e a difusa, os quais fizeram grande número de medidas em diversas regiões. Mantendo tais características, fazemos abaixo uma extensão do método para obtermos a radiação horária.

Considerando a presença de nuvens um dado aleatório de igual probabilidade ao longo do dia, o fluxo instantâneo H_D (média mensal) de radiação direta numa superfície horizontal é dado por:

$$H_D = \frac{n_s}{N} \cdot \tau_D H_0 \quad (\text{III.1.a})$$

onde:

$$H_0 = r I_{SC} \cos \theta_z \quad (\text{III.1.b})$$

$$\cos \theta_z = \sin \delta \sin \phi + \cos \delta \cos \phi \cos \omega \quad (\text{III.1.c})$$

$$\tau_D = a_0 + a_1 e^{-a_2 / \cos \theta_z} \quad (\text{III.1.d})$$

O fator r de multiplicação da constante solar ($I_{SC} = 1,353 \text{ kW/m}^2$) corrige o fluxo de radiação H_0 fora da atmosfera considerando a distância real entre a Terra e o Sol. A transmitância τ_D da atmosfera para a componente direta da radiação depende, para um dado modelo de atmosfera (composição, distribuição de pressão e temperatura, etc), da altitude A e da visibilidade B locais. Para Campinas - SP, com latitude:

$$\phi = -22^{\circ}53' \text{ (} 22^{\circ}53' \text{ Sul)}$$

tem-se:

$$A = 0,614 \text{ km}$$

Os valores de visibilidade B e número de horas de sol n_s locais, assim como da declinação terrestre δ e do fator r são tomados para cada mês e apresentados no Apêndice C. O ângulo horário ω em (III.1.c) tem valor nulo ao meio dia solar, variando 15° por hora. Medidas de τ_D em diversas regiões, altitudes e climas, fornecem valores representa-

tivos de a_0 , a_1 , a_2 para as visibilidades 23 e 5 km, isto é:

$$a_0 (B = 23 \text{ km}) = 0,95(0,1283 + 0,0966A - 0,00704A^2) \quad (\text{III.2.a})$$

$$a_0 (B = 5 \text{ km}) = 0,92(0,027 + 0,0752A - 0,00608A^2) \quad (\text{III.2.b})$$

$$a_1 (B = 23 \text{ km}) = 0,98(0,7559 - 0,0722A + 0,0031A^2) \quad (\text{III.3.a})$$

$$a_1 (B = 5 \text{ km}) = 0,98(0,8101 - 0,0128A + 0,00084A^2) \quad (\text{III.3.b})$$

$$a_2 (B = 23 \text{ km}) = 1,02(0,3878 - 0,097025A + 0,02093A^2) \quad (\text{III.4.a})$$

$$a_2 (B = 5 \text{ km}) = 1,02(0,7552 - 0,4048A + 0,08086A^2) \quad (\text{III.4.b})$$

com A medido em quilômetros. Para outros valores de visibilidade faz-se uma simples interpolação linear nos coeficientes acima. Verifica-se, usando (III.1.d), que $\tau_D \leq 0,621$ (nível do mar), valor que se eleva a 0,672 para Campinas - SP. Quando se está interessado na simulação da radiação direta horária em um dia claro, impõe-se, na equação (III.1.a), que o número de horas de sol locais n_s é igual ao comprimento do dia N no mês considerado.

Tomando H_D como constante em cada intervalo de hora, a radiação direta horária \bar{E}_D (média mensal) numa superfície horizontal será:

$$\bar{E}_D = H_D \times 1 \text{ hora} = \bar{K}_D E_0 \quad (\text{III.5.a})$$

onde:

$$\bar{K}_D = \frac{n_s}{N} \cdot \tau_D \quad (\text{III.5.b})$$

$$E_0 = H_0 \times 1 \text{ hora.} \quad (\text{III.5.c})$$

Novamente, para simular o comportamento horário da radiação direta em dias claros faz-se $n_s = N$ na equação (III.5.b).

A existência de uma correlação entre a radiação direta e a difusa foi verificada por Liu-Jordan através de uma série de medidas. Tal correlação pode ser representada por:

$$\bar{K}_d = 0,206354 - 0,106627\bar{K}_D \quad (\text{III.6.a})$$

onde:

$$\bar{K}_d = \frac{\bar{E}_d}{E_o} = \frac{H_d \times 1 \text{ hora}}{E_o} = \frac{H_d}{H_o} \quad (\text{III.6.b})$$

$$\bar{K}_T = \frac{\bar{E}_T}{E_o} = \frac{H_T \times 1 \text{ hora}}{E_o} = \frac{H_T}{H_o}$$

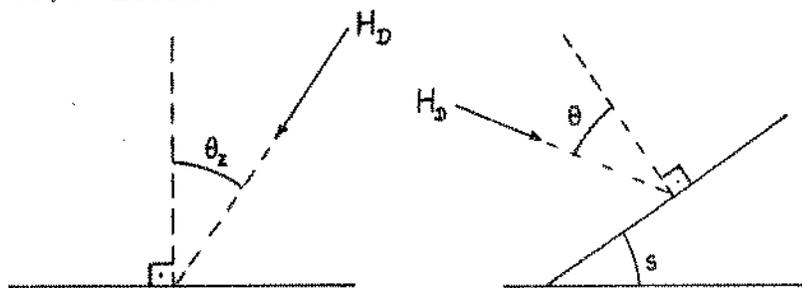
Os valores de \bar{K}_d calculados por (III.6.a) dão erro inferior a 12% em relação aos valores dados em Macedo [19], na faixa $0,121 < \bar{K}_D < 0,625$. Entretanto, por ser linear, pode ser também usada para expressar a mesma correlação em cada hora.

Calculando a radiação direta e difusa na forma acima exposta, a radiação total horária \bar{E}_T (média mensal) numa superfície horizontal será:

$$\bar{E}_T = \bar{E}_D + \bar{E}_d$$

com uma relação análoga valendo para os fluxos instantâneos de radiação. Estimativas prévias indicam que, para Campinas, a radiação direta diária é em média cerca de 1,5 a 2 vezes a radiação difusa, e a porcentagem de horas de sol diária é de 50 a 75%.

Para superfícies inclinadas, o real ângulo θ entre a componente direta e a normal à superfície deve ser considerado, e assumimos que a componente difusa incide segundo o mesmo ângulo θ da direta (hipótese que mais se aproxima do comportamento em dias claros). Então:



$$(HR) = (H_D + H_d) R_D = H_T R_D \quad (\text{III.8.a})$$

onde o fator de correção angular R_D é dado por:

$$R_D = \frac{\cos \theta}{\cos \theta_z} \quad (\text{III.8.b})$$

Para superfícies com inclinação s para Norte, tem-se:

$$\cos \theta = \sin \delta \cdot \sin(\phi - s) + \cos \delta \cos \omega \cos(\phi - s) \quad (\text{III.9})$$

A relação entre o ângulo horário ω (em graus) e a hora solar ω' (em horas) é dada por:

$$\omega = -15 \omega' + 180 \quad (\text{III.10})$$

e o comprimento do dia N (em horas) dado no Apêndice C é:

$$N = \frac{2}{15} \arccos (-\operatorname{tg} \delta \operatorname{tg} \phi) \quad (\text{III.11})$$

III.2 - EFEITOS DA CAPACIDADE CALORÍFICA DO COLETOR

Para a análise da operação do coletor em regime transitório, o coletor pode ser dividido em dois sub-sistemas, conforme Duffie [8].

O primeiro sistema é composto pelo fluido de trabalho, meio poroso, estrutura metálica (incluindo aletas) e isolamento. Admite-se que este sistema encontra-se a uma mesma temperatura, isto é, à temperatura do fluido de trabalho T_s . O segundo sub-sistema consiste apenas da cobertura externa, e se encontra a uma temperatura uniforme T_2 . Para o primeiro sub-sistema (1) a conservação da energia pode ser escrita na seguinte forma:

$$(\dot{m}c)_1 \frac{dT_s}{dt} + (e_v - e_l) \frac{dm_v}{dt} = A [S - U_1 (T_s - T_2) - \dot{Q}_u] \quad (\text{III.12.a})$$

onde a taxa de calor útil \dot{Q}_u ganha pelo fluido de transferência pode ser expressa por:

$$\dot{Q}_u = U_o b P_c F (T_s - T_{f,i}) = \dot{m}c_p (T_{f,o} - T_{f,i}) \quad (\text{III.12.b})$$

e

$$S = (HR) (\tau\alpha)_e \quad (\text{III.12.c})$$

O coeficiente U_o pode ser facilmente obtido de (II.5) e (III.12.b), devendo-se notar que $U_o b P_c F < \dot{m}c_p$.

A segunda parcela do primeiro membro da equação (III.12.a) representa o armazenamento de calor latente. Considerando o vapor como gás perfeito e utilizando a equação de Clausius-Clapeyron (II.10) chega-se a:

$$(e_v - e_l) \frac{dm_v}{dt} = \beta \frac{dT_s}{dt} \quad (\text{III.13.a})$$

onde a capacidade calorífica β é dada por:

$$\beta = \frac{p_0 v_0}{R_v^2} \frac{(\lambda - R_v T_s)^2}{T_s^3} \exp \left[\frac{\lambda}{R_v} \left(\frac{1}{T_a} - \frac{1}{T_s} \right) \right] = \beta(T_s) \quad (\text{III.13.b})$$

com p_0 representando a pressão atmosférica local, v_0 o volume interno do espaço ocupado pelo vapor do fluido de trabalho, λ o calor latente deste, e R_v a constante de gás perfeito do vapor.

Então:

$$\begin{aligned} & [(mc)_1 + \beta(T_s)] \frac{dT_s}{dt} = \\ & = A \left[S - U_1 (T_s - T_2) - \frac{U_o b P_c F}{A} (T_s - T_{f,i}) \right] \end{aligned} \quad (\text{III.14})$$

Para o segundo sub-sistema (2), a conservação de energia dá:

$$(mc)_2 \frac{dT_2}{dt} = A [U_1 (T_s - T_2) - U_2 (T_2 - T_a)] \quad (\text{III.15})$$

Os coeficientes de transmissão de calor U_1 e U_2 são calculados no Apêndice A.

Ambas as equações diferenciais acima podem ser resolvidas simultaneamente. Entretanto, conforme Duffie [8], a seguinte hipótese pode ser feita para cada intervalo de hora:

$$\frac{T_2 - T_a}{T_s - T_a} = \text{constante} = \frac{1}{U_2} \left(\frac{U_1 U_2}{U_1 + U_2} \right) = \frac{U'_t}{U_2} \quad (\text{III.16})$$

de modo que, para T_a constante:

$$\frac{dT_2}{dt} = \frac{U_1}{U_1 + U_2} \frac{dT_s}{dt} \quad (\text{III.17})$$

Usando (III.16) e (III.17) e somando (III.14) e (III.15)

vem:

$$C_s(T_s) \frac{dT_s}{dt} = A \left[S - \left(U'_t + \frac{U_o b P_c F}{A} \right) (T_s - T_a) + \frac{U_o b P_c F}{A} (T_{f,i} - T_a) \right] \quad (\text{III.18.a})$$

onde C_s é a capacidade calorífica equivalente do coletor dada por:

$$C_s(T_s) = (mc)_1 + \frac{U'_t}{U_2} (mc)_2 + \beta(T_s) \quad (\text{III.18.b})$$

Para resolver esta equação diferencial é necessário verificar previamente se C_s é fortemente dependente da temperatura ou não. Pode-se observar que $\beta(T_s)$ é muito dependente da faixa de temperaturas de operação do coletor. Entretanto, no presente caso, uma estimativa baseada nos valores de temperatura de operação, propriedades do fluido de trabalho e dimensões adotadas no Capítulo I, mostrou que $\beta(T_s)$ é cerca de 10% do valor de C_s . Neste caso:

$$C_s \cong (mc)_1 + \frac{U'_t}{U_2} (mc)_2 \quad (\text{III.19})$$

Então, se assumirmos S constante por intervalo de hora, a equação diferencial pode ser resolvida para a condição inicial do intervalo, isto é:

$$T_s(0) = T_{s,i} \quad (\text{III.20})$$

obtendo-se:

$$T_s(t) = T_a + \frac{S + \frac{U_o b P_c F}{A} (T_{f,i} - T_a)}{U'_t + \frac{U_o b P_c F}{A}} - \left[\frac{S + \frac{U_o b P_c F}{A} (T_{f,i} - T_a)}{U'_t + \frac{U_o b P_c F}{A}} - (T_{s,i} - T_a) \right] \exp \left[- \frac{A}{C_s} \left(U'_t + \frac{U_o b P_c F}{A} \right) t \right]$$

ou:

$$\frac{S + \frac{U_o b P_c F}{A} (T_{f,i} - T_a) - (U'_t + \frac{U_o b P_c F}{A}) [T_s(t) - T_a]}{S + \frac{U_o b P_c F}{A} (T_{f,i} - T_a) - (U'_t + \frac{U_o b P_c F}{A}) (T_{s,i} - T_a)} =$$

$$= \exp \left[- \frac{A}{C_s} \left(U'_t + \frac{U_o b P_c F}{A} \right) t \right] \quad (\text{III.21})$$

para $t < 1$ hora. Desta forma, pode-se levantar uma curva diária aproximada por T_s , tomando-se a temperatura final de um período horário como a temperatura inicial do período seguinte. Na equação acima, a quantidade:

$$TC = \frac{C_s}{A \left(U'_t + \frac{U_o b P_c F}{A} \right)} \quad (\text{III.22})$$

é a constante de tempo do coletor, cujo valor estimado para o presente caso não excede a aproximadamente 5 minutos. Nesta situação, quando $t=1$ hora ($12TC$), o segundo membro de (III.21) torna-se desprezível e obtemos:

$$T_{s,f} = T_s(1 \text{ hora}) = T_a + \frac{S + \frac{U_o b P_c F}{A} (T_{f,i} - T_a)}{U'_t + \frac{U_o b P_c F}{A}} \quad (\text{III.23})$$

Uma vez que o termo contendo a capacidade calorífica equivalente C_s foi eliminado, a equação (III.23) permite concluir que o efeito

do armazenamento de energia no coletor estudado é desprezível, e portanto as equações de balanço térmico para regime permanente do item II.1 podem diretamente ser empregadas na simulação transiente ao longo de um período diário.

III.3 - EFEITO DE UMA EVACUAÇÃO PARCIAL DO COLETOR:

No desenvolvimento feito até aqui, consideramos a existência apenas do vapor do fluido de trabalho na fase gasosa, o que implica numa completa evacuação prévia do espaço interno do coletor. Assim sendo, a temperatura (e a correspondente pressão) interna é controlada, para um dado coletor e vazão de fluido, apenas pela taxa de calor \dot{Q}_u transferida. Se \dot{Q}_u varia no tempo (acompanhando o fluxo de radiação incidente), a temperatura de saturação ajusta-se a cada valor de \dot{Q}_u , acompanhando sua variação, conforme se pode concluir da equação (III.12.b).

Desejamos agora analisar os efeitos provocados pela presença de certa quantidade de ar no interior do coletor. O emprego de um gás não-condensável dentro de um tubo de calor é uma técnica utilizada para o controle de sua temperatura e de corpos a ele ligados, conforme Marcus [20] e Chi [5], entre outros, constituindo o chamado tubo de calor de condutância variável.

Uma vez que o gás não participa dos processos de mudança de fase, o fluxo contínuo do vapor arrasta-o para a extremidade do condensador, onde um reservatório pode ser previsto para armazená-lo, conforme ilustrado na Figura III.1.a. O fato de que o

peso molecular da acetona é maior que o do ar assegura a estabilidade dessa configuração, segundo o critério gravitacional. Como resultado, o gás não-condensável cria uma barreira de difusão que praticamente bloqueia a condensação na região que ocupa, sendo sua temperatura igual à temperatura de entrada do fluido de transferência ($T_{f,i}$), para a configuração da Figura abaixo.

Figura III.1.a. Esquema do Coletor com Evacuação Parcial.

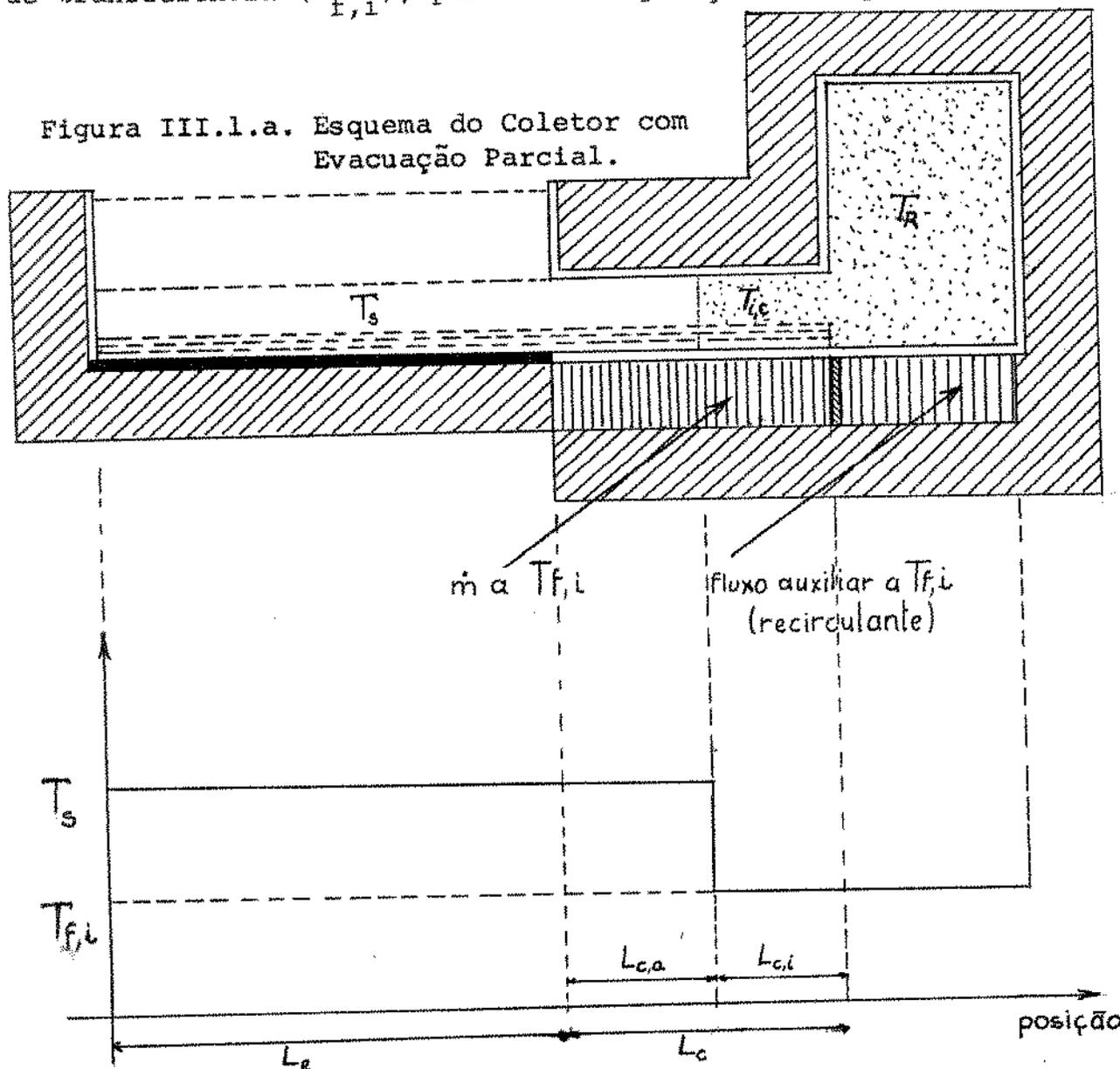


Figura III.1.b. Distribuição de Temperatura ao longo do Coletor parcialmente evacuado, desprezando difusão vapor-gás e condução axial na parede.

Considerando desprezíveis a condução axial de calor através da parede do condensador, a distribuição axial das temperaturas de saturação (num modelo unidimensional) assume a forma de um degrau. Figura III.1.b, significando uma interface brusca entre o vapor saturado puro (à temperatura T_s) e o gás saturado de vapor (à temperatura $T_{f,i}$).

A partir desse modelo simplificado observa-se que a principal consequência da presença de um gás não-condensável é a redução, em igual medida, da área externa de troca de calor do condensador e do fluxo de massa de fluido de transferência que recebe calor (uma vez que parte do fluxo total "by-passa" o condensador). Entretanto, as equações do item II.1 continuam válidas, desde que refiram-se às grandezas na região ativa (não bloqueada) do condensador. Assim, o perímetro total P_c deve ser substituído pelo perímetro ativo $P_{c,a}$, o fluxo de massa total \dot{m} pelo fluxo \dot{m}_a através da região ativa, $T_{f,o}$ por $T_{f,o,a}$ (temperatura do fluido de transferência na saída da região ativa).

As seguintes equações podem ser escritas:

$$\dot{Q}_u = \dot{m}_a c_p (T_{f,o,a} - T_{f,i}) = \dot{m} c_p (T_{f,o} - T_{f,i}) \quad (\text{III.24})$$

$$\frac{P_{c,a}}{P_c} = \frac{L_{c,a}}{L_c} = \frac{\dot{m}_a}{\dot{m}} \leq 1 \quad (\text{III.25})$$

O comprimento ativo $L_{c,a}$ do condensador pode ser obtido como segue. Na situação de equilíbrio mostrada na Figura III.1.a podemos escrever:

$$p_{v,s} = p_{g,i} + p_{v,i} \quad (\text{III.26.a})$$

$$T_R = T_{i,c} = T_{f,i} \quad (\text{III.26.b})$$

$$p_{g,i} = p_{g,R} \quad (\text{III.26.c})$$

$$p_{v,i} = p_{v,R} \quad (\text{III.26.d})$$

onde $p_{v,s}$ é a pressão de vapor à temperatura de saturação T_s , $p_{g,i}$ é a pressão parcial do gás na região inativa do condensador, $p_{v,i}$ é a pressão parcial do vapor na região inativa do condensador, $p_{g,R}$ e $p_{v,R}$ representam os valores no reservatório. Considerando o gás não-condensável como gás perfeito, tem-se:

$$p_g V = m_g R_g T \quad (\text{III.27.a})$$

com:

$$V = V_R + A_v (L_c - L_{c,a}) \quad (\text{III.27.b})$$

$$A_v = b d_v \quad (\text{III.27.c})$$

Usando (III.26) em (III.27) obtemos:

$$\frac{P_{c,a}}{P_c} = \frac{L_{c,a}}{L_c} = 1 - \frac{m_g R_g T_{f,i}}{A_v L_c (p_{v,s} - p_{v,i})} + \frac{V_R}{A_v L_c} \quad (\text{III.28})$$

Sob as considerações feitas acima a equação (III.2.b) torna-se:

$$\dot{Q}_u = U_o b P_{c,a} F (T_s - T_{f,i}) \quad (\text{III.29})$$

Observa-se, de (III.29) que se \dot{Q}_u aumenta no tempo, o aumento em T_s é (agora) atenuado pelo aumento de $P_{c,a}$, uma vez que a pressão de saturação $p_{v,s}$ também cresce e comprime o "colchão" de gás saturado. Esse esquema é análogo para o caso em que \dot{Q}_u reduz-se no tempo.

Entretanto, o fator de eficiência F' , dado por:

$$F' = \frac{1}{1 + \frac{U_L A}{h_c P_{c,a} b F}} \quad (\text{III.30})$$

é claramente reduzido (em relação ao seu valor se não houvesse bloqueio) devido à diminuição da condutância térmica no condensador.

CAPÍTULO IV

RESULTADOS E COMENTÁRIOS

IV.1. Radiação Incidente:

A Fig. IV.1 mostra a curva obtida para o fluxo instantâneo de radiação total numa superfície horizontal versus hora solar para dias claros em Campinas - SP, nos meses de junho e dezembro, segundo a formulação dada no item III.1. Os números entre parênteses representam a percentagem devida à componente direta, havendo simetria em relação ao meio-dia solar.

A Fig. IV.2 mostra o fluxo de radiação total incidente na superfície do coletor, inclinada 30° para Norte. A mesma correção angular é feita para as componentes direta e difusa, razão pela qual a componente direta participa com as mesmas percentagens correspondentes às da figura anterior. É claro o efeito da inclinação do coletor na aproximação das curvas, em relação à Fig. IV.1.

IV.2. Produto Transmitância-Absortância e Radiação Absorvida:

Na Fig. IV.3 são apresentadas as curvas horárias do produto transmitância-absortância efetivo $(\tau\alpha)_e$ do sistema de cobertura do coletor, calculado segundo o procedimento clássico apresentado no Apêndice A. Observa-se a pequena variação de $(\tau\alpha)_e$ (em torno de 0,74) num período aproximado de 5 horas em torno do meio-dia solar. É clara a pequena variação de $(\tau\alpha)_e$ com o ângulo de incidência, desde que este não seja exageradamente elevado ($> 45^{\circ}$).

Na Fig. IV.4 são plotadas as curvas horárias do fluxo de radiação total S absorvido, para dias claros e nos mesmos meses. A proximidade das curvas é ainda maior, em relação à Fig. IV.2.

IV.3. Perdas Térmicas e Fator de Eficiência do Coletor:

Na Fig. IV.5 são plotados o coeficiente global U_L de perdas térmicas versus temperatura de saturação T_s do fluido de trabalho, segundo o modelo do Apêndice A. Para a mesma temperatura, o valor de U_L no mês de dezembro é levemente superior ao do mês de junho, devido ao ligeiro aumento do coeficiente de perdas entre a cobertura e o ambiente (tanto por convecção como por radiação).

É notável, entretanto, a relativamente pequena variação de U_L com a temperatura na faixa desejada. De fato, a partir do gráfico, obtém-se um valor médio

$$U_L \cong 6,4 \text{ W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$$

no intervalo $20 - 70^\circ\text{C}$, com um desvio menor que 10%. Note-se também que, uma vez que a condutância térmica no lado externo do condensador ($h_c A_c F$) é uma constante, tais variações em U_L praticamente não afetam o fator de eficiência F' do coletor, definido na equação (II.2.c) e plotado na mesma figura, o qual tem valor 0,80, estando bastante próximo de seu limite termodinâmico dado pela equação (II.6), que é aproximadamente 0,81.

O comportamento atípico de U_L no início das curvas é também verificado para o coeficiente U'_L , o qual seria idêntico ao coeficiente global U_L se a resistência da cobertura interna e a condutância do isolamento fossem desprezadas. O coeficiente U'_L é plotado

do na Fig. IV.6 (dados do mês de junho), juntamente com os coeficientes de perdas U_1 e U_2 . O coeficiente de transmissão de calor através da cobertura interna (condução) foi calculado em $110 \text{ W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$.

IV. 4. Desempenho do Coletor com Evacuação Prévia Total:

IV.4.1. Temperatura de Saturação do Fluido de Trabalho e Temperatura do Fluido de Transferência na Saída do Condensador:

Nas Figs. IV.7 e IV.8 é plotada a temperatura de saturação T_s do fluido de trabalho versus hora solar para os meses junho e dezembro respectivamente, através da solução das equações (II.3.b) e (II.5), e a partir dos dados de radiação já apresentados. Pode ser observado que o aumento da temperatura de entrada $T_{f,i}$ do fluido de transferência, causa um aumento menor em T_s , fato este ligado a uma correspondente queda na eficiência do coletor, como será visto a seguir.

Uma vez que os efeitos de capacidade calorífica do coletor são desprezíveis, as curvas acompanham, em fase, a tendência das respectivas curvas de radiação incidente e absorvida. A simetria em relação ao meio-dia solar também está ligada ao fato de que as condições ambientes (temperatura, vento, etc.) são fixas.

Usando (II.5) verificou-se que a temperatura de saída do fluido de transferência $T_{f,o}$ encontra-se, no máximo, $0,45^\circ\text{C}$ abaixo da temperatura de saturação T_s do fluido de trabalho, razão pela qual as curvas das figuras IV.7 e IV.8 também expressam, aproximadamente, a temperatura $T_{f,o}$ versus hora solar em ambos os meses. O fato de, a despeito da variação da energia incidente e do calor transportado com o tempo, as temperaturas T_s e $T_{f,o}$ guardarem uma diferença máxi-

ma de $0,45^{\circ}\text{C}$, é consequência de o valor de F' estar próximo de seu limite termodinâmico.

Comparando as Figs. IV.7 e IV.8 pode-se concluir que, para uma mesma temperatura de entrada $T_{f,i}$, e no mesmo período horário, os valores de temperatura no mês de dezembro são cerca de 5°C maiores que os do mês de junho, o que se deve principalmente às menores perdas térmicas para o ambiente em dezembro, onde a temperatura ambiente (média) T_a é $5,4^{\circ}\text{C}$ acima da correspondente ao mês de junho. Naturalmente, isto implica numa maior eficiência para o mês de dezembro (mesma hora e mesma $T_{f,i}$), como será visto a seguir.

IV. 4.2. Eficiência Global Instantânea:

Nas Figs. IV.9 e IV.10 são traçadas as curvas de eficiência global instantânea η do coletor para os meses de junho e dezembro, respectivamente. Além de observarmos o achatamento das curvas em torno do meio-dia solar, nota-se a diminuição da eficiência com o aumento da temperatura de entrada $T_{f,i}$ do fluido de transferência - também facilmente verificável a partir da equação (II.4.a) - devido ao aumento das perdas térmicas.

Por outro lado, comparando essas figuras, nota-se que, para uma dada hora e uma dada temperatura $T_{f,i}$, a eficiência correspondente é maior para o mês de dezembro do que para o de junho, como já foi explicado anteriormente.

Na Fig. IV.11 os diversos pontos dos dois últimos gráficos são replotados na forma sugerida pela equação (II.7). O espalhamento dos pontos deve-se particularmente à variação brusca do produto $(\tau\alpha)_e$ para ângulos de incidência acima de aproximadamente 45° . Porém, considerados importantes apenas os valores médios de $(\tau\alpha)_e$ cor

respondentes ao patamar já mostrado na Fig. IV.3, pode ser traçada a reta indicada.

Na Fig. IV.12, buscou-se fazer uma breve comparação, apenas em termos da eficiência global η , entre o coletor aqui estudado e um aquecedor solar de ar ("convencional"), descrito por Whillier [31]. Para realizar esta comparação, recalculamos $(\tau\alpha)_e$ segundo o mesmo procedimento adotado no referido trabalho, e corrigimos os resultados lá apresentados para o fluxo de massa específico G aqui utilizado. O coletor descrito possui uma única cobertura de 2,5 mm de vidro (de coeficiente de extinção $\gamma = 0,2 \text{ pol}^{-1}$), e tem as seguintes características: $(\tau\alpha)_e = 0,75$, $U_L = 7,0 \text{ W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$ e $F' = 0,765$. A comparação das curvas traçadas mostra uma diferença uniforme de 5% em favor do coletor descrito por Whillier, a qual é atribuída à necessidade de utilização de 2 coberturas, com a cobertura interna bastante mais espessa para suportar os esforços mecânicos devidos à evacuação.

IV.4.3. Aspectos Hidrodinâmicos do Fluido de Trabalho:

Na Fig. IV.13 é apresentado um quadro das linhas de corrente do escoamento da fase vapor do fluido de trabalho, de acordo com a formulação dada no item II.2. Foram dados valores para os parâmetros envolvidos, julgados representativos do desempenho global do coletor. A solução analítica feita não permite o acoplamento dos escoamentos na interface evaporador/condensador. Na figura as dimensões geométricas estão fora de escala para possibilitar melhor visualização. É interessante observar que uma fração do evaporador fica encarregada de produzir o vapor que a seguir condensa sob a cobertura interna, en-

quanto o restante do mesmo - com comprimento $L_{e,u}$ - produz o vapor que atinge o condensador e cede seu calor latente ao fluido de transferência externo.

Nas Figs. IV.14 e IV.15 são plotados os perfis das componentes axial (u) e normal (v), em forma adimensional, do escoamento do vapor numa secção do evaporador e numa secção do condensador respectivamente. Note-se que o perfil da componente axial é simétrico e muito ligeiramente achatado em relação à forma parabólica clássica, devido ao pequeno efeito das forças de inércia.

Na Fig. IV.16 é apresentada a distribuição de pressão no vapor, desconsiderando a queda hidrostática, mostrada pela linha reta tracejada. Fica claro, dessa figura, que o gradiente de pressão devido aos efeitos dinâmicos (forças inerciais e viscosas) é inteiramente desprezível. De fato, a máxima velocidade axial média do escoamento do vapor é estimada em cerca de 3 cm/s, que é um valor bastante baixo. Considerando portanto o gradiente terminal de pressão no vapor igual à queda hidrostática, obtêm-se, usando a relação de Clausius-Clapeyron (II.10), um gradiente terminal de temperatura inferior a $0,01^{\circ}\text{C}$ (ΔT_s). Pode-se assim estimar uma condutividade térmica equivalente como:

$$\frac{\dot{Q}_u \cdot \left(\frac{L_e + L_c}{2} \right)}{A_v \Delta T_s} \approx 10^6 \text{ W/m } ^{\circ}\text{C} !$$

No que diz respeito à fase líquida, o estudo do seu escoamento buscou um entendimento das forças nele relevantes, bem como das condições de saturação do meio poroso. Desprezadas as forças de inércia, verificou-se que as forças capilares somente poderão

ser importantes na direção transversal, mas são desprezíveis na direção axial, em relação à força gravitacional. A outra força relevante é a resistência imposta pelo meio poroso (dada pela Lei de Darcy) e a força viscosa newtoniana propriamente dita. Com base nesse entendimento obteve-se a equação (II.86), a partir da qual traçamos o perfil de desenvolvimento do filme de líquido mostrado na Fig. IV.17, com a linha tracejada superior indicando o limite do meio poroso.

Note-se, por fim, que o coletor estudado somente transporta calor numa direção e não na direção contrária, uma vez que não há pressão capilar suficiente para conduzir líquido da parte inferior para a superior do coletor.

IV.5. Desempenho do Coletor com Evacuação Prévia Parcial:

IV.5.1. Comprimento Ativo do Condensador e Fator de Eficiência do Coletor:

Na Fig. IV.18 é plotada a fração ativa do condensador $\frac{L_{c,a}}{L_c}$ ($= \frac{P_{c,a}}{P_c} = \frac{\dot{m}_a}{\dot{m}}$) versus a temperatura de saturação T_s , segundo a equação (III.28). São traçadas três curvas, que permitem visualizar o efeito da massa de gás presente e do volume do reservatório. Nota-se que as curvas são bastante íngremes, como resultado da relação pressão-temperatura para vapor saturado. Embora as curvas b e c possuam características bastante diferentes, elas tendem a cruzar o eixo das abcissas em temperaturas de saturação próximas a 33°C , abaixo da qual o condensador estará totalmente bloqueado. Evidentemente o uso de um reservatório de gás, curva b, diminui a fração bloqueada, para uma mesma quantidade de gás e numa dada temperatura de saturação.

Na Fig. IV.19 é plotado o fator de eficiência F' versus temperatura de saturação T_s , segundo a equação (III.30). É observado um comportamento similar ao do gráfico anterior, uma vez que a redução do comprimento ativo do condensador também implica em redução do fator de eficiência.

IV. 5.2. Temperatura de Saturação e Temperatura de Saída do Fluido de Transferência

Na Fig. IV.20 é plotada a temperatura de saturação T_s versus hora solar para três condições de evacuação. Na curva a, o coletor é totalmente evacuado previamente. Na curva b, uma massa de 0,4 g de ar é mantida no interior do coletor, porém um reservatório de volume 0,5 l é previsto. Por fim, na curva c, essa mesma massa de ar é mantida, porém sem o reservatório. Pode-se concluir que o efeito da presença do gás não condensável, sob mesmas condições, é causar um sobreaquecimento do coletor. A utilização de um reservatório terminal para armazenar parte do gás presente atenua esse efeito, mas tende também a atenuar variações na temperatura de saturação.

Na Fig. IV.21 é plotada a temperatura do fluido de transferência na saída do condensador $T_{f,o}$ (após mistura), versus hora solar, para essas mesmas condições de evacuação. É clara a queda dessa temperatura devido a uma evacuação parcial, embora seja atenuada quando se usa um reservatório de gás.

IV.5.3-Eficiência Global Instantânea

Na Fig. IV.22, é plotada a eficiência global instantânea versus hora solar, mostrando a redução da mesma com uma evacuação parcial. Aqui novamente se observa que o uso de um reservatório de gás atenua a queda de eficiência.

Em termos da equação (III.7) esta queda de eficiência vincula-se à redução do fator de eficiência F' conforme o gráfico da Fig. IV.19.

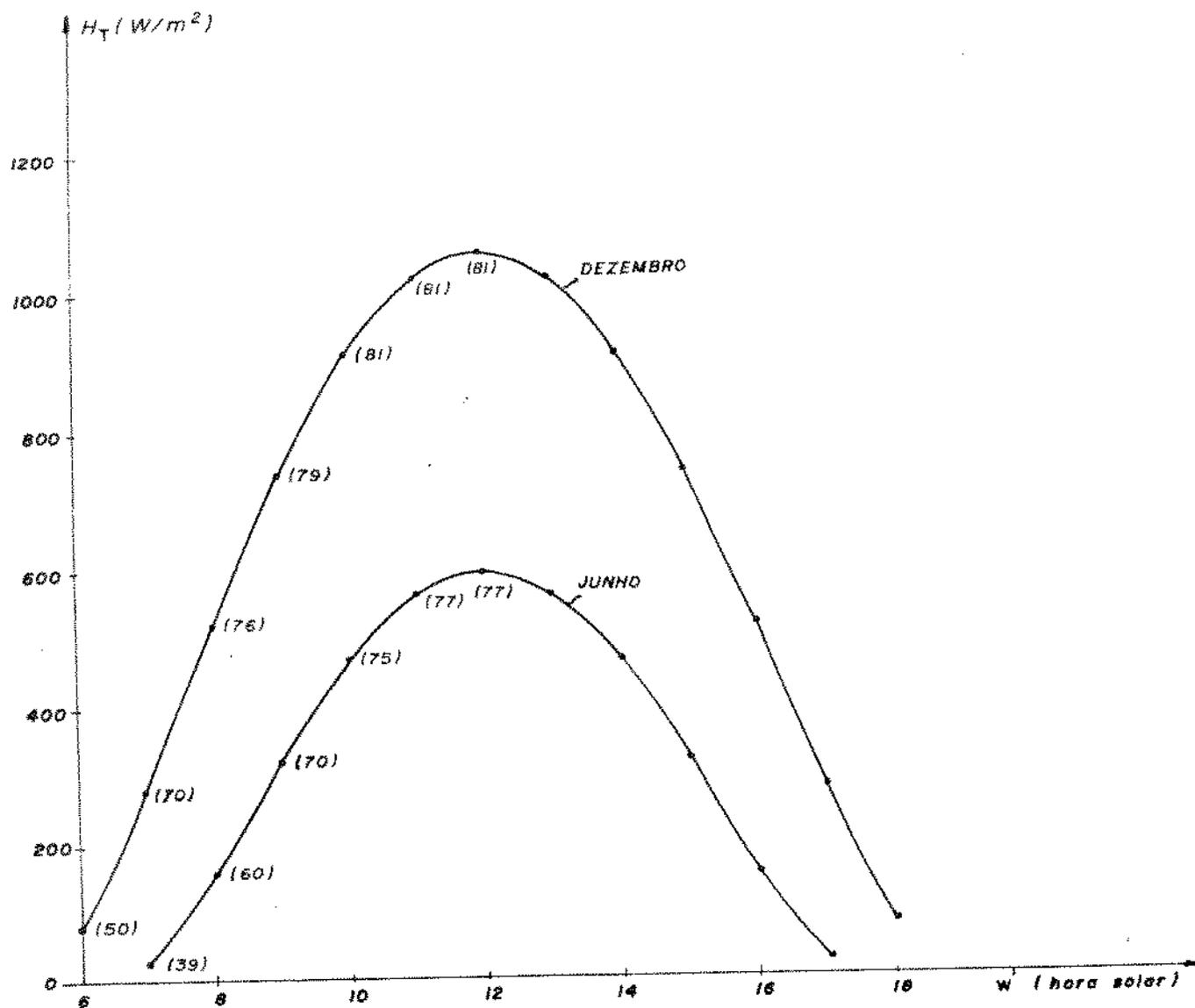


FIG. IV.1 - FLUXO DE RADIAÇÃO TOTAL NUMA SUPERFÍCIE HORIZONTAL VERSUS HORA SOLAR PARA DIAS CLAROS EM CAMPINAS - SP.

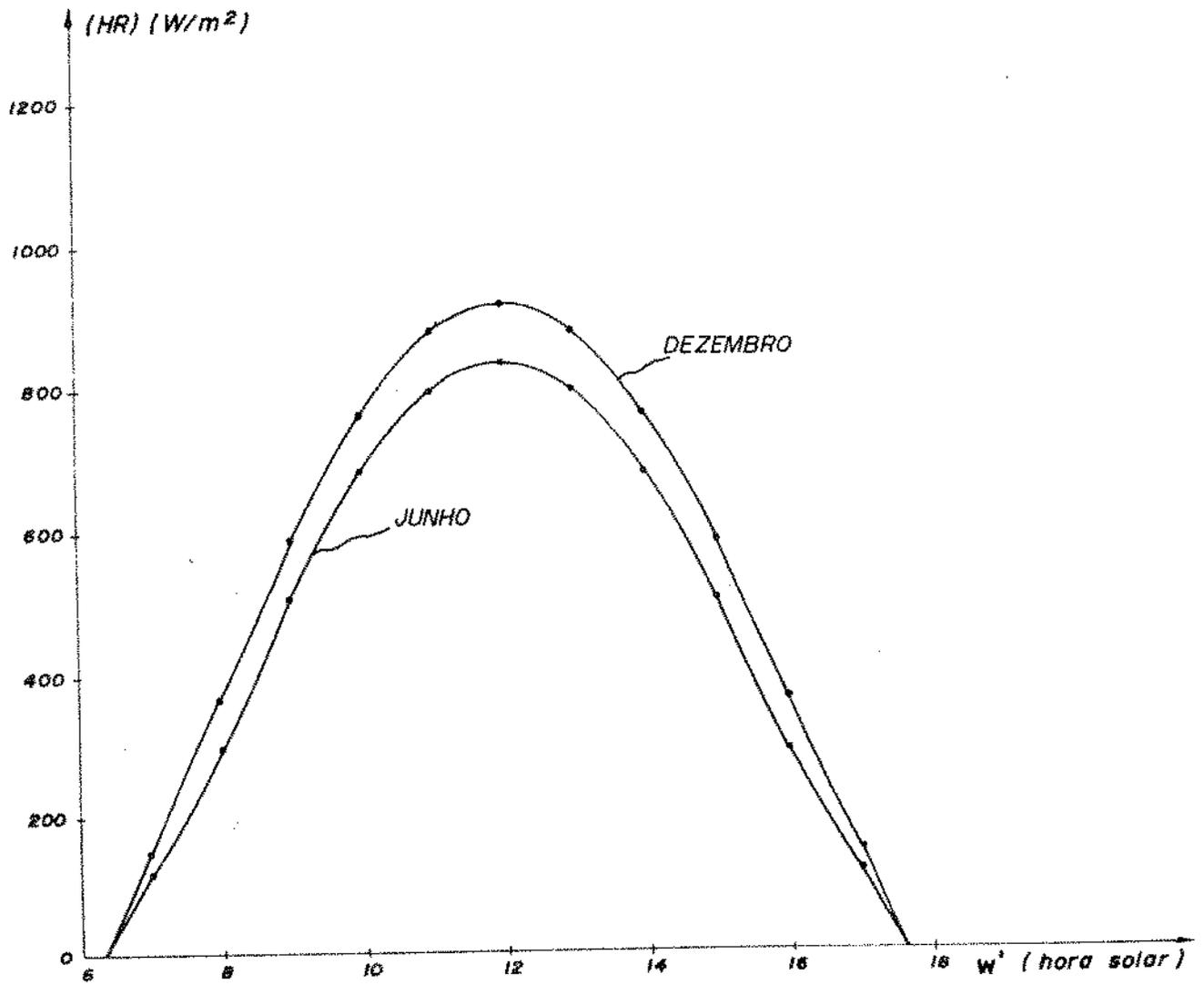


FIG. IV.2 - FLUXO DE RADIAÇÃO TOTAL INCIDENTE NA SUPERFÍCIE DO COLETOR, INCLINADA 30° PARA NORTE, VERSUS HORA SOLAR.

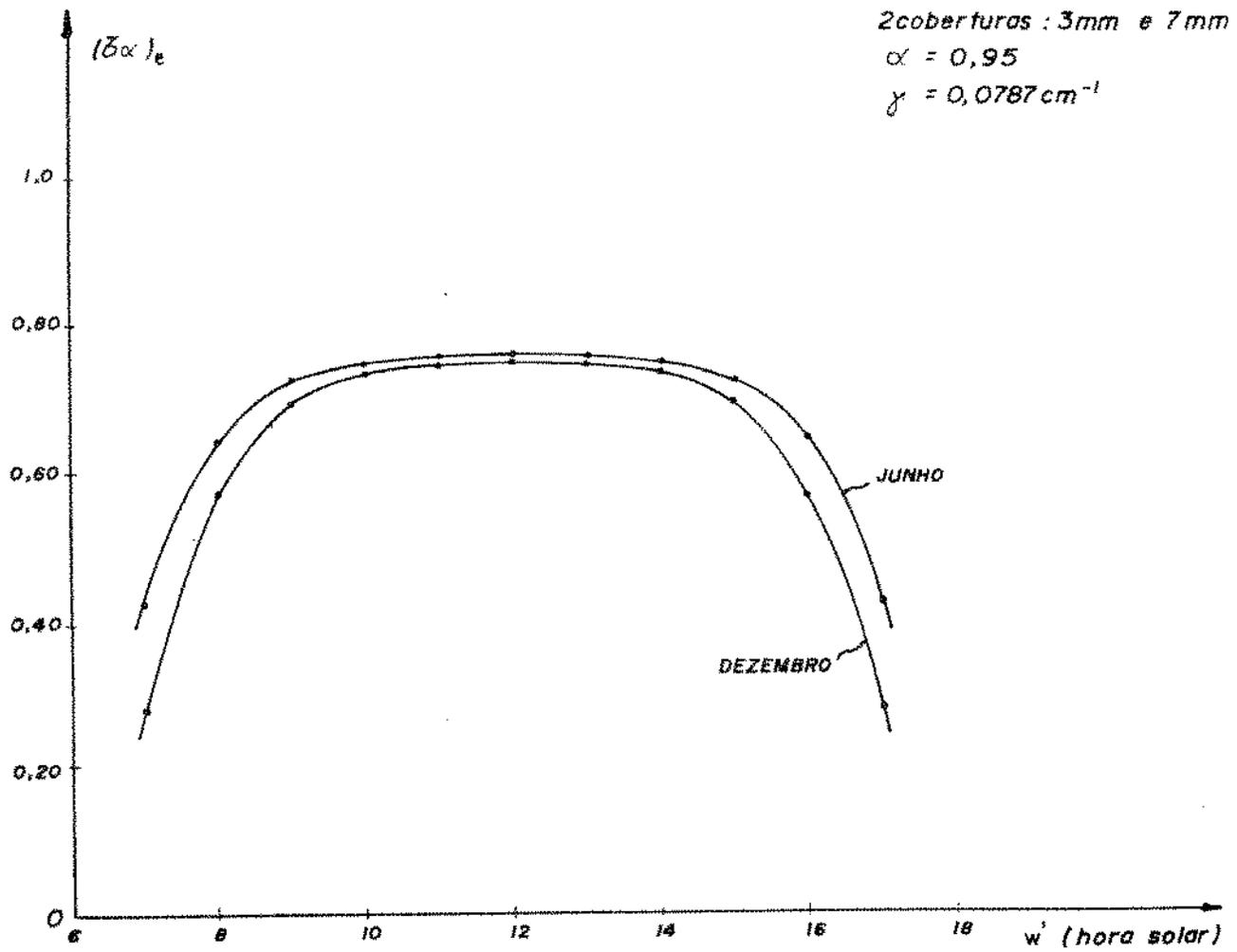


FIG. IV.3 - PRODUTO TRANSMITÂNCIA-ABSORTÂNCIA EFE. TIVO DO SISTEMA DE COBERTURA VERSUS HORA SOLAR.

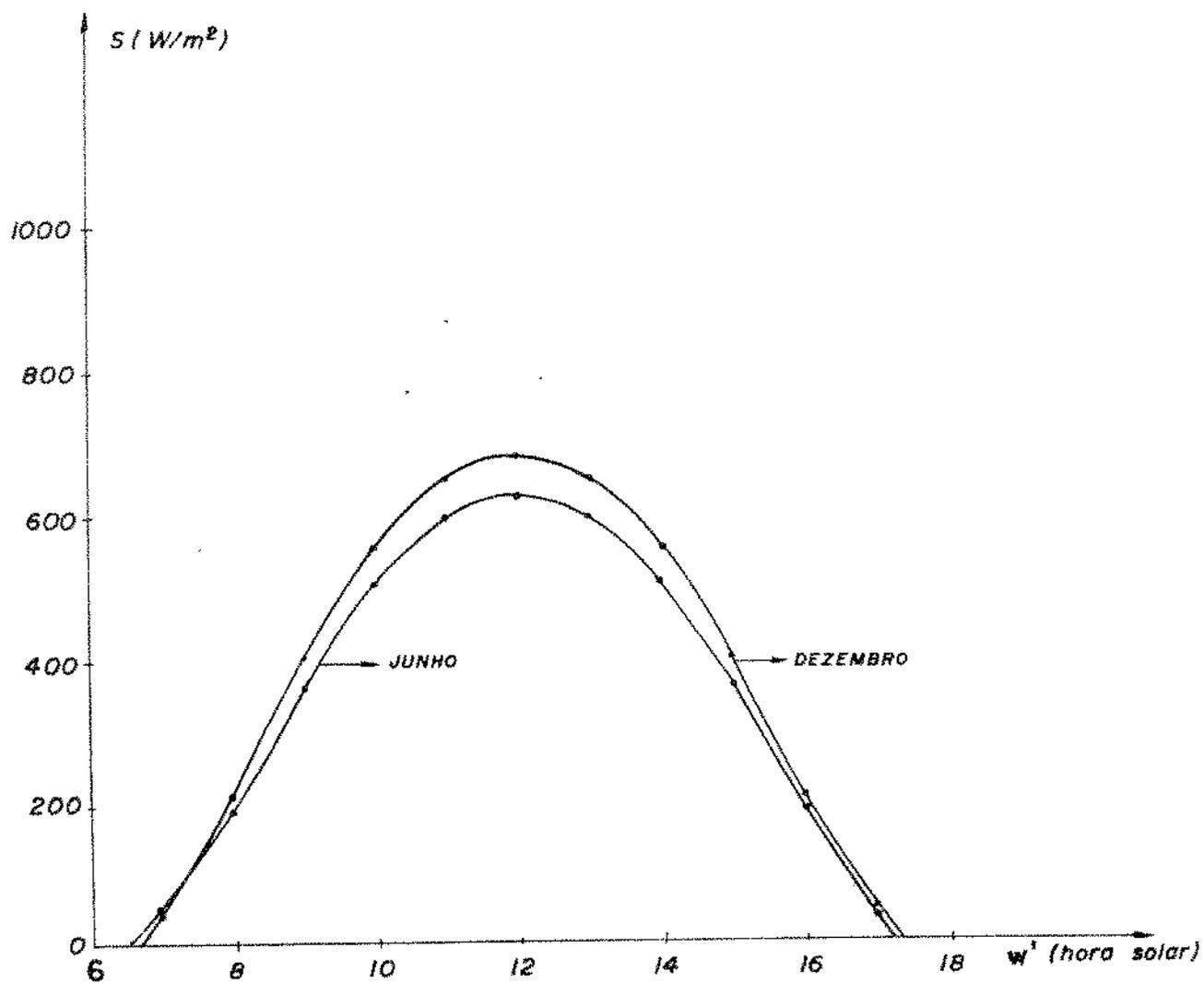


FIG. IV.4 - FLUXO HORÁRIO DE RADIAÇÃO TOTAL ABSORVIDA PARA DIAS CLAROS.

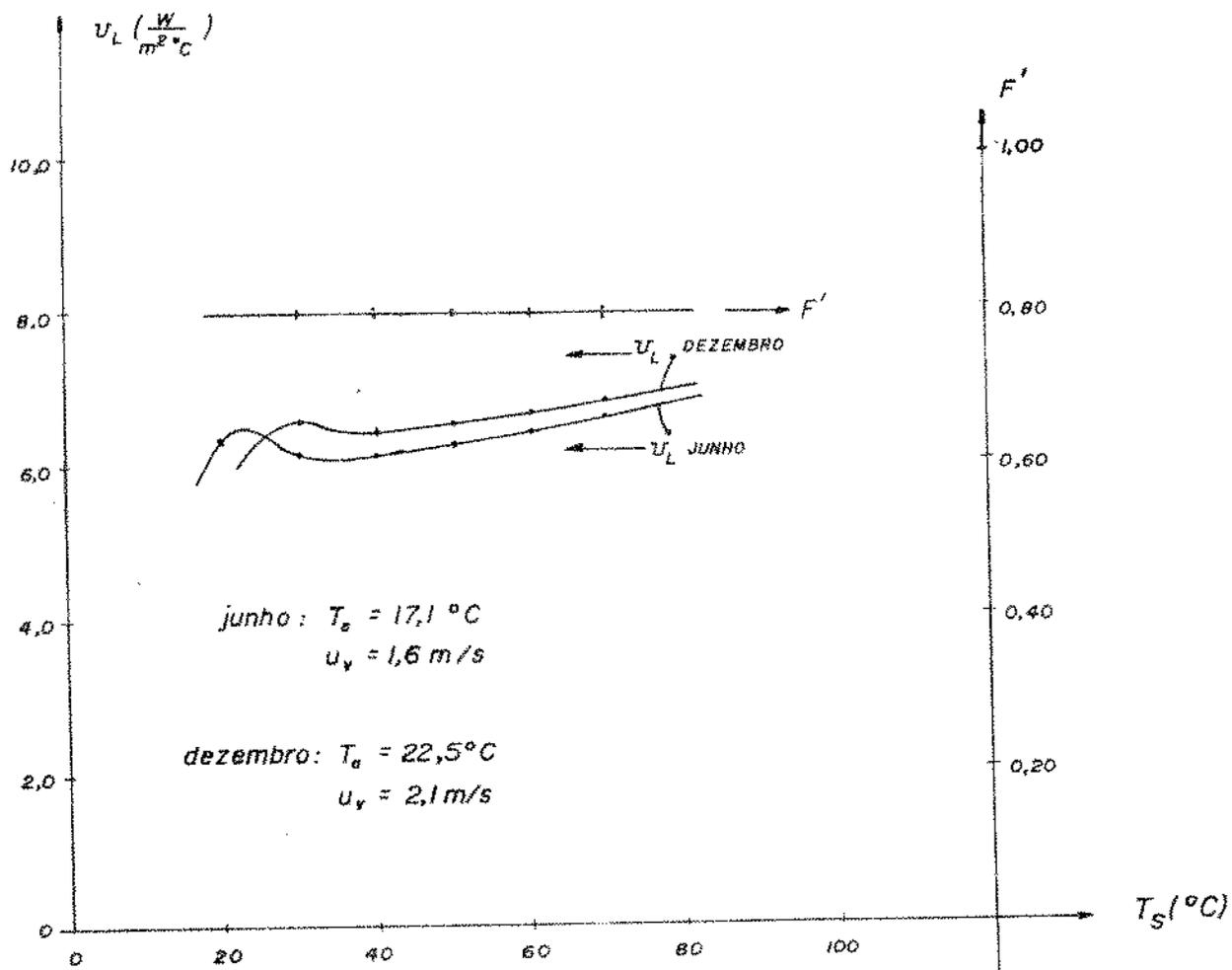


FIG. IV.5 - COEFICIENTE GLOBAL DE PERDAS TÉRMICAS
 VERSUS TEMPERATURA DE SATURAÇÃO DO FLUIDO
 DE TRABALHO.

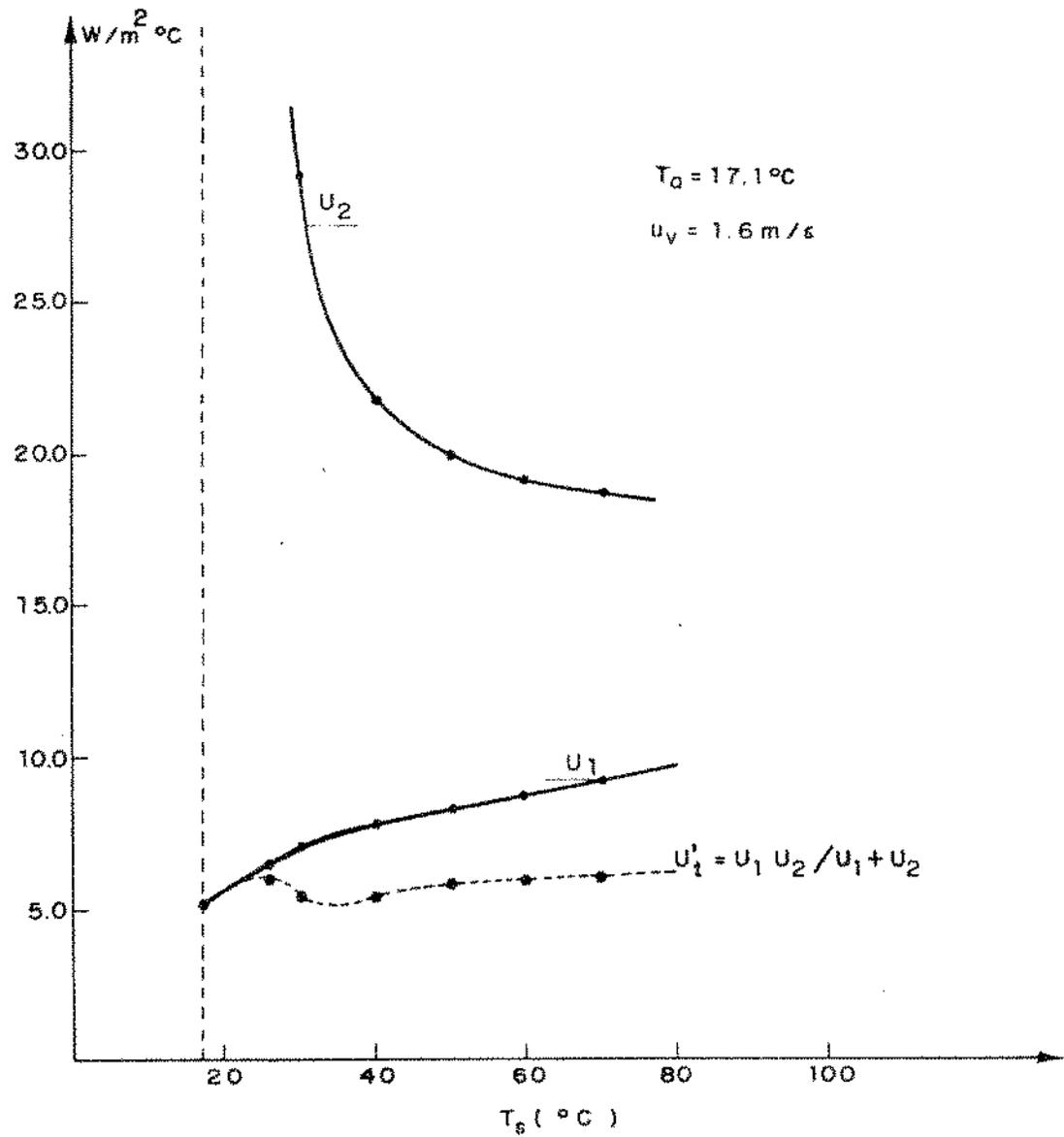


FIG. IV.6 - COEFICIENTES DE PERDAS TÉRMICAS VERSUS TEMPERATURA DE SATURAÇÃO.

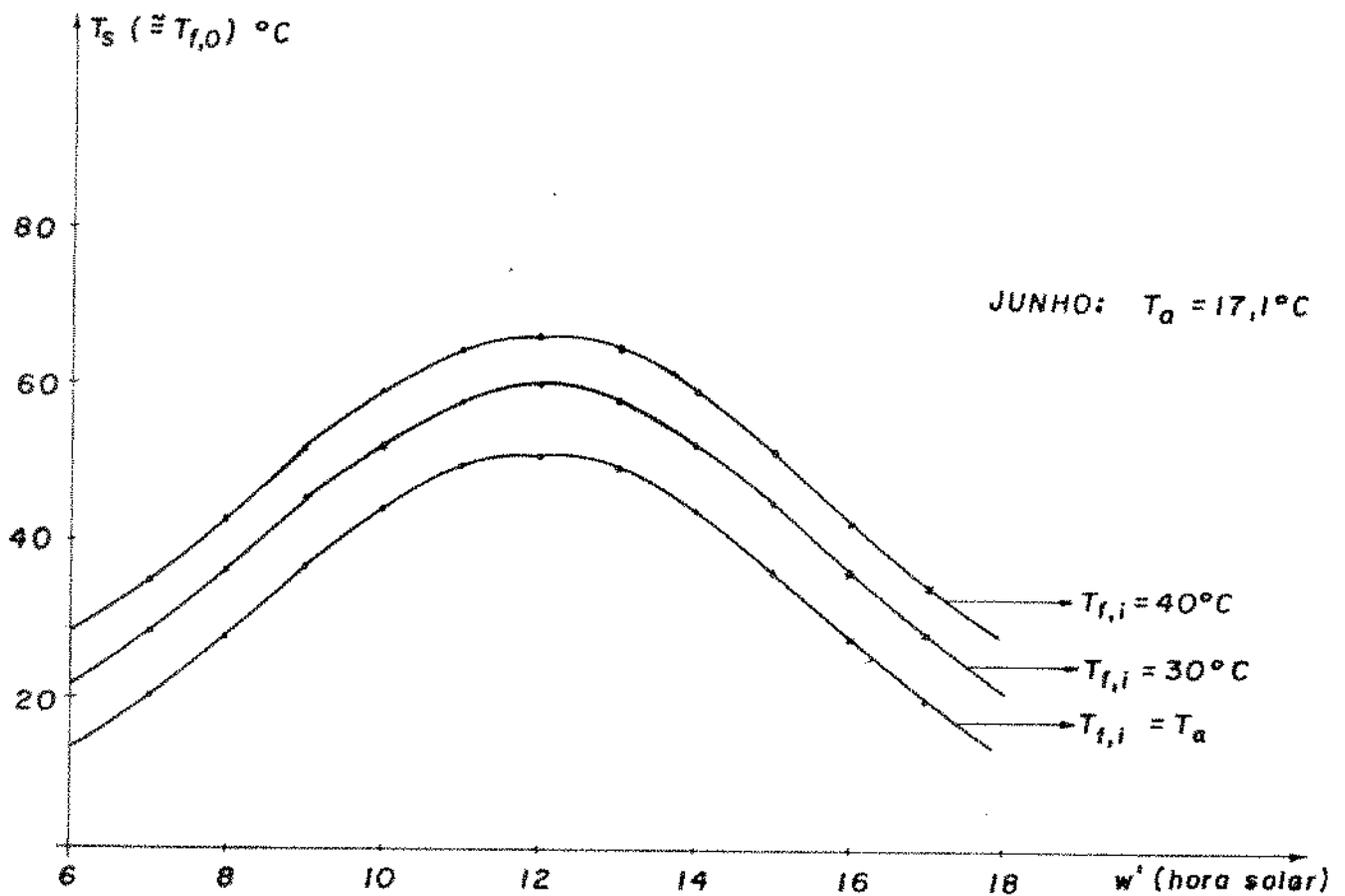


FIG. IV.7 - TEMPERATURA DE SATURAÇÃO DO FLUIDO DE TRABALHO VERSUS HORA SOLAR, MÊS DE JUNHO.

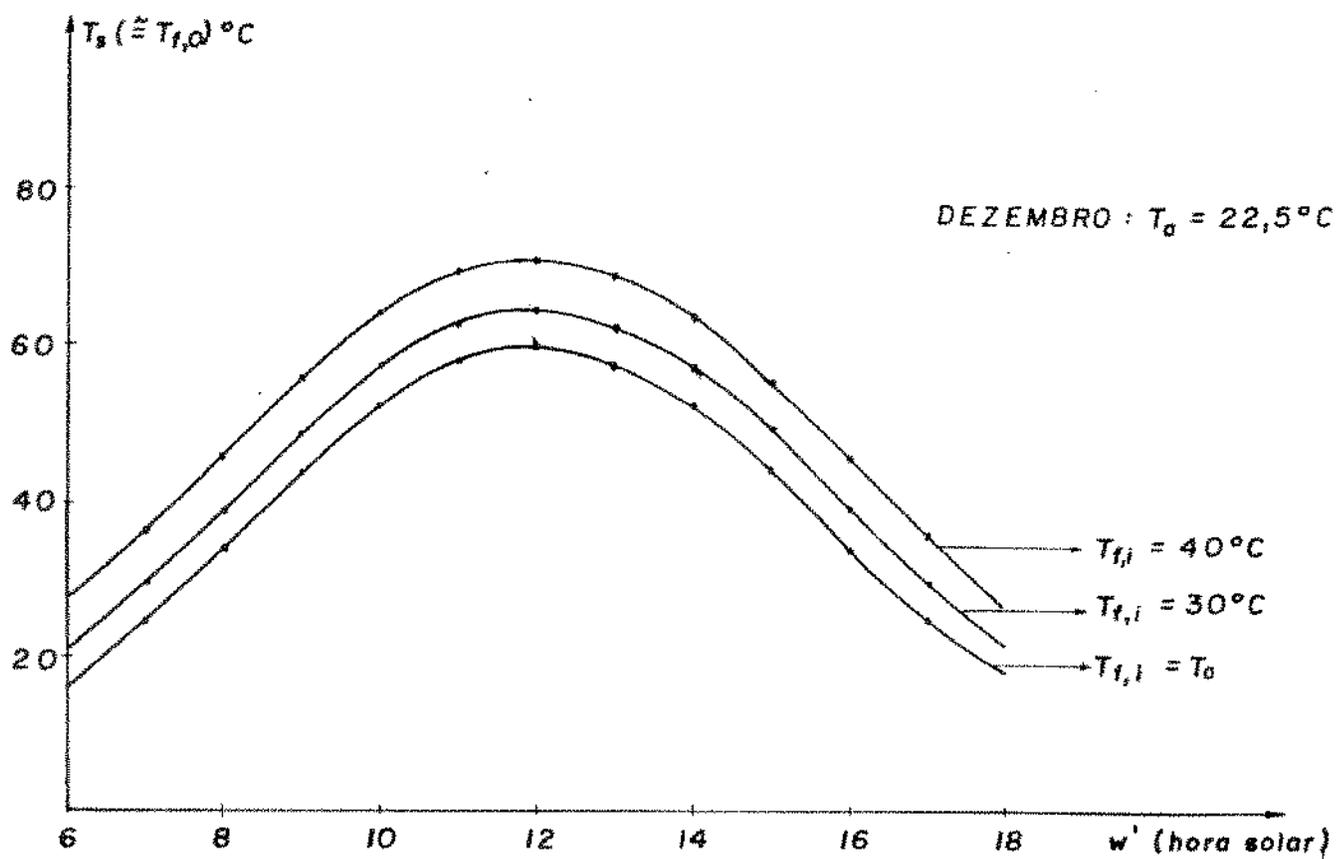


FIG. IV.8 - TEMPERATURA DE SATURAÇÃO DO FLUIDO DE TRABALHO VERSUS HORA SOLAR, MÊS DE DEZEMBRO.

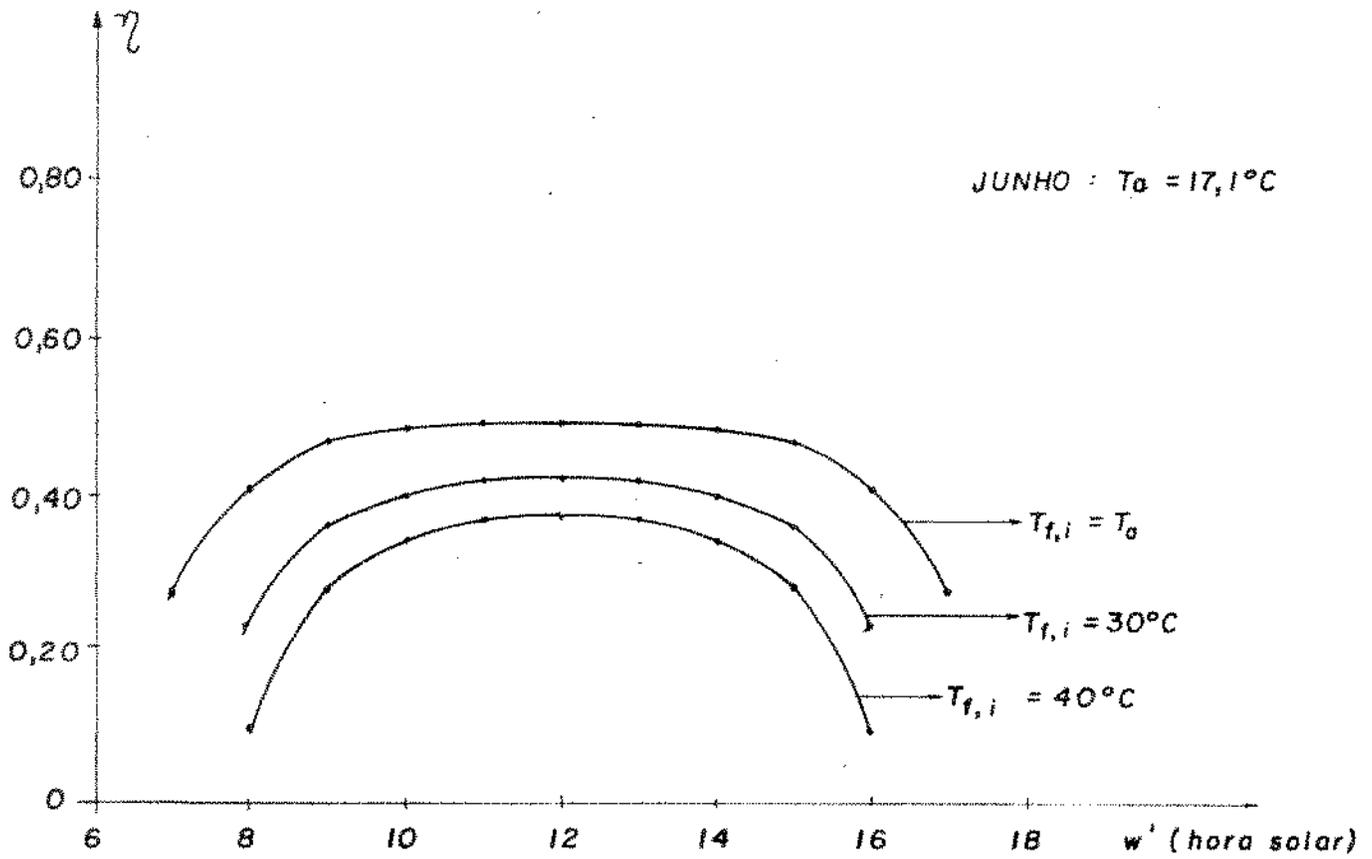


FIG. IV.9 - EFICIÊNCIA GLOBAL INSTANTÂNEA DO COLETOR
PARA O MÊS DE JUNHO.

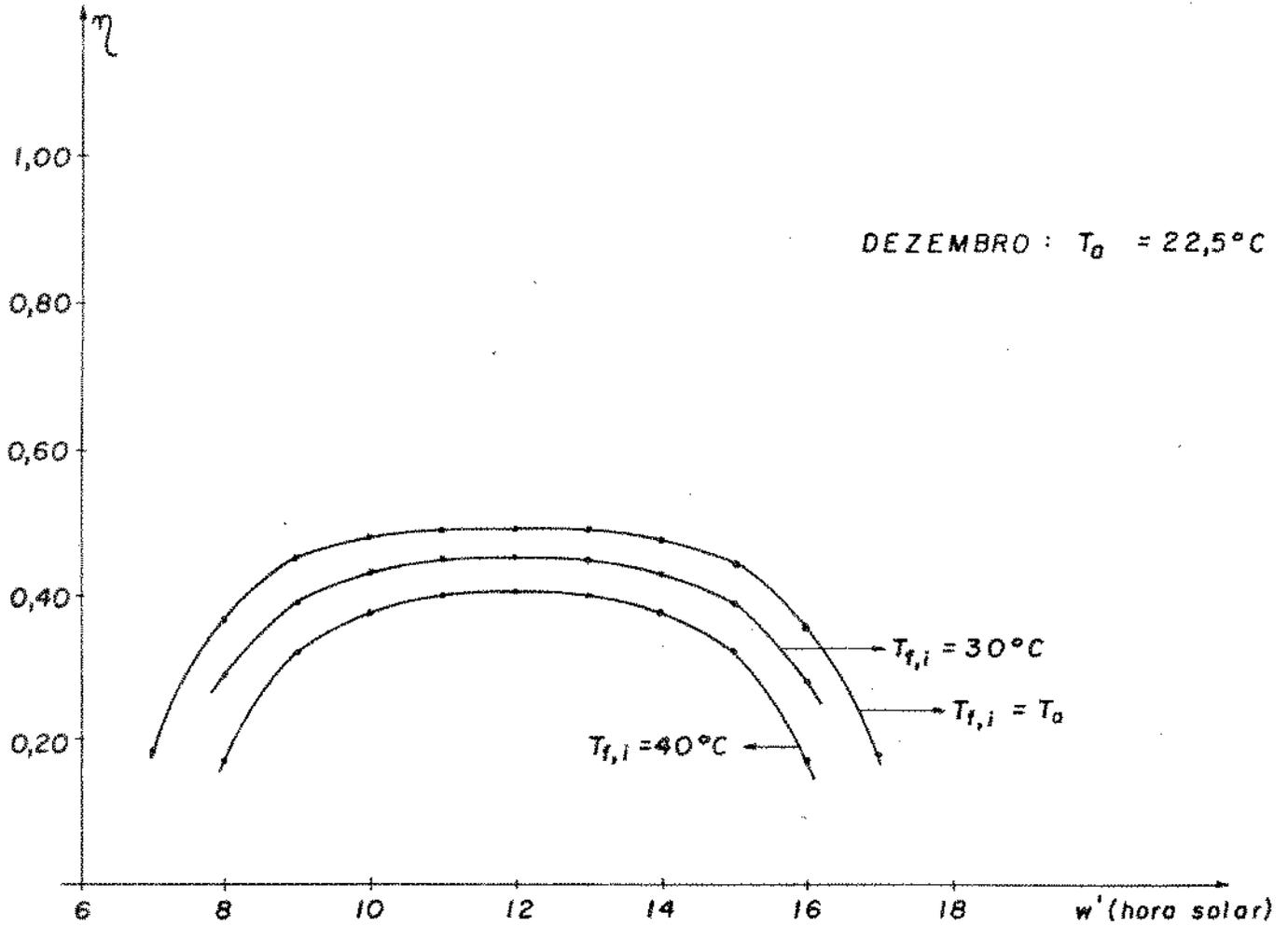


FIG. IV.10 - EFICIÊNCIA GLOBAL INSTANTÂNEA DO COLETOR
PARA O MÊS DE DEZEMBRO.

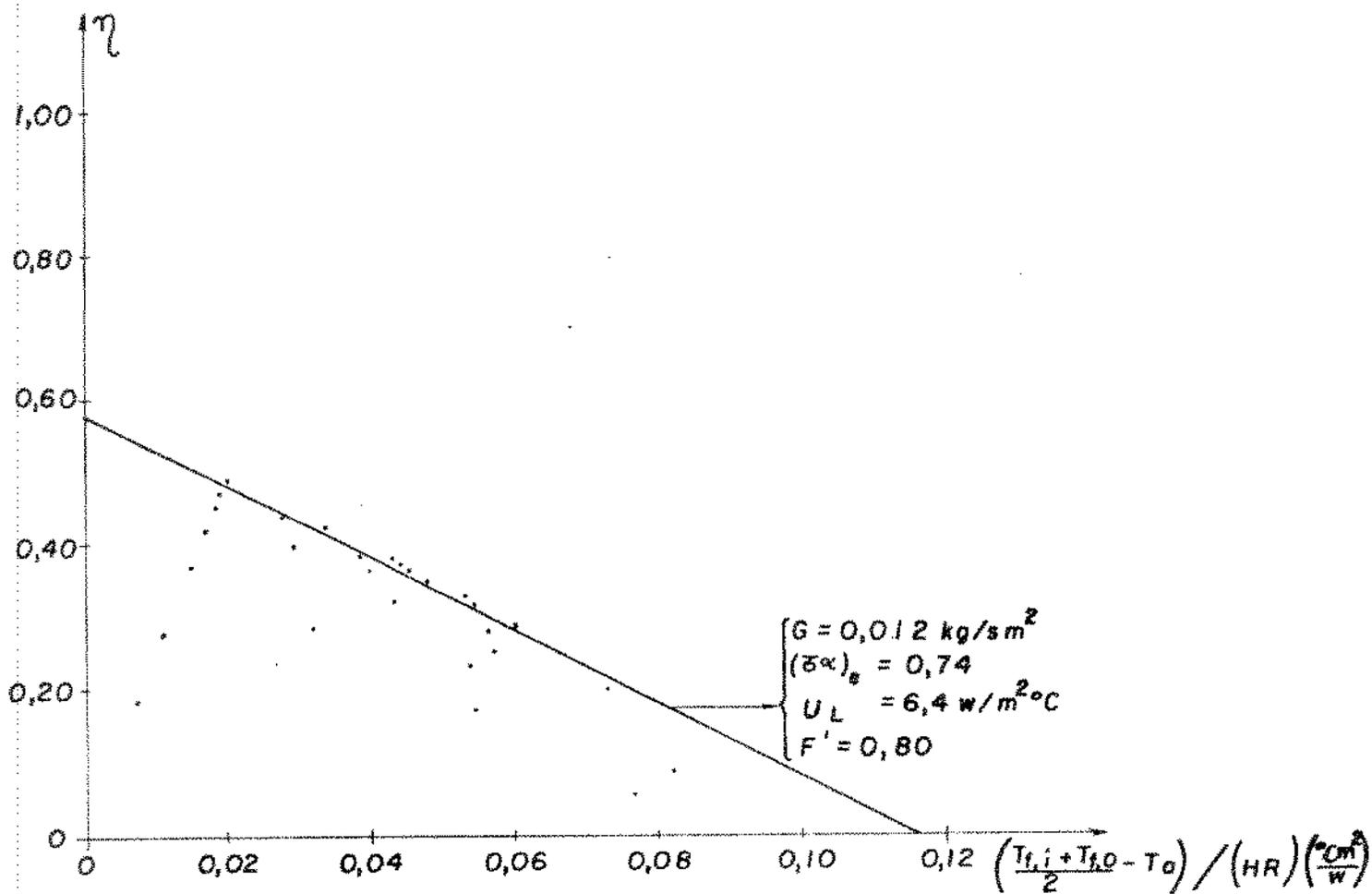


FIG. IV.11 - CURVA DE EFICIÊNCIA DO COLETOR.

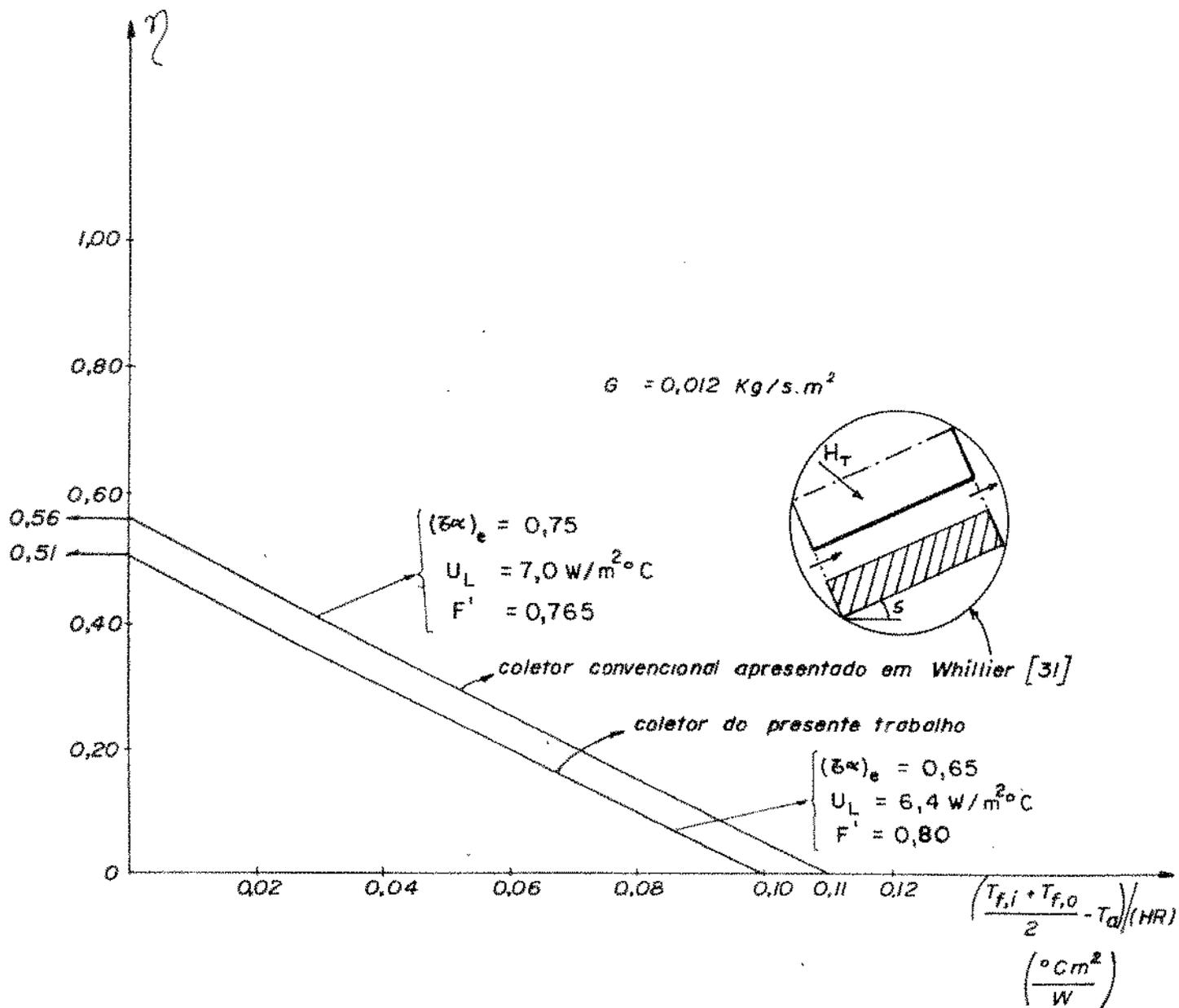


FIG. IV.12 - COMPARAÇÃO ENTRE O COLETOR AQUI ESTUDADO E O APRESENTADO POR WHILLIER [31].

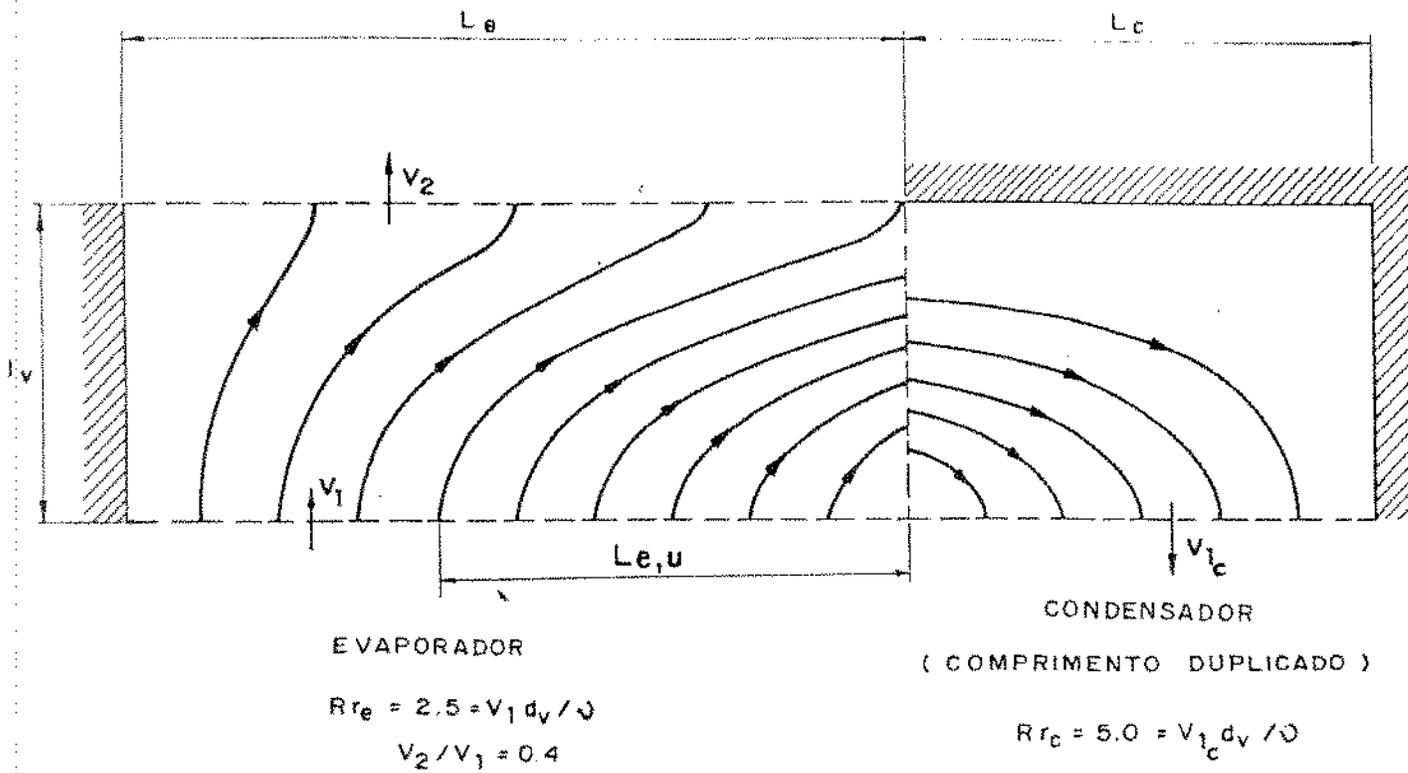


FIG. IV.13 - DIAGRAMA DE LINHAS DE CORRENTE DO ESCOAMENTO
 DA FASE VAPOR DO FLUIDO DE TRABALHO.

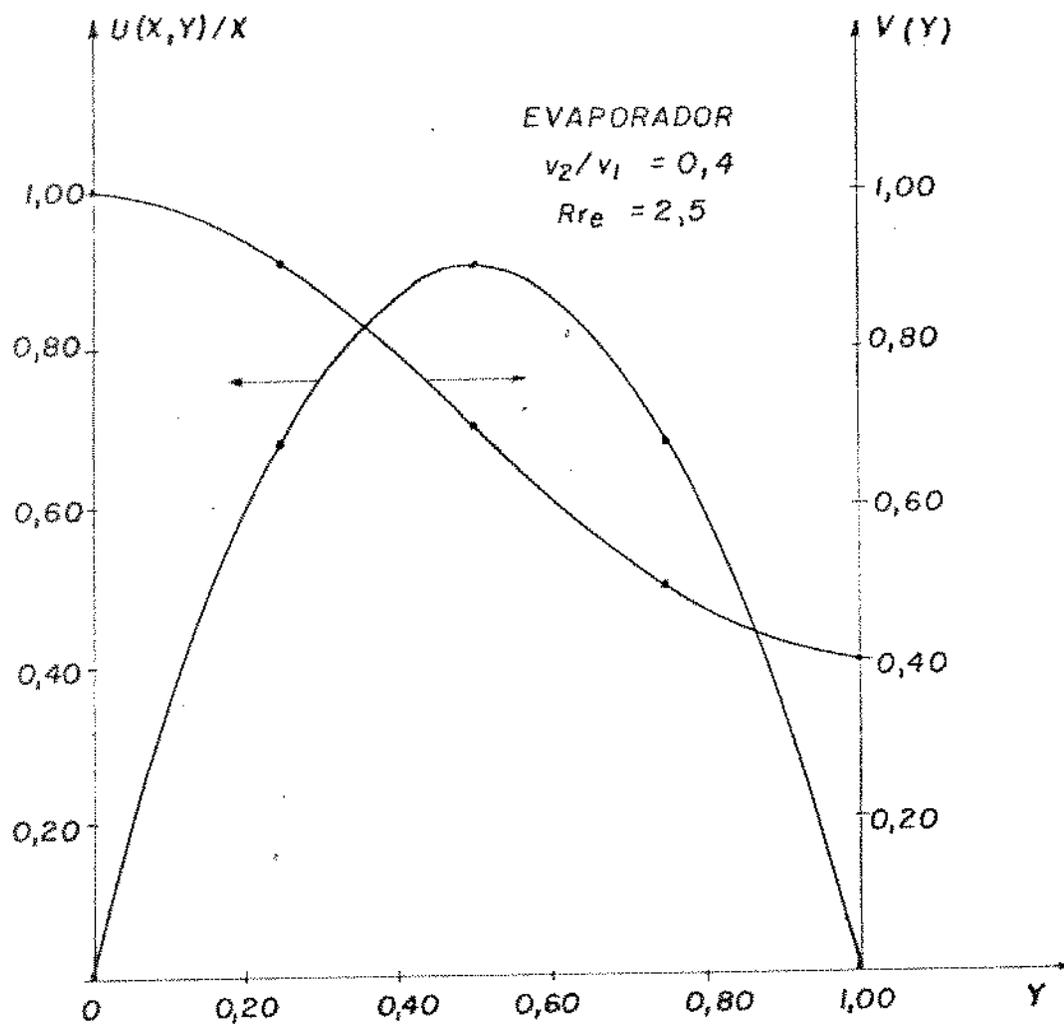


FIG. IV.14 - PERFIS DAS VELOCIDADES AXIAL (U) E NORMAL (V) DO ESCOAMENTO DO VAPOR NUMA SECÇÃO DO EVAPORADOR.

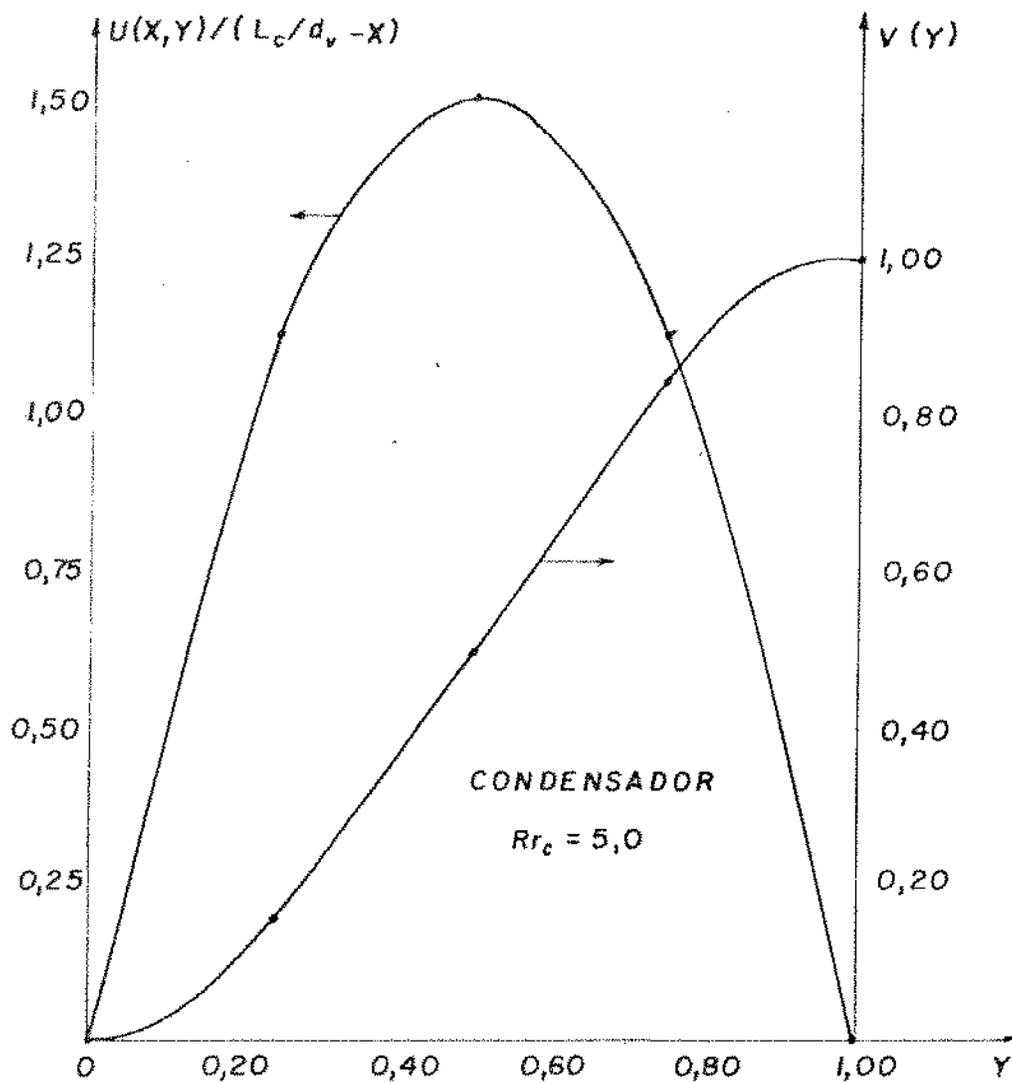


FIG. IV.15 - PERFIS DAS VELOCIDADES AXIAL (U) E NORMAL (V) DO ESCOAMENTO DO VAPOR NUMA SECÇÃO DO CONDENSADOR.

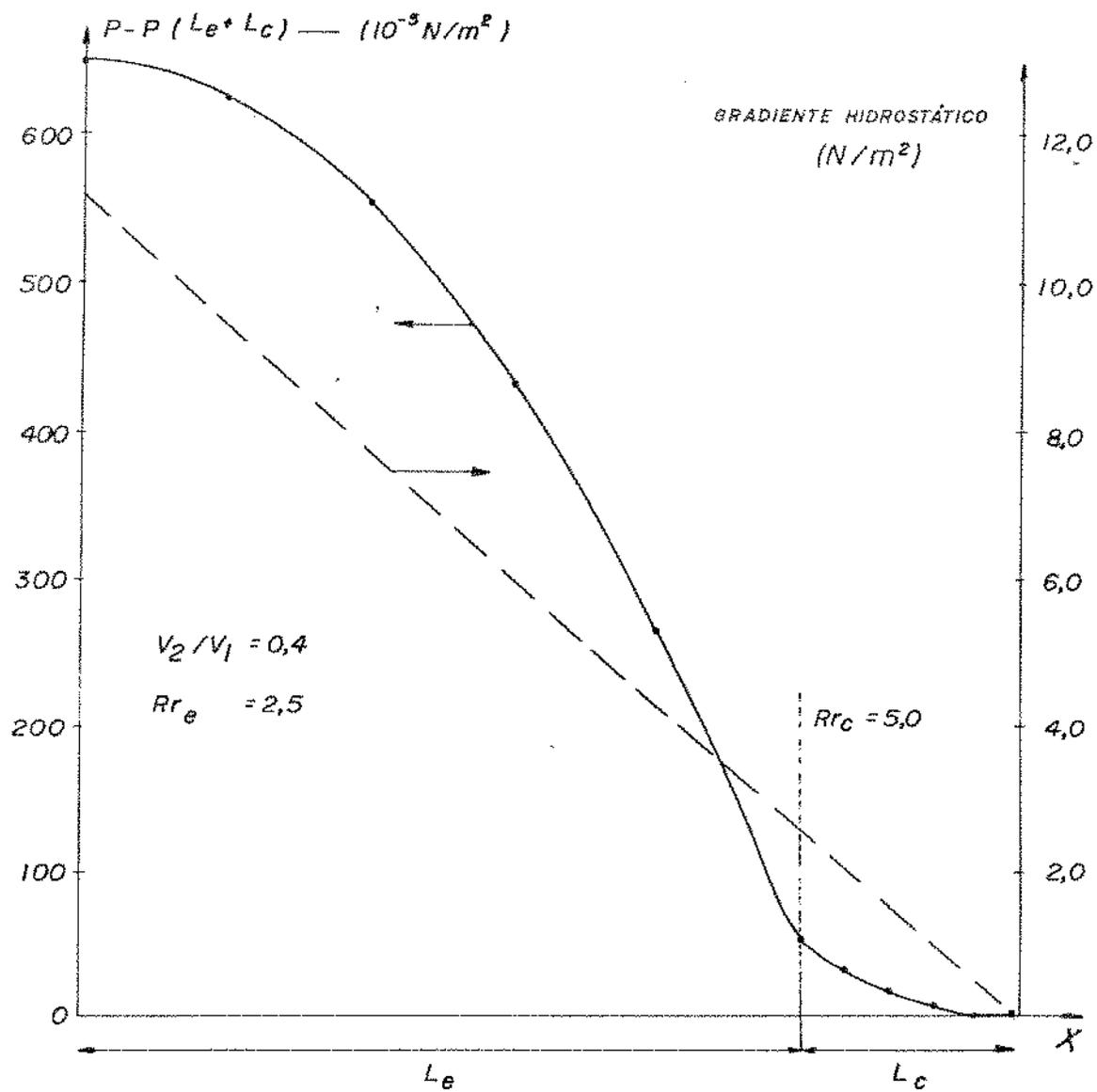


FIG. IV.16 - DISTRIBUIÇÃO AXIAL DE PRESSÃO NO VAPOR.

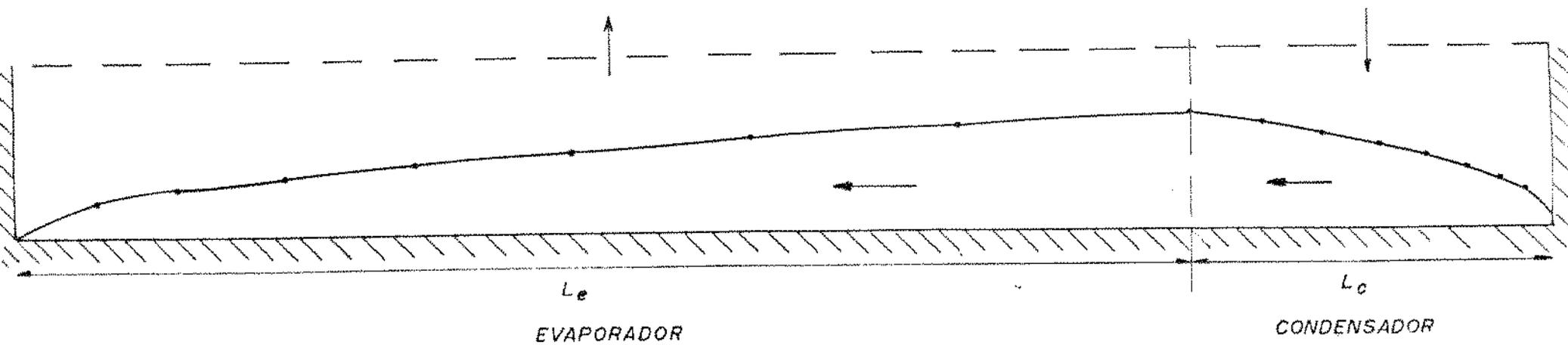


FIG. IV.17 - DESENVOLVIMENTO DO FILME DE LÍQUIDO
NO INTERIOR DO MEIO POROSO.

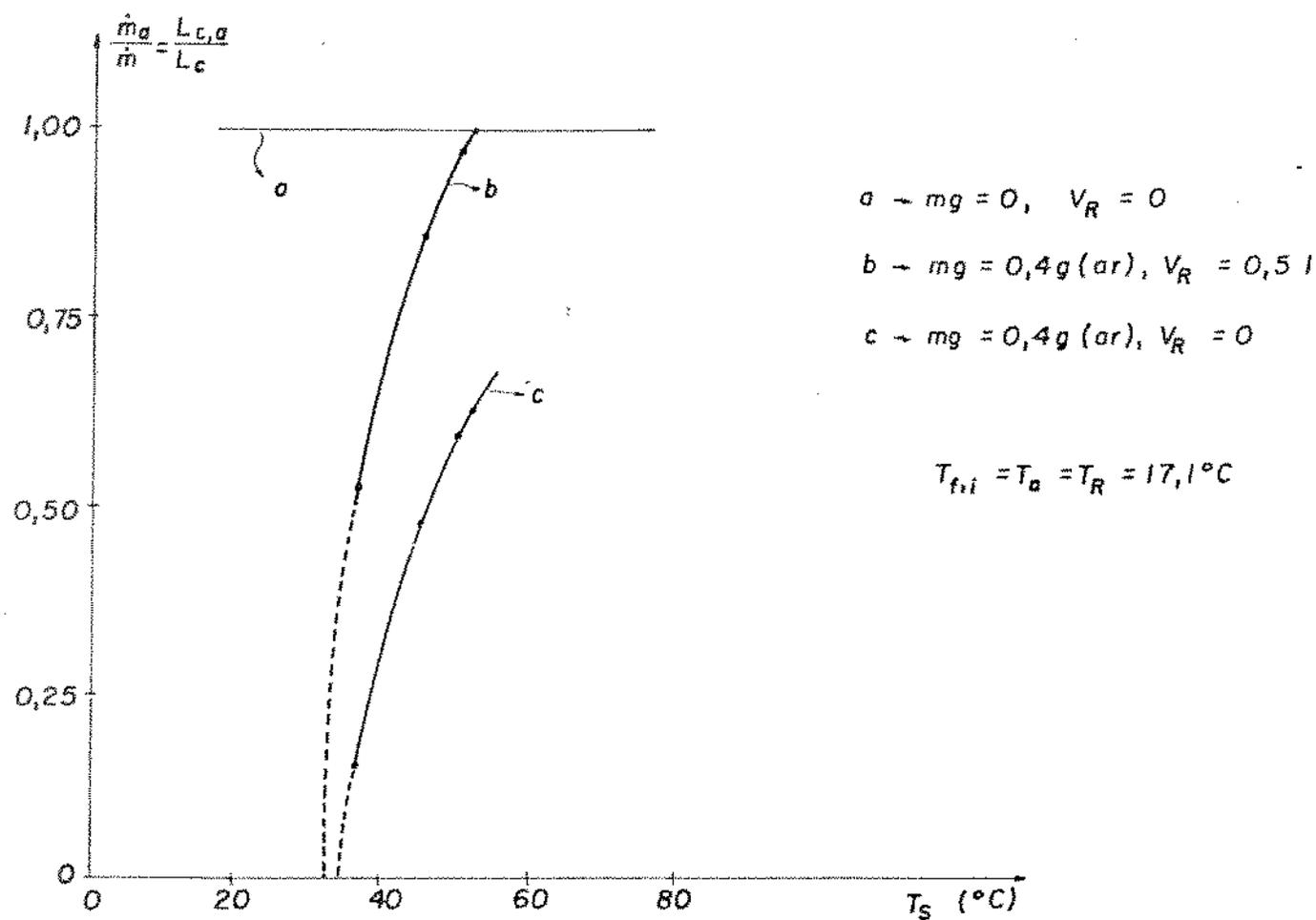


FIG. IV.18 - FRAÇÃO ATIVA DO CONDENSADOR VERSUS TEMPERATURA DE SATURAÇÃO PARA COLETOR PARCIALMENTE EVACUADO.

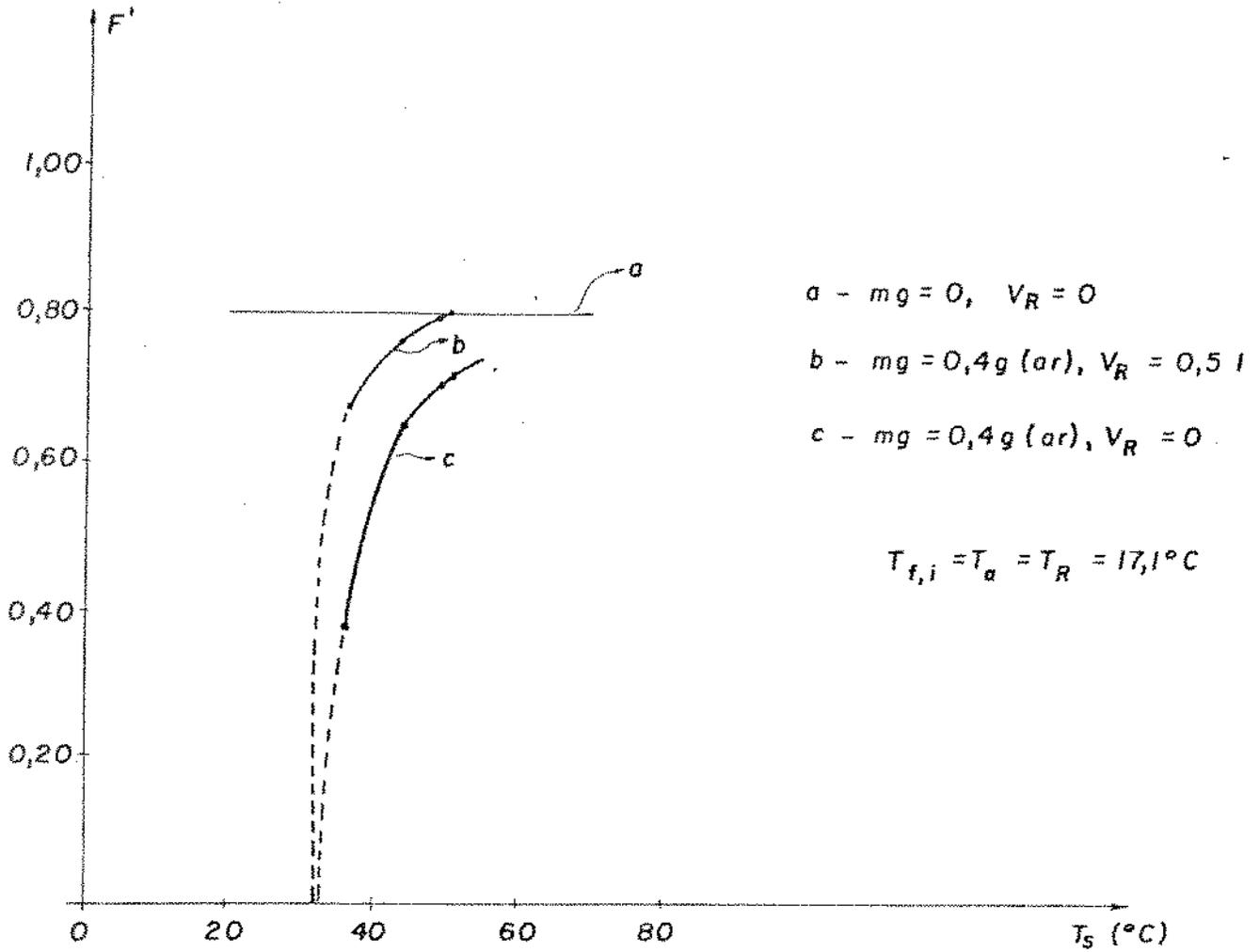


FIG. IV.19 - FATOR DE EFICIÊNCIA VERSUS TEMPERATURA DE SATURAÇÃO, PARA COLETOR PARCIALMENTE EVACUADO.

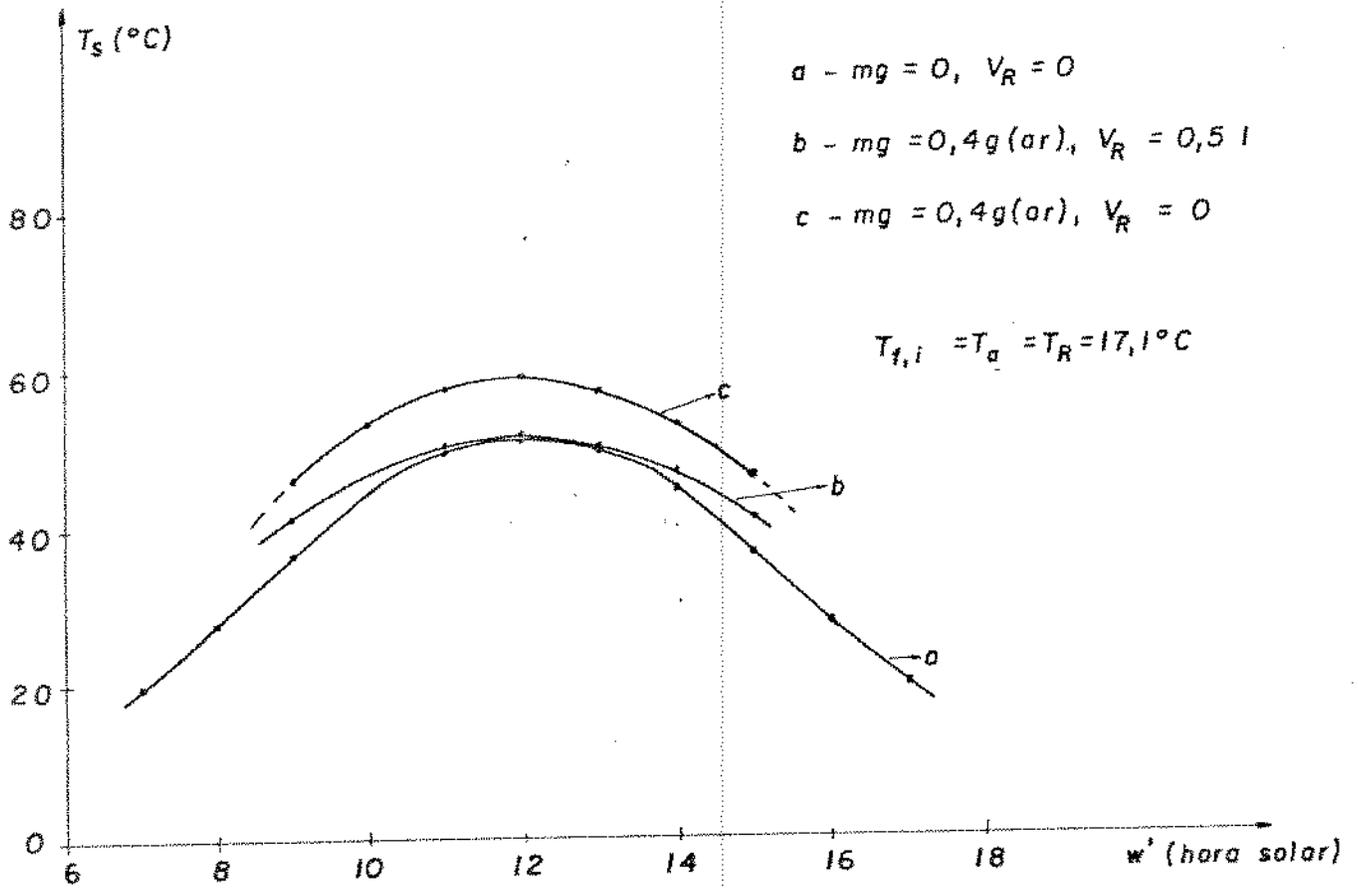


FIG. IV.20 - TEMPERATURA DE SATURAÇÃO VERSUS HORA SOLAR
 PARA COLETOR PARCIALMENTE EVACUADO.

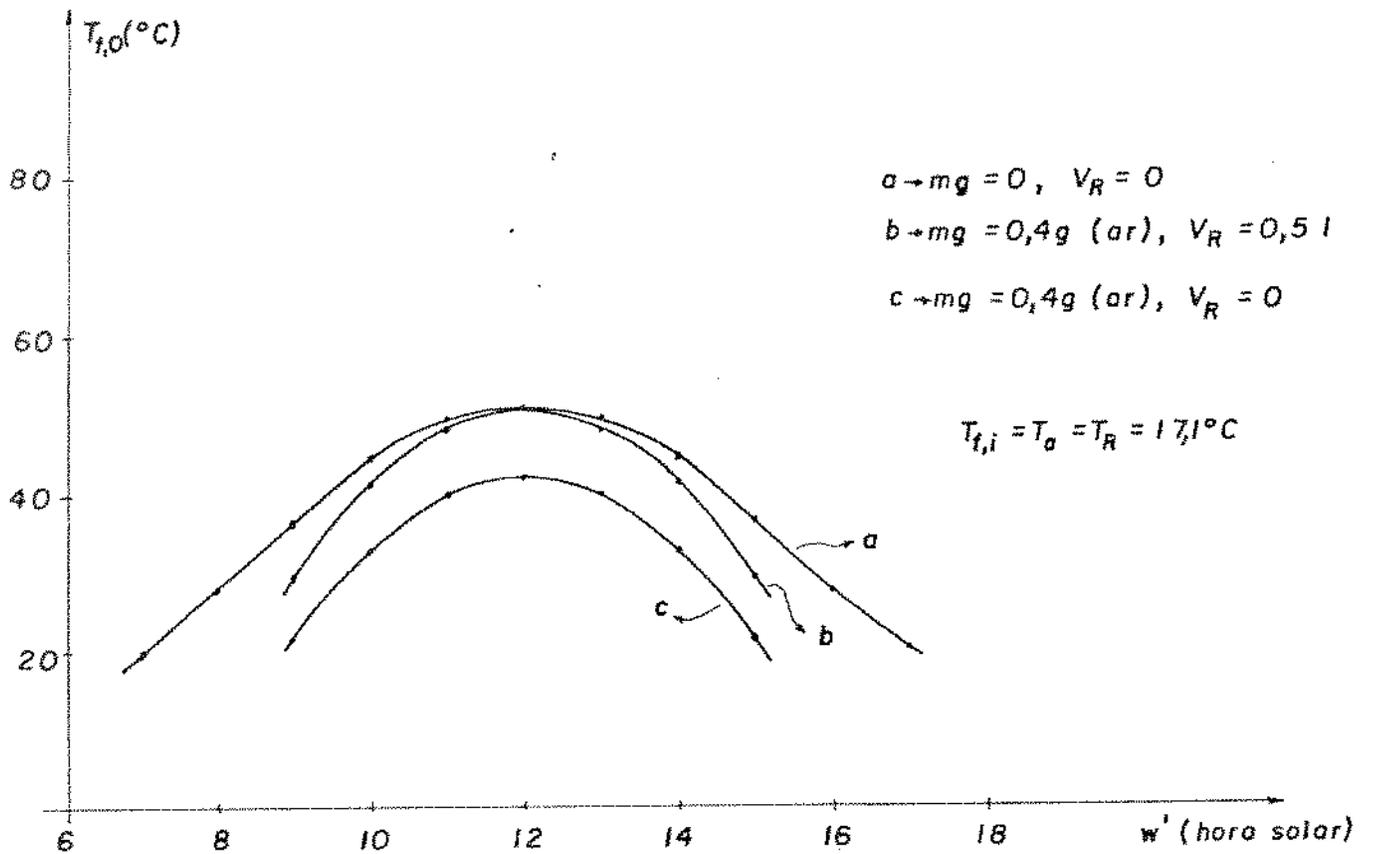


FIG. IV.21 - TEMPERATURA DE SAÍDA DO FLUIDO DE TRANSFERÊNCIA
 VERSUS HORA SOLAR PARA COLETOR PARCIALMENTE
 EVACUADO.

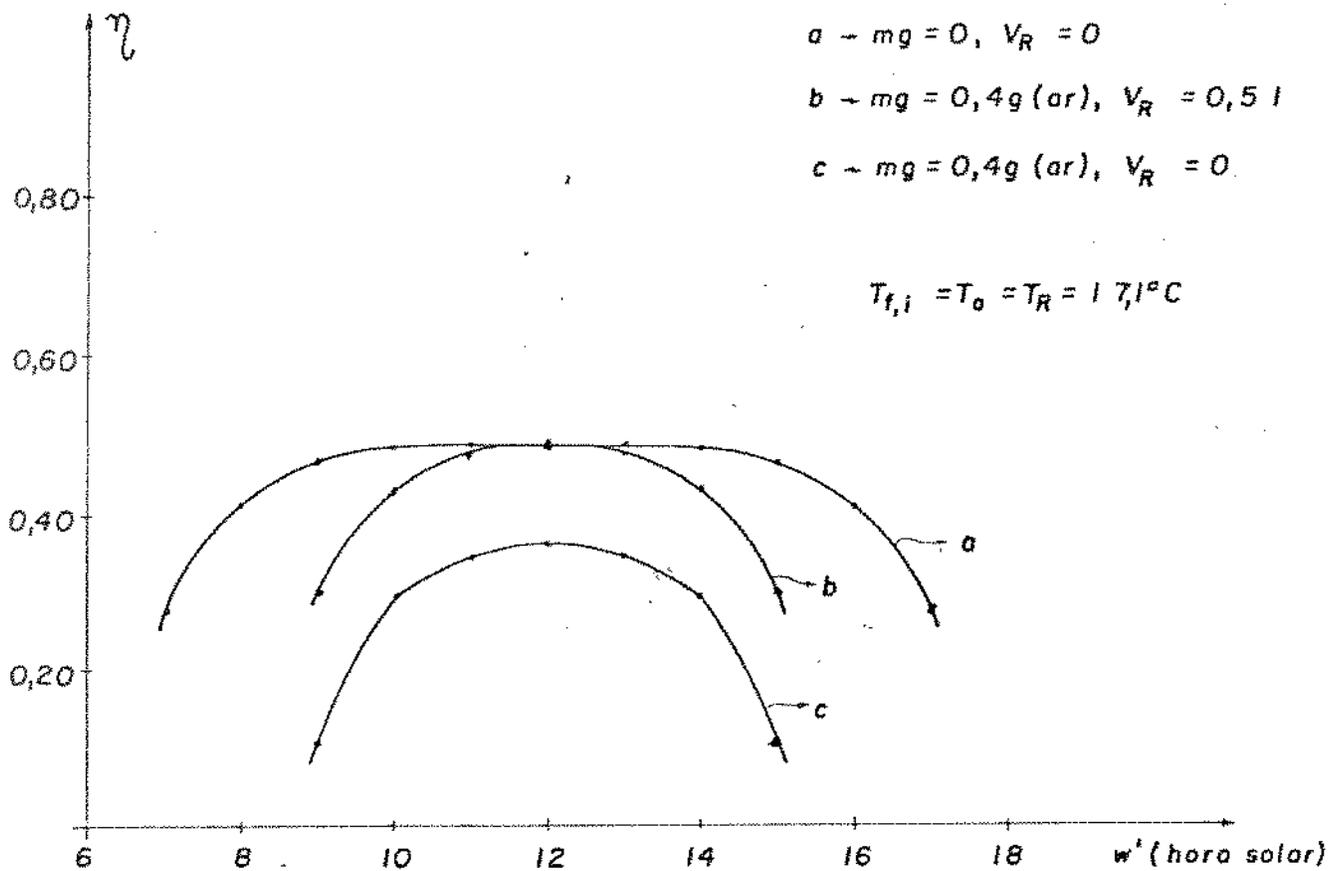


FIG. IV.22 - EFICIÊNCIA GLOBAL INSTANTÂNEA VERSUS HORA SOLAR PARA COLETOR PARCIALMENTE EVACUADO.

CONCLUSÃO

Neste trabalho foi feito um estudo teórico de um coletor solar plano para aquecimento de ar que utiliza o conceito de tubo de calor.

Para isso, o coletor foi projetado usando os mesmos critérios comumente utilizados na especificação de tubos de calor.

O desempenho do coletor proposto foi simulado em dois períodos distintos do ano (junho e dezembro) usando um método de solarimetria encontrado na literatura.

No tocante ao desempenho térmico global, verificou-se que o coletor pode ser analisado segundo o modelo tradicional usa

do em coletores solares planos. A partir de uma comparação com um coletor aquecedor de ar encontrado na literatura , conclui-se que há uma pequena perda na eficiência global devido ao uso de um sistema de duas coberturas, resultando numa diminuição da transmitância desse sistema.

No que se refere à hidrodinâmica do fluido de trabalho, o estudo apontou que os escoamentos das fases líquida e vapor são bastante lentos, de modo que o gradiente de pressão no vapor saturado é desprezível, implicando numa diferença de temperatura terminal também desprezível ao longo do coletor. Além disso, no líquido as forças inerciais podem ser desprezadas, enquanto que a pressão capilar do meio poroso somente poderá ser importante para possibilitar a uniformização transversal da fase líquida mas não na direção axial.

APÊNDICE A

PERDAS TÉRMICAS E PERDAS ÓPTICAS DO COLETOR

1.1 - PERDAS TÉRMICAS

No ítem II.1 as perdas térmicas foram expostas na forma:

$$\dot{Q}_L = U_L A (T_s - T_a) \quad (A.1)$$

Estas perdas se dão principalmente através do sistema de coberturas e secundariamente através do isolamento. As perdas através das coberturas se referem a: condução através da cobertura interna, convecção natural e radiação entre as coberturas, condução através da cobertura externa, convecção/radiação entre a cobertura externa e o ambiente. Para um cálculo simplificado destas perdas, nós vamos desprezar a absorção de radiação incidente pelas coberturas, convecção/radiação entre a superfície externa do isolante e o ambiente e condução através da cobertura externa.

Para a perda através do isolamento temos:

$$\dot{Q}_{L,i} = U_{is} A (T_s - T_a) \quad (A.2)$$

onde U_{is} refere-se à área do coletor (absorvedor) e é tomado como 10% do coeficiente de perdas através do sistema de coberturas (U_t) analisado a seguir. Este procedimento é adotado por Whillier [31].

Para a perda através do sistema de coberturas temos:

$$\dot{Q}_{L,c} = \frac{k_1}{e_1} A(T_s - T_1) + U_1 A(T_1 - T_2) + U_2 A(T_2 - T_a) \quad (\text{A.3})$$

onde U_1 é o coeficiente de transmissão de calor devido à convecção natural e à radiação entre as coberturas, e U_2 é o coeficiente de transmissão de calor devido à convecção/radiação entre a cobertura externa e o ambiente. Estes coeficientes podem ser calculados como segue:

$$U_1 = h_{c_c} + h_{r_c} \quad (\text{A.4.a})$$

$$U_2 = h_a + h_{r_a} \quad (\text{A.4.b})$$

Para h_c utilizamos a relação proposta por Hollands [13], isto é:

$$h_{c_c} = \frac{k}{d_c} \left\{ 1 + 1,44 \left[1 - \frac{1708}{Ra \cos s} \right]^+ \left[1 - \frac{(\sin 1,8 |s|)^{1,6} \cdot 1708}{Ra \cos s} \right] + \left[\left(\frac{Ra \cos s}{5830} \right)^{1/3} - 1 \right]^+ \right\} \quad (\text{A.5.a})$$

onde:

$$[X]^+ = \frac{|X| + X}{2} \quad (\text{A.5.b})$$

$$Ra \cos s = \frac{g \cos s (T_1 - T_2) \beta d_c^3}{\nu \alpha} \quad (\text{A.5.c})$$

e todas as propriedades são calculadas à temperatura média:

$$\bar{T} = \frac{T_1 + T_2}{2}$$

Considerando-se o ar como um gás perfeito tem-se:

$$Ra \cos s = \frac{g \cos s d_c^3 \rho_c^2 c_p^2 (T_1 - T_2)}{R_o^{2-3} Pr k^2} \quad (\text{A.6})$$

Para h_{rc} tem-se:

$$h_{rc} = \frac{\sigma (T_1^2 + T_2^2) (T_1 + T_2)}{2/\epsilon_c - 1} \quad (\text{A.7})$$

Para h_a é utilizada a relação empírica de McAdams e dada também em Duffie [8]:

$$h_a = 5,7 + 3,8 u_v \quad (\text{A.8})$$

em unidades do SI. Finalmente, para h_{ra} tem-se:

$$h_{r_a} = \sigma \epsilon_c \frac{(T_2^4 - T_c^4)}{T_2 - T_o} \quad (\text{A.9})$$

e T_c é avaliada a partir da relação de Whillier dada também em Duffie [8]:

$$T_c = T_a - 6 \quad (^\circ\text{C}) \quad (\text{A.10})$$

O coeficiente de perdas U_L pode então ser obtido e resulta:

$$U_L = U_{is} + \frac{1}{\frac{1}{U_1} + \frac{1}{U_2} + \frac{e_1}{k_1}} = U_{is} + U_t \quad (\text{A.11})$$

Note-se que U_L é dependente do nível de temperatura de operação do coletor.

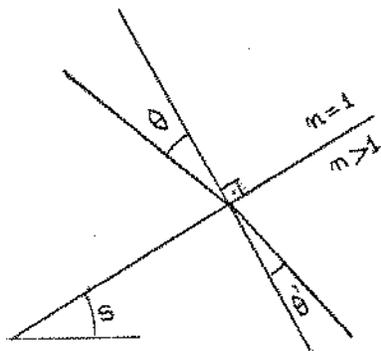
1.2 - PERDAS ÓPTICAS

Estas perdas podem ser expressadas por:

$$A[(HR) - S] = A(HR)[1 - (\tau\alpha)_e] \quad (\text{A.12})$$

O procedimento básico para o cálculo aproximado de $(\tau\alpha)_e$ é descrito em Duffie [8]. Algumas informações adicionais sobre refletância de superfícies lisas foram buscadas em Sparrow [26].

A radiação direta incide sobre o coletor sob um ângulo θ bem definido (ver figura A.1), enquanto a radiação difusa pode ser admitida incidindo sob esse mesmo ângulo (para dias claros). Em vista disso:



$$S = (H_D + H_d) R_D (\tau \alpha)_e = (HR) (\tau \alpha)_e \quad (\text{A.13})$$

Figura A.1 Esquema para estudo da transmissão da radiação incidente.

O cálculo da transmitância de uma cobertura começa obtendo sua refletância direcional. Isto é feito para cada componente de polarização (perpendicular e paralela à superfície), dando:

$$\rho_{\perp}(\theta) = \frac{\text{sen}^2(\theta - \theta')}{\text{sen}^2(\theta + \theta')} \quad (\text{A.14.a})$$

$$\rho_{//}(\theta) = \frac{\text{tan}^2(\theta - \theta')}{\text{tan}^2(\theta + \theta')} \quad (\text{A.14.b})$$

$$\rho_m(\theta) = \frac{1}{2}(\rho_{\perp} + \rho_{//}) \quad (\text{A.14.c})$$

onde:

$$\text{sen } \theta' = \frac{\text{sen } \theta}{n} \quad (\text{A. 14.d})$$

quando o meio 1 é vácuo ou gás, n é 1,526 para vidro.

A transmitância τ_r de cada cobertura, considerando apenas a reflexão, é dada por:

$$\tau_r(\theta) = \frac{1}{2} \left[\frac{1 - \rho_{\perp}}{1 + \rho_{\perp}} + \frac{1 - \rho_{//}}{1 + \rho_{//}} \right] \approx \frac{1 - \rho_m}{1 + \rho_m} \quad (\text{A. 15})$$

onde a aproximação é válida por $\theta \leq 40^\circ$. Para um sistema composto de 2 coberturas, a transmitância considerando somente a reflexão será:

$$\tau_{r,s}(\theta) = \frac{\tau_{r,1} \cdot \tau_{r,2}}{1 - (1 - \tau_{r,1})(1 - \tau_{r,2})} \quad (\text{A. 16})$$

com $\tau_{r1} = \tau_{r2}$ quando as coberturas forem do mesmo material.

Admite-se que a transmitância devido à absorção pode ser considerada separadamente, na forma:

$$\tau_{a,s}(\theta) = e^{-\gamma \frac{e_1 + e_2}{\cos \theta'}} \quad (\text{A. 17})$$

onde o coeficiente de extinção γ varia de 0,04 a 0,32 cm^{-1} para vidro.

Desta forma, a transmitância do sistema de coberturas será:

$$\tau(\theta) = \tau_{r,s} \cdot \tau_{a,s} \quad (\text{A.18})$$

A obtenção de $(\tau\alpha)$ não é um simples produto de 2 grandezas devido às sucessivas reflexões entre o absorvedor e o sistema de coberturas. Então:

$$(\tau\alpha) \equiv \frac{\tau(\theta) \cdot \alpha}{1 - (1 - \alpha) [1 - \tau_{r,s}(60^\circ)]} \quad (\text{A.19})$$

Na dedução de U_L (item 1.1 deste apêndice) não foi considerado o efeito da absorção, pelas coberturas, da radiação incidente, a qual provoca um aumento da temperatura das coberturas. Este efeito é normalmente considerado na forma de um acréscimo em $(\tau\alpha)$. Por ser pequena, nós desprezaremos esta correção no presente trabalho. Os efeitos na transmitância por acúmulo de poeira, etc., são também desprezados.

APENDICE B

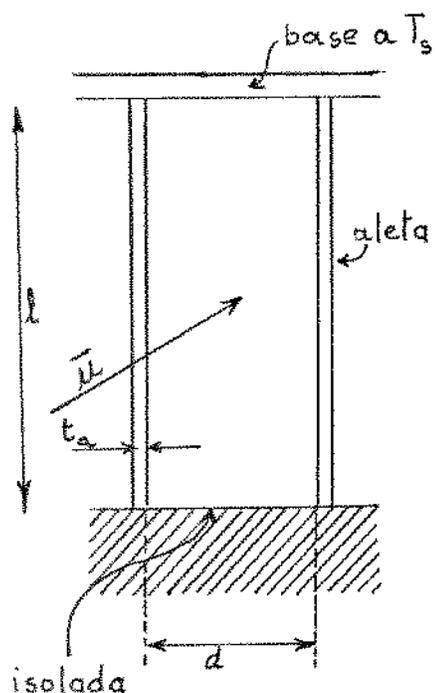
COEFICIENTE DE TRANSMISSÃO DE CALOR
DO LADO EXTERNO DO CONDENSADOR

No item II.1, a energia fornecida ao fluido de transferência num elemento de área foi expressa na forma:

$$d\dot{Q} = h_c (T_s - T_f) dA_c \quad (\text{B. 1})$$

A relação acima é a definição de h_c . A geometria do condensador, decisiva no cálculo deste coeficiente, foi concebida de forma que todo o fluxo de fluido de transferência (ar) passe através de certo número de aletas uniformemente distribuídas ao longo do condensador (ver Figura 1.2), definindo igual número de dutos retangulares de mesmas dimensões, um dos quais é esquematizado na figura abaixo (os dois dutos extremos são considerados como um apenas).

Norris [21] e Sparrow [25] resolveram numericamente o problema de convecção forçada em regime laminar em dutos bidimensionais de paredes planas (isto é, $\frac{l}{d} \rightarrow \infty$), e considerando as paredes com temperatura uniforme. Para o coeficiente:



$$h_m = \frac{\dot{Q}/bP_c}{DMLT} \quad (\text{B.2.a})$$

os resultados são:

$$Nu_{m,\infty} = \frac{h_{m,\infty} D_h}{k} \cong 7,6 \quad (\text{B.2.b})$$

Figura A.2.1. Esquema das aletas no condensador.

com:

$$Gz = \frac{RePrD_h}{b} < 15 \text{ ("dutos longos")} \quad (\text{B.2.c})$$

$$Re = \frac{\bar{u} D_h}{\nu} < 2100 \quad (\text{B.2.d})$$

$$D_h = \frac{2d}{(1 + d/l)} = 2d \quad (\text{B.2.e})$$

$$DMLT = \frac{(T_s - T_{f,i}) - (T_s - T_{f,o})}{\ln \frac{T_s - T_{f,i}}{T_s - T_{f,o}}} \quad (\text{B.2.f})$$

Também analisando o problema, Kays [15] apresenta resultados para vários valores de $\frac{\ell}{d}$ com as 4 paredes trocando calor. Seus resultados podem ser aproximadamente expressos pela relação (dutos longos):

$$Nu_m = \frac{h_m D}{k} \cong [0,0565 \left(\frac{\ell}{d}\right) + 0,3387] Nu_{m,\infty} \quad (B.3)$$

para $1 \leq \frac{\ell}{d} \leq 8$. Mostra-se que h_c é igual a h_m para dutos longos, isto é, os dutos onde o comprimento de entrada é desprezível.

Para os dados do coletor dados no Capítulo I, o escoamento do fluido de transferência é laminar e os dutos podem ser considerados longos do ponto de vista térmico (e hidrodinâmico), uma vez que o comprimento de desenvolvimento das camadas-limite térmica (e hidrodinâmica) é desprezível frente ao comprimento total do duto na direção do escoamento. Então, usamos as equações (B.3) para o cálculo de h_m , tomando $Nu_{m,\infty}$ de (B.2.b). As propriedades do fluido são calculadas à temperatura média:

$$\bar{T} = \frac{T_{f,o} + T_{f,i}}{2}$$

procedimento este que é suficiente para minimizar os efeitos (sobre h_m) da variação das propriedades (μ, ρ, k) com a temperatura, dado que essa variação é normalmente pequena se os gradientes de temperatura não são muito elevados.

Fazemos a consideração (conservativa) de que sã aletas trocam calor, isto é:

$$P_c = 2 \ell n \quad (\text{B.4})$$

e, para corrigir o efeito da não uniformidade de temperatura das aletas, consideramos as mesmas, estando na temperatura da base ($= T_s$) e com uma eficiência F dada por:

$$F = \frac{\tanh(m_a \ell)}{m_a \ell} \quad (\text{B.5.a})$$

onde:

$$m_a = \sqrt{\frac{U_o}{k_a t_a}} \quad (\text{B.5.b})$$

que são as equações encontradas nos textos básicos de transferência de calor (veja-se, por exemplo, Holman [14] ou Kreith [18]) para aletas de extremidades isoladas. A resistência de solda das aletas é desprezada. O coeficiente U_o é definido na equação (III.12.b), onde é também indicado o procedimento para calculá-lo.

DADOS METEOROLÓGICOS PARA A CIDADE DE CAMPINAS - SP
(latitude: 22°53'S; longitude: 47°05'W; altitude em relação ao nível do mar: 614 m.

Mês	Fator de multiplicação de constantes	Declinação no dia médio do mês (°)	Pressão barométrica (mmHg)	Temperatura (°C)					Ventos*			Dias*			Umidade relativa (%)	Comprimento do dia (h) **	Insolação diária (h) *	Precipitação chuva*	Precipitação total* (mm)			
				Média	Máxima média	Máxima absoluta	Média	Mínima absoluta	Mínima	Dirreção	Velocidade (km/h)	Recurrência (%)	Claros	Nublados						Tempestades	Total	Dias
J	1,0315	-21,27	704,0	23,1	29,7	35,7 (1956)	18,6	12,6 (1970)	L SE	1,8	6,3	3	17	11	17,0	6,98	13,26	75,6	237,2	17	92,7 (1970)	145,1
F	1,0235	-12,93	704,6	22,8	29,5	35,2 (1956)	18,7	13,6 (1964)	L SE	1,7	6,7	2	14	12	17,0	6,52	12,74	77,8	225,6	15	104,2 (1970)	122,1
M	1,0103	-2,43	705,4	22,5	29,4	34,0 (1971)	18,0	10,6 (1965)	L SE	1,8	5,3	6	17	8	15,0	7,35	12,14	75,7	135,7	12	100,8 (1957)	145,4
A	0,9913	9,50	706,3	20,1	27,6	33,6 (1959)	15,8	3,8 (1968)	L SE	2,0	4,2	10	15	5	15,0	8,05	11,46	73,9	62,2	6	56,7 (1961)	144,5
M	0,9757	18,18	707,7	18,2	25,3	31,3 (1959)	13,3	3,8 (1968)	L SE	1,7	3,8	13	13	5	15,0	7,78	10,94	73,2	54,0	5	51,5 (1964)	135,5
J	0,9680	23,23	708,5	17,1	24,4	30,0 (1972)	11,9	2,6 (1963)	L SE	1,6	3,7	12	13	5	14,0	7,57	10,61	72,1	43,2	5	73,1 (1958)	132,3
J	0,9680	21,85	709,0	17,2	24,7	31,1 (1963)	11,6	1,2 (1957)	L SE	1,8	3,5	14	13	4	15,0	7,86	10,71	68,2	32,6	4	52,6 (1972)	165,0
A	0,9757	14,30	708,0	18,8	26,8	35,0 (1961)	12,8	0,6 (1965)	L SE	2,1	3,5	14	13	4	12,0	8,11	11,18	64,2	39,4	4	55,9 (1959)	206,2
S	0,9898	3,33	706,6	20,8	28,4	37,8 (1961)	14,9	5,4 (1966)	L SE	2,4	4,5	11	12	7	12,0	7,06	11,81	64,0	61,2	7	51,0 (1965)	224,4
O	1,0087	-8,23	705,8	21,3	28,4	37,0 (1963)	15,2	10,0 (1964)	SE	2,5	5,6	6	15	10	14,0	6,74	12,47	69,6	137,5	12	106,1 (1963)	193,3
N	1,0238	-18,30	704,5	21,8	28,7	37,1 (1959)	16,7	10,3 (1956)	L SE	2,4	5,6	6	15	9	17,0	7,34	13,07	70,1	128,6	12	81,9 (1959)	179,6
D	1,0318	-23,23	704,2	22,5	29,0	36,8 (1958)	17,9	11,6 (1972)	L SE	2,1	6,3	3	16	12	17,0	6,96	13,39	74,2	216,4	16	72,0 (1966)	160,1
Ano	1,0000	0	706,2	20,6	27,7	37,8 (1961)	15,5	0,6 (1965)	L SE	2,0	4,9	100	173	192	15,0	7,36	11,98	71,6	1373,8	115	106,1 (1963)	1953,5

*Fonte: Instituto Agrônomo de Campinas - valores médios no período 1956 - 1972 (17 anos).
**Ver item III.1.

BIBLIOGRAFIA

- [1] BUCHBERG, H., CATTON, I. e EDWARDS, D.K., "Natural convection in enclosed spaces - a review of application to solar energy collection", Trans. ASME, J. of Heat Transfer, v. 98, nº 2, série C, maio, 1976, p. 182-188.
- [2] BUSSE, C.A., "Theory of the ultimate heat transfer limit of cylindrical heat pipes", Int. J. of Heat and Mass Transfer, v. 16, 1973, p. 169-186.
- [3] CHAN, Y.T. e BANERJEE, S., "Analysis of transient three-dimensional natural convection in porous media", Trans. ASME, J. of Heat Transfer, v. 103, maio, 1981, p.242-248.
- [4] CHANG-LIN TIEN (ed.), "Heat pipes", AIAA Selected Reprint Series, v. XVI, Nova York, setembro, 1973.
- [5] CHI, S.W., *Heat Pipe Theory and Practice*, Hemisphere Publ. Corp., Washington, EUA, 1976, caps. 1, 5 e 9.
- [6] COTTER, T.P., "Theory of heat pipes", Report LA-3246 - MS, Los Alamos Scientific Laboratory, Universidade da Califórnia, Los Alamos, Novo México, 26/03/1965, p. 1-37.

- [7] COTTER, T.P., "Heat pipe startup dynamics", IEEE Conference Record of the Thermionic Conversion Specialist Conference, Palo Alto, California, novembro, 1967, p. 344-348.
- [8] DUFFIE, J.A. e BECKMAN, W.A., *Solar Energy Thermal Processes*, John Wiley, Nova York, 1974, cap.7, p. 120-177.
- [9] DUNN, P. e REAY, D.A., *Heat Pipes*, 2.^a ed., Pergamon Press, Oxford, 1978, cap. 7, p. 255-292.
- [10] GERSTMANN, J. e GRIFFITH, P., "Laminar film condensation of the underside of horizontal and inclined surfaces" , *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, v. 10, 1967, p. 567-580.
- [11] GROVER, G.M., COTTER, T.P. e ERICKSON, G.F., "Structures of very high thermal conductance", *J. of Applied Physics*, American Institute of Physics, Nova York, v. 35, nº 6, junho, 1964, p. 1990-1991.
- [12] HILL, J.E. e KUSUDA, T., "Method of testing for rating solar collectors based on thermal performance", National Bureau of Standards, National Science Foundation, NBSIR 74-635, dezembro, 1974.

- [13] HOLLANDS, K.G.T., UNNY, T.E., RAITBY, G.D. e KONICEK, L., "Free convective heat transfer across inclined air layers", *Trans. ASME, J. of Heat Transfer*, v. 98, nº 2, série C, maio, 1976, p. 189-193.
- [14] HOLMAN, J.P., *Transferência de Calor*, McGraw-Hill do Brasil, São Paulo, 1983, caps. 2, 5, 9 e 10.
- [15] KAYS, W.M., *Convective Heat and Mass Transfer*, Tata McGraw-Hill, Nova Delhi, 1966, cap. 8, p. 116-117.
- [16] KEMME, J.E., "Heat pipe design considerations", Report LA-4221-MS, 01/08/1969, Los Alamos Scientific Lab. Universidade da Califórnia, Los Alamos, Novo México.
- [17] KNUDSEN, J.G. e KATZ, D.L., *Fluid Dynamics and Heat Transfer*, McGraw-Hill, EUA, 1958.
- [18] KREITH, F., *Princípios da Transmissão de Calor*, Ed. Edgard Blücher, São Paulo, 1977, cap. 10.
- [19] MACEDO, Z.C., PEREIRA, J.T.V. e MILANEZ, L.F., "Aplicação de um método indireto de solarimetria para a energia incidente na região amazônica", *Anais do I Congresso Brasileiro de Energia*, Rio de Janeiro, dezembro, 1978, p. 127-137.

- [20] MARCUS, B.D., "Theory and design of variable conductance heat pipes", NASA CR-2018, abril, 1972.
- [21] NORRIS, R.H. e STREID, D.D., "Laminar-flow heat - transfer coefficients for ducts", Trans. of the ASME, agosto, 1940, p. 525-533.
- [22] Proceedings of the II International Heat Pipe Conference , NTIS, N76-32374-32432, 1976.
- [23] SCHEIDEGGER, A.E., *The Physics of Flow Through Porous Media*, Ed. Universidade de Toronto, Toronto, Canadá, 3^a ed. 1976.
- [24] SCHLICHTING, H., *Boundary-Layer Theory*, McGraw-Hill, New York, 1968, cap. 1-12.
- [25] SPARROW, E.M., "Analysis of laminar forced-convection heat transfer in entrance region of flat rectangular ducts" , NACA TN-3331, Washington, janeiro, 1955.
- [26] SPARROW, E.M. e CESS, R.D., *Radiation Heat Transfer*, Hemisphere Publ. Corp., Washington, 1978.
- [27] SUN, K.H. and TIEN, C.L., "Simple conduction model for steady-state heat pipe performance", AIAA Journal, Nova York, vol. 40, nº 8, agosto 1972, p. 1051-1057.

- [28] TERRILL, R.M. e SHRESTHA, G.M., "Laminar flow trough parallel and uniformly porous walls of different permeability", ZAMP, v. 16, 1965, p. 470-482.
- [29] TERRILL, R.M. e SHRESTHA, G.M., "Laminar flow trough a channel with uniformly porous walls of different permeability", Applied Scientific Research, v. 15, sec. A, 1965, p. 440-467.
- [30] VAN WYLEN, G.J. e SONNTAG, R.E., Fundamentos da Termodinâmica Clássica, Ed. Edgard Blücher, São Paulo, 1976, cap. 5 e 10.
- [31] WHILLIER, A., "Black-Painted Solar Air Heaters of Conventional Design", Solar Energy, v. 8, nº 1, 1964, p.31-37.