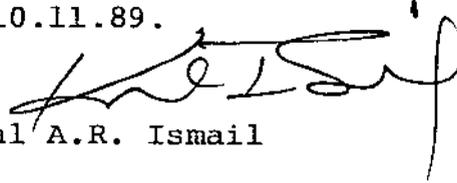


UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA DE CAMPINAS
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA MECÂNICA

*Este parecer corresponde à
redação final da Tese defendida
por Maurício Araujo Zanardi e
aprovada pela Comissão Julgadora
em 10.11.89*

Este Parecer corresponde à redação final da Tese defendida por MAURICIO ARAUJO ZANARDI e aprovada pela Comissão Julgadora em 10.11.89.



Kamal A.R. Ismail

**ANÁLISE NUMÉRICA E EXPERI-
MENTAL DE CONJUNTO CONCEN-
TRADOR COM TUBO DE CALOR**

autor: Maurício Araujo Zanardi

orientador: Kamal A. R. Ismail

45/89

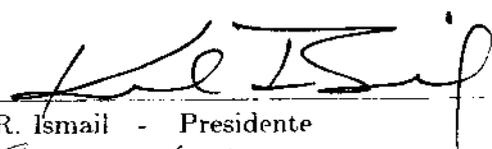
UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA DE CAMPINAS
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA MECÂNICA

Tese de Doutorado

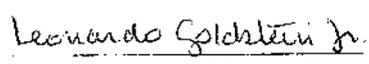
Análise Numérica e Experimental de Conjunto
Concentrador com Tubo de Calor

Autor: MAURÍCIO ARAUJO ZANARDI
Orientador: KAMAL ABDEL RADI ISMAIL

Aprovado por:


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


Prof. Dr. César Costapinto Santana


Prof. Dr. Leonardo Goldstein Jr


Prof. Dr. Nelson Múrcia


Prof. Dr. Sérgio Valdyr Bajay

Campinas, 10 de Novembro de 1989.

Sumário

Neste trabalho faz-se a modelagem hidrodinâmica e térmica de um tubo de calor levando-se em consideração o acoplamento entre as equações de movimento e de energia e essa formulação é usada para se fazer a modelagem de um conjunto coletor-tubo de calor.

É usado um método de volume de controle para a obtenção das soluções numéricas com a discretização das equações feita através do esquema "LOAD".

Os resultados teóricos são comparados com resultados experimentais obtidos por McKinney e com dados obtidos com um coletor construído no Laboratório de Armazenadores Térmicos e Tubos de Calor da UNICAMP, mostrando boa concordância entre eles.

O modelo é então utilizado para simular o funcionamento anual de um sistema de aquecimento e como exemplo são mostrados os resultados para uma potência de 15 kW.

Para Cecília
Arthur e Cláudia

AGRADECIMENTOS

Meus agradecimentos ao orientador, Prof. Kamal A. R. Ismail, pelos inestimáveis auxílios que prestou, sem os quais seria impossível a execução deste trabalho.

Aos colegas da pós graduação da UNICAMP, que sempre me apoiaram e incentivaram durante a execução deste trabalho.

Aos técnicos do Laboratório de Armazenadores e Tubos de Calor que se dedicaram muito na construção do aparato experimental por nós usado.

Em especial à minha esposa Cecília que tolerou minha ausência em muitos momentos e sem esta compreensão este trabalho não seria realizado.

À Financiadora de Estudos e Projetos (FINEP) pelo suporte financeiro através do projeto FINEP nº 455.

Conteúdo

1	INTRODUÇÃO	1
2	Análise Teórica do Tubo de Calor	6
2.1	Introdução	6
2.2	Modelamento Matemático	6
2.2.1	Condições de contorno	11
3	Análise Numérica	15
3.1	Introdução	15
3.2	Discretização das equações	16
3.3	Grades para as diversas variáveis	18
3.4	Dificuldades numéricas no uso do esquema LOAD	20
3.5	Critério de convergência	22
3.6	Escolha do número de pontos da grade	23
3.7	Fluxogramas do programa computacional	24
4	Resultados e Comentários	28
4.1	Fluxo de calor uniforme no evaporador e condensador	35
4.2	Fluxo de calor uniforme no evaporador e retirada de calor por radiação no condensador	52
5	Coletor solar cilíndrico parabólico com tubo de calor	60
5.1	Modelo Matemático	61
5.1.1	Radiação Solar	62
5.1.2	Radiação térmica entre o absorvedor e o tubo de vidro	64
5.1.3	Trocas por condução e convecção entre o tubo de vidro e o absorvedor	65
5.1.4	Convecção para o ambiente	66
5.1.5	Condução através do tubo de vidro	66
5.1.6	Balances de energia	66
5.1.7	Análise do tubo de calor	67
5.2	Procedimento de cálculo	67

6	Análise experimental	69
6.1	Aparato experimental	69
6.1.1	Medidas de temperaturas	72
6.1.2	Medidas de vazão	72
6.1.3	Dados e propriedades do sistema	72
6.2	Procedimento de testes	74
6.2.1	Orientação L-O	74
6.2.2	Orientação N-S	74
6.3	Análise de erros de medidas	74
7	Resultados e comentários	76
7.1	Orientação L-O	76
7.2	Orientação N-S	95
8	Aplicação em um sistema de aquecimento de água	99
8.1	Introdução	99
8.2	Modelamento do sistema	99
8.3	<i>Lay-out</i> do sistema	111
8.4	Estrutura do programa	111
8.5	Resultados	113
9	Conclusões e Sugestões	126
	APÊNDICES	
A	Dedução do esquema de discretização	127
A.1	Obtenção da solução para a direção x	128
A.2	Obtenção da solução para direção r	131
A.3	Montagem do sistema de equações de diferenças	133
A.4	Análise dos pontos de contorno	134
A.4.1	Pontos com ϕ conhecido em faces com velocidade não nula	134
A.4.2	Pontos com ϕ conhecido em faces com velocidade nula	135
A.4.3	Pontos com $\frac{d\phi}{d\eta}$ conhecido em faces com velocidade nula	135
B	Análise de erros	136

Lista de Tabelas

4.1	Valores de $\frac{\Delta p r_v^2}{\rho v_r^2 L^2}$ para $\frac{L}{r_v} = 30$ (* $\frac{L}{r_w} = 20$)	28
4.2	Características geométricas dos tubos de McKinney	52
4.3	Condições dos testes	53
8.1	Dados de radiação total e porcentagem de horas de insolação	105
8.2	Radiação direta normal externa à atmosfera	107
8.3	Valores usados na relação entre k_B e k_T	108

Lista de Figuras

2.1	Parâmetros geométricos do tubo de calor	7
3.1	Ponto da grade com seu volume de controle	16
3.2	Grade e volumes de controle para p e T	19
3.3	Grade para a variável u	19
3.4	Grade para variável v	20
3.5	Sobreposição das grades	20
3.6	Termos fonte do esquema LOAD	22
3.7	Relação entre o número de pontos da grade e o número de iterações	24
3.8	Fluxograma global de solução	25
3.9	Fluxograma de solução para as variáveis u, v, T	26
3.10	Fluxograma de cálculo da variável p	27
4.1	Resultados obtidos para os perfis de velocidade u por Bankston e Smith . Murcia e com o modelo descrito	30
4.2	Resultados obtidos para a distribuição de pressões por Murcia	31
4.3	Resultados obtidos para a distribuição de pressões com o modelo descrito	32
4.4	Resultados obtidos para a distribuição de pressões por Aparecido	33
4.5	Resultados obtidos para a distribuição de pressões com o modelo descrito	34
4.6	Comparação com os resultados de Rohani e Tien	35
4.7	Distribuição de velocidades do vapor na direção axial (evaporador)	36
4.8	Distribuição de velocidades do vapor na direção axial (condensador)	36
4.9	Distribuição de velocidades do vapor na direção radial	37
4.10	Taxa de variação da massa com x^*	37
4.11	Distribuição de pressões no vapor	38
4.12	Distribuição de velocidades do líquido nas direções a) radial e b) axial	39
4.13	Distribuição de pressões no líquido	39
4.14	Distribuição de temperaturas no líquido e tubo metálico	40
4.15	Distribuição de velocidades do vapor na direção axial (evaporador)	41
4.16	Distribuição de velocidades do vapor na direção axial (condensador)	42
4.17	Distribuição de velocidades do vapor na direção radial	42
4.18	Distribuição de pressões no vapor	43

4.19	Taxa de variação da massa com x^*	44
4.20	Distribuição de velocidades do líquido na direção axial	44
4.21	Distribuição de velocidades do líquido na direção radial	45
4.22	Distribuição de pressões no líquido	45
4.23	Distribuição de temperaturas no líquido e tubo metálico	46
4.24	Distribuição de velocidades do vapor na direção axial (evaporador)	47
4.25	Distribuição de velocidades do vapor na direção axial (condensador)	47
4.26	Distribuição de velocidades do vapor na direção radial	48
4.27	Taxa de variação da massa com x^*	48
4.28	Distribuição de pressões no vapor	49
4.29	Distribuição de velocidades do líquido na direção axial	49
4.30	Distribuição de velocidades do líquido na direção radial	50
4.31	Distribuição de pressões no líquido	50
4.32	Distribuição de temperaturas no líquido e tubo metálico	51
4.33	Resultados para tubo número 2	56
4.34	Resultados para tubo número 3	57
4.35	Resultados para tubo número 4	58
4.36	Resultados para tubo número 6	59
5.1	Esquema do coletor e do absorvedor com tubo de vidro	62
5.2	Ângulos de incidência	63
5.3	Ângulos do posicionamento do coletor e do Sol	64
5.4	Troca térmica por radiação entre o absorvedor e o tubo de vidro	65
6.1	Esquema do sistema construído	70
6.2	Caixa de alimentação de coletor	70
6.3	Esboço da estrutura do coletor	71
6.4	Montagem dos tubos de calor e de vidro	72
6.5	Detalhes da caixa do condensador	73
7.1	Resultados para o dia 236	77
7.2	Saida parcial do radiômetro para o dia 236	78
7.3	Resultados para o dia 236 com correção de erro de orientação	79
7.4	Resultados para o dia 236 com influência de erro de apontamento	80
7.5	Resultados para o dia 222	81
7.6	Resultados para o dia 223	82
7.7	Resultados para o dia 237	83
7.8	Resultados para o dia 84	84
7.9	Saida parcial do radiômetro para o dia 84	86
7.10	Resultados para o dia 84 com correção da orientação	87
7.11	Resultados para o dia 91	88

7.12	Potência útil para o dia 222	89
7.13	Potência útil para o dia 237	89
7.14	Potência útil para o dia 84	90
7.15	Distribuição de temperaturas no absorvedor	91
7.16	Distribuição de temperaturas no absorvedor	92
7.17	Distribuição de temperaturas no absorvedor	93
7.18	Distribuição de temperaturas no absorvedor	94
7.19	Teste do dia 169 - orientação N-S	96
7.20	Teste do dia 256 - orientação N-S	97
7.21	Teste do dia 263 - orientação N-S	98
8.1	Eficiência máxima versus temperatura de entrada	100
8.2	Número de horas de interceptação máxima	101
8.3	Cosseno do ângulo de incidência	102
8.4	Cosseno do ângulo de incidência	103
8.5	Cosseno do ângulo de incidência	104
8.6	Curvas de conversão de médias diárias em médias horárias	105
8.7	Curvas de conversão de médias diárias em médias horárias obtidas por regressão	106
8.8	Relação entre k_B e k_T	108
8.9	Distribuição média de radiação direta normal	109
8.10	Distribuição média de radiação direta normal	109
8.11	Distribuição média de radiação direta normal	110
8.12	Sistema de coletores	111
8.13	Fluxograma do programa para sistema de coletores	112
8.14	Quantidade média de energia retirada por linha para dia limpo- Janeiro	113
8.15	Quantidade média de energia retirada por linha para dia limpo- Fevereiro	114
8.16	Quantidade média de energia retirada por linha para dia limpo- Março	114
8.17	Quantidade média de energia retirada por linha para dia limpo- Abril	115
8.18	Quantidade média de energia retirada por linha para dia limpo- Maio	115
8.19	Quantidade média de energia retirada por linha para dia limpo- Junho	116
8.20	Quantidade média de energia retirada por linha para dia limpo- Julho	116
8.21	Quantidade média de energia retirada por linha para dia limpo- Agosto	117
8.22	Quantidade média de energia retirada por linha para dia limpo- Setembro	117
8.23	Quantidade média de energia retirada por linha para dia limpo- Outubro	118
8.24	Quantidade média de energia retirada por linha para dia limpo- Novembro	118
8.25	Quantidade média de energia retirada por linha para dia limpo- Dezembro	119
8.26	Quantidade média de fluido retirada por linha para dias limpos	120
8.27	Quantidade média de energia retirada por mes por linha- Janeiro	121
8.28	Quantidade média de energia retirada por mes por linha- Fevereiro	121

8.29	Quantidade média de energia retirada por mes por linha- Março	121
8.30	Quantidade média de energia retirada por mes por linha- Abril	122
8.31	Quantidade média de energia retirada por mes por linha- Maio	122
8.32	Quantidade média de energia retirada por mes por linha- Junho	122
8.33	Quantidade média de energia retirada por mes por linha- Julho	123
8.34	Quantidade média de energia retirada por mes por linha- Agosto	123
8.35	Quantidade média de energia retirada por mes por linha- Setembro	123
8.36	Quantidade média de energia retirada por mes por linha- Outubro	124
8.37	Quantidade média de energia retirada por mes por linha- Novembro	124
8.38	Quantidade média de energia retirada por mes por linha- Dezembro	124
8.39	Quantidade média de fluido retirada por linha por mes	125
A.1	Ponto da grade e localização do volume de controle	127
A.2	Parâmetros geométricos para cálculo do fluxo J_x	129
A.3	Variação de S^* e Γ	129
A.4	Espaçamento entre dois pontos	130
A.5	Parâmetros geométricos da grade	133
A.6	Valores de ϕ conhecidos em faces com $u \neq 0$ ou $v \neq 0$	134

NOMENCLATURA

A	área
c_p	calor específico
D, d	diâmetro
Dar	número de Darcy
g	aceleração gravitacional
h	coeficiente de película
h_{fg}	calor latente de vaporização
I	intensidade da radiação solar
K	permeabilidade do meio poroso
k	condutividade térmica
L	comprimento
\dot{m}	fluxo mássica
P	perímetro
Pec	número de Peclet
Pr	número de Prandtl
p	pressão
Q	potência
Ra	número de Rayleigh
Rer	número de Reynolds radial
r	direção radial, raio
T	temperatura
U	coeficiente global de transferência de calor
u	componente axial da velocidade
V	volume
v	componente radial da velocidade
W	largura do coletor
x	direção axial
Y	fator de interceptação

• letras gregas

β	altura solar
γ	latitude
δ	declinação solar
ϵ	emitância, porosidade
θ	ângulo de incidência
μ	viscosidade
ρ	massa específica, refletância
σ	constante de Stefan-Boltzmann

τ	transmitância
ω	ângulo horário

• índices

a	região adiabática
c	condensador
e	evaporador, externo
ef	efetivo
i	interno
l	líquido
m	metal
p	meio poroso
r	referência
tc	tubo de calor
ti	tubo no infravermelho
tv	tubo de vidro
v	vapor
vi	vidro no infravermelho
vv	vidro no visível

Capítulo 1

INTRODUÇÃO

O conceito de tubo de calor foi proposto por R. S. Gaugler em 1942 em um pedido de patente homologado em 1944 sendo que o tubo de calor descrito seria aplicado em um sistema de refrigeração. Entretanto, este dispositivo não foi desenvolvido e optou-se por um sistema convencional de refrigeração. Em 1963, Grover registra uma patente de um dispositivo, a que deu o nome de *heat pipe*, essencialmente idêntico àquele da patente de Gaugler, apresentando uma pequena introdução teórica e alguns resultados experimentais, obtidos com um tubo de calor usando tela metálica como estrutura porosa e sódio como fluido de trabalho. A partir daí, foi desenvolvido um grande programa de estudos, a respeito destes tubos, no laboratório de Los Álamos e os resultados preliminares foram publicados num artigo de Grover et alii [1], sendo esta a primeira publicação sobre tubos de calor.

Inicialmente, o desenvolvimento destes tubos foi direcionado para aplicações como diodos termiônicos nucleares, utilizando-se metais líquidos como fluido de trabalho e operando em temperaturas da ordem de até 1800 ° C . Com a intensificação de programa espacial americano, iniciou-se pesquisas com o objetivo de usar estes elementos em equalização de temperaturas de satélites e para isso, foi necessário o estudo de tubos que operassem com temperaturas mais baixas sendo então incorporada a água no rol dos fluidos de trabalho. Com este desenvolvimento, surgiu uma gama enorme de aplicações potenciais para os tubos de calor tais como: resfriamento de componentes eletrônicos, condicionamento de ar, resfriamento de água, etc como citados em Eastman [2] e Feldman e Whiting [3] [4].

Em 1965, Cotter [5] desenvolve, visando uma metodologia de projeto de tubos de calor, uma teoria completa a respeito deste dispositivo equacionando, de uma forma global e unidimensional, os principais processos de transferência de calor e os escoamentos internos ao tubo de calor e também as condições limites de operação deste equipamento.

A partir da teoria de Cotter, as pesquisas foram direcionadas para o detalhamento dos processos envolvidos e então surgiram várias frentes de pesquisas. A seguir são comentadas algumas destas áreas, onde se concentram o maior número de trabalhos

publicados.

Desenvolvimento de novos tipos de tubos de calor

Com a diversificação do uso, houve a necessidade da adequação, principalmente da forma geométrica do dispositivo e também, em alguns casos, dos princípios de funcionamento surgindo então novos tipos de tubos de calor. Um deles é o tubo de condutância variável, cujos princípios foram descritos por Turner [6] e Bienert [7] e que foram posteriormente estudados por vários pesquisadores sendo aqui destacados os trabalhos publicados por Edwards e Marcus [8], Tien e Rohani [9,10].

Neste tipo de tubo, a presença de um gás não condensável no interior do tubo regula o comprimento do condensador controlando assim a condutância do dispositivo de acordo com o fluxo de calor que lhe é imposto.

Outro tipo digno de nota, é o tubo de calor rotativo desenvolvido por Gray [11] na NASA, tendo como principal aplicação o resfriamento de rotores de turbinas e motores elétricos de grande porte. Alguns estudos teóricos e aplicações foram reportados em Gray et alii [12], Daniels e Al Jumaily [13], Marto e Weigel [14], Ismail e Miranda [15].

Podemos ainda citar os tubos de calor planos, que são comentados por alguns autores mas estes não trazem referências de uso apesar de sua grande potencialidade de aplicações principalmente em resfriamento de componentes eletrônicos e em coletores solar planos e do tipo CPC. Recentemente Ismail e Zanardi [16] publicaram um estudo teórico a respeito deste tipo de tubo.

Além desses tipos citados existem ainda alguns outros tais como, tubos flexíveis, químicos, eletrohidrodinâmicos etc, que tem aplicações bem mais específicas.

Estudos dos escoamentos de vapor e líquido

O estudo destes escoamentos fornecem informações importantes para o projeto de tubos de calor, destacando-se a determinação das perdas de carga nos escoamentos de vapor e líquido. Eles foram primeiramente estudados, de forma unidimensional por Cotter [5] e Busse [17] sendo que Cotter usou os resultados obtidos por Yuan e Finkelstein [18] para escoamento laminar e incompressível com sucção e injeção de massa uniformes pela parede do tubo e Busse os perfis de velocidade de Hagen-Poiseuille modificados para obtenção de uma solução das equações de Navier-Stokes para tubos longos.

Algumas soluções usando as equações de Navier-Stokes para escoamento bidimensional de vapor foram obtidas por Bankston e Smith [19], Rohani e Tien [20] e Murcia [21]. Bankston e Smith resolveram numericamente as equações para o escoamento de vapor, usando a formulação de função corrente e vorticidade, fazendo simplificações nas condições de contorno para a vorticidade. Tien e Rohani também resolveram as mesmas equações nas mesmas variáveis, acopladas à equação da energia, em termos de entalpia, com a finalidade de obter a influência da queda de pressão na distribuição de temperaturas do vapor em um tubo de calor com sódio como fluido de trabalho. Murcia resolveu, também numericamente, as equações usando variáveis primárias, para escoamentos em tubos longos.

Além do estudo do escoamento de vapor de modo incompressível é também importante se determinar o comportamento deste escoamento levando em conta a compressibilidade do vapor. Isto é importante durante o início de operação ("startup") em tubos que operam em temperaturas elevadas. Dentre os trabalhos publicados a este respeito citamos os de Kemme [22] que mostra que o tubo opera de maneira similar a um bocal convergente divergente, de Cotter [23] que descreve as maneiras como pode se dar a partida de um tubo de calor e o de Levy [24] que traz uma análise unidimensional do escoamento compressível do vapor na seção de evaporador do tubo.

Para o escoamento de líquido na estrutura porosa de tubos de calor, Cotter [5] apresenta uma expressão para o cálculo de perda de carga baseada na equação de Darcy e nesta formulação não são levados em conta efeitos viscosos e nem de inércia do escoamento.

Kunz et alii [25] fizeram um modelo analítico, para o estudo paramétrico das características de escoamento de líquido, que incluía os efeitos de taxa de variação de quantidade de movimento, forças devido à tensão superficial e forças de atrito entre o líquido e a matriz porosa, supondo que a pressão estática do vapor é constante em toda a região do vapor. Hwang-Bo e Hilding [26], usando o mesmo tipo de formulação estudam o escoamento de líquido na estrutura porosa e em um anel líquido existente entre o meio poroso e o tubo metálico, em um tubo de calor, anel este que serviria para diminuir a perda de carga do escoamento, aumentando assim a capacidade de retirada de calor.

Usando a equação de Darcy, Lyman e Huang [27], estudam, para uma estrutura porosa plana, o escoamento de líquido acoplado com a transferência de calor obtendo bons resultados quando comparados com resultados experimentais. somente para baixos fluxos de calor, e concluem que para altos fluxos o modelo falha por não considerar transporte convectivo pelo líquido. Como a equação de Darcy não inclui termos viscosos nem de inércia (convectivos) ela é inadequada para estes casos.

Vafai e Tien [38] deduziram equações de movimento e energia para escoamentos em meios porosos e que levam em conta estes dois termos. Estas equações são as utilizadas em nosso trabalho.

Um problema que surge no acoplamento dos dois escoamentos é a condição de contorno na interface entre eles. O estudo de condições para escoamentos paralelos de um fluido em duas regiões é feito por Beavers e Joseph [28] que dão uma expressão para o cálculo da velocidade de deslizamento na interface. Rudraiah [29], Beavers et alii [30] e Taylor [31] utilizaram esta condição em seus trabalhos. Entretanto, esta formulação é válida para escoamentos no mesmo sentido estando as duas regiões submetidas ao mesmo gradiente de pressões.

Recentemente, Vafai e Thiyagarja [32] estudaram condições de contorno em interfaces entre região porosa e fluido ou sólido, considerando gradientes de pressão independentes nas regiões, utilizando condições de continuidade de velocidade e de tensão de cisalhamento nestas interfaces.

Ebulição em meios porosos

Nesta área foram feitos muitos trabalhos experimentais usando diferentes líquidos e materiais porosos. Para fluxos de calor baixos a transferência de calor é predominantemente por condução e para fluxos elevados ocorre nucleação de bolhas. Esta é a principal conclusão da maioria dos trabalhos feitos a este respeito. Ferrel e Alleavitch [33] reportaram experiências feitas com água e monel em uma estrutura capilar plana para alguns valores de permeabilidade e concluíram que o mecanismo de transferência de calor era condução pelo meio poroso saturado. Abhat e Seban [34] fizeram medidas em tubos verticais usando água, acetona e etanol e concluíram baseados nas curvas obtidas, que deve haver nucleação interna ao meio poroso. Bartheleny [35] fez um estudo experimental em um tubo de calor constituído de um tubo de cobre com estrutura porosa externa e um tubo de vidro envolvendo o conjunto escolhendo como fluido de trabalho água destilada e desmineralizada. Calor foi adicionado e retirado pelo lado interno do tubo de cobre e foram usados, para observação da estrutura porosa, um microscópio grande e uma câmera infravermelha. Dos resultados obtidos ele chegou, entre outras, à conclusão que o mecanismo primário de transferência de calor no evaporador é a condução através do meio poroso com evaporação na interface líquido vapor. Não foi observada a presença de nucleação macroscópica durante os testes. Existem ainda um grande número de outras referências, que podem ser encontradas por exemplo em Dunn [36], mas os resultados são bastante conflitantes, como os expostos acima, e dependem de vários parâmetros tais como a presença de gases não condensáveis, a perfeita aderência entre a estrutura porosa e o tubo, etc.

Aplicações de tubos de calor

Neste item estão concentrados o maior número de trabalhos. Nos diversos Simpósios e Conferências específicas sobre tubos de calor, a maioria dos trabalhos são dedicados ao relato de utilização de tubos nas mais diversas áreas. Podemos encontrar por exemplo, o uso de tubos em energia nuclear, satélites, resfriamento de componentes eletrônicos, trocadores e recuperadores de calor, coletores solar, condicionamento térmico de ambientes, etc.

Além das áreas apresentadas ainda existe pesquisas em uma infinidade de outras tais como propriedades térmicas de meios porosos, compatibilidade de materiais e fluidos etc, que não vamos detalhar aqui mas também são de grande importância no projeto de tubos de calor.

O trabalho por nós desenvolvido consiste do modelamento de um tubo de calor resolvendo numericamente as equações do movimento, para o vapor e líquido, acopladas às equações de energia para o líquido, vapor e involucro metálico. Os resultados obtidos, com este modelamento, são comparados com dados experimentais obtidos por McKinney [37].

É feita também a modelagem de um coletor cilíndrico parabólico usando um tubo de calor como absorvedor e os resultados teóricos são comparados com dados experimentais

resultantes de testes feitos com um coletor construído no Laboratório de Armazenadores e Tubos de Calor da Unicamp.

Comentários e apresentação da literatura específica sobre coletores são feitos quando da modelagem do sistema.

Capítulo 2

Analise Teórica do Tubo de Calor

2.1 Introdução

Para se fazer o modelamento do tubo de calor, são feitas as seguintes suposições sobre as condições de operação:

1. Os escoamentos de vapor e líquido são laminares e em regime permanente. Em particular, o escoamento de vapor é subsônico;
2. Vapor e líquido possuem propriedades constantes com a temperatura na faixa de aplicação;
3. A condensação e a evaporação ocorrem somente na interface líquido-vapor e esta coincide com a interface física entre a região porosa e a região de vapor;
4. Na interface líquido-vapor, o vapor está na temperatura de equilíbrio correspondente à pressão local;

Outras considerações que foram feitas e não citadas aqui são comentadas quando de seu efetivo uso.

Apesar da consideração do item 2, o modelo numérico desenvolvido prevê a possibilidade de se ter variações na densidade, viscosidade e condutividade térmica com a temperatura local.

2.2 Modelamento Matemático

A figura(2.1) mostra um tubo de calor de seção transversal circular e nela estão definidos os parâmetros geométricos que são usados no modelamento matemático.

Baseado no modelo mostrado na figura(2.1) podemos fazer o equacionamento dos escoamentos de vapor e líquido e da transferência de calor levando em consideração as suposições feitas na seção anterior.

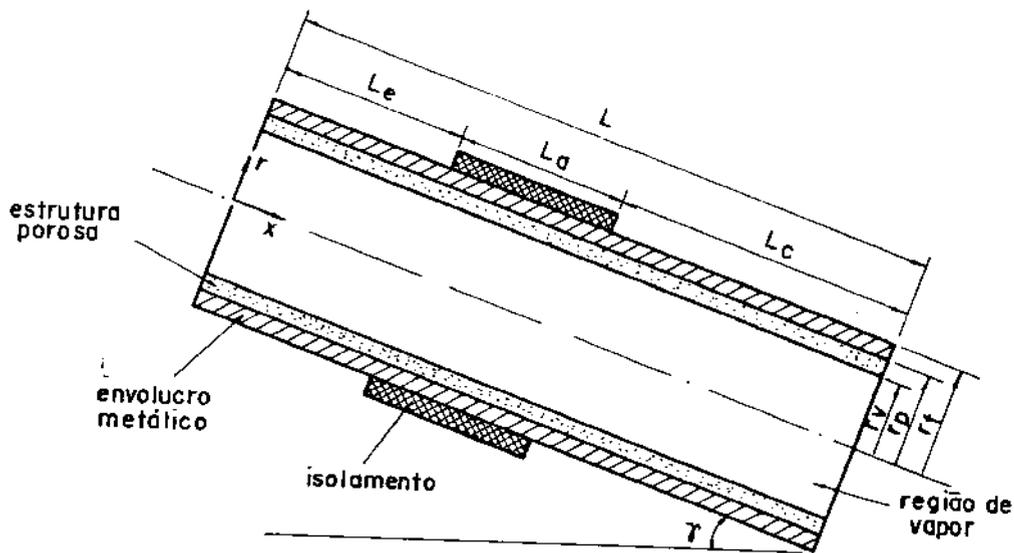


Figura 2.1: Parâmetros geométricos do tubo de calor

Para o escoamento de líquido na estrutura porosa, usamos as equações deduzidas por Vafai e Tien [38] escritas em suas formas conservativas:

conservação de massa

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\rho_l}{\epsilon} r u_l \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\rho_l}{\epsilon} r v_l \right) = 0 \quad (2.1)$$

Conservação da quantidade de movimento

direção x

$$\begin{aligned} & \frac{1}{r} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\rho_l}{\epsilon} r u_l \right) u_l + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\rho_l}{\epsilon} r v_l \right) u_l - u_l \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\rho_l}{\epsilon} r u_l \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\rho_l}{\epsilon} r v_l \right) \right] \right\} \\ &= -\frac{\partial p_l}{\partial x} + \frac{1}{r} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\mu_l}{\epsilon} r \frac{\partial u_l}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\mu_l}{\epsilon} r \frac{\partial u_l}{\partial r} \right) \right\} - \frac{\mu_l}{K} u_l + \frac{\rho_l}{\epsilon} g \sin \gamma \end{aligned} \quad (2.2)$$

direção r

$$\begin{aligned} & \frac{1}{r} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\rho_l}{\epsilon} r u_l \right) v_l + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\rho_l}{\epsilon} r v_l \right) v_l - v_l \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\rho_l}{\epsilon} r u_l \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\rho_l}{\epsilon} r v_l \right) \right] \right\} \\ &= -\frac{\partial p_l}{\partial r} + \frac{1}{r} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\mu_l}{\epsilon} r \frac{\partial v_l}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\mu_l}{\epsilon} r \frac{\partial v_l}{\partial r} \right) - \frac{\mu_l r v_l}{r^2} \right\} - \frac{\mu_l}{K} v_l \end{aligned} \quad (2.3)$$

Conservação da energia

$$\begin{aligned} & \frac{1}{r} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\rho_l}{\epsilon} r u_l \right) T_l + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\rho_l}{\epsilon} r v_l \right) T_l - T_l \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\rho_l}{\epsilon} r u_l \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\rho_l}{\epsilon} r v_l \right) \right] \right\} \\ &= \frac{1}{r} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{k_{ef}}{\epsilon c_{pl}} r \frac{\partial T_l}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{k_{ef}}{\epsilon c_{pl}} r \frac{\partial T_l}{\partial r} \right) \right\} \end{aligned} \quad (2.4)$$

Nas equações (2.1, 2.2, 2.3, 2.4) as variáveis u , v , p , T são valores médios locais definidos por:

$$\langle \phi \rangle = \frac{1}{V_l} \int_{V_l} (\phi dV_l)$$

onde V_l é um volume infinitesimal de líquido e $\langle \phi \rangle$ é o valor médio da variável ϕ ; ϵ é a porosidade, k_{ef} é a condutividade térmica efetiva do meio poroso saturado e K é a permeabilidade.

O escoamento de vapor é descrito pelas equações de Navier-Stokes juntamente com as equações da continuidade e da conservação da energia. Estas equações são escritas na forma conservativa como:

continuidade

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho_v r u_v) + \frac{\partial}{\partial r}(\rho_v r v_v) = 0 \quad (2.5)$$

Conservação da quantidade de movimento

direção x

$$\begin{aligned} & \frac{1}{r} \left\{ \frac{\partial}{\partial x}(\rho_v r u_v) u_v + \frac{\partial}{\partial r}(\rho_v r v_v) u_v - u_v \left[\frac{\partial}{\partial x}(\rho_v r u_v) + \frac{\partial}{\partial r}(\rho_v r v_v) \right] \right\} \\ &= -\frac{\partial p_v}{\partial x} + \frac{1}{r} \left\{ \frac{\partial}{\partial x}(\mu_v r \frac{\partial u_v}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial r}(\mu_v r \frac{\partial u_v}{\partial r}) \right\} + \rho_v g \sin \gamma \end{aligned} \quad (2.6)$$

direção r

$$\begin{aligned} & \frac{1}{r} \left\{ \frac{\partial}{\partial x}(\rho_v r u_v) v_v + \frac{\partial}{\partial r}(\rho_v r v_v) v_v - v_v \left[\frac{\partial}{\partial x}(\rho_v r u_v) + \frac{\partial}{\partial r}(\rho_v r v_v) \right] \right\} \\ &= -\frac{\partial p_v}{\partial r} + \frac{1}{r} \left\{ \frac{\partial}{\partial x}(\mu_v r \frac{\partial v_v}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial r}(\mu_v r \frac{\partial v_v}{\partial r}) - \frac{\mu_v r v_v}{r^2} \right\} \end{aligned} \quad (2.7)$$

Conservação da energia

$$\begin{aligned} & \frac{1}{r} \left\{ \frac{\partial}{\partial x}(\rho_v r u_v) T_v + \frac{\partial}{\partial r}(\rho_v r v_v) T_v - T_v \left[\frac{\partial}{\partial x}(\rho_v r u_v) + \frac{\partial}{\partial r}(\rho_v r v_v) \right] \right\} \\ & \frac{1}{r} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{k_v}{c_{pv}} r \frac{\partial T_v}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{k_v}{c_{pv}} r \frac{\partial T_v}{\partial r} \right) \right\} \end{aligned} \quad (2.8)$$

A transferência de calor através do involucro metálico é governada pela equação da condução, que para regime permanente pode ser escrita como:

$$\frac{1}{r} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} (k_m r \frac{\partial T_m}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial r} (k_m r \frac{\partial T_m}{\partial r}) \right\} = 0 \quad (2.9)$$

Nota-se que nas equações (2.1, 2.2, 2.3, 2.4) e (2.5, 2.6, 2.7, 2.8) aparece um termo da forma:

$$\phi \left\{ \frac{\partial}{\partial x}(\rho r u) + \frac{\partial}{\partial r}(\rho r v) \right\}$$

ou seja, a variável principal da equação ($\phi = u, v, T$) multiplicando a equação da continuidade. Estes termos, quando se encontra a solução para os campos de velocidade, devem ser nulos porém, como se tem soluções numéricas e durante o processo iterativo de solução, antes da convergência, a equação da continuidade não é necessariamente satisfeita, eles serão mantidos durante os processos de discretização e solução.

Aplicando nas equações as seguintes transformações adimensionais:

$$\begin{aligned} x^* &= \frac{x}{L} & r^* &= \frac{r}{r_v} & u^* &= \frac{u}{v_r} \\ v^* &= \frac{v}{v_r} & \rho^* &= \frac{\rho}{\rho_r} & \mu^* &= \frac{\mu}{\mu_r} \\ p^* &= \frac{p}{\rho_r v_r^2} \end{aligned}$$

onde v_r é uma velocidade de referência dada por:

$$v_r = \frac{Q}{2\pi r_v L_c \rho_v h_{fg}}$$

e ρ_r e μ_r são respectivamente massa específica e viscosidade de referência, adotadas como o valor destas propriedades em uma dada temperatura, e h_{fg} é o calor latente de vaporização do fluido de trabalho, obteremos:

para o líquido

- continuidade

$$\frac{r_v}{L} \frac{\partial}{\partial x^*} \left(\frac{\rho_l^*}{\epsilon} r^* u_l^* \right) + \frac{\partial}{\partial r^*} \left(\frac{\rho_l^*}{\epsilon} r^* v_l^* \right) = 0$$

- quantidade de movimento

$$\begin{aligned} & \frac{1}{r^*} \left\{ \frac{r_v}{L} \frac{\partial}{\partial x^*} \left(\frac{\rho_l^*}{\epsilon} r^* u_l^* \right) u_l^* + \frac{\partial}{\partial r^*} \left(\frac{\rho_l^*}{\epsilon} r^* v_l^* \right) u_l^* - u_l^* \left[\frac{r_v}{L} \frac{\partial}{\partial x^*} \left(\frac{\rho_l^*}{\epsilon} r^* u_l^* \right) + \frac{\partial}{\partial r^*} \left(\frac{\rho_l^*}{\epsilon} r^* v_l^* \right) \right] \right\} \\ &= - \left(\frac{r_v}{L} \right) \frac{\partial p_l^*}{\partial x^*} + \frac{1}{r^*} \left\{ \left(\frac{r_v}{L} \right)^2 \frac{1}{Re r_p} \frac{\partial}{\partial x^*} \left(\frac{\mu_l^*}{\epsilon} r^* \frac{\partial u_l^*}{\partial x^*} \right) + \frac{1}{Re r_p} \frac{\partial}{\partial r^*} \left(\frac{\mu_l^*}{\epsilon} r^* \frac{\partial u_l^*}{\partial r^*} \right) \right\} \\ &- \frac{D a r}{Re r_p} \mu_l^* u_l^* + \frac{\rho_l^*}{\epsilon} \frac{r_v}{v_r} g \sin \gamma \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \frac{1}{r^*} \left\{ \frac{r_v}{L} \frac{\partial}{\partial x^*} (\frac{\rho_l^*}{\epsilon} r^* u_l^*) v_l^* + \frac{\partial}{\partial r^*} (\frac{\rho_l^*}{\epsilon} r^* v_l^*) v_l^* - v_l^* \left[\frac{r_v}{L} \frac{\partial}{\partial x^*} (\frac{\rho_l^*}{\epsilon} r^* u_l^*) + \frac{\partial}{\partial r^*} (\frac{\rho_l^*}{\epsilon} r^* v_l^*) \right] \right\} \\
&= -\frac{\partial p_l^*}{\partial r^*} + \frac{1}{r^*} \left\{ (\frac{r_v}{L})^2 \frac{1}{Re r_p} \frac{\partial}{\partial x^*} (\frac{\mu_l^*}{\epsilon} r^* \frac{\partial v_l^*}{\partial x^*}) + \frac{1}{Re r_p} \frac{\partial}{\partial r^*} (\frac{\mu_l^*}{\epsilon} r^* \frac{\partial v_l^*}{\partial r^*}) \right\} \\
&- \frac{1}{Re r_p} \frac{\mu_l^* r^* v_l^*}{r^{*2}} - \frac{D a r}{Re r_p} \mu_l^* v_l^*
\end{aligned}$$

- energia

$$\begin{aligned}
& \frac{1}{r^*} \left\{ \frac{r_v}{L} \frac{\partial}{\partial x^*} (\frac{\rho_l^*}{\epsilon} r^* u_l^*) T_l + \frac{\partial}{\partial r^*} (\frac{\rho_l^*}{\epsilon} r^* v_l^*) T_l - T_l \left\{ \frac{r_v}{L} \frac{\partial}{\partial x^*} (\frac{\rho_l^*}{\epsilon} r^* u_l^*) + \frac{\partial}{\partial r^*} (\frac{\rho_l^*}{\epsilon} r^* v_l^*) \right\} \right\} \\
&= \frac{1}{r^*} \left\{ (\frac{r_v}{L})^2 \frac{\partial}{\partial x^*} (\frac{\mu_l^*}{Re r_p Pr_p} r^* \frac{\partial T_l}{\partial x^*}) + \frac{\partial}{\partial r^*} (\frac{\mu_l^*}{Re r_p Pr_p} r^* \frac{\partial T_l}{\partial r^*}) \right\} \quad (2.10)
\end{aligned}$$

para o vapor

- continuidade

$$\frac{r_v}{L} \frac{\partial}{\partial x^*} (\rho_v^* r^* u_v^*) + \frac{\partial}{\partial r^*} (\rho_v^* r^* v_v^*) = 0$$

- quantidade de movimento

$$\begin{aligned}
& \frac{1}{r^*} \left\{ \frac{r_v}{L} \frac{\partial}{\partial x^*} (\rho_v^* r^* u_v^*) u_v^* + \frac{\partial}{\partial r^*} (\rho_v^* r^* v_v^*) u_v^* - u_v^* \left[\frac{r_v}{L} \frac{\partial}{\partial x^*} (\rho_v^* r^* u_v^*) + \frac{\partial}{\partial r^*} (\rho_v^* r^* v_v^*) \right] \right\} \\
&= -(\frac{r_v}{L}) \frac{\partial p_v^*}{\partial x^*} + \frac{1}{r^*} \left\{ (\frac{r_v}{L})^2 \frac{1}{Re r} \frac{\partial}{\partial x^*} (\mu_v^* r^* \frac{\partial u_v^*}{\partial x^*}) + \frac{1}{Re r} \frac{\partial}{\partial r^*} (\mu_v^* r^* \frac{\partial u_v^*}{\partial r^*}) \right\} \\
&+ \rho_v^* \frac{r_v}{v_r} \text{sen } \gamma
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \frac{1}{r^*} \left\{ \frac{r_v}{L} \frac{\partial}{\partial x^*} (\rho_v^* r^* u_v^*) v_v^* + \frac{\partial}{\partial r^*} (\rho_v^* r^* v_v^*) v_v^* - v_v^* \left[\frac{r_v}{L} \frac{\partial}{\partial x^*} (\rho_v^* r^* u_v^*) + \frac{\partial}{\partial r^*} (\rho_v^* r^* v_v^*) \right] \right\} \\
&= -\frac{\partial p_v^*}{\partial r^*} + \frac{1}{r^*} \left\{ (\frac{r_v}{L})^2 \frac{1}{Re r} \frac{\partial}{\partial x^*} (\mu_v^* r^* \frac{\partial v_v^*}{\partial x^*}) + \frac{1}{Re r} \frac{\partial}{\partial r^*} (\mu_v^* r^* \frac{\partial v_v^*}{\partial r^*}) \right\} \\
&- \frac{1}{Re r} \frac{\mu_v^* r^*}{r^{*2}} v_v^*
\end{aligned}$$

- energia

$$\begin{aligned} & \frac{1}{r^*} \left\{ \frac{r_v}{L} \frac{\partial}{\partial x^*} (\rho_v^* r^* u_v^*) T_v + \frac{\partial}{\partial r^*} (\rho_v^* r^* v_v^*) T_v - T_v \left[\frac{r_v}{L} \frac{\partial}{\partial x^*} (\rho_v^* r^* u_v^*) + \frac{\partial}{\partial r^*} (\rho_v^* r^* v_v^*) \right] \right\} \\ &= \frac{1}{r^*} \left\{ \left(\frac{r_v}{L} \right)^2 \frac{\partial}{\partial x^*} \left(\frac{\mu_v^*}{Rer Pr} r^* \frac{\partial T_v}{\partial x^*} \right) + \frac{\partial}{\partial r^*} \left(\frac{\mu_v^*}{Rer Pr} r^* \frac{\partial T_v}{\partial r^*} \right) \right\} \end{aligned} \quad (2.11)$$

para o tubo metálico

$$\left(\frac{r_v}{L} \right)^2 \frac{\partial}{\partial x^*} \left(k_m \frac{\partial T_m}{\partial x^*} \right) + \frac{\partial}{\partial r^*} \left(k_m \frac{\partial T_m}{\partial r^*} \right) = 0 \quad (2.12)$$

onde

$$Rer = \frac{\rho_v v_r r_v}{\mu_v} \quad Pr = \frac{\mu_v c_{pv}}{k_v} \quad Rer_p = \frac{\mu_v \rho_l r}{\mu_l \rho_v} Rer \quad (2.13)$$

$$Pr_p = \frac{\mu_l c_{pl}}{k_{ef}} \quad Dar = \frac{r_v^2 \epsilon}{K} \quad (2.14)$$

Quando se considera as propriedades constantes $\rho^* = \mu^* = 1$.

Não é feita a adimensionalização da temperatura pois, pelas condições de contorno que são adotadas e que estão mostradas a seguir, este procedimento dificulta o processo de solução.

Todas as equações anteriores podem ser escritas como:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{r^*} \left\{ \left(\frac{r_v}{L} \right) \frac{\partial}{\partial x^*} (\rho^* r^* u^* \phi) + \frac{\partial}{\partial r^*} (\rho^* r^* v^* \phi) \right\} = \frac{1}{r^*} \left\{ \left(\frac{r_v}{L} \right)^2 \frac{\partial}{\partial x^*} \left(\Gamma r^* \frac{\partial \phi}{\partial x^*} \right) \right. \\ & \left. + \frac{\partial}{\partial r^*} \left(\Gamma r^* \frac{\partial \phi}{\partial r^*} \right) \right\} + S \end{aligned} \quad (2.15)$$

o que facilita o trabalho de discretização das equações e permite utilizar o mesmo processo para a solução para todas as variáveis.

2.2.1 Condições de contorno

As equações governantes, para o modelo em estudo, são elípticas e exigem condições de contorno compatíveis com este tipo de equação. Podemos dividir as condições de contorno, para o nosso problema, em dois tipos:

1. Condições fora das interfaces
2. Condições nas interfaces

Condições fora das interfaces

Escoamento de vapor

- não deslizamento nas superfícies sólidas

$$v_v^*(0, r^*) = v_v^*(1, r^*) = 0$$

- paredes laterais sólidas

$$u_v^*(0, r^*) = u_v^*(1, r^*) = 0$$

- simetria em $r = 0$

$$v_v^*(x^*, 0) = 0$$

$$\frac{\partial u_v^*}{\partial r^*}(x^*, 0) = 0$$

$$\frac{\partial T_v}{\partial r^*}(x^*, 0) = 0$$

- paredes laterais isoladas

$$\frac{\partial T_v}{\partial x^*}(0, r^*) = 0$$

$$\frac{\partial T_v}{\partial x^*}(1, r^*) = 0$$

Escoamento de líquido

- não deslizamento nas superfícies sólidas

$$v_l^*(0, r^*) = v_l^*(1, r^*) = 0$$

- paredes laterais sólidas

$$u_l^*(0, r^*) = u_l^*(1, r^*) = 0$$

- paredes laterais isoladas

$$\frac{\partial T_l}{\partial x^*}(0, r^*) = 0$$

$$\frac{\partial T_l}{\partial x^*}(1, r^*) = 0$$

Involucro metálico

- paredes laterais isoladas

$$\frac{\partial T_m}{\partial x^*}(0, r^*) = 0$$

$$\frac{\partial T_m}{\partial x^*}(1, r^*) = 0$$

- fluxo de calor no evaporador e condensador

$$\frac{-k_m}{r_v} \frac{\partial T_m}{\partial x^*} \left(x^*, \frac{r_l}{r_v} \right) = \pm Q$$

Nesta última condição, o sinal + e - se referem ao condensador e evaporador respectivamente e $Q = 0$ na região adiabática. Dependendo das condições de operação do tubo, esta condição deve ser alterada. Por exemplo, se a troca de calor entre o tubo e o meio que fornece e retira o calor se der por convecção, esta condição deve ser substituída por:

$$-k_m \frac{\partial T_m}{\partial r^*} = r_v h (T_m - T_a) \quad (2.16)$$

Quando da análise dos resultados, são feitos comentários sobre a condição de contorno usada para a obtenção dos mesmos.

Condições de contorno nas interfaces

Interface líquido-vapor

- balanço de energia na interface

$$v_v^*(x^*, 1) = \frac{1}{v_r} \left\{ \left[\frac{-k_{ef}}{\rho_v r_v} \frac{\partial T_l}{\partial r^*} + \frac{k_v}{\rho_v r_v} \frac{\partial T_v}{\partial r^*} \right] / (\rho^* h_{fg}) \right\}$$

- conservação da massa na interface

$$v_l(x^*, 1) = \frac{\rho_{vr} \rho_v^*}{\rho_l \rho_l^*} v_v^*(x^*, 1)$$

- continuidade da velocidade na interface

$$u_v(x^*, 1) = u_l(x^*, 1)$$

- igualdade da tensão de cisalhamento na interface

$$\frac{\partial v_v^*}{\partial r^*}(x^*, 1) = \frac{\mu_l \mu_l^*}{\mu_v \mu_v^*} \frac{\partial v_l^*}{\partial r^*}(x^*, 1)$$

- equilíbrio líquido-vapor

$$T_v(x^*, 1) = T(p)$$

- continuidade da temperatura na interface

$$T_l(x^*, 1) = T_v(x^*, 1)$$

Interface líquido - tubo metálico

- parede sólida

$$v_l^*(x^*, \frac{r_p}{r_v}) = 0$$

- não deslizamento na superfície sólida

$$u_l^*(x^*, \frac{r_p}{r_v}) = 0$$

- continuidade do fluxo de calor e da temperatura na interface

$$k_m \frac{\partial T_m}{\partial r^*}(x^*, \frac{r_p}{r_v}) = k_{ef} \frac{\partial T_l}{\partial r^*}(x^*, \frac{r_p}{r_v})$$

$$T_m(x^*, \frac{r_p}{r_v}) = T_l(x^*, \frac{r_p}{r_v})$$

As equações (2.10 , 2.11 , 2.12) acopladas às condições de contorno mostradas podem então ser resolvidas utilizando o método numérico descrito no capítulo 3.

Capítulo 3

Análise Numérica

3.1 Introdução

Como visto no capítulo anterior, todas as equações que temos que resolver podem ser descritas pela equação geral da convecção-difusão, que para o caso de regime permanente assume a forma:

$$\nabla(\rho\vec{V}) = \nabla \cdot (\Gamma\nabla\phi) + S \quad (3.1)$$

Esta equação determina a distribuição em regime permanente, de um escalar ϕ que é transportado convectivamente por um fluido que se move com velocidade \vec{V} e que se difunde com coeficiente de difusão Γ . Nesta equação S representa a taxa volumétrica de geração de ϕ e ρ é a massa específica do fluido. Pela escolha adequada de ϕ , Γ e S podemos recuperar as equações de transporte.

O uso do método de diferenças finitas centradas para resolução desta equação pode levar a soluções oscilatórias, fisicamente não realistas, quando o número de Peclet da grade definido como:

$$P_e = \frac{(\rho u \Delta l)}{\Gamma}$$

é superior a 2.0, isto é, quando os termos convectivos são dominantes. A eliminação deste problema é possível pela utilização do esquema de discretização *upwind* introduzido por Courant et alii [39] e utilizado por vários pesquisadores. Este esquema usa diferenças atrasadas (*backward*) na direção do escoamento para os termos envolvendo derivadas de primeira ordem (termos convectivos) e diferenças centradas para os termos com derivadas de segunda ordem (termos difusivos). Apesar deste esquema dar resultados fisicamente coerentes para qualquer P_e , as soluções obtidas não são acuradas pois para valores elevados de P_e há uma superestimativa da difusão e para P_e baixos o esquema de diferenças centradas dá resultados melhores. Por estas razões, surgiram vários esquemas de discretização que procuram evitar as instabilidades resultantes do esquema de diferenças

centradas e ainda que deem o melhor resultado possível. Assim, podemos citar o esquema híbrido que usa diferenças centradas para $P_e \leq 2.0$ e o esquema *upwind* para $P_e > 2.0$, o esquema exponencial de Spalding [40], o esquema *power law* de Patankar [41] que é uma variação do esquema exponencial e o *quadratic upstream differencing* de Leonard [42].

O esquema LOAD (*Locally Analytical Differencing*), utilizado neste trabalho, foi proposto por Wong e Raithby [43] e utilizado por Prakash [44] que demonstrou ser este um esquema que dá soluções muito boas e que tem convergência mais rápida, em termos computacionais, que o esquema exponencial.

3.2 Discretização das equações

Nos métodos de volume de controle, as equações discretizadas são obtidas por integração da equação (3.1) sobre volumes de controle ao redor dos pontos da grade. Para um determinado ponto P , associado a um volume de controle, conforme mostrado na figura (3.1), podemos fazer esta integração obtendo:

$$J_x^e + J_r^n = J_x^w + J_r^s + S_P V \quad (3.2)$$

onde

$$J_x = \rho u \phi - \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x}$$

$$J_r = \rho v \phi - \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial r}$$

os A 's são as áreas associadas a cada face e V é o volume deste volume de controle.

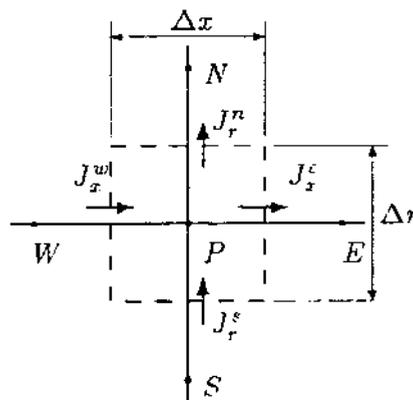


Figura 3.1: Ponto da grade com seu volume de controle

O objetivo principal do esquema de discretização é expressar os diferentes valores do fluxo J em termos dos valores de ϕ no ponto P e nos vizinhos E, W, N e S . O esquema

LOAD obtêm estas componentes, para equações em coordenadas cilíndricas, a partir da solução da equação:

$$\frac{\partial}{\partial x}(rJ_x) + \frac{\partial}{\partial r}(rJ_r) = S$$

de forma unidimensional fazendo, para a direção x

$$\frac{\partial}{\partial x}(rJ_x) = S^*$$

com

$$S^* = S - \frac{\partial}{\partial r}(rJ_r)$$

e para a direção r

$$\frac{\partial}{\partial r}(rJ_r) = S^*$$

com

$$S^* = S - \frac{\partial}{\partial x}(rJ_x)$$

A obtenção destas soluções e as simplificações necessárias para isso, estão apresentadas no apêndice A deste trabalho.

A substituição dos fluxos obtidos, equações (A.9 e A.12) na equação (3.2) nos leva a um sistema de equações do tipo:

$$a_P \phi_P = a_E \phi_E + a_W \phi_W + a_N \phi_N + a_S \phi_S + \hat{S}_P, \quad (3.3)$$

onde

$$a_E = \frac{(\rho u)_e A_e}{\exp(P_e) - 1}$$

$$a_W = \frac{(\rho u)_w \exp(P_w) A_w}{\exp(P_w) - 1}$$

$$a_N = \frac{(\rho v)_n A_n}{\exp(P_n) - 1}$$

$$a_S = \frac{(\rho v)_s \exp(P_s) A_s}{\exp(P_s) - 1}$$

$$a_P = a_E + a_W + a_N + a_S + [(\rho u)_e A_e - (\rho u)_w A_w + (\rho v)_n A_n - (\rho v)_s A_s]$$

e

$$\hat{S}_P = \bar{S}V + (\hat{S}_w A_w - \hat{S}_e A_e) + (\hat{S}_s A_s - \hat{S}_n A_n)$$

com os \hat{S} 's dados pelas equações (A.9 e A.12).

O termo entre colchetes na expressão de a_P corresponde à equação da continuidade discretizada e poderia ser considerado nulo. Entretanto, pelos motivos já enumerados quando se manteve, nas equações de conservação da variação da quantidade de movimento e energia, termos deste tipo e que estão embutidos no termo \hat{S} , também o manteremos aqui.

A manutenção destes termos nos leva a ter:

$$\begin{aligned} & [(\rho u)_e A_e - (\rho u)_w A_w + (\rho v)_n A_n - (\rho v)_s A_s] \phi_P + \dots \\ = & [(\rho u)_e A_e - (\rho u)_w A_w + (\rho v)_n A_n - (\rho v)_s A_s] \phi_P^* + \dots \end{aligned}$$

ou seja a continuidade multiplicando o termo ϕ_P de um lado da equação e essa mesma continuidade multiplicando ϕ_P^* , que é o valor de ϕ_P na iteração anterior, no outro lado. Quando se alcança a convergência, $\phi_P \approx \phi_P^*$ e a continuidade fica praticamente satisfeita anulando então estes termos. Durante o processo iterativo, quando a continuidade ainda não está satisfeita, estes termos se assemelham aos termos da derivada em relação ao tempo para a equação em regime não permanente sendo que ϕ_P^* faz o papel do valor da variável no tempo anterior.

Uma das dificuldades para a solução das equações do movimento, é a obtenção do campo de pressões pois não existe uma equação específica para esta variável. Neste trabalho optamos pelo algoritmo SIMPLE, desenvolvido por Patankar e Spalding [45] que usa a equação da continuidade para obter uma equação específica para a pressão.

Com isso chegamos a um conjunto de sistemas de equações (um para cada variável) todos eles na forma mostrada pela expressão (3.3) e que podem ser resolvidos, de forma iterativa pois são sistemas acoplados e não lineares, por um processo *line-by-line* e um algoritmo para matrizes tridiagonais.

3.3 Grades para as diversas variáveis

Como mostrado por Patankar [46] a escolha de uma grade única para todas as variáveis pode levar a soluções fisicamente não realistas do campo de pressões e o remédio proposto é o uso de grades independentes para as variáveis u , v e p . Este procedimento pode também, apesar de deixar a programação mais complicada, facilitar a aplicação das condições de contorno pois, como será visto a seguir, estas condições podem ficar exatamente sobre as interfaces dos volumes de controle.

Grade para as variáveis p e T

Na figura (3.2) estão mostrados os pontos típicos desta grade. Como vantagens de seu uso citamos a não existência de volumes de controle incompletos ($\frac{1}{2}$ e $\frac{1}{4}$ de volumes), a não necessidade de se escrever uma equação específica para a coordenada $r = 0$, pois

não existem pontos sobre esta linha, e a coincidência das faces do volume de controle com o contorno o que facilita, para o caso da equação da energia, a aplicação de condições de contorno de fluxo de calor conhecido.

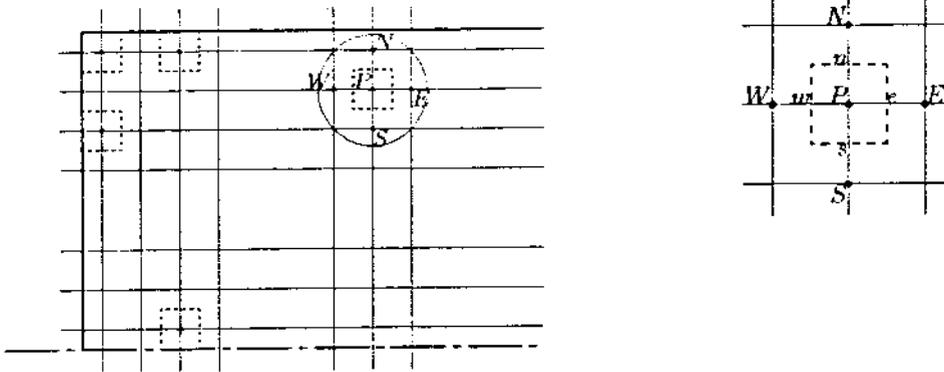


Figura 3.2: Grade e volumes de controle para p e T

Grade para a variável u

A grade de u , figura (3.3), é similar à da figura (3.2) só que esta está deslocada em relação à anterior na direção x . Neste caso, existem pontos colocados nos contornos perpendiculares a x sendo que isto é vantajoso pois normalmente se conhece o valor da variável nestes pontos e a condição de contorno fica automaticamente imposta não havendo necessidade de calculá-las.

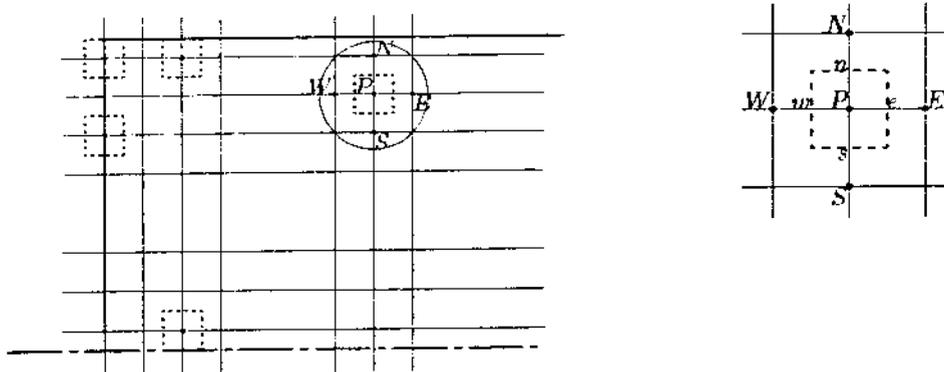


Figura 3.3: Grade para a variável u

Grade para a variável v

A grade para v , figura (3.4), tem as mesmas características da grade de u e está deslocada, em relação à de p , na direção r .

A figura (3.5) nos dá uma visão da sobreposição das tres grades em um ponto genérico P .

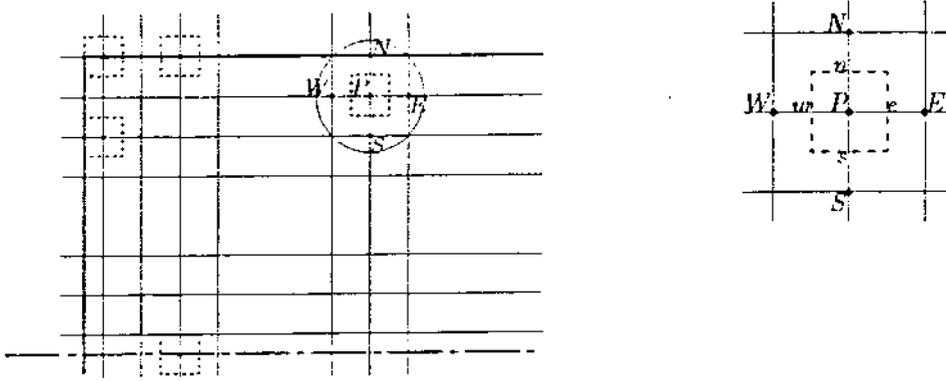


Figura 3.4: Grade para variável v

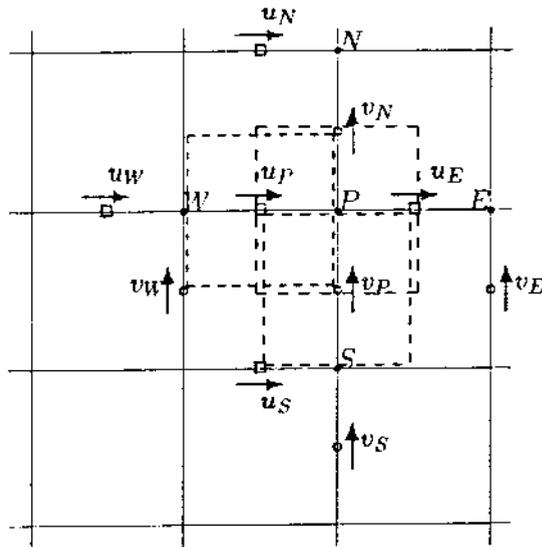


Figura 3.5: Sobreposição das grades

Se analisarmos os coeficientes da equação (3.3) verificaremos que é necessário se conhecer as velocidades normais às faces do volume de controle e examinando a figura (3.5) vemos que, para a grade das variáveis p e T , as velocidades podem ser tomadas diretamente pois os pontos das grades de velocidade coincidem com os pontos médios destes volumes. Para o cálculo das variáveis u e v são necessárias algumas interpolações.

3.4 Dificuldades numéricas no uso do esquema LOAD

O primeiro problema numérico que aparece com o uso do esquema LOAD, que também existe no esquema exponencial de Spalding, é a necessidade de cálculo de um grande número de exponenciais o que acarreta um aumento significativo do tempo computacional e também, para números de Peclet elevados, há o aparecimento de *overflows*.

Isto ocorre tanto no cálculo dos coeficientes como no dos termos fonte.

Para os coeficientes das equações Spalding [40] sugere o uso do esquema híbrido que consiste em avaliar os coeficientes, para P_e baixos pelo método de diferenças centradas e para valores altos pelo esquema *upwind*. Uma outra solução foi sugerida por Patankar [41] e é o chamado esquema *power law* que aproxima os coeficientes por um polinômio de quinto grau para valores de P_e até 10 e zera os coeficientes a partir deste valor. Pode-se ainda calcular estes coeficientes da seguinte maneira:

Sabendo-se que os coeficientes da equação (3.3) podem ser escritos na forma:

$$\frac{a}{D} = \frac{P_e}{\exp(P_e) - 1} + \max(-P_e, 0)$$

onde $\max(, \dots,)$ representa o maior valor entre os parâmetros e D é o coeficiente difusivo dados por

$$D = \frac{\Gamma A}{\Delta l},$$

a fração

$$\frac{P_e}{\exp(P_e) - 1}$$

pode ser desenvolvida em série de potências obtendo-se uma expressão da forma:

$$a'(P_e) = \frac{1}{1 + \sum_{n=1}^m \frac{P_e^n}{(n+1)!}} \quad (3.4)$$

e que dá bons resultados com poucos termos. Assim,

$$\frac{a}{D} = a'(P_e) + \max(-P_e, 0)$$

Para os termos fonte, o problema é um pouco maior. Se formos trabalhar com grades com espaçamento variável, necessitaremos calcular exponenciais com vários números de Peclet diferentes e as expressões não podem ser facilmente escritas na forma de uma série convergente. Se forem adotadas grades com espaçamento constante, a situação fica simplificada e podemos aproximar os termos por polinômios. Para este caso particular, os dois termos provenientes do esquema LOAD no termo fonte tem o comportamento mostrado na figura (3.6) e que podem ser aproximados por:

$$S_1(P) = \begin{cases} 0.25 + 0.758 \times 10^{-1}P + 0.726 \times 10^{-2}P^2 + 0.2115 \times 10^{-3}P^3 & -10 < P < 0 \\ 0.25 + 0.106P - 0.6505 \times 10^{-2}P^2 + 0.1395 \times 10^{-3}P^3 & 0 \leq P \leq 20 \\ 0.8096 + 0.5973 \times 10^{-2}P - 0.7495 \times 10^{-4}P^2 + 0.32357 \times 10^{-6}P^3 & 20 \leq P \leq 100 \\ 1.0 & P > 100 \\ 0.0 & P < -10 \end{cases}$$

$$S_2(P) = -S_1(-P) \quad (3.5)$$

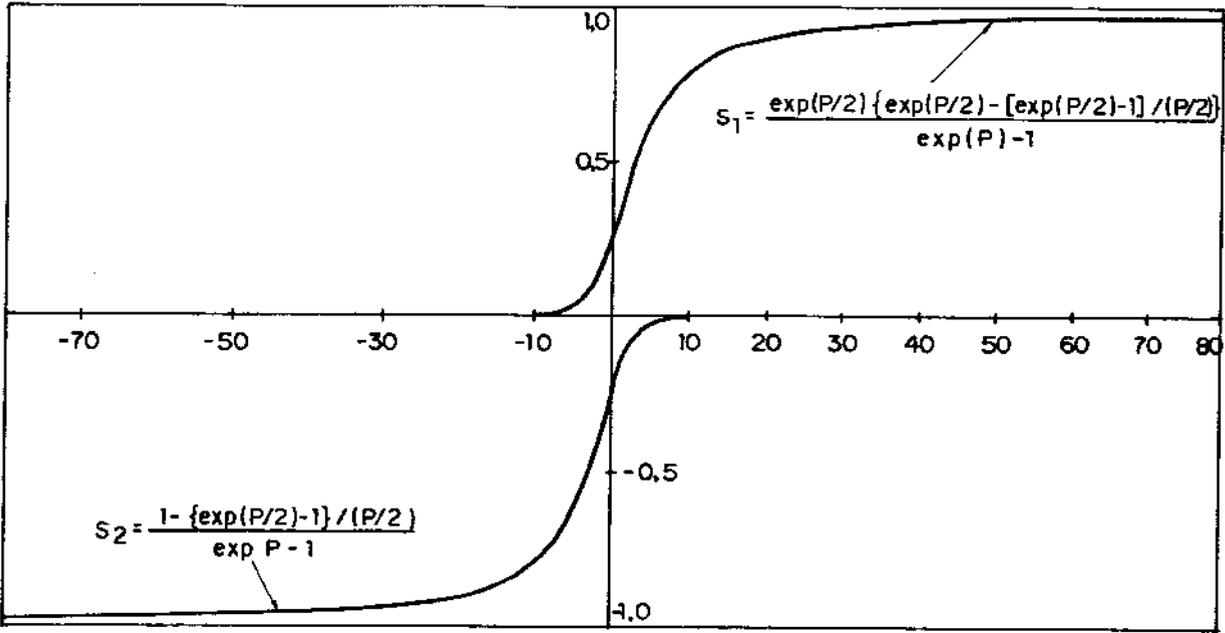


Figura 3.6: Termos fonte do esquema LOAD

com erros máximos da ordem de 3% para valores de $P < -8.0$ e da ordem de 2% para os demais valores.

O uso das expressões (3.4 e 3.5), eliminam também outro problema numérico que é o da singularidade, quando $P_e = 0$, apresentada pelos coeficientes das equações e pelos termos fonte.

3.5 Critério de convergência

A garantia de convergência para sistemas de equações não lineares é muito difícil de ser obtida. Então, para se controlar a convergência são impostos fatores de sub-relaxação para as variáveis de modo a evitar que grandes correções numa iteração levem à divergência da solução. A convergência deve então ser verificada a cada iteração e deve-se adotar um parâmetro que determine o encerramento do processo de solução com a consequente obtenção da solução procurada e este parâmetro é definido pelo critério de convergência escolhido.

Na literatura encontra-se o uso de diversos tipos de critérios e dentre eles citamos alguns. O mais comum deles é o que impõe que a norma dos resíduos da k-ésima iteração seja menor que um determinado valor adotado ϵ_p .

$$\| \tau_p \|^{*k} < \epsilon_p$$

e esta norma pode ser calculada como:

$$\| r_p \| = \sum (a_E \phi_E + a_W \phi_W + a_N \phi_N + a_S \phi_S + \dot{S}_P - a_P \phi_P)$$

ou pela norma Euclidiana

$$\| r_p \| = \left[\sum (a_E \phi_E + a_W \phi_W + a_N \phi_N + a_S \phi_S + \dot{S}_P - a_P \phi_P)^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

A adoção deste tipo de critério pode levar a um tempo excessivo de computação principalmente quando a ordem de grandeza dos coeficientes e das variáveis não é pequena e ϵ_p não for escolhido levando em conta este fator.

Dooinaal e Raithby [47] propõem o uso do critério

$$\| r_p \| \leq \gamma_p \| r_p \|_0$$

sendo $\| r_p \|_0$ a norma dos resíduos calculada com os valores iniciais arbitrados e γ_p é um valor na faixa de 0.25 a 0.05. Eles citam como vantagem a possibilidade de uso do mesmo valor de γ_p para a maioria dos problemas o que evita uma triagem para a escolha de valores convenientes para o critério de convergência a cada problema a ser resolvido.

Nos optamos por um critério que leva em conta o erro médio por volume de controle, ou seja

$$\frac{\| r_p \|}{n_p} \leq \epsilon_p$$

sendo ϵ_p escolhido de acordo com a ordem de grandeza da variável em questão.

3.6 Escolha do número de pontos da grade

Para se fazer esta escolha foram feitos alguns testes, usando as equações do escoamento de vapor para um tubo de calor sem região adiabática e com os comprimentos do evaporador e condensador iguais, impondo como condição de contorno taxas de injeção e sucção constantes. Foi arbitrado 10 pontos para o direção r , e variou-se o número de pontos na direção x , para número de Reynolds radiais entre 1 e 10 sendo adotado $\epsilon_p = 10^{-3}$ e $\frac{r_x}{L} = 30$ e os resultados obtidos estão mostrados na figura (3.7).

Da análise desta figura, verifica-se que valores entre 15 e 30 pontos são os mais indicados visto que, nesta faixa, temos bons resultados para todos os números de Reynolds testados e número de iterações não muito elevado.

Para cada caso resolvido, arbitrou-se então um valor do número de pontos em x , na faixa citada, de acordo com as relações de comprimento da três regiões do tubo de calor de modo a se manter a coerência física e se facilitar a aplicação das condições de contorno.

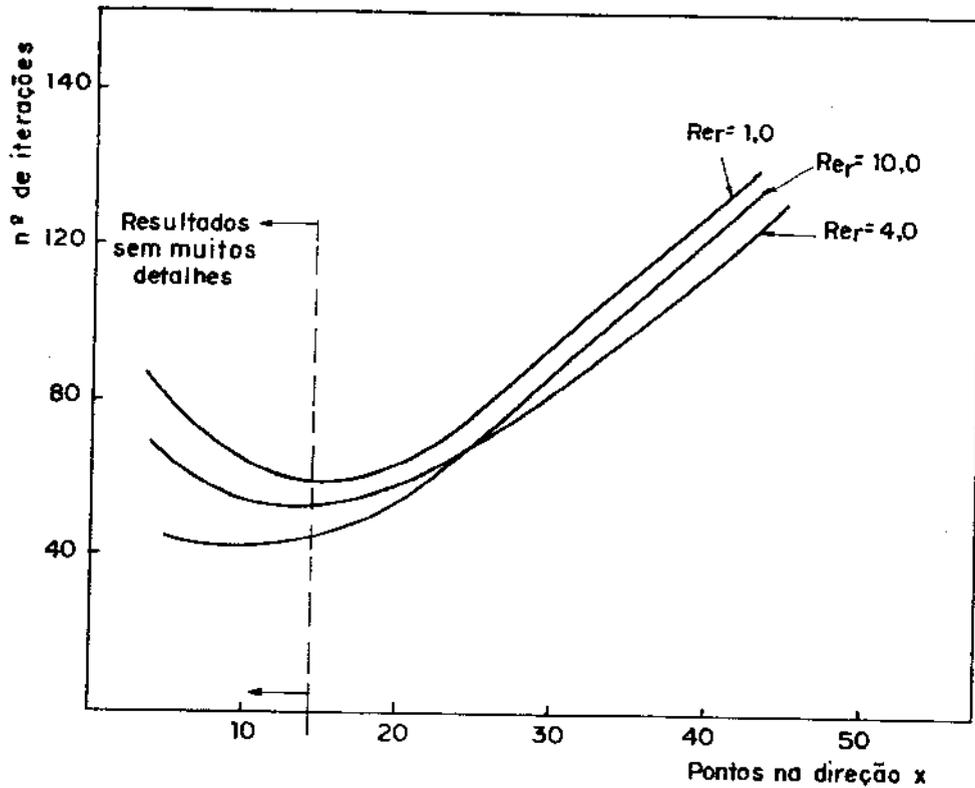


Figura 3.7: Relação entre o número de pontos da grade e o número de iterações

3.7 Fluxogramas do programa computacional

A seguir são apresentados os fluxogramas do programa computacional desenvolvido para a obtenção das soluções dos sistemas de equações descritos no capítulo 2. O primeiro deles descreve o programa de uma forma global, sem entrar em detalhes das subrotinas e o segundo mostra a sequência de operações das subrotinas de cálculo das variáveis u , v e T .

No fluxograma mostrado em (3.8), as subrotina CALCU, CALCV, CALCP e CALCT são as que calculam respectivamente o valor das variáveis u , v , p , T para o escoamento de vapor e as CALCUP, CALCVP, CALCPP e CALCTP fazem o cálculo para o escoamento de líquido sendo que a última calcula também a distribuição de temperaturas no tubo metálico. A subrotina CONDT é a responsável pela determinação das temperaturas de saturação correspondentes às pressões na interface líquido-vapor que servem de condição de contorno no cálculo das temperaturas.

O cálculo da variável P tem um procedimento de cálculo um pouco diferente do mostrado no fluxograma (3.9). O fluxograma que mostra este procedimento para esta variável é apresentado em (3.10)

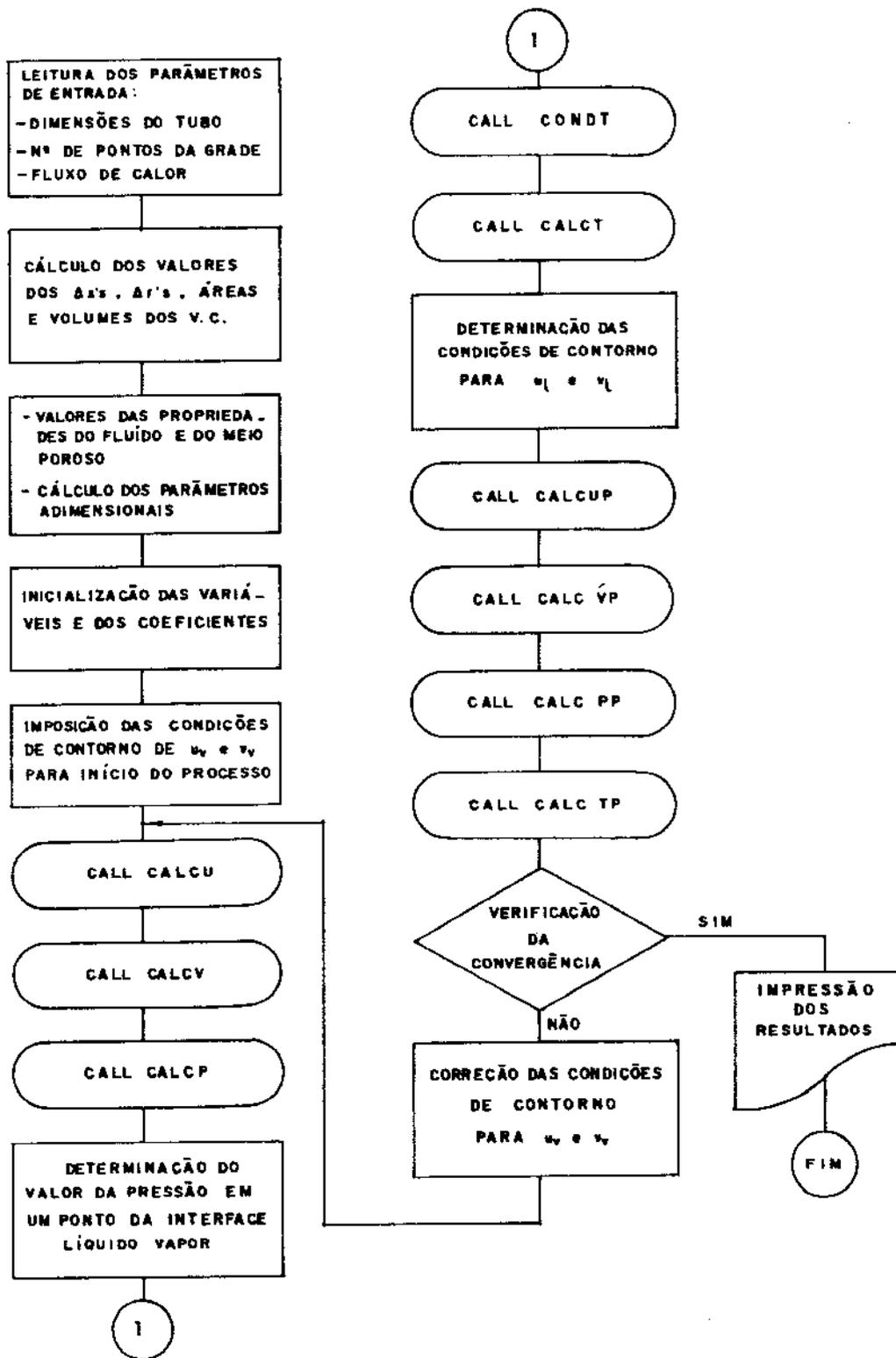


Figura 3.8: Fluxograma global de solução

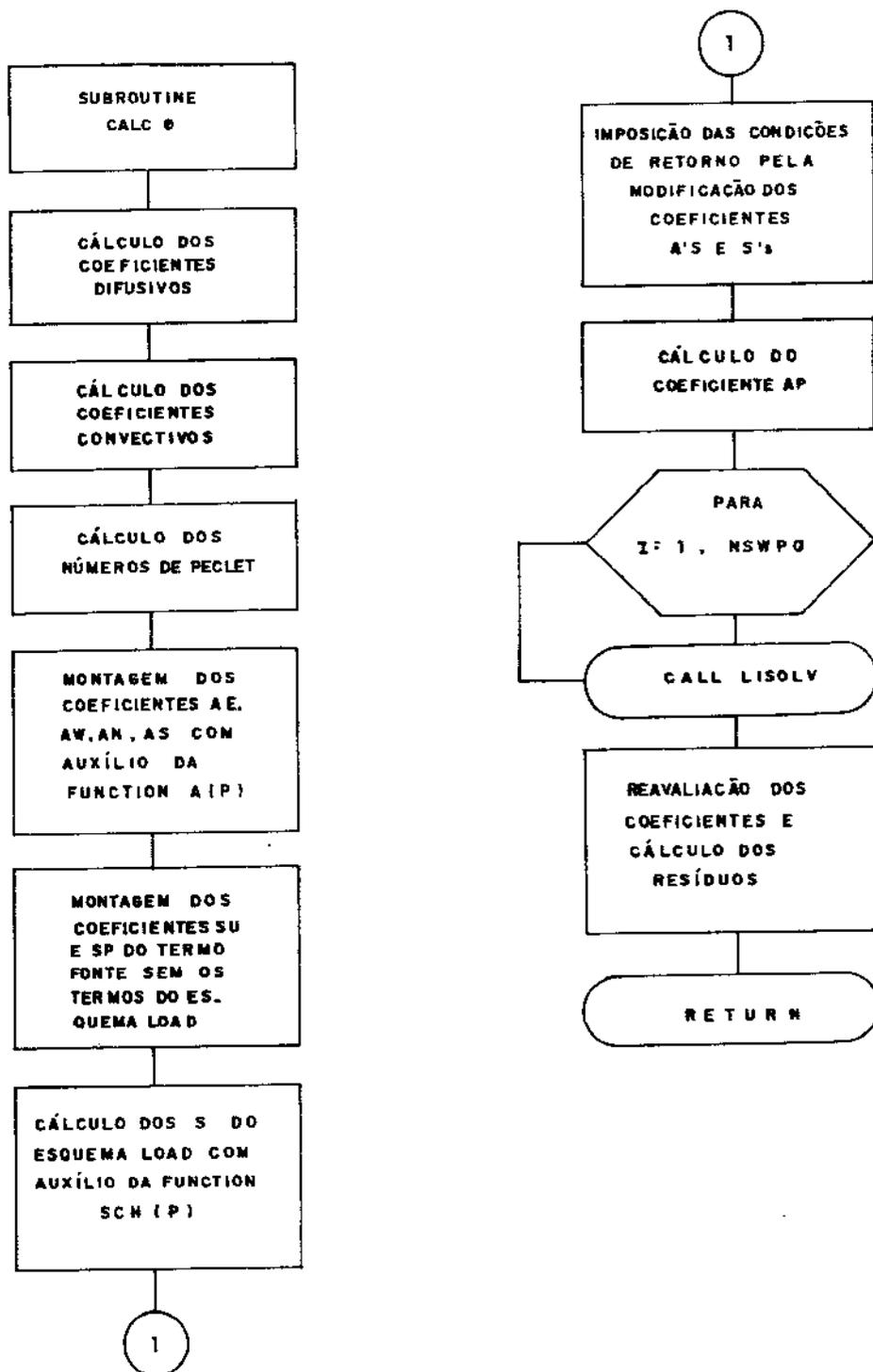


Figura 3.9: Fluxograma de solução para as variáveis u, v, T

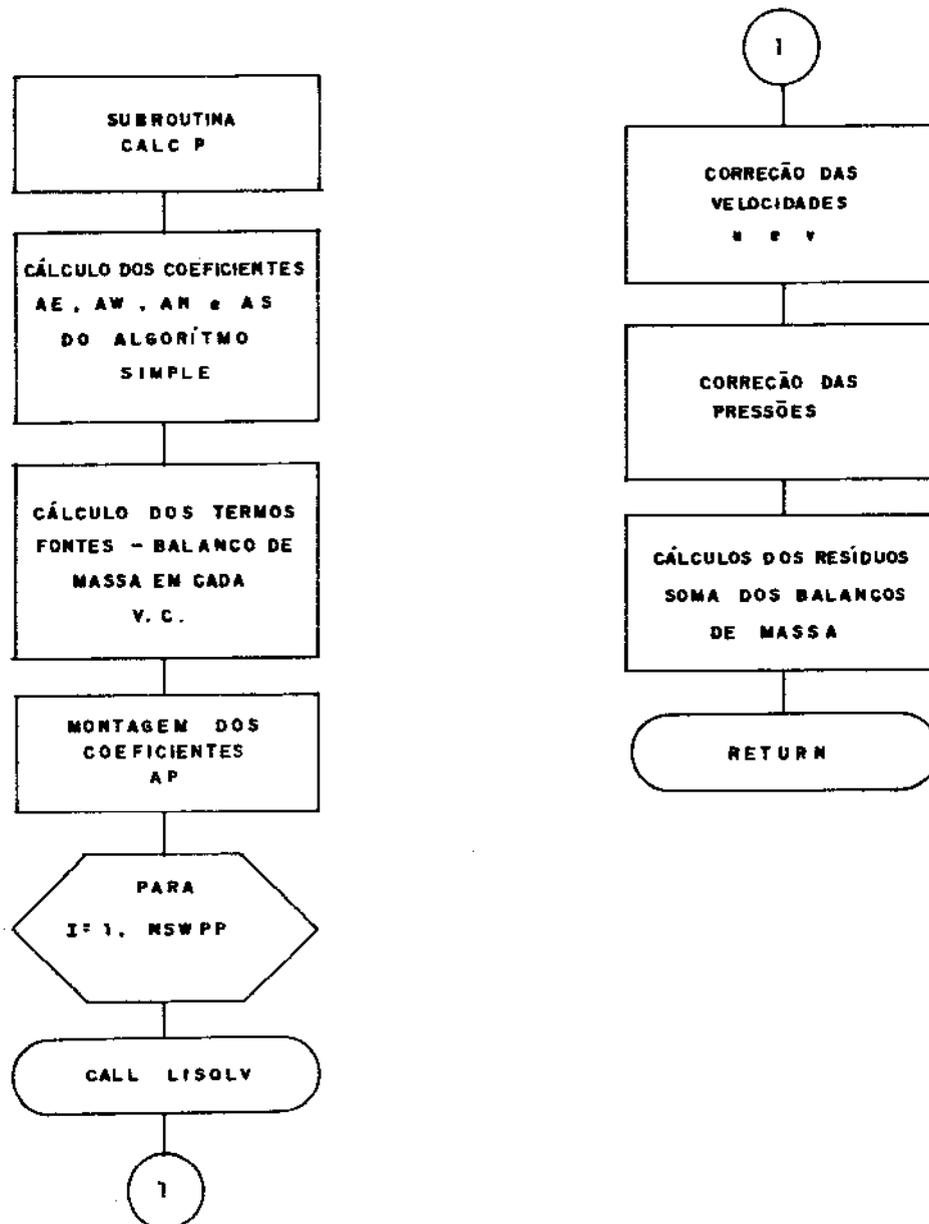


Figura 3.10: Fluxograma de cálculo da variável p

Capítulo 4

Resultados e Comentários

Baseado nos modelos matemáticos e procedimentos numéricos descritos pôde-se obter resultados que são apresentados a seguir. Tais resultados foram obtidos através da solução das equações (2.10 a 2.12) com as respectivas condições de contorno. Para isso foi feito um programa computacional, usando o método já descrito, e com a finalidade de se avaliar sua eficiência e confiabilidade, foi testado da seguinte forma:

Resolveu-se as equações para o escoamento de vapor, usando condição de contorno de injeção e sucção de massa uniformes no evaporador e condensador respectivamente, para um tubo de calor simétrico, isto é, com comprimentos de evaporador e condensador idênticos, e sem região adiabática. Variou-se o número de Reynolds radial e os resultados assim conseguidos foram comparados com os de Bankston e Smith [19], Murcia [21] e Aparecido [48] que são resultados aceitos como corretos.

Na tabela (4.1) e nas figuras (4.1 a 4.5) estão as comparações entre os resultados encontrados e os existentes na literatura e a boa concordância entre eles assegura a confiabilidade do programa.

Re _r	Murcia	Aparecido	Modelo
1.0	15.87	15.70	15.72
2.0	7.93	7.75	7.82
4.0	3.74	3.62	3.67
6.0	2.34	2.26	2.33
8.0	1.66	1.60	1.66
10.0	1.26	1.21	1.26

Tabela 4.1: Valores de $\frac{\Delta p r_c^2}{\rho v_c^2 L_c^2}$ para $\frac{L}{r_c} = 30$ (+ $\frac{L}{r_c} = 20$)

O tempo de CPU gasto na execução do programa, com as condições citadas, com grades de 30×10 pontos e $\frac{L}{r_c} = 30$, ficou entre 2min e42s para $Re_r = 1.0$ e 2min e15s

para $Re_T = 4.0$, quando executado em um computador VAX da UNICAMP.

Com a finalidade de se testar a discretização da equação da energia e o acoplamento desta com as equações de movimento para o vapor, feito através da condição de temperatura de saturação na interface, foi reproduzido alguns casos do problema resolvido por Rohani e Tien [20] e a comparação aparece na figura (4.6). Vemos que para fluxos de calor baixos, a concordância é muito boa e para fluxos mais elevados existe uma pequena discrepância entre os dois resultados, discrepância esta que pode ser justificada pelo uso de métodos numéricos diferentes e principalmente porque, como a variação de temperatura no fluido é grande e conseqüentemente a variação de densidade também o é, esta influi muito no resultado. No trabalho deles foi usada a equação para gases perfeitos para se corrigir a densidade e em nosso trabalho usamos valores interpolados de uma tabela. Não apresentamos aqui os perfis de temperatura por serem similares aos de pressão.

A partir daí, incorporou-se ao modelo as equações de movimento para o líquido na estrutura porosa e da energia para o líquido e tubo metálico. Com este modelo completo, obteve-se resultados para alguns modos de operação do tubo.

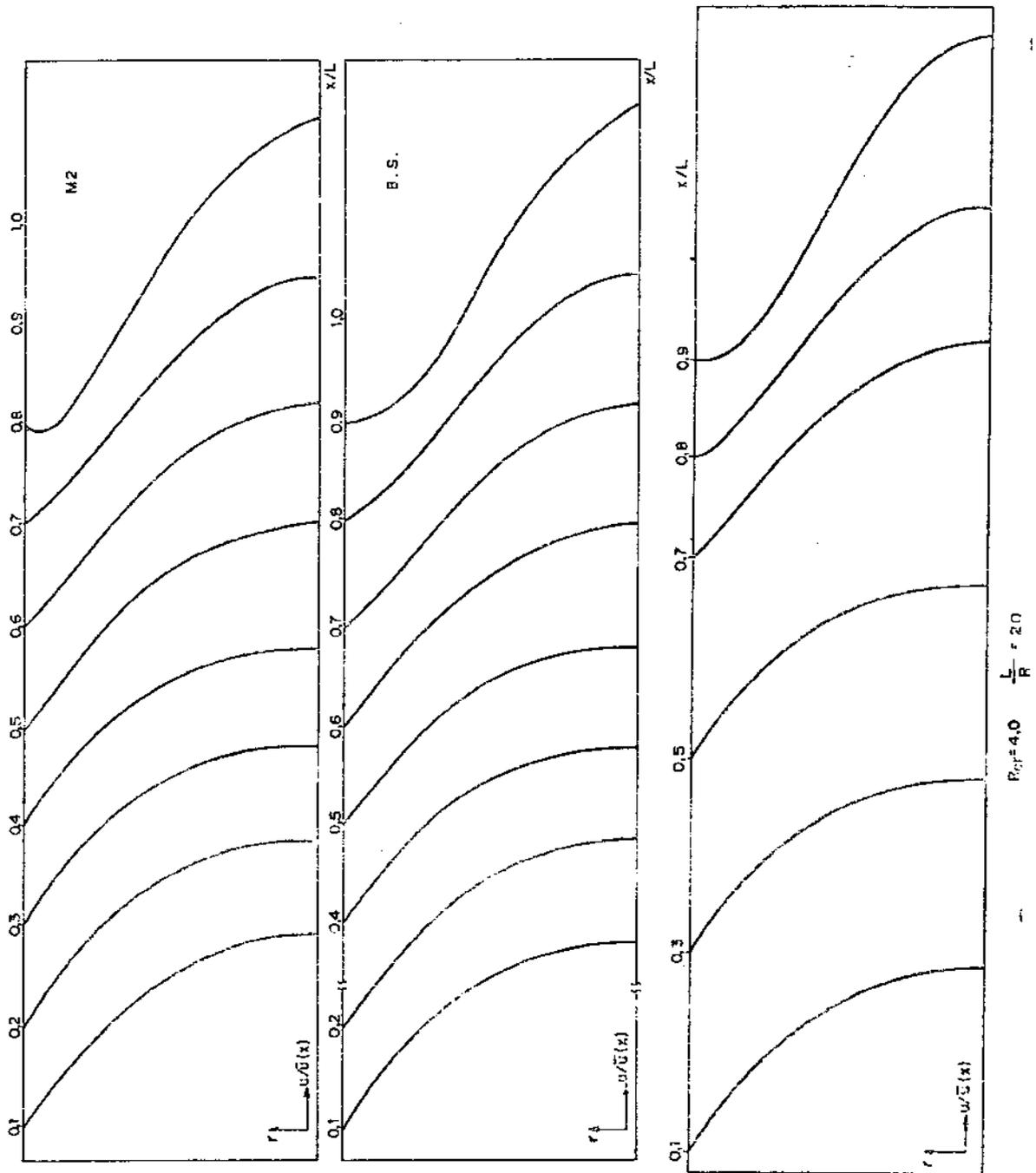


Figura 4.1: Resultados obtidos para os perfis de velocidade u por Bankston e Smith, Murcia e com o modelo descrito

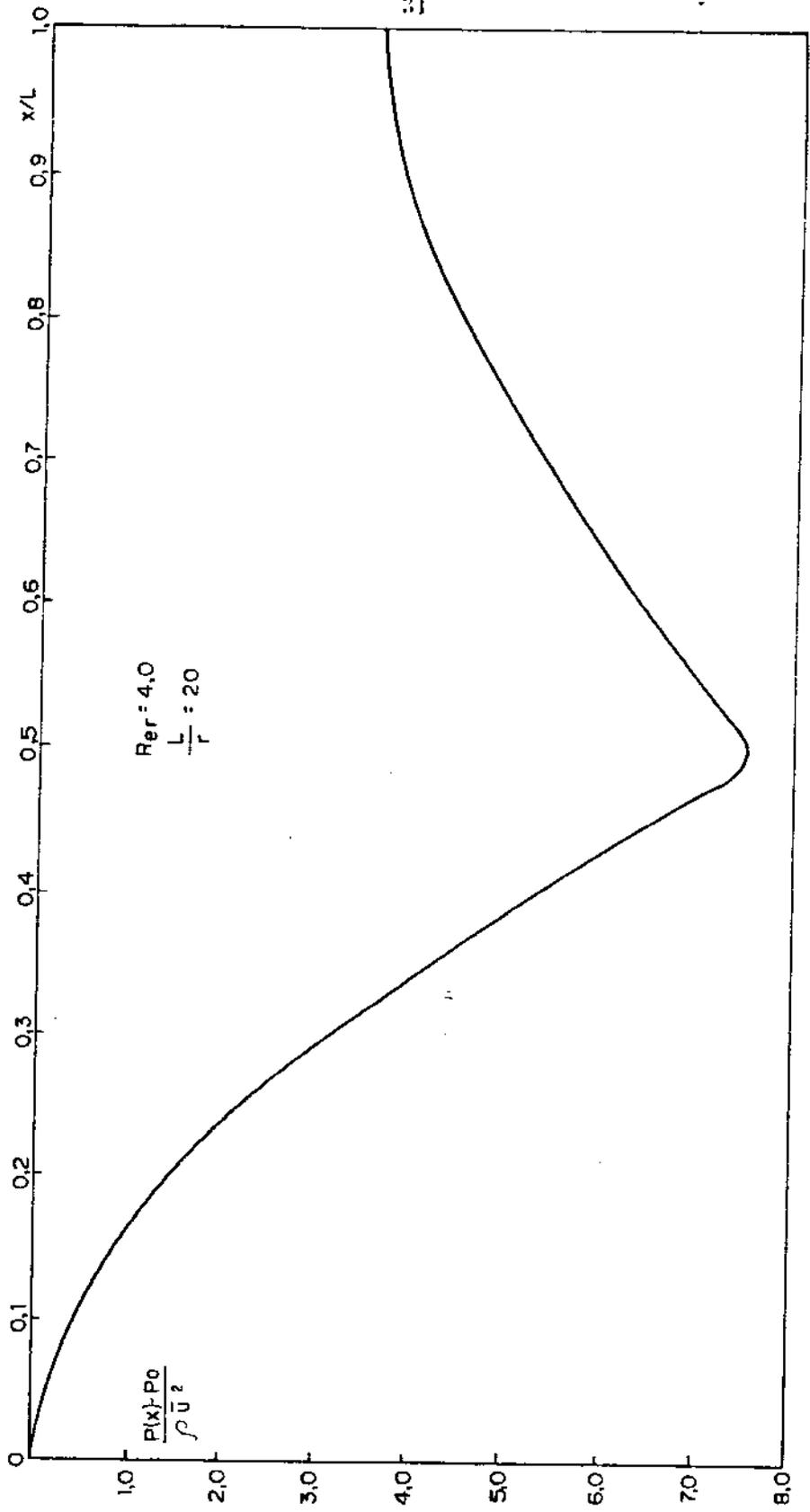


Figura 4.2: Resultados obtidos para a distribuição de pressões por Murcia

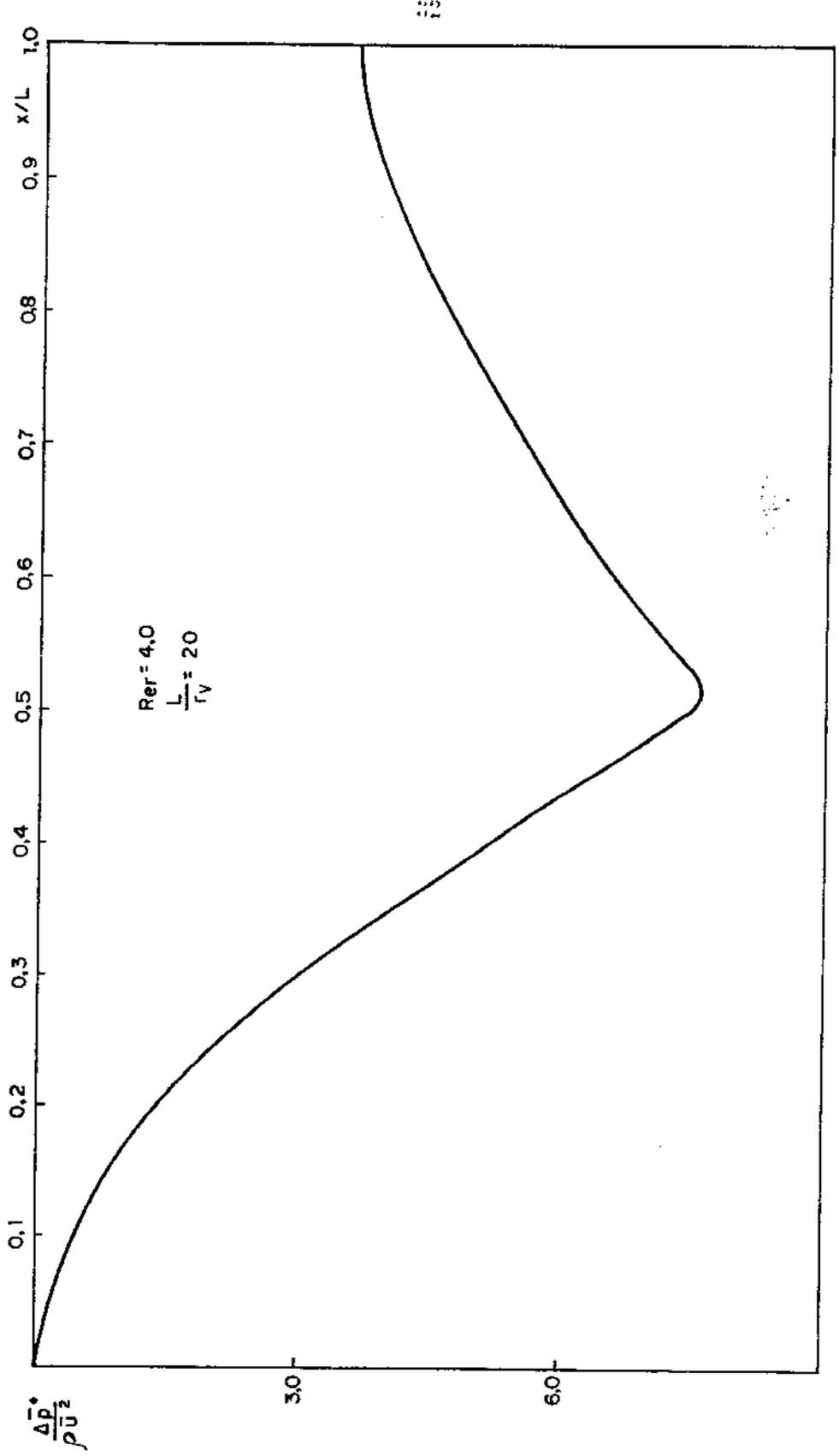


Figura 4.3: Resultados obtidos para a distribuição de pressões com o modelo descrito

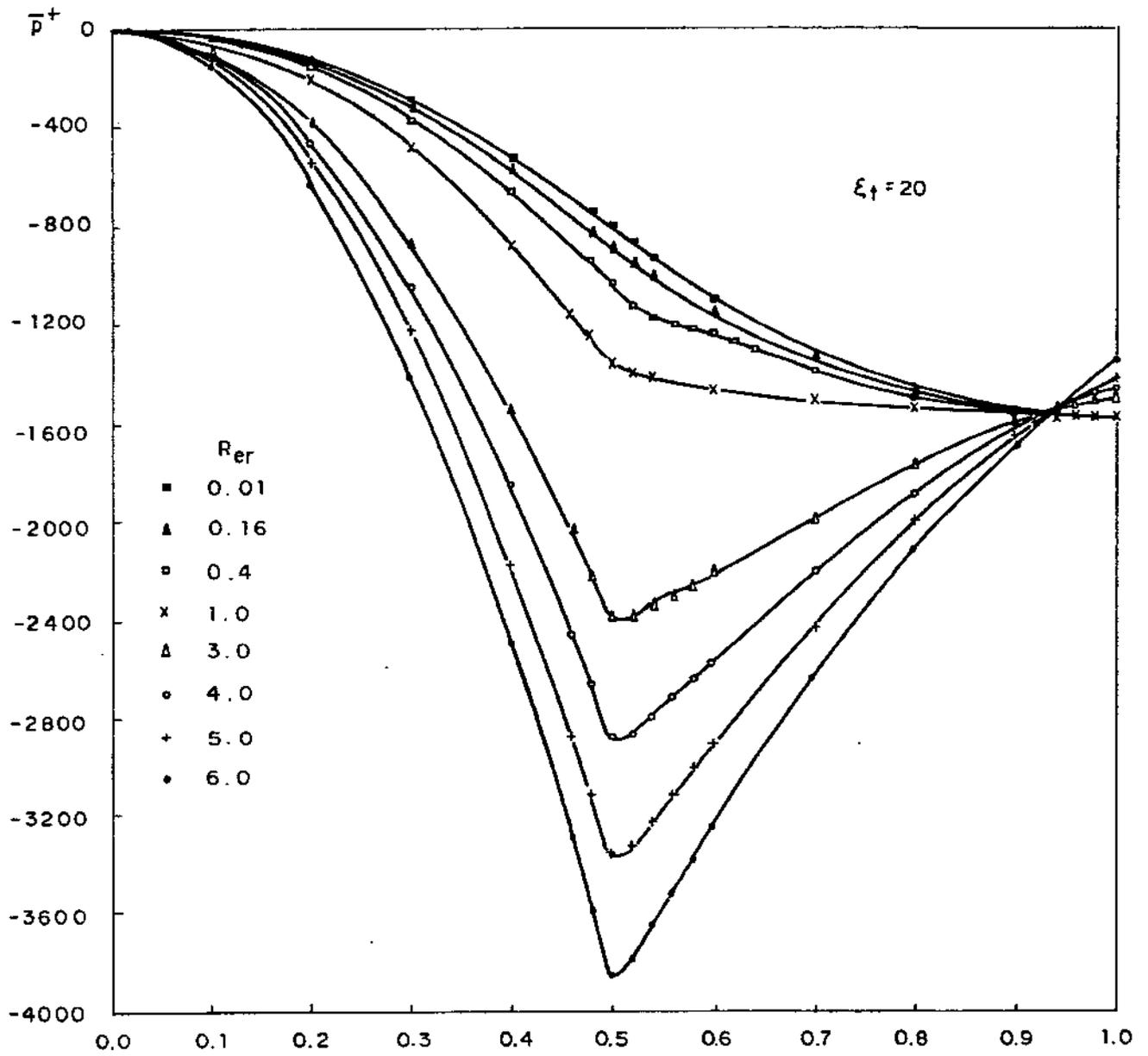


Figura 4.4: Resultados obtidos para a distribuição de pressões por Aparecido

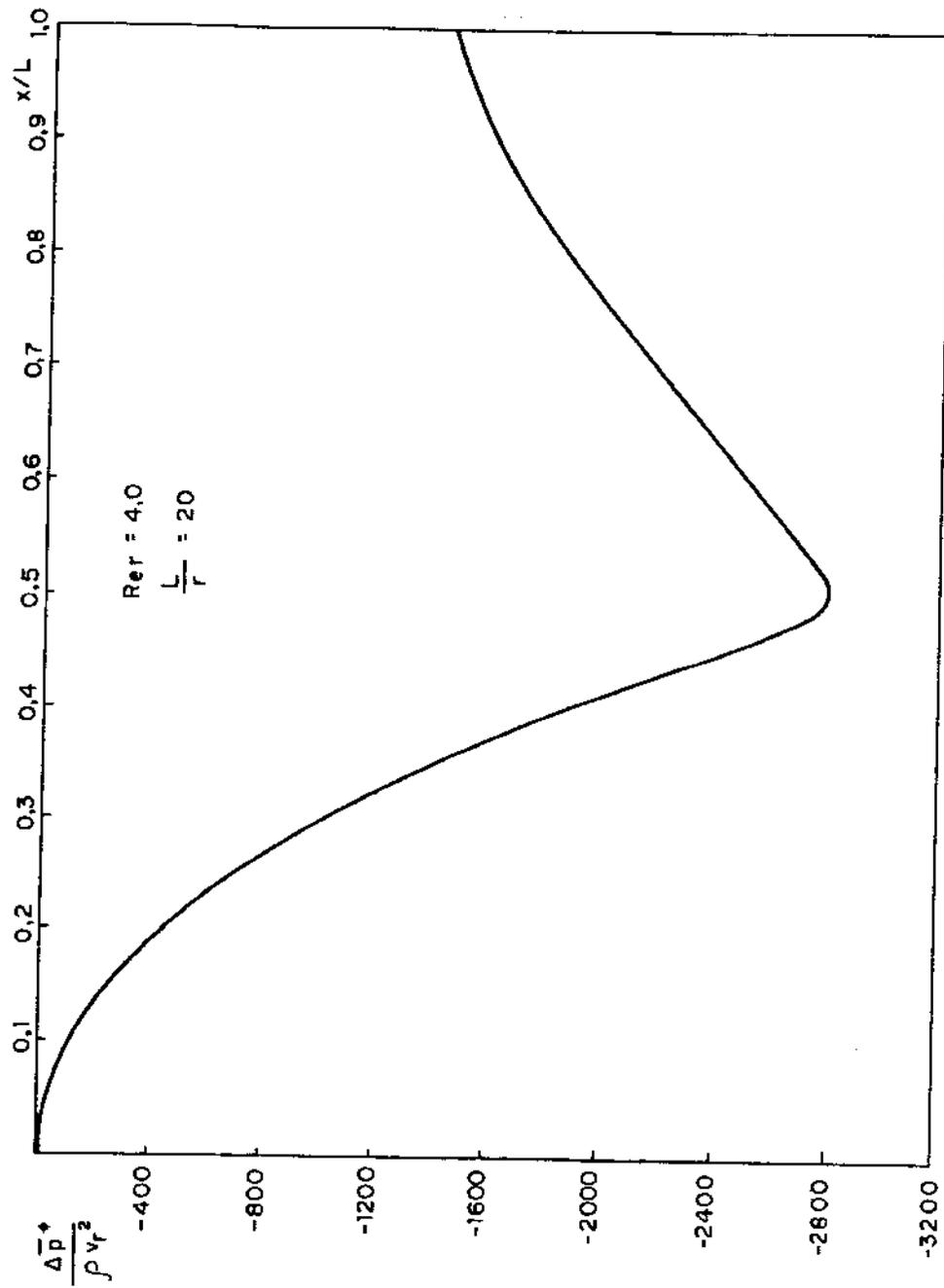


Figura 4.5: Resultados obtidos para a distribuição de pressões com o modelo descrito

4.1 Fluxo de calor uniforme no evaporador e condensador

Para esta condição, é simulado o funcionamento de tubos de calor variando-se a relação $\frac{L}{r_c}$ e a taxa de calor injetado e retirado do dispositivo.

Antes de passarmos à apresentação dos resultados temos que fazer algumas considerações. Neste tipo de condição de contorno, não se tem condição de se determinar a temperatura em que o tubo vai trabalhar. Como é exigido o conhecimento da temperatura ou da pressão em um ponto da interface líquido-vapor, para podermos aplicar a condição $T = T(p)$, e visto que as equações de movimento só nos permite calcular diferenças de pressão, temos então que impor uma determinada temperatura (ou pressão) em um ponto.

Os resultados mostrados a seguir foram obtidos um tubo de calor de cobre, usando água como fluido de trabalho e estrutura porosa constituída por telas de bronze, sendo sua condutividade térmica efetiva calculada de acordo com Dunn [36] e com relações de comprimento $L_e = 0.6L$, $L_r = 0.3L$ e $L_a = 0.1L$. Embora sejam mostrados resultados somente para estas relações, foram feitas simulações para outras relações e os resultados são similares.

Nas figuras (4.7 a 4.14) estão os perfis para $Q = 100W$ e que resulta em um número de Reynolds radial igual a 0.98.

Como o número de Reynolds radial é baixo, vemos que os perfis de velocidade u^* do vapor são parabólicos no evaporador e em quase todo condensador (figuras (4.7 e 4.8)). Analisando a figura (4.11), que mostra a distribuição de pressões, vemos que a queda de pressão é linear na região adiabática, similar a um escoamento de Poiseuille, e que existe

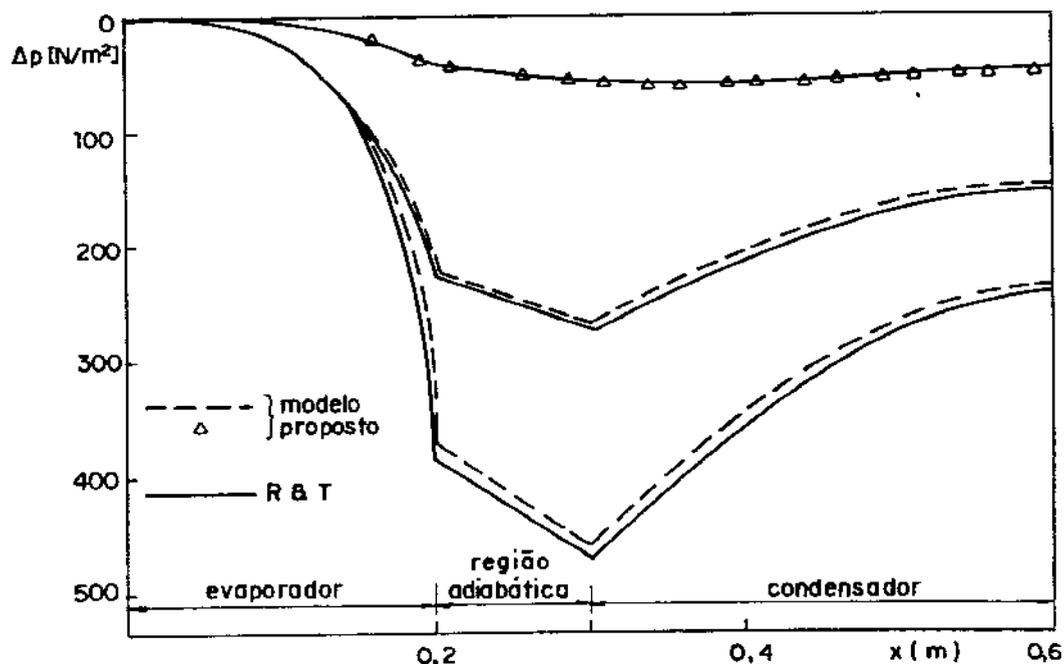


Figura 4.6: Comparação com os resultados de Rohani e Tien

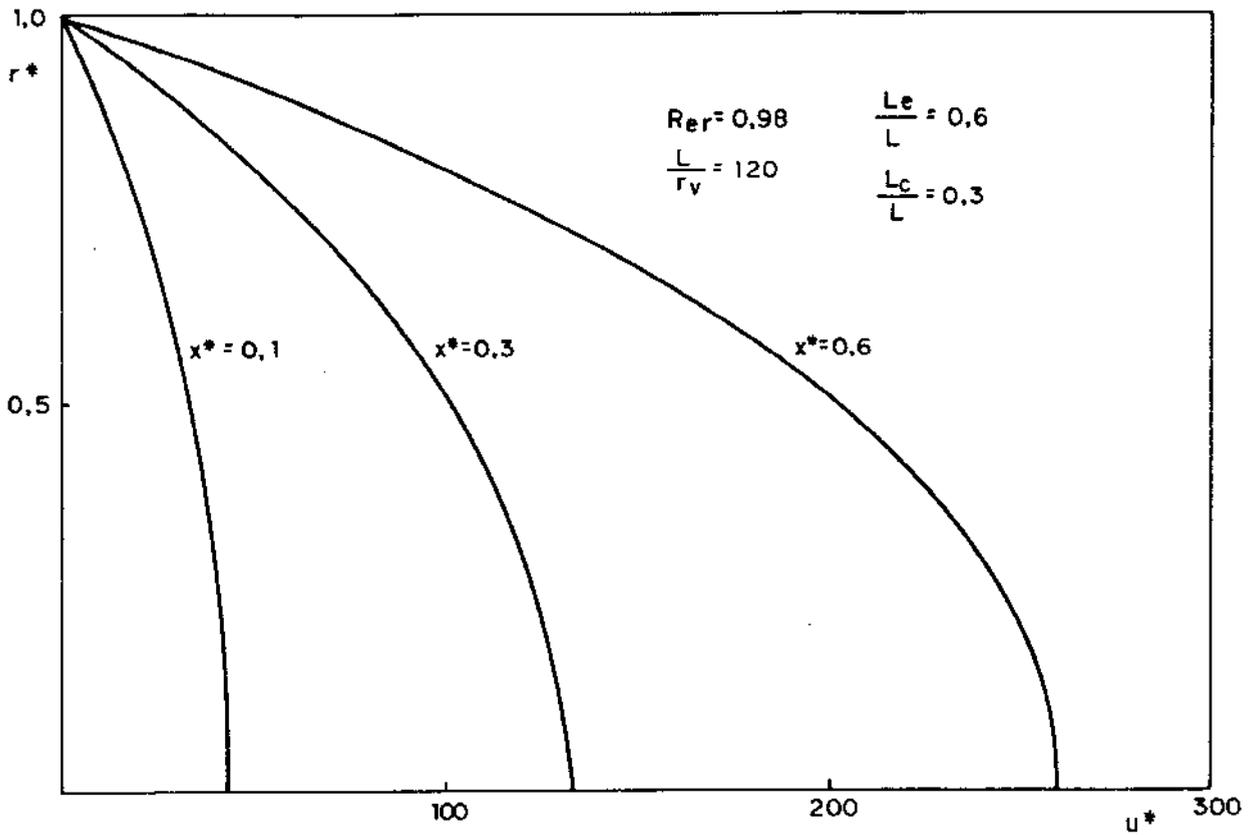


Figura 4.7: Distribuição de velocidades do vapor na direção axial (evaporador)

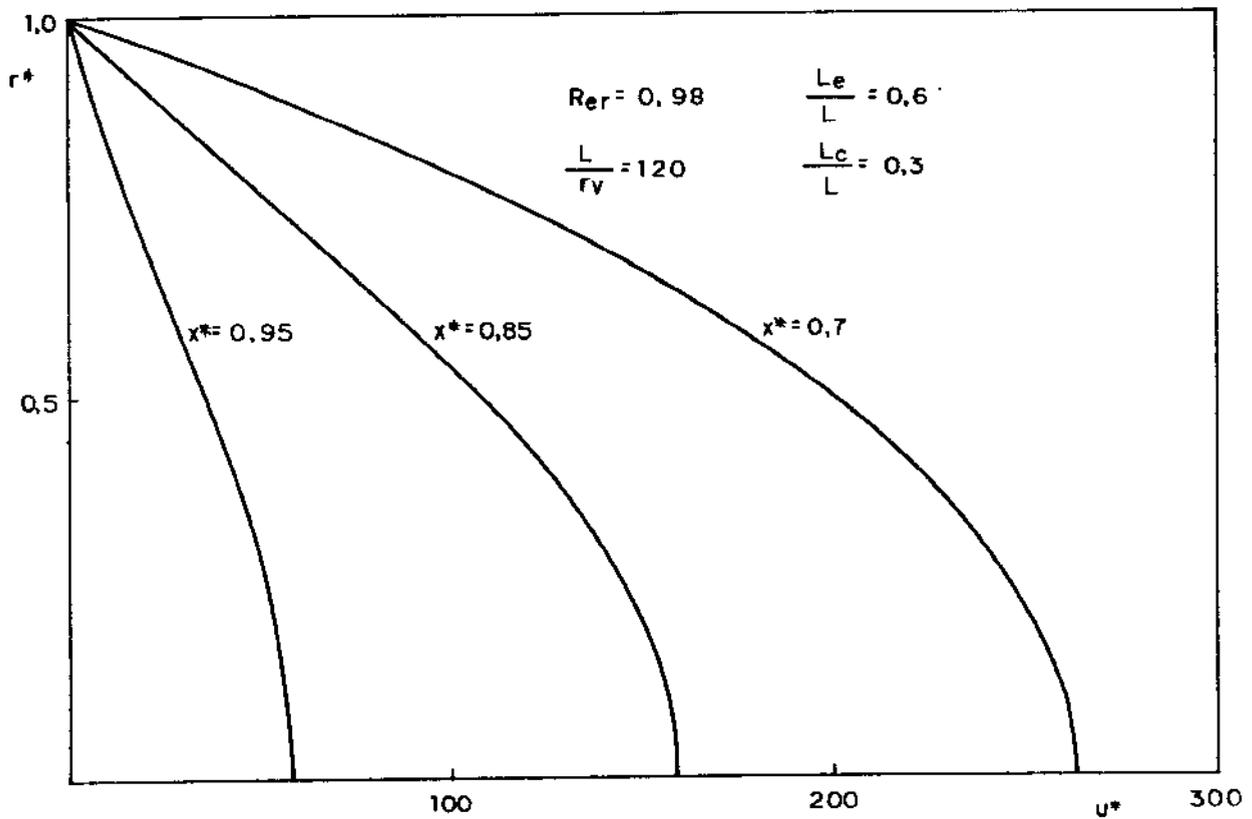


Figura 4.8: Distribuição de velocidades do vapor na direção axial (condensador)

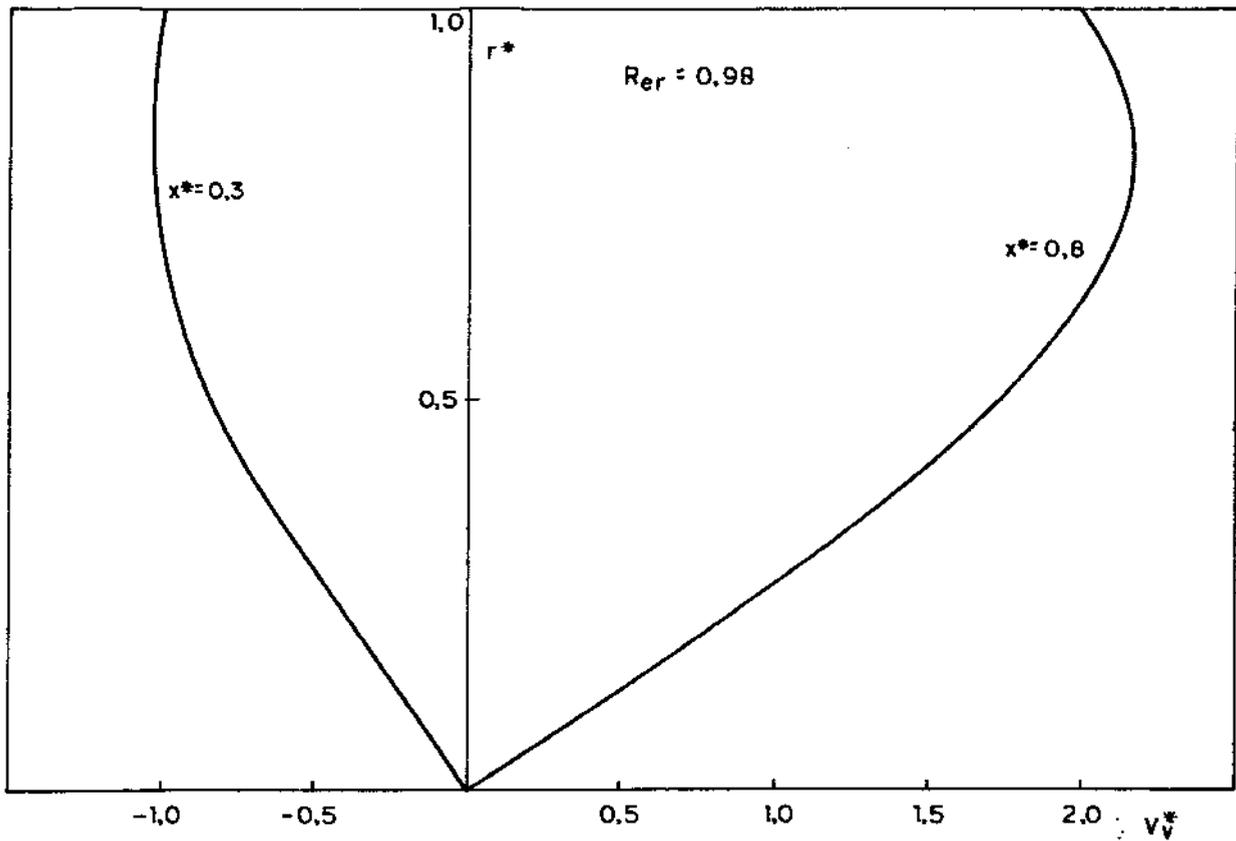


Figura 4.9: Distribuição de velocidades do vapor na direção radial

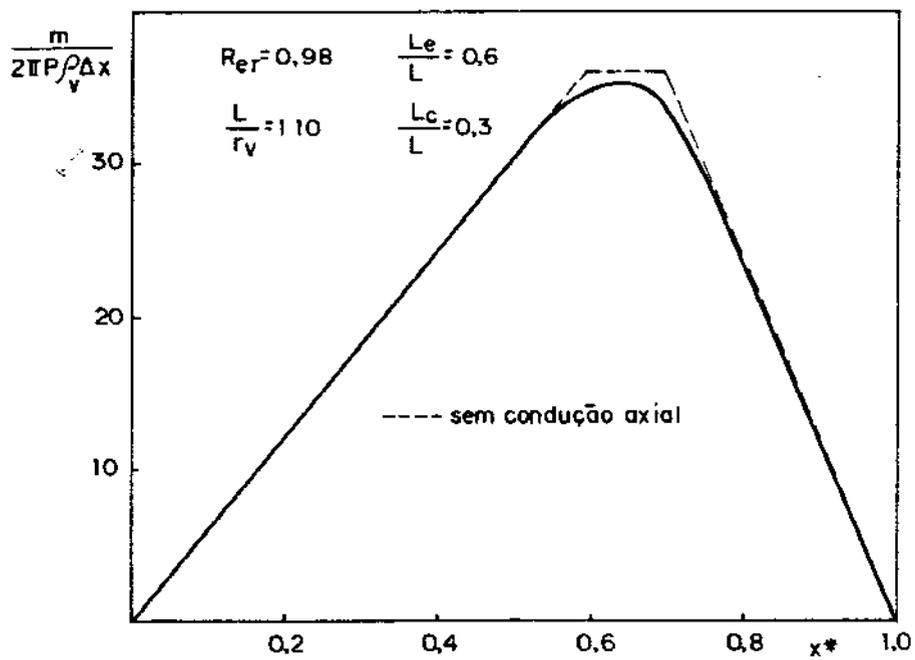


Figura 4.10: Taxa de variação da massa com x^*

uma pequena recuperação de pressão no condensador. Para um tubo simétrico operando com este número de Reynolds não se verifica esta recuperação. A queda de pressão no condensador e evaporador são afetadas pela evaporação e condensação.

A observação da figura (4.10), na qual está representada a taxa de variação da massa de vapor no tubo, nos indica que quase todo o fluxo de calor é transferido ao condensador pelo vapor e muito pouco é levado por condução axial através do tubo metálico.

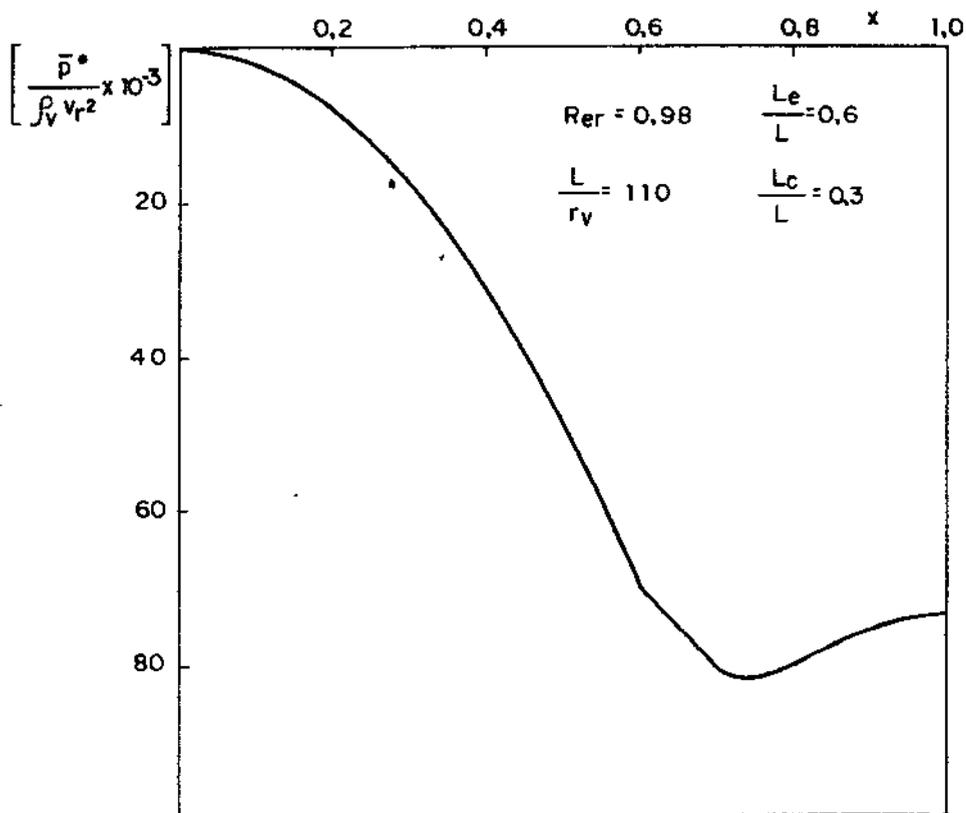


Figura 4.11: Distribuição de pressões no vapor

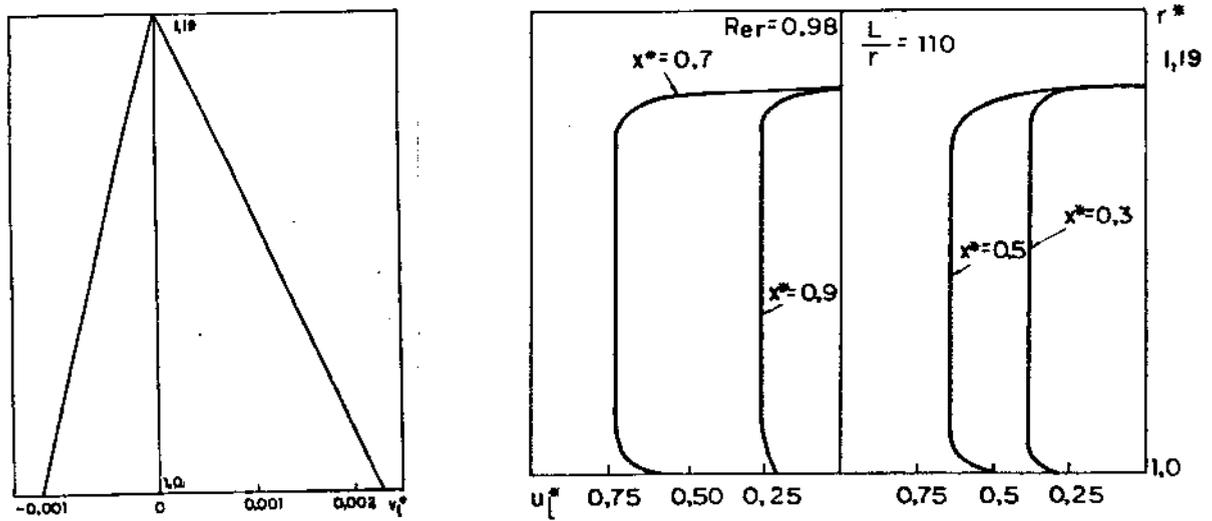


Figura 4.12: Distribuição de velocidades do líquido nas direções a) radial e b) axial

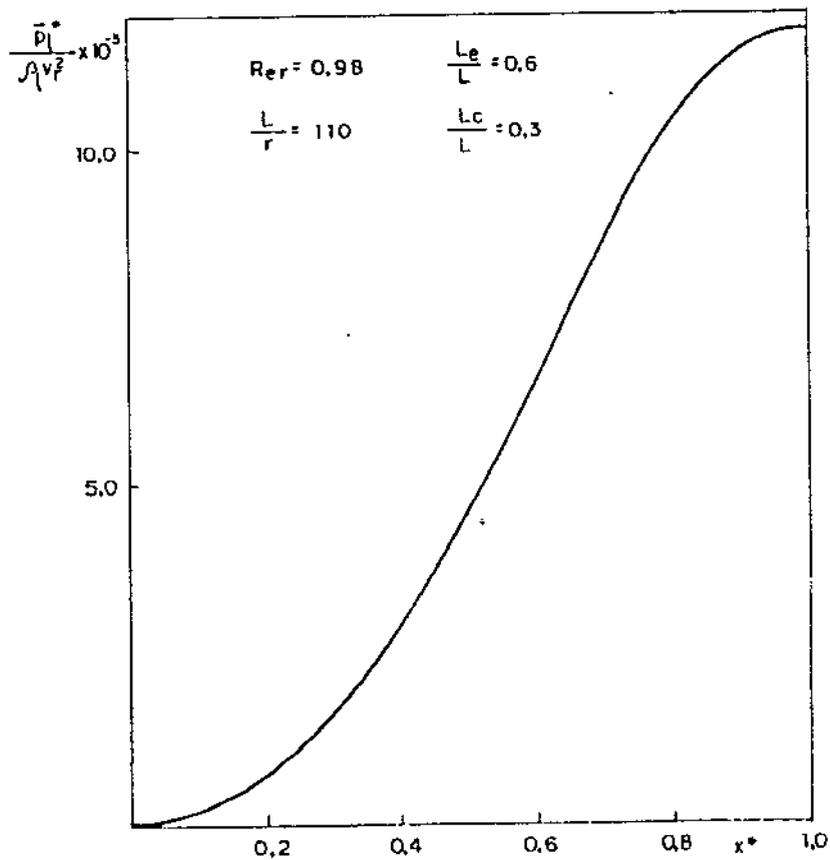


Figura 4.13: Distribuição de pressões no líquido

Como a velocidade do escoamento de vapor é baixa, a tensão de cisalhamento aplicada ao escoamento de líquido é pequena o que permite um escorregamento relativamente grande no líquido na interface líquido-vapor, figura (4.12b). O perfil para velocidade radial é bastante linear a distribuição de pressões, figura (4.13), também é bastante linear exceto nos finais do tubo.

A figura (4.14) apresenta os perfis de temperatura que mostram uma pequena diferença de temperatura ao longo das diversas regiões do tubo e uma estabilização da temperatura na região adiabática.

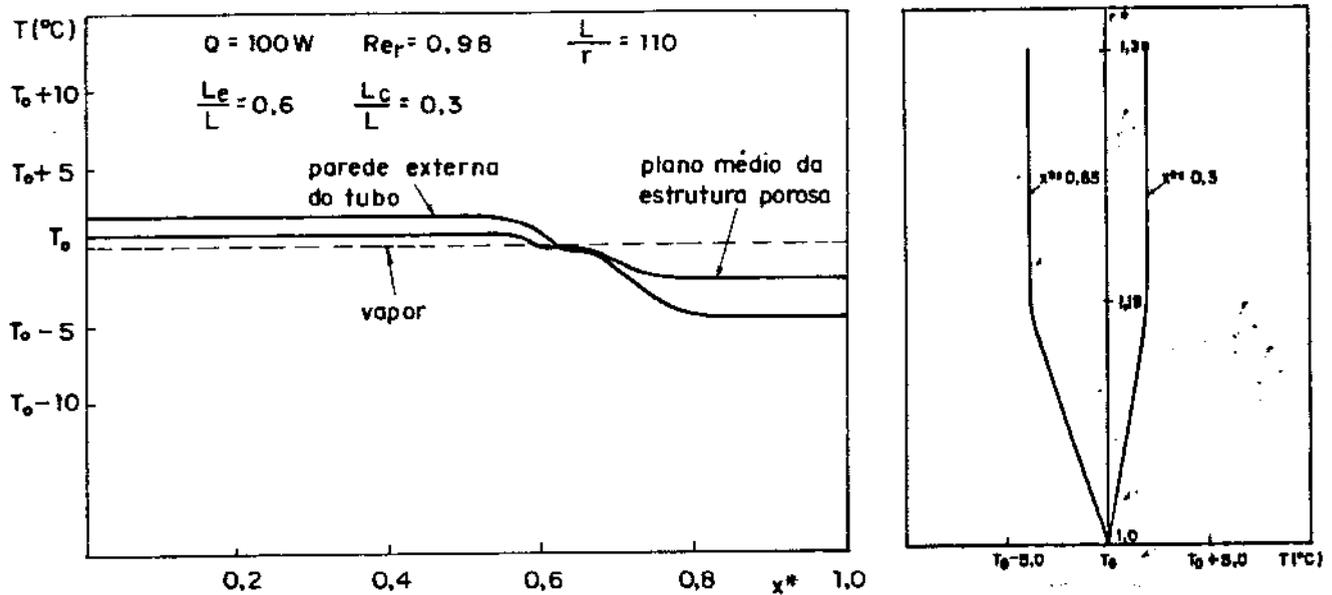


Figura 4.14: Distribuição de temperaturas no líquido e tubo metálico

As figuras (4.15 a 4.23) são para $Q = 300 \text{ W}$, que corresponde a $Re_r = 2.8$. Com Re_r nesta faixa, os perfis para velocidade u^* tem a forma indicada nas figuras (4.15 e 4.16) onde se nota uma deformação maior dos perfis, em relação ao perfil parabólico, no condensador chegando-se a uma reversão do escoamento no final deste. Este tipo de reversão também foi encontrada por Bankston e Smith [19] em tubos simétricos para $Re_r > 2.8$.

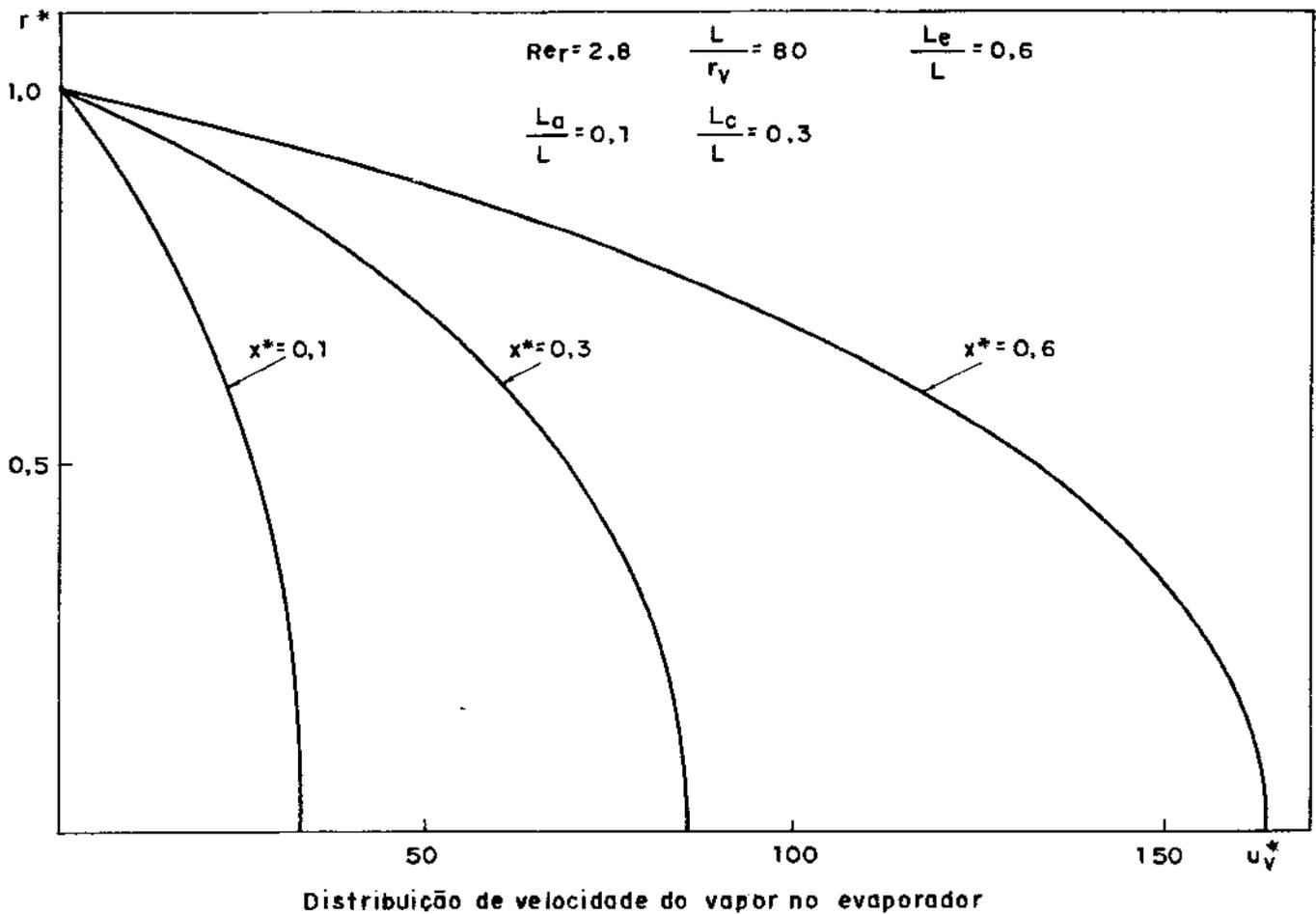


Figura 4.15: Distribuição de velocidades do vapor na direção axial (evaporador)

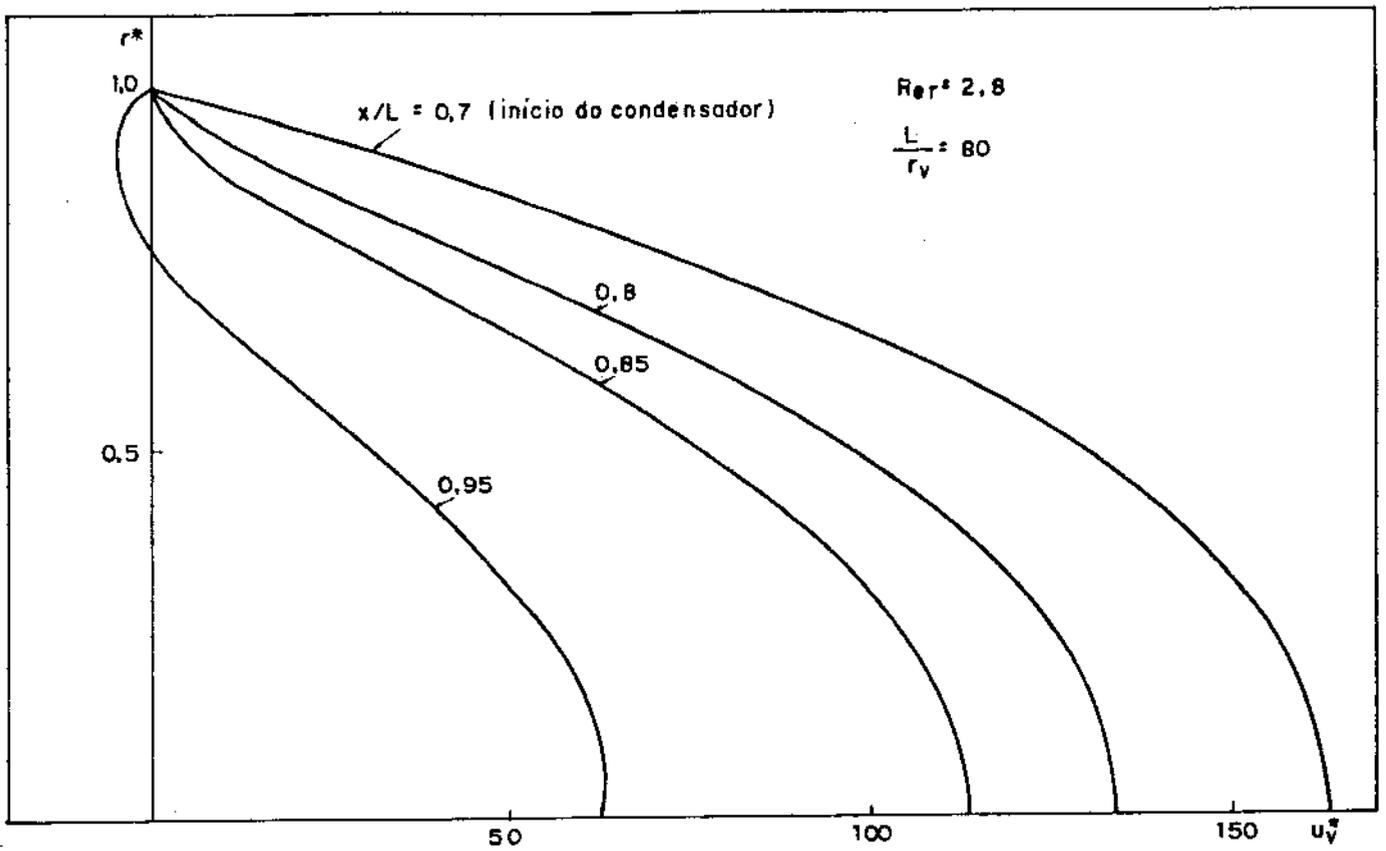


Figura 4.16: Distribuição de velocidades do vapor na direção axial (condensador)

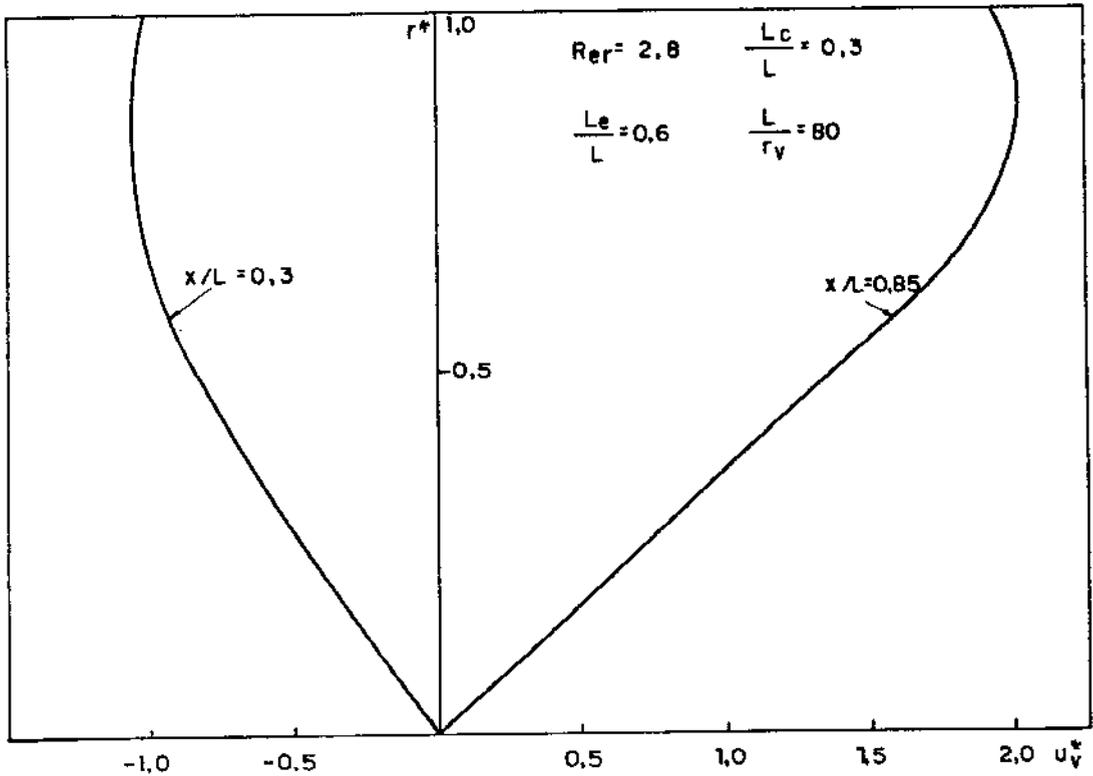


Figura 4.17: Distribuição de velocidades do vapor na direção radial

Neste caso, a distribuição de pressões, figura (4.18), apresenta uma recuperação maior da pressão no condensador e é ainda mantida a linearidade na queda de pressão na região adiabática.

A injeção de massa no final do evaporador é menor do que no caso em que não se considera condução axial, demonstrado pela figura (4.19), e portanto, há um aumento, em relação ao caso anterior, da condução axial. Outra coisa que pode ser notada é a transformação de parte da região adiabática em evaporador e parte em condensador o que fica evidenciado se observarmos a figura (4.23) onde se vê uma diferença de temperaturas entre o tubo e a região porosa o que indica a existência de um fluxo de calor em um dos dois sentidos.

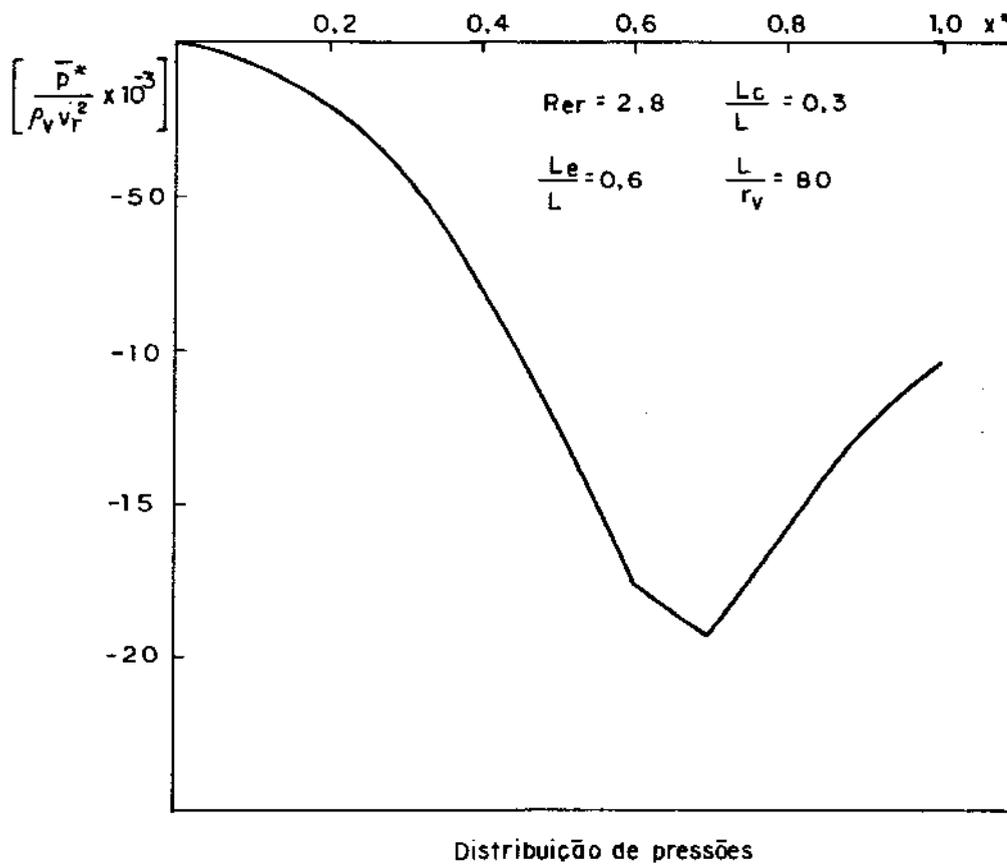


Figura 4.18: Distribuição de pressões no vapor

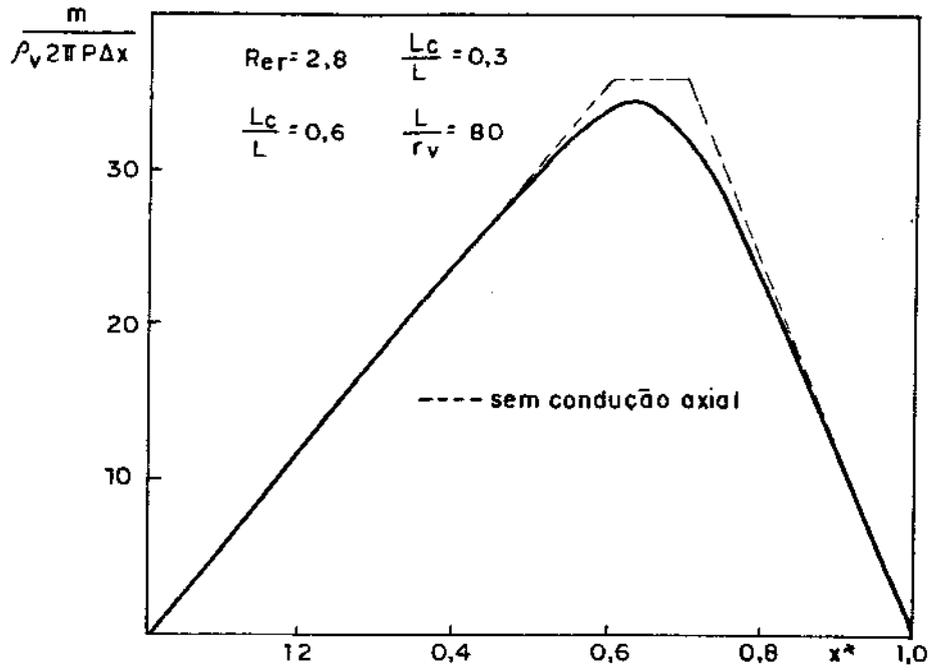


Figura 4.19: Taxa de variação da massa com x^*

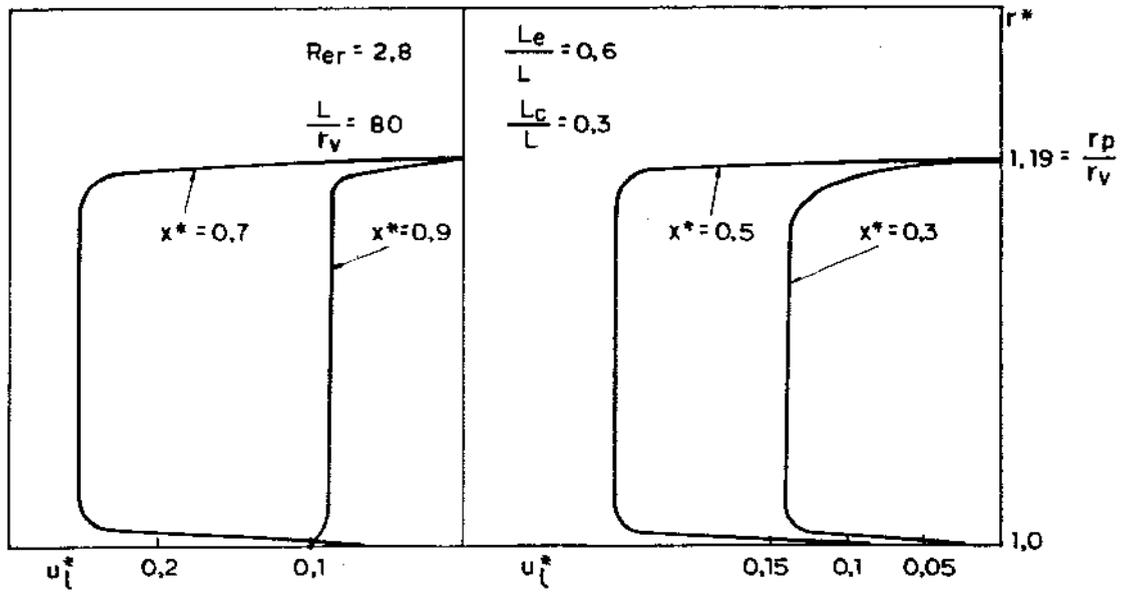


Figura 4.20: Distribuição de velocidades do líquido na direção axial

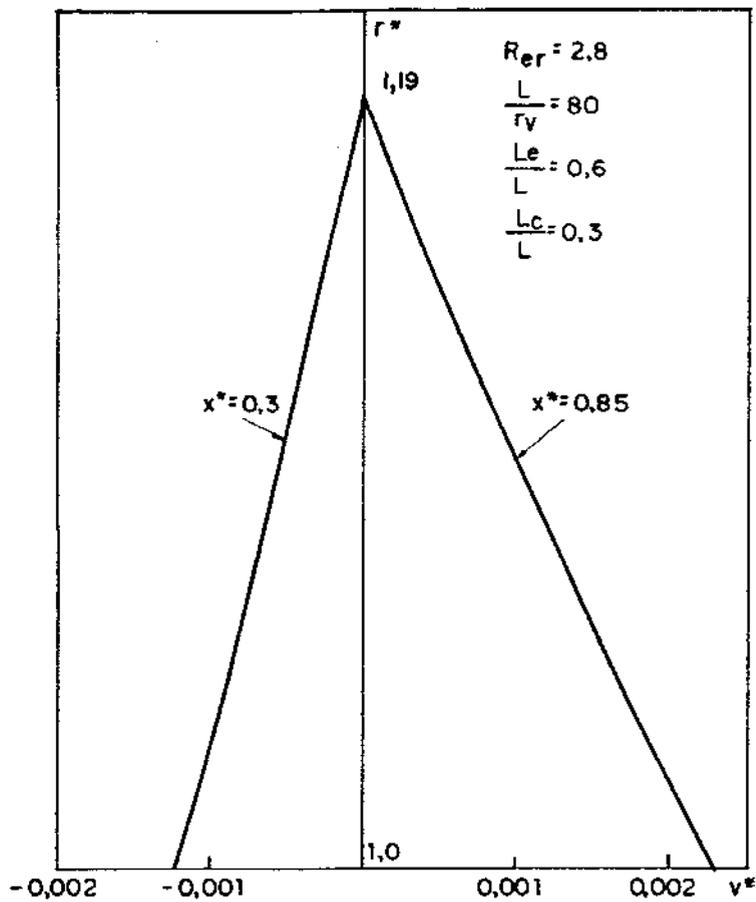


Figura 4.21: Distribuição de velocidades do líquido na direção radial

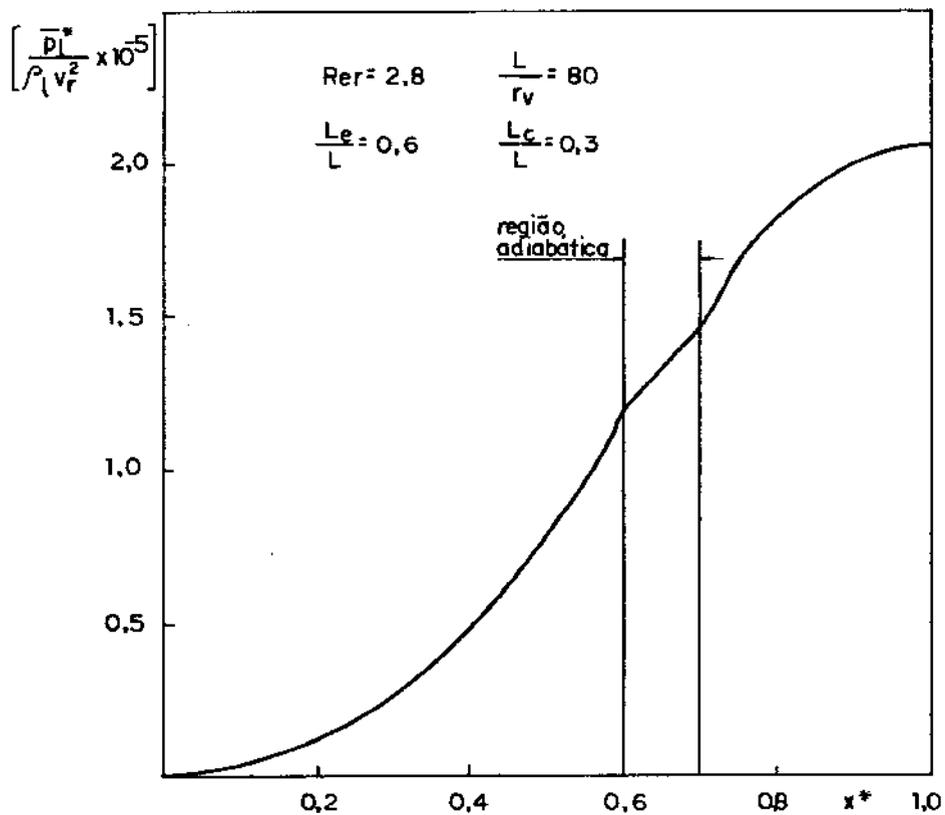


Figura 4.22: Distribuição de pressões no líquido

No escoamento do líquido, figura (4.20) vemos uma diminuição no escorregamento na interface exceto no final do condensador onde este escoamento é facilitado pela reversão do escoamento de vapor. O perfil da velocidade radial não se apresenta mais tão linear, figura (4.21) e a distribuição de pressões, figura (4.22) já é bem mais influenciada pela injeção e sucção sendo linear apenas na região adiabática.

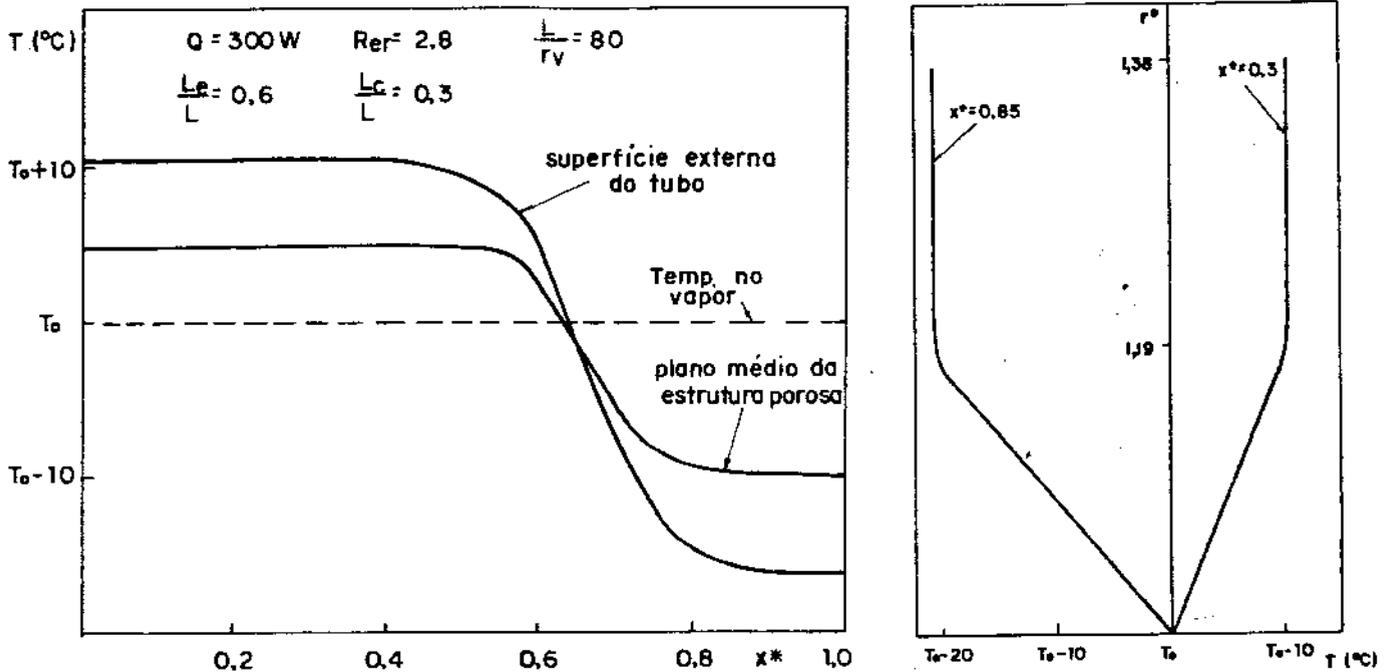


Figura 4.23: Distribuição de temperaturas no líquido e tubo metálico

As figuras (4.24 a 4.32) são para $Q = 1500 W$, que corresponde a $Re_r = 14.0$. Neste caso, a velocidade axial do vapor, figuras (4.24 e 4.25), apresenta distorções acentuadas, em relação a um perfil parabólico, com grande reversão do escoamento no condensador.

A quantidade de massa injetada, figura (4.27), no final do evaporador diminui o que indica um aumento na condução axial e que pode também ser comprovada pela observação dos perfis de temperatura no líquido e no metal, figura (4.32). e a região adiabática se tornou parte evaporador e parte condensador. Isso fica mais claramente evidenciado na figura (4.28) onde vemos que na região adiabática a queda de pressão não é mais linear e parte da região se comporta como evaporador e a outra como condensador.

Observando as figuras (4.29) e (4.31) vemos que existe um arraste da camada de líquido perto da interface líquido-vapor e que a injeção e sucção passam a afetar a distribuição de pressões no início e final da região adiabática.

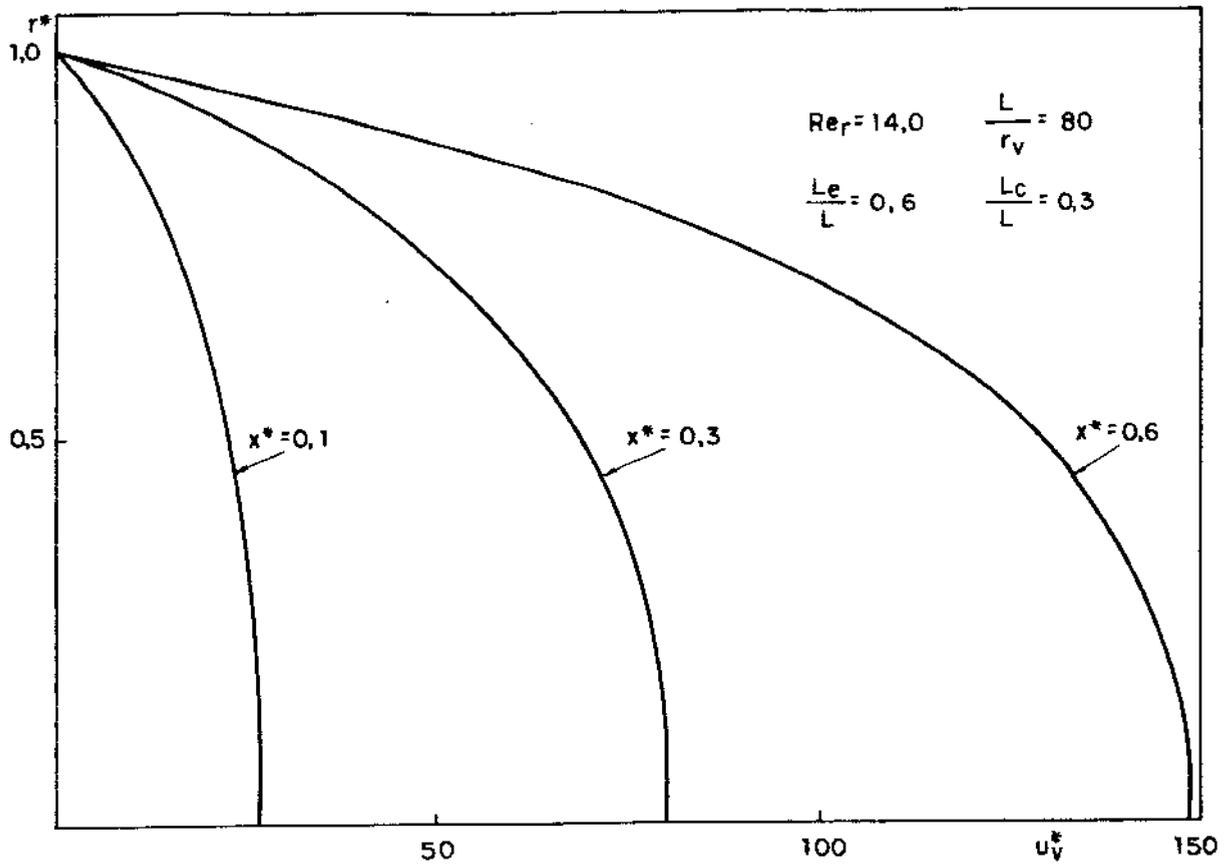


Figura 4.24: Distribuição de velocidades do vapor na direção axial (evaporador)

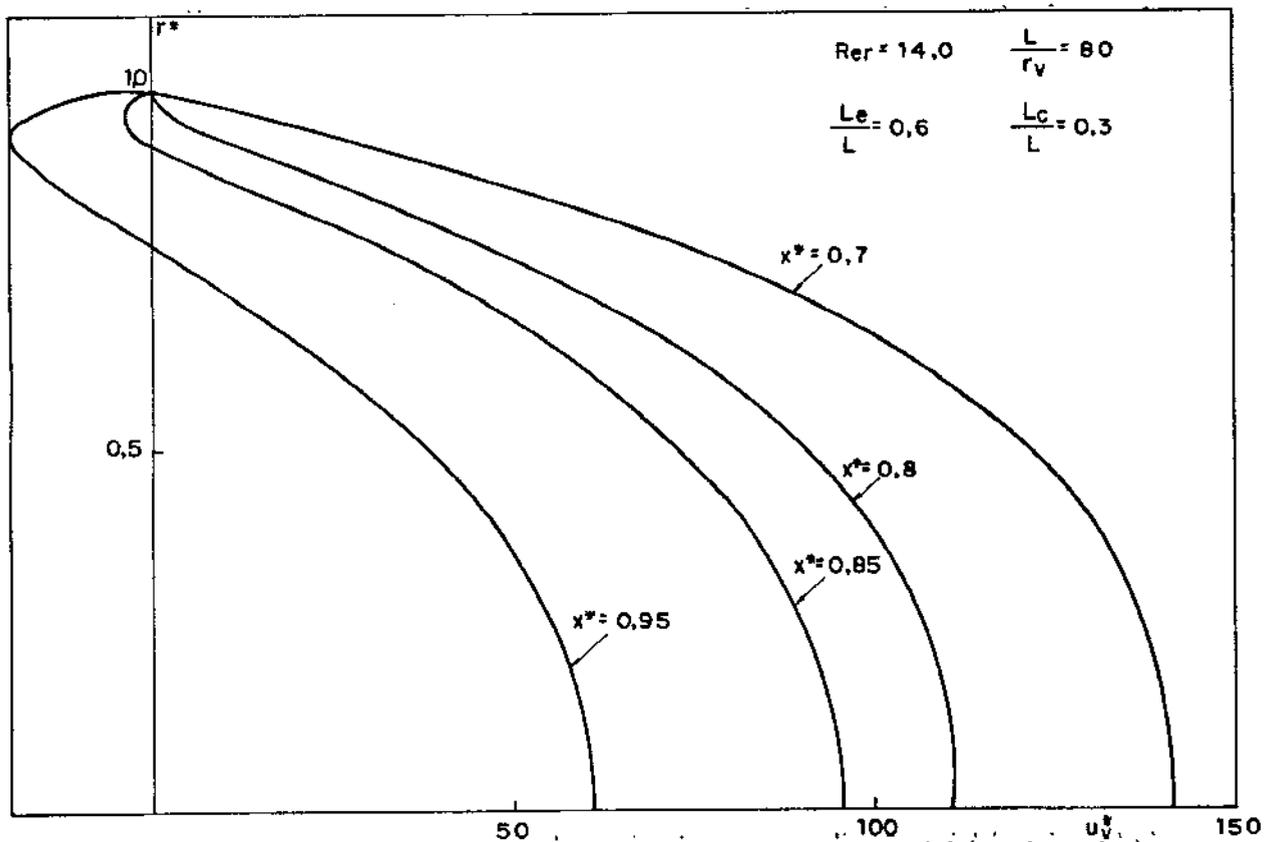


Figura 4.25: Distribuição de velocidades do vapor na direção axial (condensador)

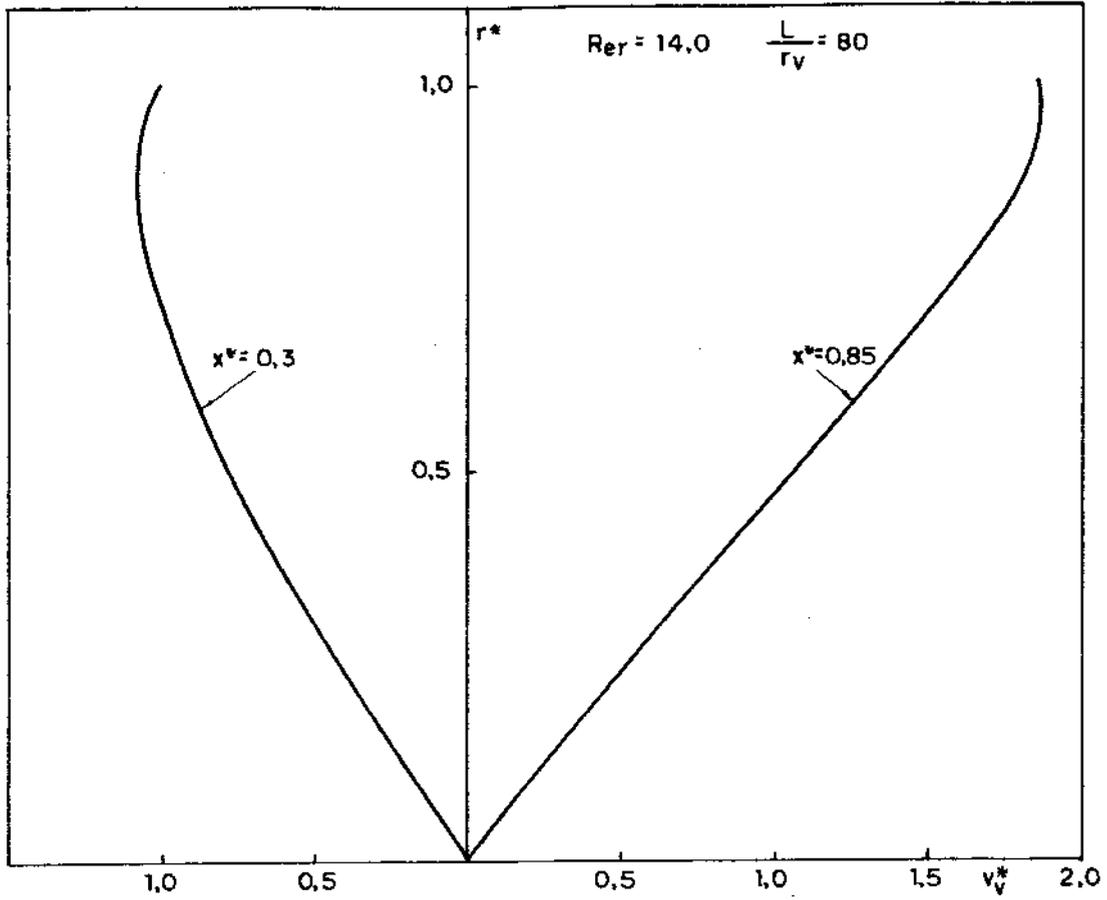


Figura 4.26: Distribuição de velocidades do vapor na direção radial

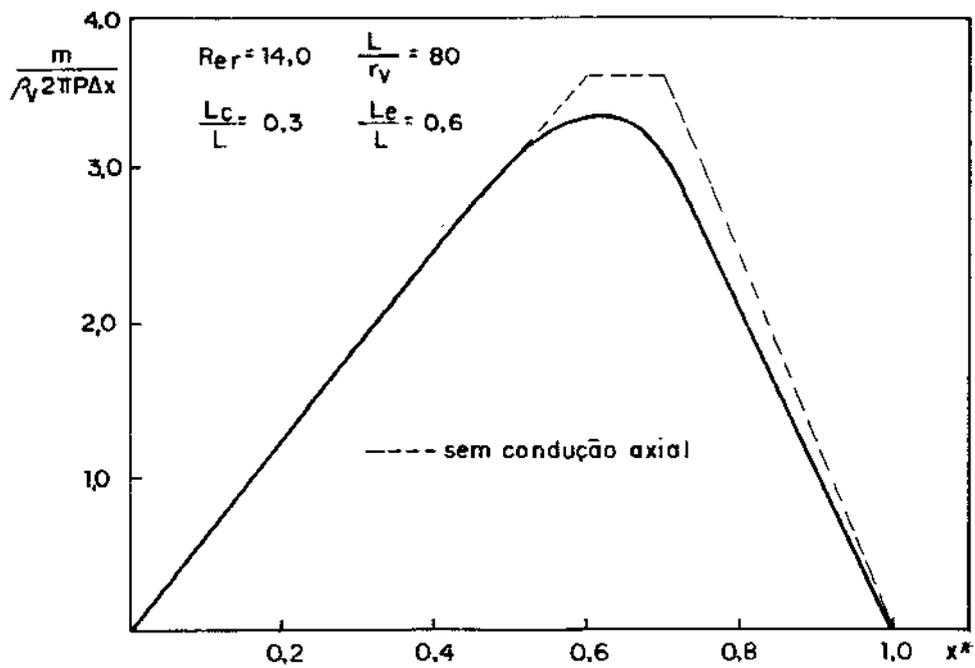


Figura 4.27: Taxa de variação da massa com r^*

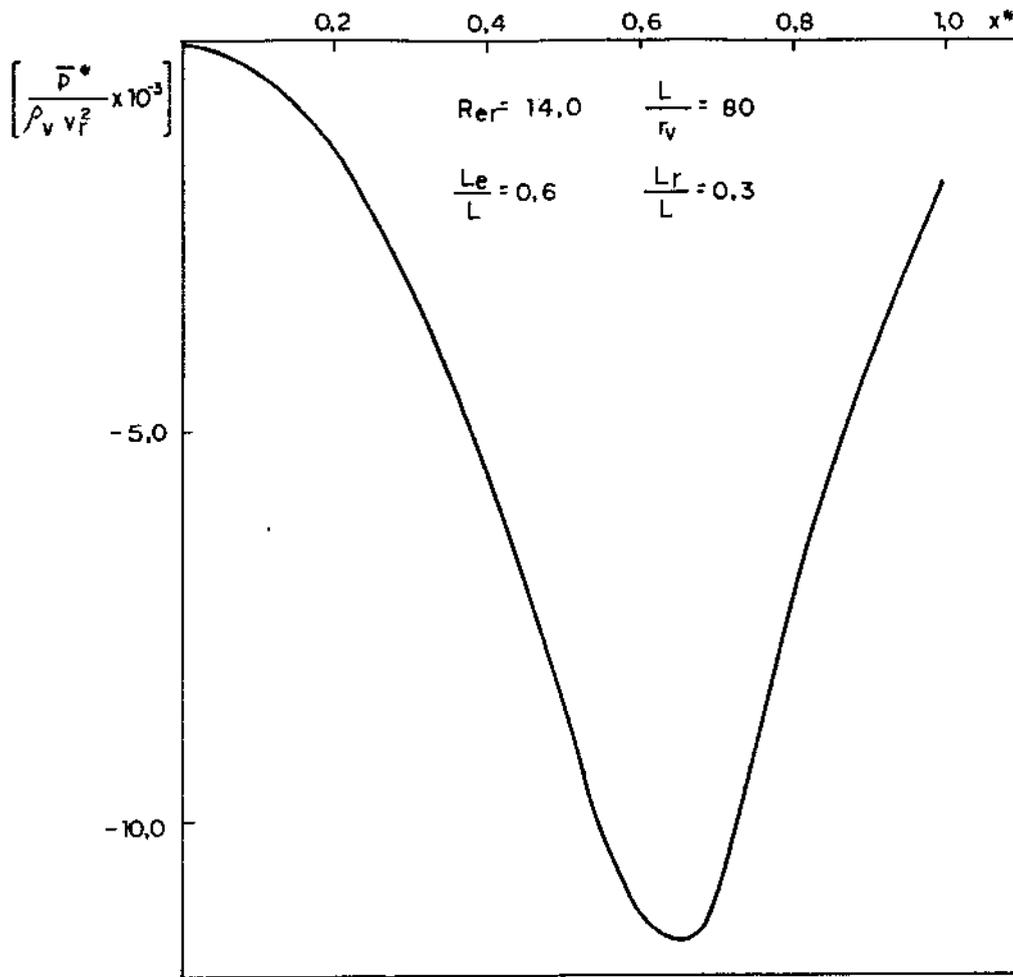


Figura 4.28: Distribuição de pressões no vapor

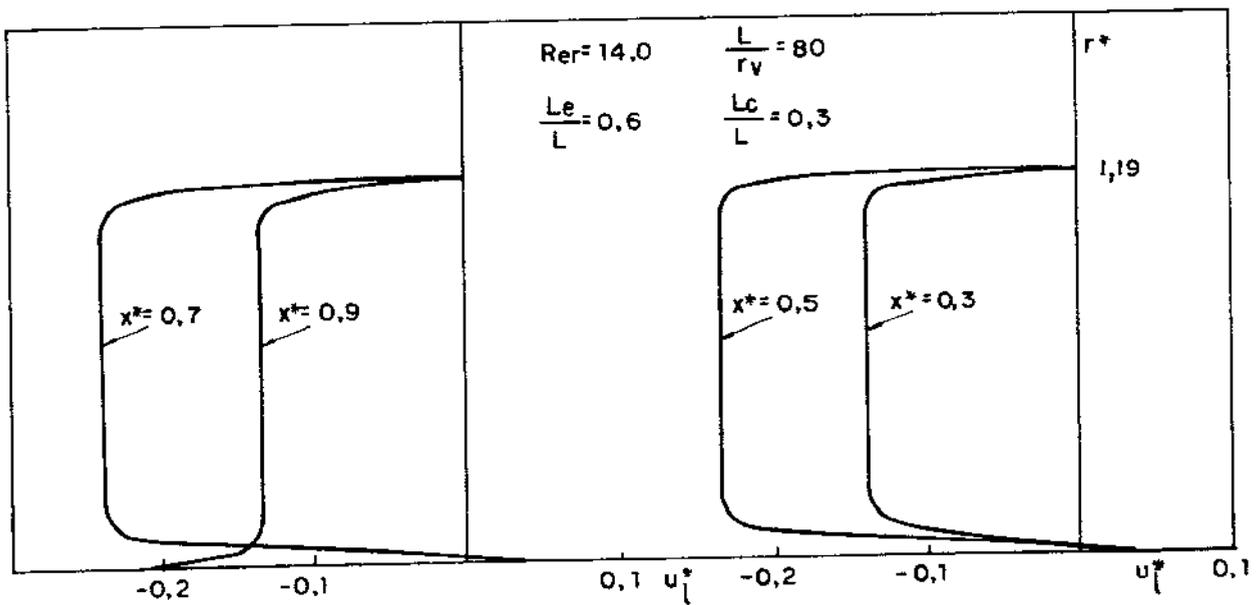


Figura 4.29: Distribuição de velocidades do líquido na direção axial

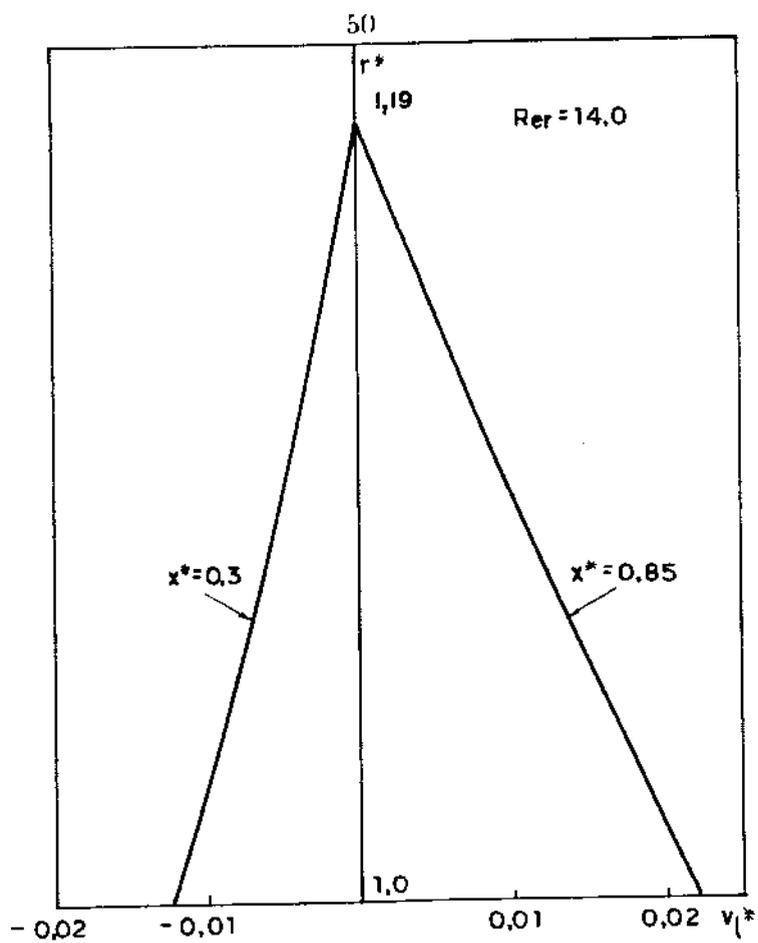


Figura 4.30: Distribuição de velocidades do líquido na direção radial

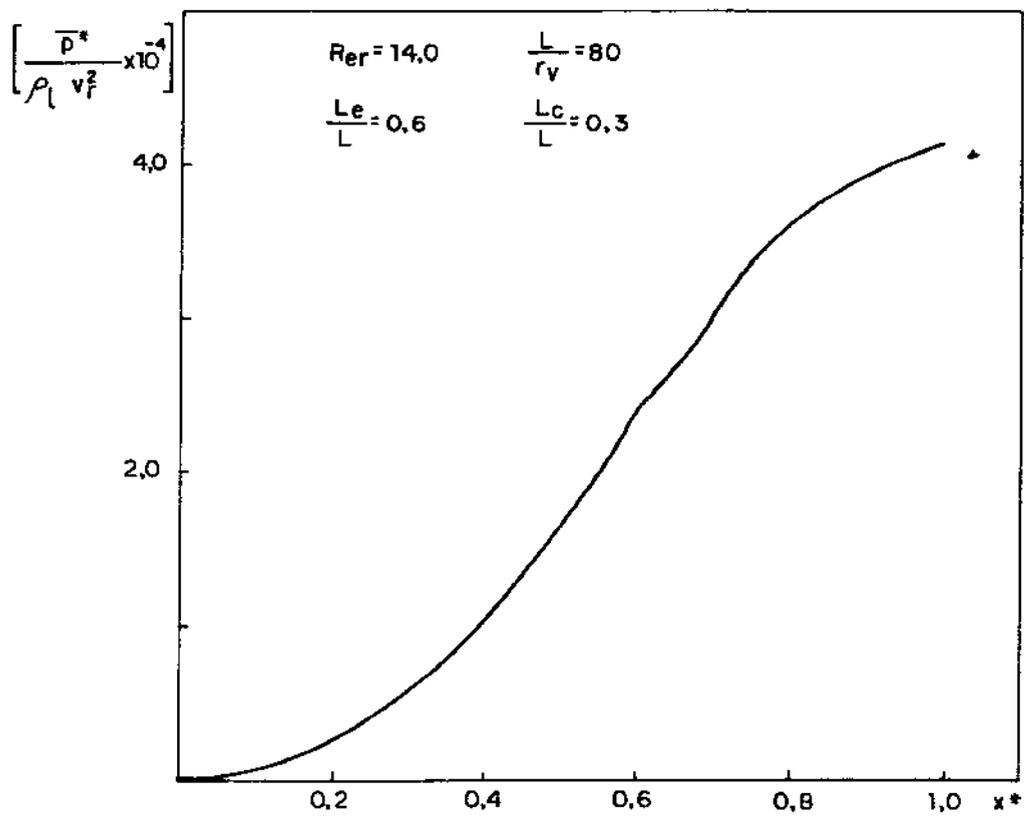


Figura 4.31: Distribuição de pressões no líquido

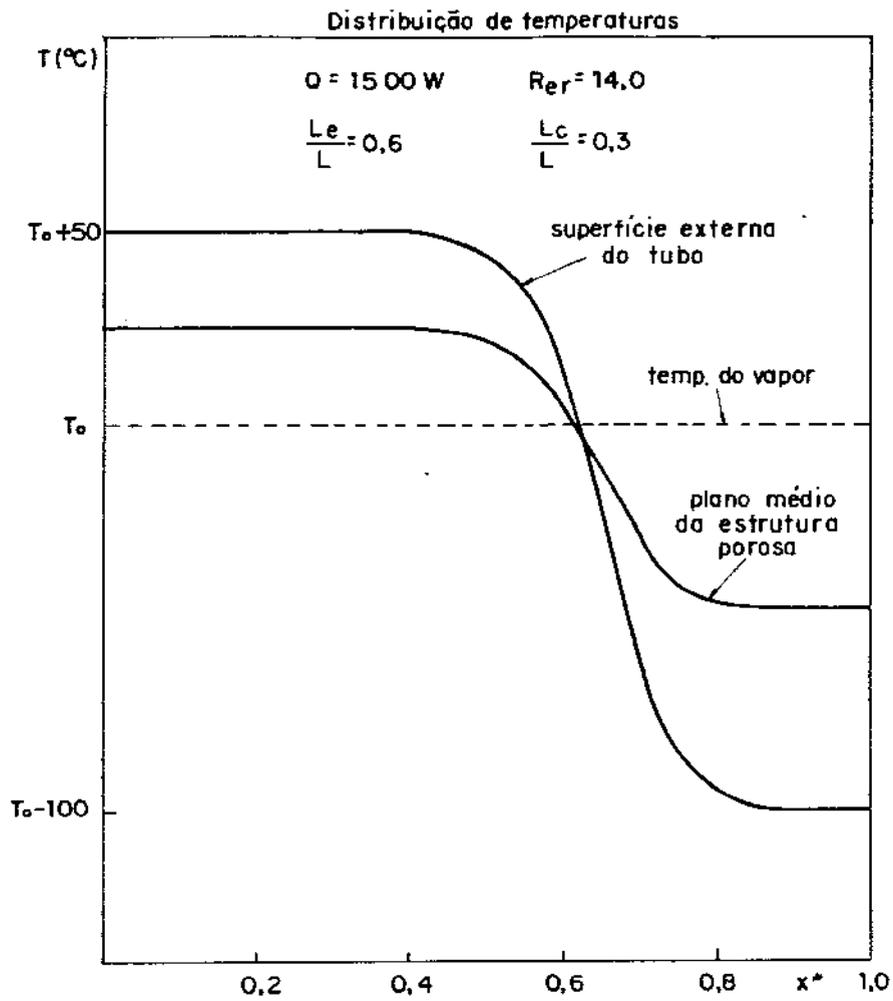


Figura 4.32: Distribuição de temperaturas no líquido e tubo metálico

4.2 Fluxo de calor uniforme no evaporador e retirada de calor por radiação no condensador

O objetivo deste item é aplicar o modelo desenvolvido para as condições dos experimentos realizados por McKinney [37] e se fazer as comparações entre os resultados.

As características geométricas dos tubos simulados estão na tabela (4.2) e os parâmetros de entrada dos testes, para os diversos tubos estão na tabela (4.3).

Tubo de Calor	2	3	4	6
raio interno (r_p) (pé)	0.0312	0.0625	0.1250	0.0312
raio externo (r_t) (pé)	0.0625	0.0938	0.1562	0.0625
raio do vapor (r_v) (pé)	0.0288	0.0601	0.1226	0.0252
$\frac{r_v}{r_p}$	0.92	0.96	0.98	0.81
mesh da tela	250	250	250	250

Tabela 4.2: Características geométricas dos tubos de McKinney

Nas experiências de McKinney, o calor é fornecido ao evaporador a uma taxa constante e é retirado por radiação. Portanto, a condição de contorno para a parte externa do tubo metálico é:

$$-k_m \frac{\partial T_m}{\partial r} = -Q \quad (4.1)$$

$$-k_m \frac{\partial T_m}{\partial r} = \sigma \epsilon (T_m^4 - T_\infty^4) \quad (4.2)$$

com ϵ a emissividade do tubo, σ a constante de Stefan-Boltzmann e T_∞ a temperatura ambiente.

A condição (4.1) é idêntica à utilizada no item anterior. Vamos então analisar a outra condição, (4.2).

Usando o parâmetro adimensional $r^* = \frac{r}{r_v}$ nesta condição obtemos:

$$-k_m \frac{\partial T_m}{\partial r^*} = \sigma \epsilon r_v (T_m^4 - T_\infty^4) \quad (4.3)$$

Quando se faz a discretização da equação da energia para o tubo, ver apêndice A, aparece um termo

$$\left[\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial r} \right]_n.$$

Para os pontos com face norte do volume de controle coincidente com r_t , na região do condensador, este termo deve ser substituído pelo segundo membro da equação (4.3) e ser incorporado aos termos fonte (S) das equações discretizadas destes pontos. Portanto, para tais pontos, teremos parcelas no termo fonte da forma:

teste	Temperatura no vapor ° C	Temperatura Ambiente ° C	Potência W
2a	92,77	30,00	12,00
2b	122,22	33,85	18,80
2c	147,77	38,85	27,00
2d	167,22	39,85	36,00
3a	93,88	32,22	17,80
3b	120,55	33,35	29,00
3c	147,22	39,85	40,70
3d	177,22	52,85	55,00
4a	104,44	33,35	41,60
4b	125,55	39,85	55,00
4c	156,11	43,85	81,00
4d	173,88	52,85	96,00
6a	95,00	29,85	11,42
6b	124,44	33,85	19,00
6c	146,66	37,85	28,00
6d	175,00	40,85	44,50

Tabela 4.3: Condições dos testes

$$S = S_1 + \sigma \epsilon_v (T_\infty^4 - T_P^4) \quad (4.4)$$

onde S_1 é a soma das outras contribuições ao termo fonte advindas da discretização. Como a parcela do termo fonte devida à condição de contorno é não linear, Patankar [46] propõe que se faça a linearização e sugere que o melhor método é o descrito a seguir.

Esta parcela pode ser escrita como:

$$S = S_P \phi_P + S_T \quad (4.5)$$

A linearização indicada é se fazer

$$S = S^* + \left(\frac{dS}{d\phi} \right)^* (\phi_P - \phi_P^*) \quad (4.6)$$

onde o superscrito (*) implica a aplicação do valor da variável da iteração anterior.

Aplicando (4.6) na parte não linear de (4.4) obtemos

$$S^* = \sigma \epsilon_v (T_\infty^4 - T_P^4) - 3\sigma \epsilon_v T_P^3 (T_T - T_P^*)$$

ou

$$S' = -(3\sigma\epsilon\tau_v T_P^3)T_P + 4\sigma\epsilon\tau_v T_P^4 + \sigma\epsilon\tau_v T_\infty^4 \quad (4.7)$$

Comparando (4.7) e (4.4) com (4.5) obtemos:

$$S_P = -3\sigma\epsilon\tau_v T_P^3$$

e

$$S_U = 4\sigma\epsilon\tau_v T_P^4 + \sigma\epsilon\tau_v T_\infty^4 + S_1$$

e o termo S_P é então incorporado ao termo a_P do ponto em questão, com o sinal trocado.

Como nestas aplicações os tubos trabalham na posição vertical, com o condensador na parte inferior, deve-se considerar, nas equações de movimento para o vapor e líquido na direção x , o termo devido a força gravitacional. Este termo é também incorporado ao termo fonte de todos os pontos que compõem a região dos escoamentos e tem ele tem a forma, depois de feita a adimensionalização

$$S'' = -\frac{\tau_v g}{v_r^2} \quad (4.8)$$

Devido a ordem de grandeza deste termo ser superior à dos coeficientes principais dos pontos das grades, a sua inclusão direta pode causar instabilidades numéricas na solução. Para se evitar tal problema é feita uma subrelaxação do seguinte modo:

$$S_U = S_{U1} - \frac{\tau_v g}{v_r^2} (1 - \alpha\phi_P^*)$$

e

$$S_P = S_{P1} - \frac{\tau_v g}{v_r^2} \alpha$$

onde S_{P1} e S_{U1} são as parcelas das outras contribuições aos termos fonte e α é o fator de subrelaxação ($\alpha < 1$)

Finalmente, antes de iniciar o processo de solução, temos que discutir como será feita a determinação da pressão em um ponto da interface líquido-vapor.

Fazendo um balanço de energia no condensador temos:

$$Q = \int_L P \epsilon \sigma (T^4 - T_\infty^4) \quad (4.9)$$

com Q sendo a quantidade total de calor retirada e P o perímetro do tubo no condensador.

Como o sistema é considerado em equilíbrio, o calor retirado é igual ao calor cedido ao tubo. É também admitido T_∞ constante e como o tubo possui seção circular constante podemos escrever:

$$\frac{1}{L_c} \int_{L_c} T^4 dx = \frac{Q}{P \epsilon \sigma L_c} + T_\infty^4 \quad (4.10)$$

A equação (4.10) relaciona o valor médio de T^4 com Q e T_∞ . Assim para controle do processo iterativo é feito o seguinte procedimento:

1. Calcula-se o valor de (T^4) pela equação (4.10)
2. Admite-se um valor conhecido de T em um ponto da interface (consequentemente se arbitra o valor da pressão neste ponto)
3. Resolve-se o sistema de equações e calcula-se todas as variáveis, inclusive T_m
4. Calcula-se o valor de T_m^4 com os valores obtidos no passo 3. Este valor é obtido fazendo-se a integral usando a regra de Simpson.
5. Compara-se o valor obtido em 4 com o obtido em 1. Faz-se as correções necessárias no valor arbitrado de T e repete-se o procedimento a partir do item 3.

As correções do valor arbitrado da temperatura foram feitas a cada 10 iterações, para se evitar perda de tempo computacional e também problemas de divergência. Foi usado o método da secante (para cálculo de raízes) para se determinar o valor arbitrado em cada correção.

Os dados para o fluido, tais como viscosidade, densidade etc. e para o material poroso, permeabilidade, porosidade, etc, necessários para a solução das equações foram retirados do trabalho de McKinney e as condições de testes são mostradas na tabela (4.3).

A condutividade térmica efetiva do meio poroso não foi medida no referido trabalho e sim estimada. Como, na construção dos tubos, foi usado tela como material permeável, podemos calcular este parâmetro pelo método proposto por Phillips et alii [49] que o expressa como:

$$k_{ef}^* = 1 + \frac{k_{ef}^* \Big|_{w=1} - 1}{1 + (w - 1) k_{ef}^* \Big|_{w=1}}$$

com

$$k_{ef}^* \Big|_{w=1} = 1 + \frac{1 - \epsilon}{1 - \delta^*} \left[\frac{k^*}{1 + \delta^*(k^* - 1)} - 1 \right]$$

e

$$\delta^* = 0.200 + 0.0162 \left(\frac{\alpha}{\beta} \right) - 6.85 \times 10^{-5} k^*$$

onde α e β são parâmetros relacionados ao número de fios por polegada e diâmetro dos fios da tela, respectivamente, w é o fator de empacotamento das telas, ϵ é a porosidade, $k^* = \frac{k_m}{k_l}$, k_m a condutividade térmica do metal da tela, k_l condutividade térmica do fluido e $k_{ef}^* = \frac{k_{ef}}{k_l}$.

Na tabela (4.3) foram omitidos os testes relativos ao tubo de calor número 1 e não foram feitas simulações numéricas para ele porque da análise dos resultados experimentais notou-se que ele apresentou, durante os testes, diversos problemas inclusive não funcionando como tubo de calor em um deles. Desta forma, a comparação destes resultados seria bastante duvidosa e por isso ele foi excluído. Os testes do tubo número 5 também não são tratados pois este tubo foi construído com estrutura porosa sem pressão de capilaridade suficiente para molhar todo evaporador nas situações de teste.

A seguir são apresentados e comentados os resultados para os demais tubos. Estes resultados estão mostrados nas figuras (4.33) a (4.36) juntamente com os resultados experimentais.

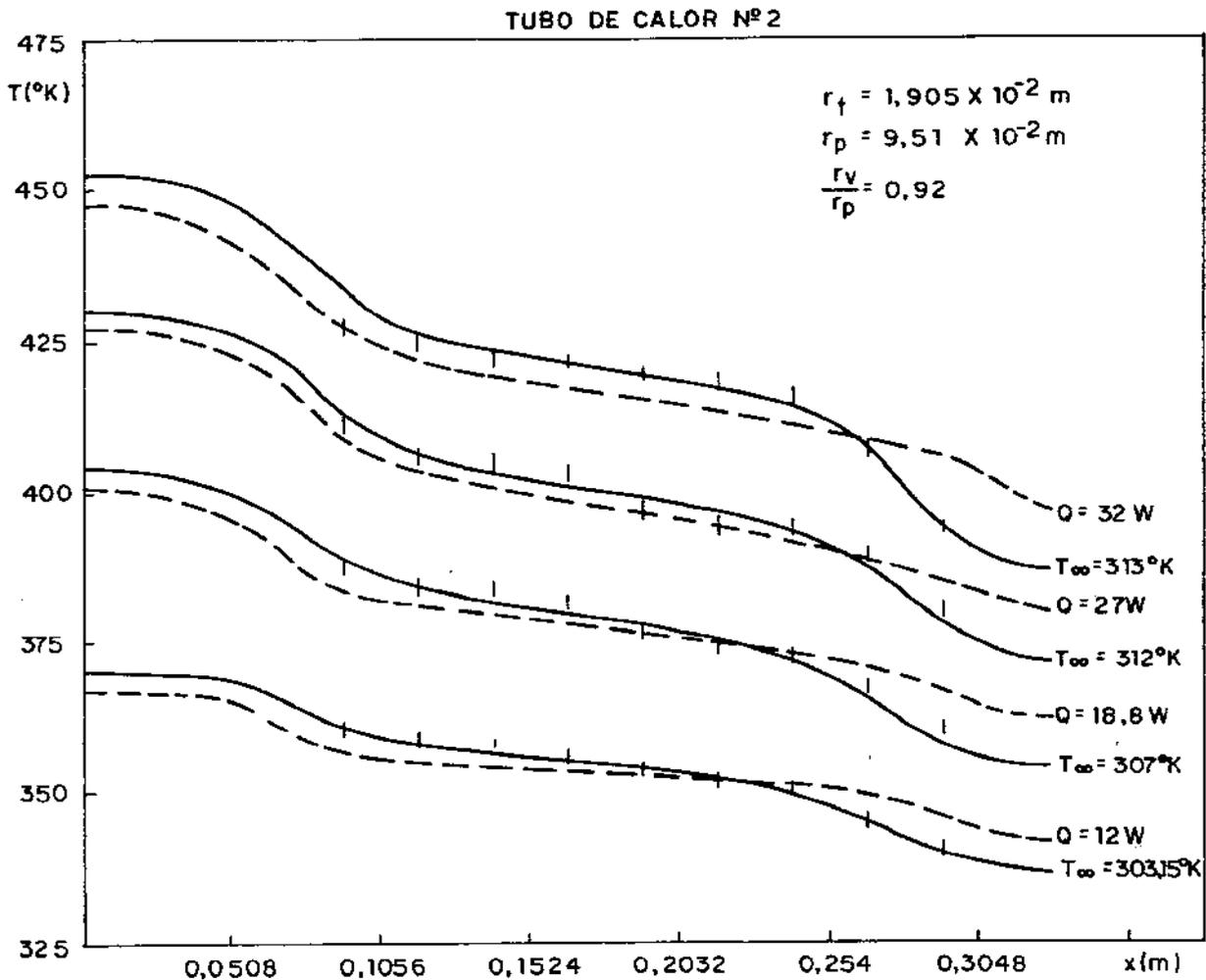


Figura 4.33: Resultados para tubo número 2

As curvas tracejadas representam os resultados obtidos numericamente, usando o procedimento descrito, sem nenhuma outra consideração. A queda na temperatura no final do tubo, apresentada nestas curvas, é devida à existência de 1 polegada de tubo metálico após o final da região com estrutura porosa, existente pela necessidade de se fechar o tubo de calor, e que não é isolada e perde calor por radiação funcionando como

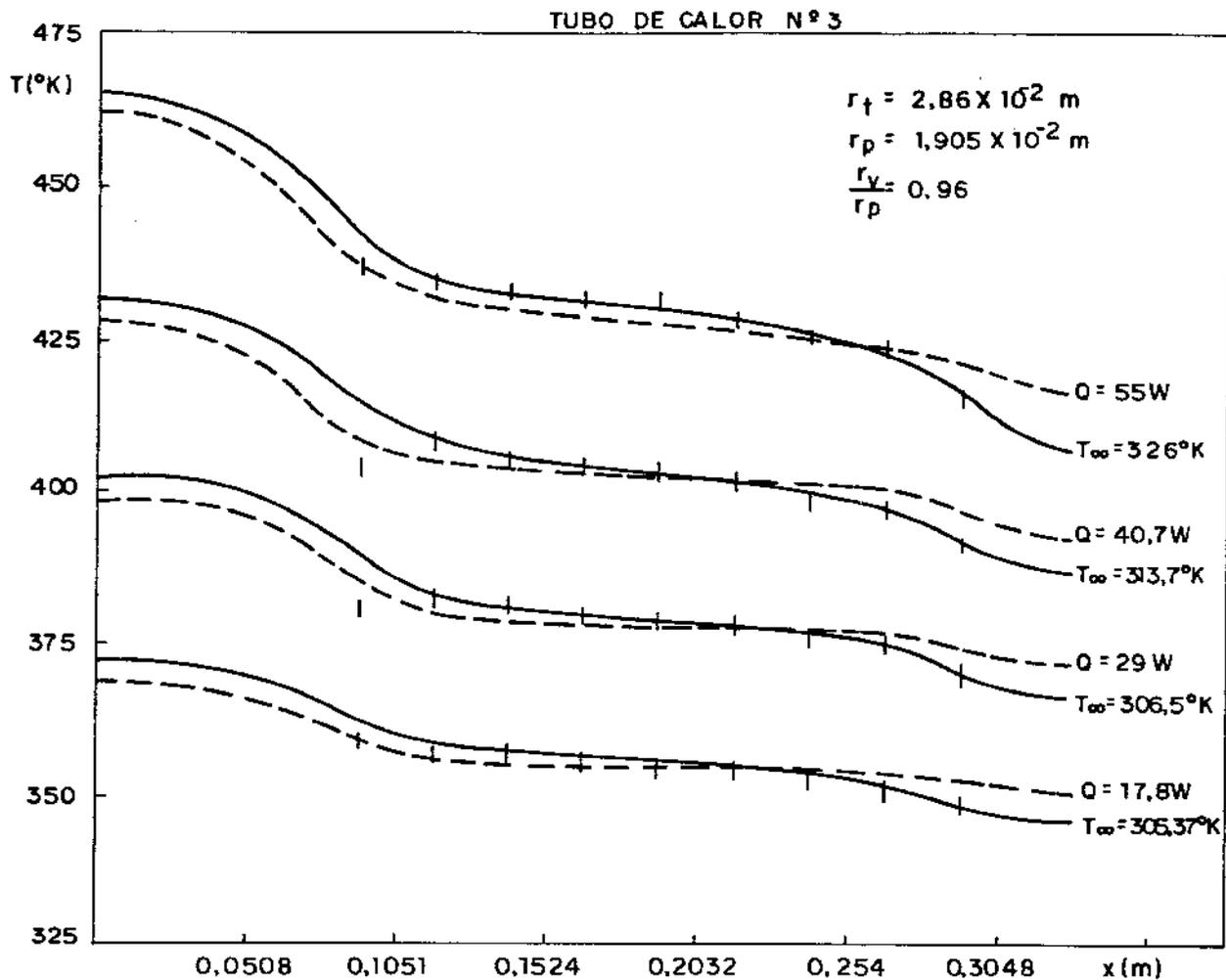


Figura 4.34: Resultados para tubo número 3

uma aleta.

Da análise das curvas notamos que estas se afastam dos pontos experimentais principalmente no final do condensador e essas diferenças são maiores nos tubos 2 e 6 que são de diâmetro menor. Observando-se os dados experimentais notamos que, durante os testes, os tubos apresentam quedas acentuadas de temperatura no final do condensador e tem um comportamento que é típico de tubos com presença de gás não condensável. Este gás pode ser ar que restou no tubo após os processos de evacuação e enchimento ou que entrou no sistema durante o processo de fechamento do tubo. Esta hipótese é reforçada pelo fato de McKinney relatar, em seu trabalho, a ocorrência de vazamentos com entrada de ar em alguns tubos durante alguns testes.

Para tentar reproduzir o efeito da presença destes gases, reduziu-se o comprimento do

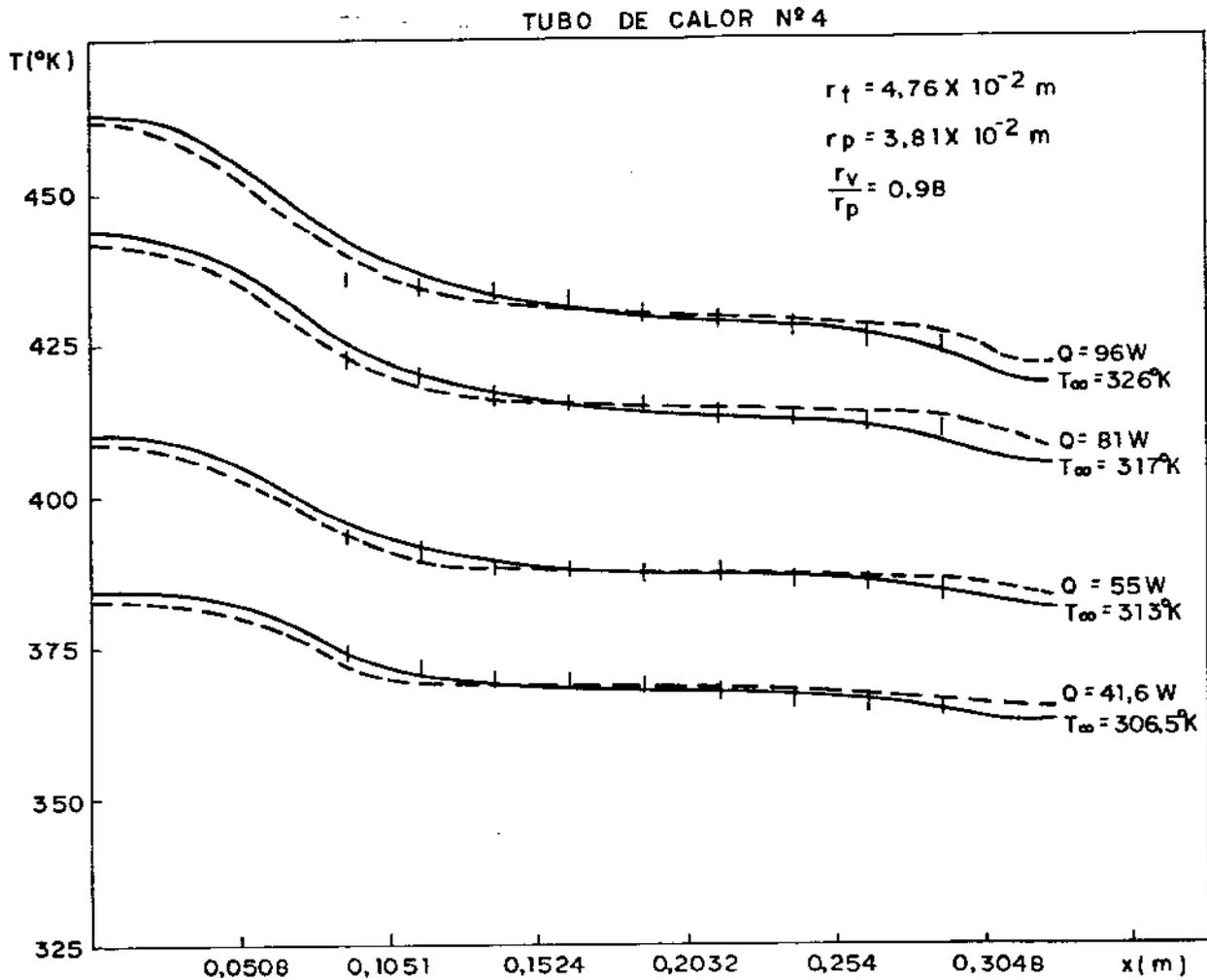


Figura 4.35: Resultados para tubo número 4

condensador para o escoamento de vapor e o restante desta região foi considerado como uma aleta de radiação. Os resultados deste modelo estão representados pelas linhas cheias e mostram uma boa concordância com os resultados experimentais.

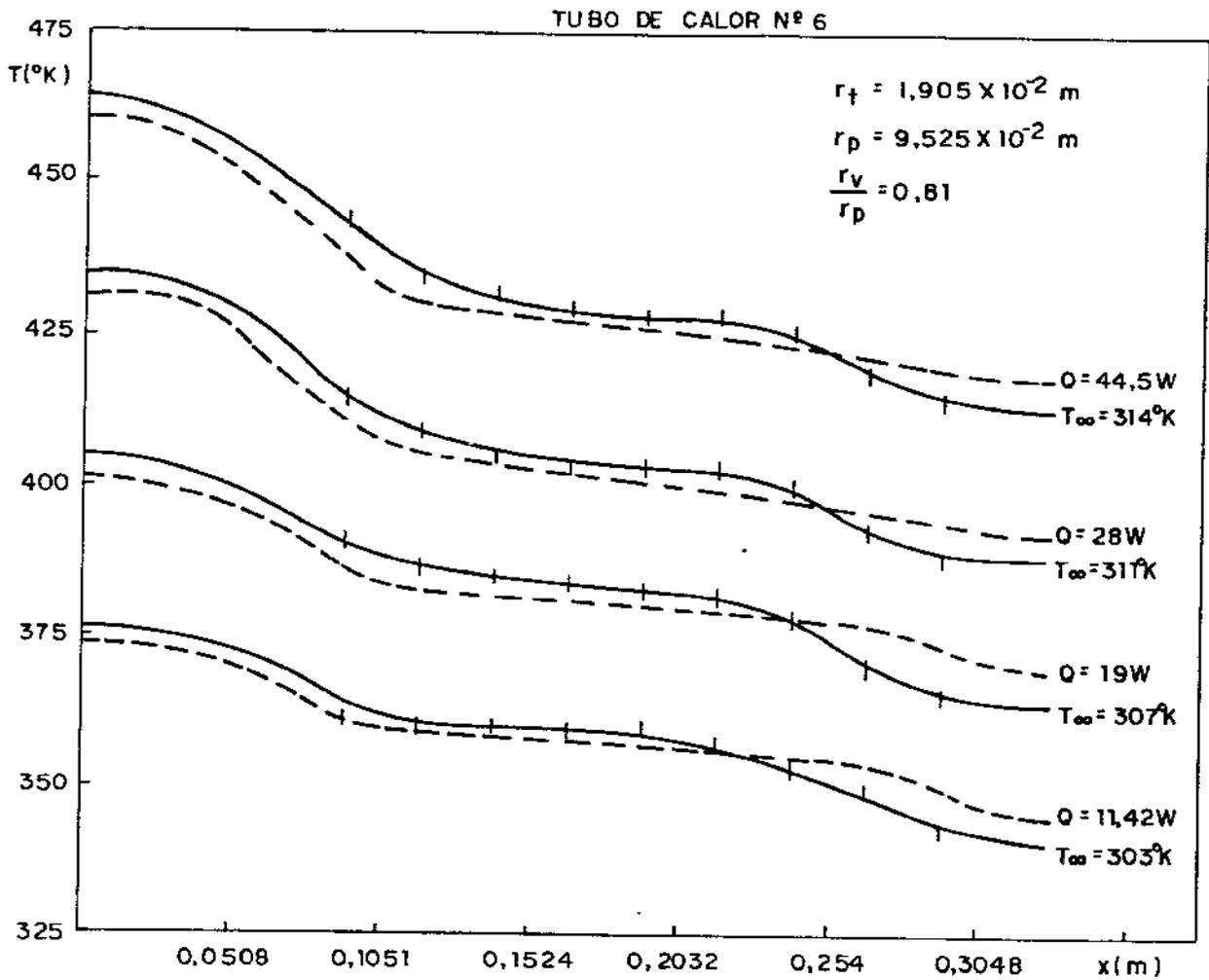


Figura 4.36: Resultados para tubo número 6

Capítulo 5

Coletor solar cilíndrico parabólico com tubo de calor

Um coletor solar cilíndrico parabólico é um dispositivo constituído de um espelho com esta forma geométrica e de um absorvedor colocado no foco deste espelho. A sua eficiência é limitada por dois fatores:

1. Perdas óticas
2. Perdas térmicas

As perdas óticas estão relacionadas com o espelho e a orientação do coletor e existem diversos trabalhos publicados com análise ótica de coletores deste tipo, tais como Winston e Hinterberger [50], Löff e Duffie [51], Evans [52] e Rabl [53] entre outros. Desde que o espelho seja feito dentro de padrões de qualidade aceitáveis e a orientação do coletor e seu seguimento do movimento solar sejam bem feitos, estão fixadas as perdas óticas e portanto, para se melhorar a eficiência global do sistema deve-se tentar diminuir ao máximo as perdas térmicas, que estão relacionadas com o absorvedor.

Normalmente, o absorvedor é um tubo em que se faz circular um líquido internamente para a retirada do calor e uma análise ótica e térmica de um sistema assim constituído foi desenvolvida por Edenburg [54].

As perdas térmica são então função da temperatura do tubo, das resistências de condução pelas paredes e de convecção entre a parede interna e o fluido de trabalho. Para se diminuir as perdas para o ambiente, pode-se colocar um tubo de vidro ao redor do absorvedor e se fazer vácuo no espaço anular entre os dois tubos praticamente eliminando as perdas por condução e convecção para o ambiente e as perdas por radiação podem ser diminuídas pelo uso de superfícies seletivas no absorvedor.

Para se aumentar a eficiência de troca interna ao absorvedor deve-se aumentar o coeficiente de película na troca convectiva e isso pode ser feito pela escolha adequada do fluido de trabalho, pelo aumento da vazão e/ou pelo aletamento interno do tubo. Estas

duas últimas soluções entretanto, implicam normalmente em aumento da potência gasta para se fazer a circulação do fluido.

O uso de tubos de calor em coletores foi reportado por alguns autores dentre eles Ortobasi e Buehl [55] que fizeram uma análise ótica e experimental de um coletor tubular usando tubo de calor como absorvedor, Roberts [56] que faz um estudo com coletor de concentração moderada e com orientação fixa, usando 4 tubos de calor para diminuir os efeitos de erro de apontamento, para uso em condicionamento de ambientes residenciais e se aproveitando do efeito de diodo térmico para evitar a necessidade de desligamento do sistema no período noturno. Encontramos ainda os trabalhos de Ramsey et alii [57] que fizeram testes experimentais para um coletor trabalhando com temperaturas da ordem de 300°C e Kokhova et alii [58] que fizeram testes com tubos de calor longos, da ordem de 5 m de comprimento de evaporador, e citam a intenção de usa-los em concentradores.

A principal vantagem da utilização de tubo de calor como absorvedor é que neste dispositivo, a retirada de calor é feita pela parte externa do tubo, e conseqüentemente, pode-se melhorar as trocas térmicas através de aletamento do condensador, além de se obter sistemas mais compactos e diminuir as necessidades de bombeamento do fluido de trabalho.

O nosso objetivo é fazer uma modelagem teórica de um destes sistemas, levando em conta as perdas óticas e térmicas envolvidas. Os resultados desta modelagem são comparados com valores experimentais obtidos com um coletor por nós construído.

5.1 Modelo Matemático

Para facilitar a modelagem são feitas as seguintes suposições:

1. O sistema está em equilíbrio
2. Os raios solares são paralelos
3. As propriedades óticas são constantes sobre o espectro em que são aplicadas
4. Estas propriedades não dependem da temperatura, ângulo de incidência ou polarização
5. Os tubos de calor e de vidro possuem temperatura circunferencialmente uniformes

A análise é feita para um coletor esquematizado na figura (5.1).

Baseado nos esquemas da figura (5.1) e nas suposições feitas podemos escrever, por unidade de comprimento do evaporador:

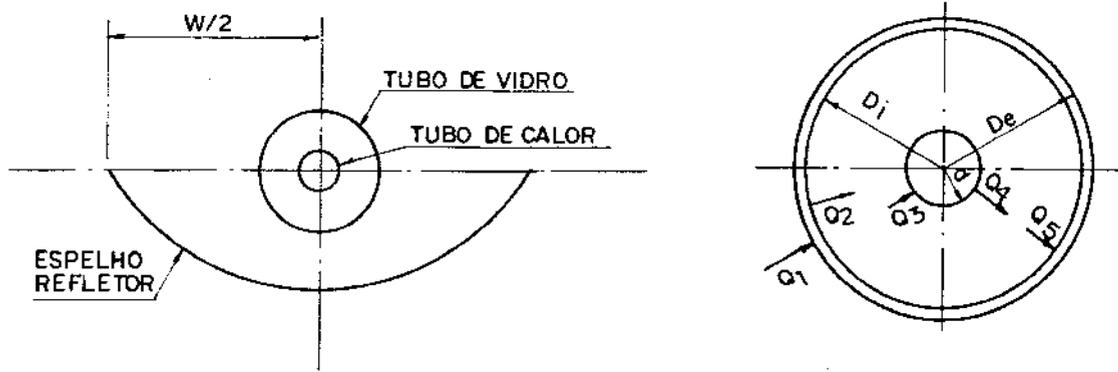


Figura 5.1: Esquema do coletor e do absorvedor com tubo de vidro

5.1.1 Radiação Solar

Potência que atinge a superfície externa do tubo de vidro, diretamente ou após reflexão do espelho

$$Q_1 = E\rho_e(W - D_e)Y_{tv} + E(D_i - d) + Ed + E(D_i - d)\tau_{vv}^2\rho_e Y_{tv} \quad (5.1)$$

Potência que deixa a superfície interna do tubo de vidro

$$Q_2 = \tau_{vv}Q_1 + \rho_{vv}Q_5 \quad (5.2)$$

Potência que chega ao absorvedor

$$Q_3 = \tau_{vv}\rho_e E(W - D_e)Y_{tc} + E(D_i - d)\tau_{vv}^3 Y_{tc} + \tau_{vv}Ed + \rho_{vv}Q_5 \left(\frac{d}{D_i}\right) \quad (5.3)$$

Potência que deixa o absorvedor

$$Q_4 = \rho_{tv}Q_3 \quad (5.4)$$

Potência que atinge a superfície interna do tubo de vidro

$$\begin{aligned} Q_5 = & Q_4 + \tau_{vv}E\rho_e(W - D_e)Y_{tv} \left(1 - \frac{Y_{tc}}{Y_{tv}}\right) - E(D_i - d)\tau_{vv}^3 Y_{tv}\rho_e \left(1 - \frac{Y_{tc}}{Y_{tv}}\right) \\ & + E(D_i - d)\tau_{vv}(1 - \tau_{vv}) + \rho_{vv}Q_5 \left(1 - \frac{d}{D_i}\right) \end{aligned} \quad (5.5)$$

Potência que deixa o tubo de vidro e é perdida

$$Q_G = \rho_{vv} Q_1 + \tau_{vv} Q_5 \quad (5.6)$$

Nestas expressões $E = IF(\alpha)F(\epsilon)$ onde I é a intensidade da radiação solar, $F(\alpha)$ é um fator de correção devido à inclinação entre a normal ao plano de abertura do coletor e os raios solares e $F(\epsilon)$ é uma função do erro de apontamento do coletor. A figura (5.2) ilustra, de forma esquemática, os ângulos citados.

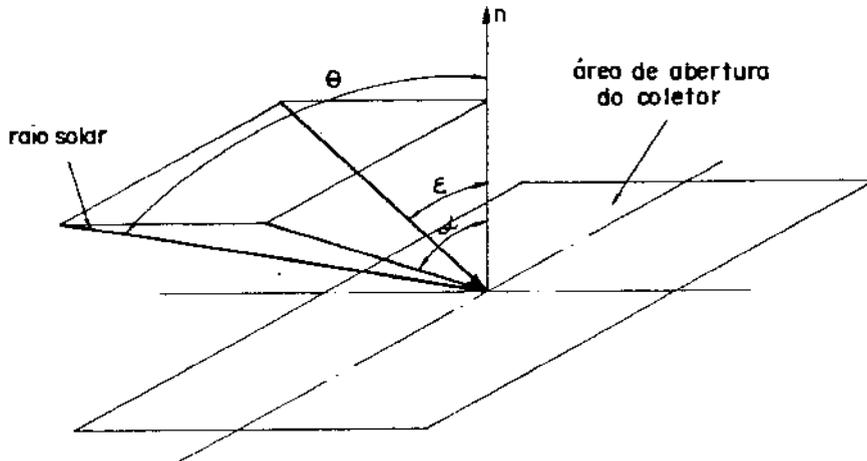


Figura 5.2: Ângulos de incidência

A inclinação dos raios solares em relação à normal da área de abertura do coletor causa, como efeito primário a redução desta área à sua projeção normal ao feixe de raios incidentes e como efeitos secundários acarreta uma diminuição da área da superfície refletora, devido a sombra da estrutura sobre o espelho, e uma diminuição do fator de interceptação devido ao ângulo ϵ que está relacionado com o apontamento do coletor.

De acordo com Ransey et alii [57] a função $F(\alpha)$ pode ser expressa na forma

$$F(\alpha) = (1 - A) \cos(\alpha) \quad (5.7)$$

sendo A , que é uma função de α e da estrutura do coletor, a função que representa a fração de área perdida devido a existência de sombras.

A função $F(\epsilon)$ foi estudada por Umorov et alii [59], Ganzaroli [60] e Rosa [61] e foi aproveitado neste trabalho os valores obtidos por eles.

O ângulo de incidência θ é dado por (Duffie e Beckman [62]):

$$\begin{aligned} \cos \theta = & \sin \delta \sin \phi \cos s - \sin \delta \cos \phi \cos s \cos \gamma \\ & + \cos \delta \cos \phi \cos s \cos \omega + \cos \delta \sin s \sin \gamma \sin \omega \\ & + \cos \delta \sin \phi \sin s \cos \gamma \cos \omega \end{aligned} \quad (5.8)$$

com δ sendo a declinação dada pela equação aproximada de Cooper:

$$\delta = 23.45 \operatorname{sen} \left[360 \frac{(284 + n)}{365} \right] \quad (5.9)$$

onde n é o dia do ano, ϕ a latitude, s o ângulo de inclinação entre o plano horizontal e o plano de abertura, γ é o azimute da superfície e ω o ângulo horário.

Os ângulos α e ϵ podem ser tirados em função de θ , ω , do azimute solar γ_s , e da altura solar β . Os ângulos envolvidos na expressão (5.8) são mostrados nas figuras (5.3).

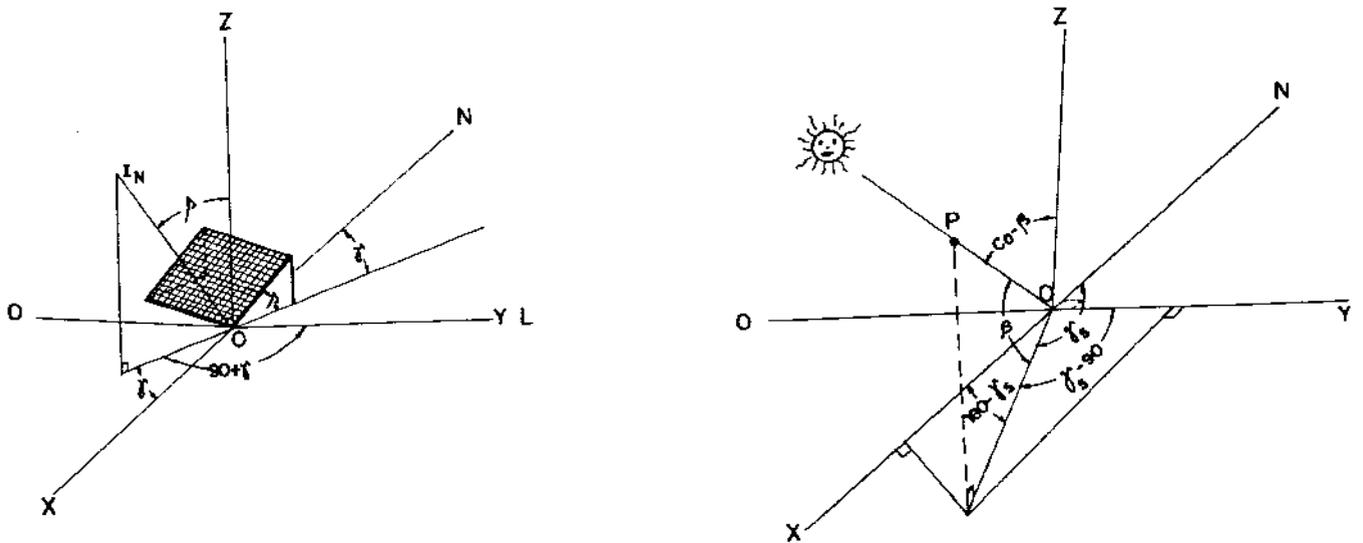


Figura 5.3: Ângulos do posicionamento do coletor e do Sol

5.1.2 Radiação térmica entre o absorvedor e o tubo de vidro

Tomando como base o esquema da figura (5.4), para um anel de comprimento Δz e considerando neste anel que o tubo tem temperatura uniforme T_{te} e que o tubo de vidro tem temperatura T_{vi} também uniforme, podemos escrever:

$$H_v = \frac{\frac{d}{D_i} \epsilon_v \sigma T_{te}^4 + \epsilon_v \sigma T_{vi}^4 \left[1 - (1 - \rho_{ti}) \frac{d}{D_i} \right]}{1 - \rho_{vi} \left[1 - (1 - \rho_{ti}) \frac{d}{D_i} \right]}$$

$$H_t = \frac{\epsilon_v \sigma T_{vi}^4 + \rho_{vi} \epsilon_t \sigma T_{te}^4 \frac{d}{D_i}}{1 - \rho_{vi} \left[1 - (1 - \rho_{ti}) \frac{d}{D_i} \right]}$$

$$B_v = H_t$$

$$B_t = \epsilon_t \sigma T_{te}^4 + \rho_{ti} B_v \quad (5.10)$$

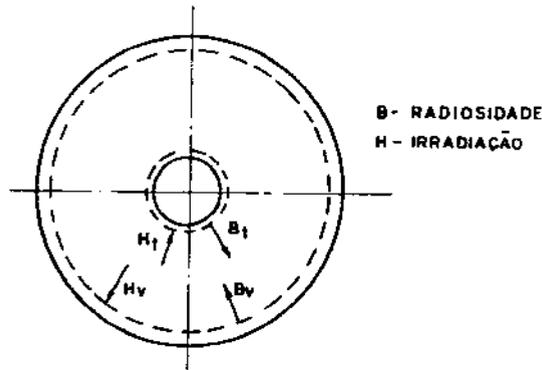


Figura 5.4: Troca térmica por radiação entre o absorvedor e o tubo de vidro

5.1.3 Trocas por condução e convecção entre o tubo de vidro e o absorvedor

Para um tubo horizontal com temperatura uniforme envolvido por outro com temperatura inferior, sendo o espaço anular preenchido com ar, as perdas por condução e convecção podem ser escritas como:

$$Q_{cc} = 2\pi K_{ef} \frac{(T_{te} - T_{vi})}{\ln\left(\frac{D_i}{d}\right)} \quad (5.11)$$

sendo K_{ef} , de acordo com Ratzel et alii [63], dado por:

$$\begin{aligned} K_{ef} &= k_a && \text{para } Ra \leq 1000 \\ K_{ef} &= 0.1585 k_a Ra^{0.2667} && \text{para } Ra > 1000 \end{aligned}$$

sendo

$$Ra = \rho g \beta l^3 \frac{\Delta T}{\mu \alpha}$$

o número de Rayleigh,

$$\Delta T = (T_{te} - T_{vi})$$

$$l = \frac{D_i - d}{2}$$

$$\alpha = \frac{k}{\rho c_p}$$

e ρ , β , μ , k_a são as propriedades (massa específica, coeficiente de expansão volumétrica, viscosidade e condutividade térmica) do ar na pressão existente no espaço anular. Expressões para estas propriedades em função da temperatura e pressão podem ser encontradas em Hickox e Gartling [64].

5.1.4 Convecção para o ambiente

A potência térmica perdida para o ambiente, por convecção pode ser expressa por:

$$Q_{ca} = \pi D_e h_v (T_{ve} - T_a) \quad (5.12)$$

onde T_{ve} é a temperatura da superfície externa do tubo de vidro e T_a é a temperatura ambiente.

O coeficiente h_v é dado por Kreith [65] como

$$h_v = 1.41 |T_{ve} - T_a| D_e^{0.25}$$

se a velocidade do ar externa ao tubo é nula e

$$h_v = k_a C Re^p D_e^{-1}$$

onde $Re = \frac{v_a D_e}{\nu}$ é o número de Reynolds, C e p são constantes que dependem do número de Reynolds, k_a e ν são, respectivamente, a condutividade térmica e a viscosidade cinemática do ar e v_a sua velocidade.

5.1.5 Condução através do tubo de vidro

$$Q_{ctv} = 2\pi k_v \frac{(T_{vi} - T_{ve})}{\ln\left(\frac{D_o}{D_i}\right)} \quad (5.13)$$

5.1.6 Balanços de energia

Com as expressões para as trocas térmicas, equações (5.1) a (5.13), podemos escrever os seguintes balanços:

Balanço de energia no absorvedor

$$Q_u = Q_3 - Q_4 - Q_1^* - Q_{cc} \quad (5.14)$$

onde Q_u é a potência útil retirada pelo tubo de calor e

$$Q_1^* = \pi d (B_t - H_t)$$

Balanço de energia no tubo de vidro

$$Q_1 + Q_5 + Q_{cc} + Q_2^* = Q_2 + Q_6 + Q_{ca} + Q_3^* \quad (5.15)$$

com

$$Q_2^* = \pi D_i (H_v - B_v)$$

$$Q_3^* = \pi D_e \sigma \epsilon_v (T_{ve}^4 - T_a^4) + \tau_{vi} Q_2^*$$

Condução através do vidro

$$(1 - \tau_{vi})Q_2^* + Q_{cc} + (1 - \rho_{vv} - \tau_{vv})Q_5 = Q_{ctu} \quad (5.16)$$

Estes balanços nos fornecem 3 equações (5.14, 5.15 e 5.16) com 4 incógnitas (T_{te} , T_{vi} , T_{ve} e Q_u). Devemos então analisar o tubo de calor para tornarmos o sistema de equações determinado.

5.1.7 Análise do tubo de calor

A determinação da distribuição de temperaturas no tubo de calor é feita através do modelo descrito no capítulo 2.

A retirada de calor pelo condensador do tubo é feita por convecção através da circulação de água e portanto teremos como condição de contorno nesta região:

$$-k_m \frac{\partial T_m}{\partial r} \Big|_{r=r_i} = h_{cf}[T_i - T_f(x)] \quad (5.17)$$

e a determinação da distribuição de temperaturas no fluido é feita através da equação:

$$\frac{\partial T_f}{\partial x} - \frac{h_{cf}P}{\dot{m}\rho c_p}(T_m - T_f) = 0 \quad (5.18)$$

onde \dot{m} é a vazão volumétrica do fluido e ρ e c_p a massa específica e o calor específico do fluido. O coeficiente h_{cf} é dado por (McAdams [66]):

$$\frac{h_{cf}d}{k_f} = (0.35 + 0.56Re^{0.52}) Pr^{0.3} \quad (5.19)$$

5.2 Procedimento de cálculo

Para se efetuar os cálculos com a consequente determinação das temperaturas e da potência útil é usado o procedimento descrito a seguir.

Usando uma formulação global para o tubo de calor escrevemos o balanço de energia no tubo de calor que é expresso por

$$Q_u = A_p U_{hp} (T_{te} - T_{tc}) \quad (5.20)$$

sendo T_{tc} a temperatura do condensador, A_p a área transversal do tubo e U_{hp} dado por Chi [67] como:

$$U_{hp} = \left[\frac{r_p^2 \ln(r_i/r_p)}{2L_c k_m} + \frac{r_p^2 \ln(r_p/r_v)}{2L_c k_{ef}} + \frac{\pi r_p^2 F_v (\frac{1}{6}L_c + L_a + \frac{1}{6}L_c) T_v}{\rho_v h_{fg} J} \right. \\ \left. - \frac{r_p^2 \ln(r_p/r_v)}{2L_c k_{ef}} + \frac{r_p^2 \ln(r_i/r_p)}{2L_c k_m} \right]^{-1}$$

com F_v sendo o coeficiente de atrito para o vapor e J o equivalente mecânico.

Podemos ainda fazer um balanço no condensador obtendo

$$Q_u = h_{ef} A_c (T_{tc} - T_f) \quad (5.21)$$

com A_c a área do condensador e T_f a temperatura média entre a entrada e saída do fluido, e um balanço de energia no fluido resultando em

$$Q_u = \dot{m} \rho c_p (T_{fs} - T_{fe}) \quad (5.22)$$

As equações (5.20, 5.21 e 5.22) em conjunto com as (5.14, 5.15 e 5.16) formam um sistema de 6 equações com seis incógnitas. Logicamente, como as equações (5.14, 5.15 e 5.16) estão escritas em termos de potência por unidade de comprimento do evaporador elas devem ser compatibilizadas com as outras três.

Resolvendo este sistema, usando o método de Newton-Raphson, obtemos estimativas dos valores para as temperaturas e potência útil. Com esta estimativa de Q_u sendo imposta como condição de contorno de fornecimento de calor ao evaporador do tubo de calor, resolvemos o modelo completo do tubo de calor. A condição de contorno de retirada de calor é a equação (5.17) e para utilizarmos esta expressão devemos resolver também a equação (5.18) e esta solução é conseguida usando o procedimento descrito a seguir.

Com o valor de T_c , obtido pela formulação global, considerado constante em todo o condensador, e fazendo a discretização da equação (5.18) chegando a uma equação da forma

$$T_i = \left(1 - \frac{hP\Delta x}{\dot{m}\rho c_p} \right) T_{i+1} + \frac{hP\Delta x}{\dot{m}\rho c_p} T_m \quad (5.23)$$

que é então resolvida por um processo de marcha nos fornece a distribuição de temperaturas no fluido.

Com estes valores de T_f entramos no modelo do tubo e encontramos a distribuição de temperaturas no tubo inteiro. Com as novas temperaturas T_{tc} , realimentamos (5.23) e o processo é repetido até não haver mudanças significativas nas temperaturas.

Com os valores das temperaturas T_{tc} voltamos às equações (5.14, 5.15 e 5.16) e resolvemos o sistema formado por elas, para o evaporador dividido em n elementos de comprimento Δz , usando o método de Newton-Raphson.

O processo é repetido até a obtenção do valor de todas as variáveis dentro de um critério de convergência pré-estabelecido. Com estes valores podemos então calcular a eficiência do sistema como:

$$\eta = \frac{Q_u}{IWL_c} \quad (5.24)$$

com

$$Q_u = \sum_{i=1}^N Q_i$$

sendo N o número de anéis em que foi subdividido o tubo.

Capítulo 6

Análise experimental

Para validação dos resultados numéricos advindos do modelo matemático e também para obter parâmetros para uma possível adequação do modelo à realidade, foi construído e instrumentalizado, no Laboratório de Armazenadores Térmicos e Tubos de Calor, um sistema de aquecimento de água com um coletor com tubo de calor como absorvedor e a seguir são descritos detalhes de sua construção e a sistemática de testes.

6.1 Aparato experimental

O sistema construído está esquematizado na figura (6.1) e é constituído de um coletor cilíndrico parabólico com tubo de calor, de um sistema de alimentação de água por gravidade com um tanque de altura constante, de um sistema de evacuação e um sistema de medida de vazão.

Na figura (6.2) é apresentado um detalhe do tanque de alimentação do coletor. Ele é um tanque de nível constante construído à partir de uma caixa d'água de 50l de capacidade, na qual foi feita uma divisão central e com entrada e saída pela parte inferior da caixa.

A alimentação de água para o coletor é feita por gravidade e a vazão é controlada por uma válvula globo colocada na saída do tanque.

Alguns detalhes de construção do coletor são mostrados na figura (6.3). Este coletor é constituído de um berço de alumínio que faz o suporte mecânico para um espelho cilíndrico parabólico que tem um ângulo de abertura de 90° , distância focal de 10 cm e 1m de comprimento tendo, portanto, uma área de abertura de $0.40m^2$.

O absorvedor do coletor é um tubo de calor construído a partir de um tubo de cobre de 25.4mm de diâmetro externo, que usa água como fluido de trabalho e a estrutura porosa é de telas de bronze. Este tubo possui 1.30m de comprimento sendo 1m usado como evaporador, 0.1m como região adiabática e 0.2m como condensador. Este absorvedor é envolvido, na região de evaporador, por um tubo de vidro pirex de 51mm de diâmetro externo e 2mm de espessura de parede e em uma das extremidades foi feita uma redução

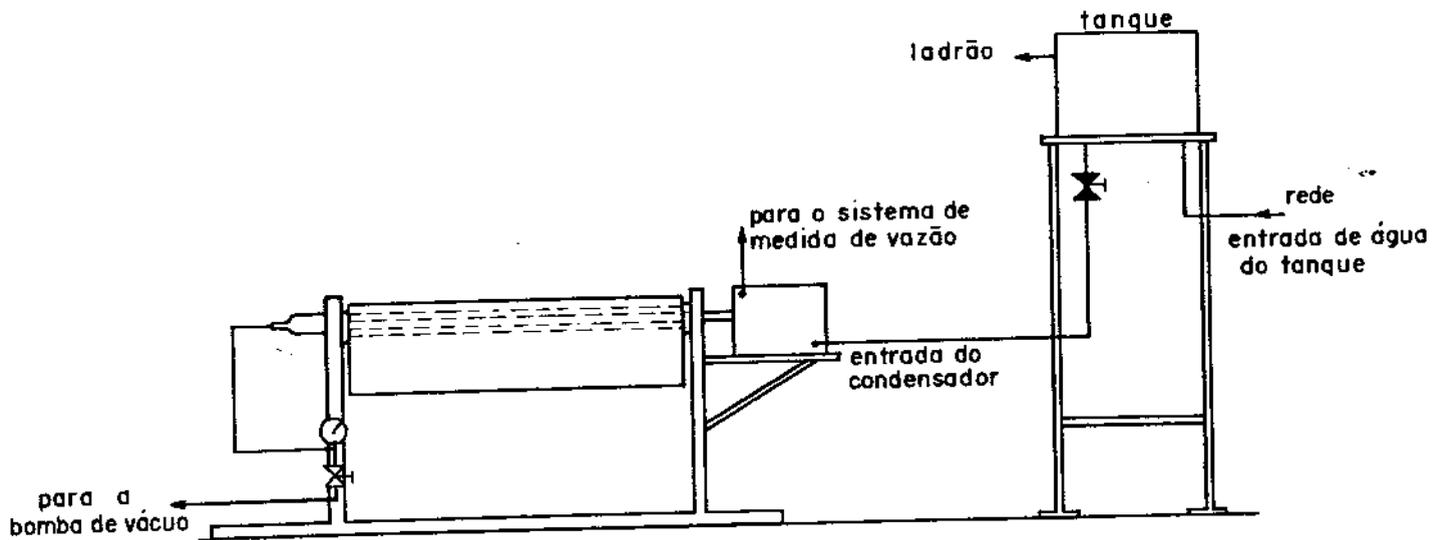


Figura 6.1: Esquema do sistema construído

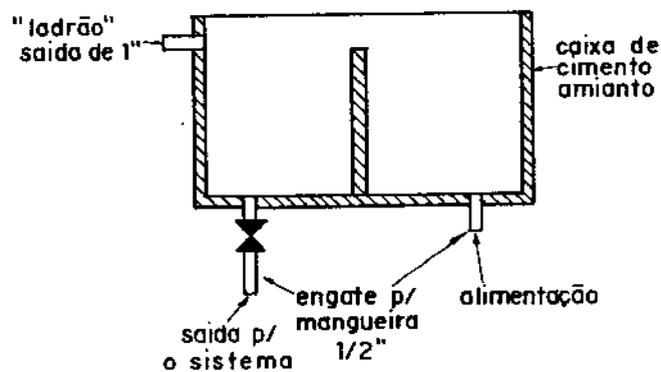


Figura 6.2: Caixa de alimentação de coletor

de diâmetro para 10mm para permitir a conexão a uma bomba de vácuo. Esta conexão é feita parte através de uma mangueira de silicone e parte por tubo de cobre e nesta tubulação metálica são colocados um vacuômetro, para se conhecer a pressão existente no espaço anular entre os tubos, e um registro para isolar este espaço após a evacuação.

Na figura (6.4) pode ser visto um detalhe da montagem dos dois tubos e também se tem uma indicação da colocação dos termopares.

O anel de centralização possui vários furos para permitir que seja feito vácuo no

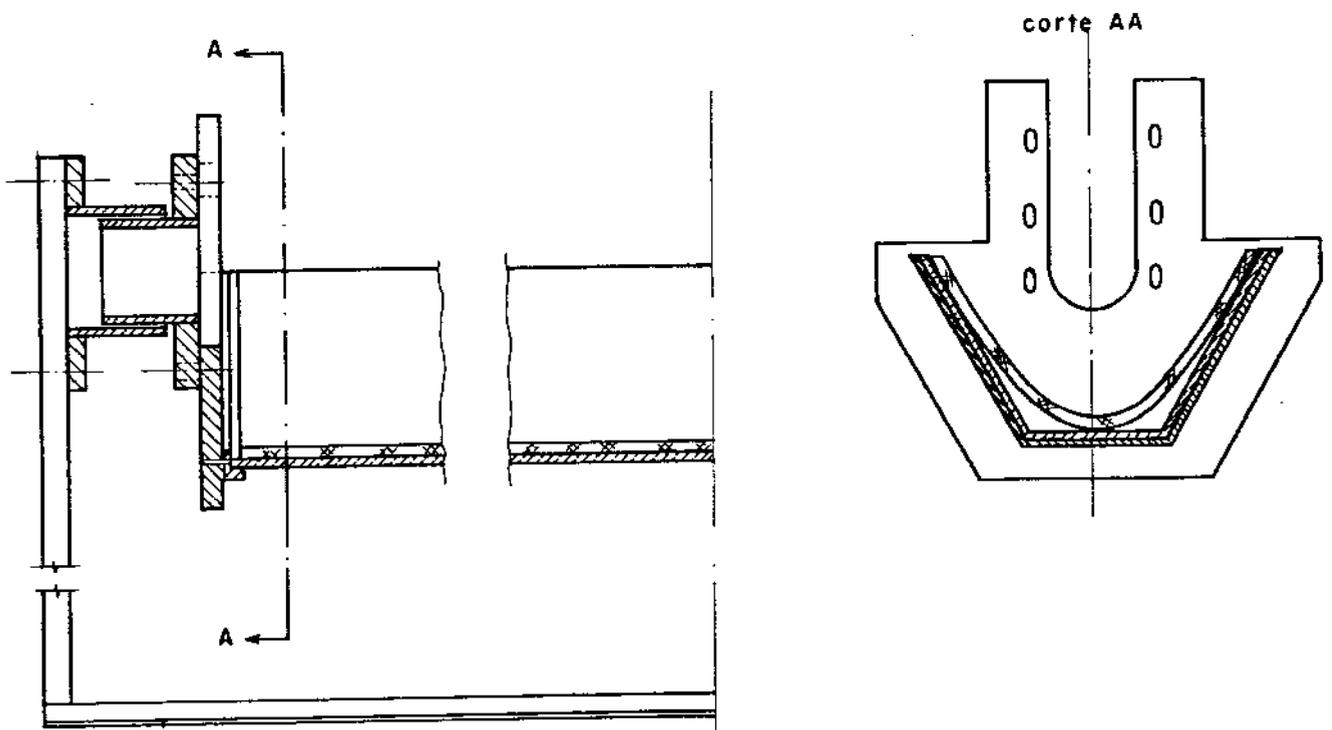


Figura 6.3: Esboço da estrutura do coletor

espaço anular e o anel de borracha existente nele serve para evitar a fratura do vidro em caso de dilatação do espaçador. Os termopares internos à montagem saem do conjunto através de furos feitos na bucha de centralização e estes, após a passagem do termopar são preenchidos com cola e selante de silicone.

Os termopares utilizados são do tipo T (cobre-constantan) bitola 24 AWG, sendo calibrados, em um dispositivo existente no Laboratório, contra um termômetro de coluna de mercúrio com precisão de 0.1°C .

O vácuo no espaço anular entre os tubos foi conseguido usando uma bomba de vácuo marca Edwards (modelo E2M5) de 5 estágios sendo que durante os testes manteve-se um vácuo da ordem de 60 cm de Hg.

O condensador do tubo de calor é colocado dentro de uma caixa, figura (6.5), com chicanas para melhorar a troca térmica. Nesta caixa, a entrada de água se dá pela parte inferior em uma das extremidades e a saída pela parte superior na extremidade oposta. Isto garante a manutenção desta caixa cheia todo o tempo e do modo como estão dispostos entrada e saída, o fluido circula da região mais fria do condensador para a mais

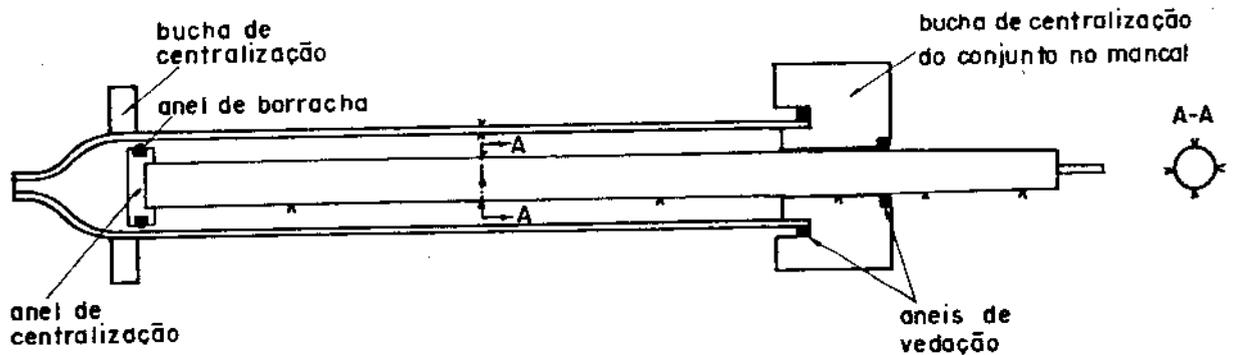


Figura 6.4: Montagem dos tubos de calor e de vidro

quente. A saída desta caixa é ligada, por meio de mangueira, a um tanque calibrado onde é feita a medida de vazão.

6.1.1 Medidas de temperaturas

As leituras dos termopares foram feitas em um aparelho marca Fluke (2150A - Multipoint) de vinte canais acoplados a um termometro digital da mesma marca.

As medidas de temperatura de entrada e saída de água e ambiente foram realizadas por meio de termômetros de coluna de mercúrio com precisão de 0.1°C .

6.1.2 Medidas de vazão

Foram feitas, na saída de água do sistema utilizando-se um tanque calibrado, com capacidade de 30l, e um cronômetro com divisões de 0.1s. As vazões dos testes ficaram na faixa de 0.5×10^{-3} a 0.15×10^{-3} kg/s.

6.1.3 Dados e propriedades do sistema

A seguir são listados os valores de propriedades físicas e outros dados do sistema utilizados no modelo matemático de simulação deste sistema sendo estes valores retirados da literatura.

1. Espelho

- Refletância $\rho_c = 0,7$
- Área de abertura $A = 0,4\text{m}^2$

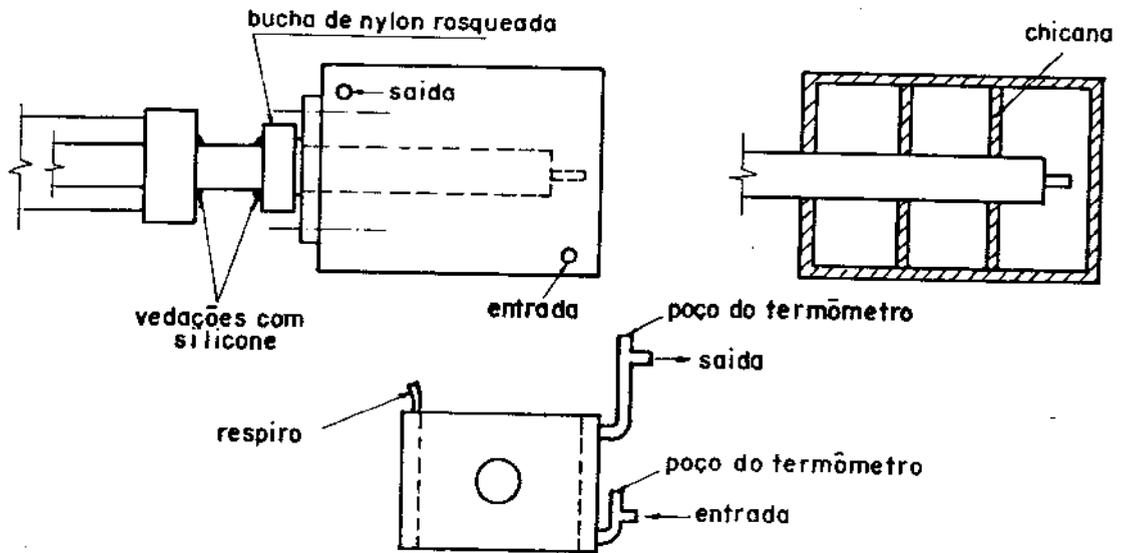


Figura 6.5: Detalhes da caixa do condensador

2. Tubo de vidro

- Transmitância (visível) $\tau_{vv} = 0,9$
- Refletância (visível) $\rho_{vv} = 0,9$
- Transmitância (infra-vermelho) $\tau_{vi} = 0,01$
- Refletância (infra-vermelho) $\rho_{vi} = 0,09$
- Emitância (infra-vermelho) $\epsilon_v = 0,9$
- Diâmetro interno $D_i = 0,047 \text{ m}$
- Diâmetro externo $D_e = 0,050 \text{ m}$

3. Tubo de calor

- Refletância (visível) $\rho_{tc} = 0,03$
- Refletância (infra-vermelho) $\rho_{ti} = 0,10$
- Emitância (infra-vermelho) $\epsilon_t = 0,26$
- Comprimento do evaporador $L_e = 1,0 \text{ m}$
- Comprimento do condensador $L_c = 0,2 \text{ m}$
- Comprimento adiabático $L_c = 0,1 \text{ m}$
- Diâmetro externo $D_e = 0,050 \text{ m}$

6.2 Procedimento de testes

6.2.1 Orientação L-O

Após o direcionamento do coletor nesta orientação, o conjunto berço-espelho é girado até que a normal à área de abertura deste conjunto forme um ângulo γ correspondente a $\gamma = 1 - \beta$, sendo β a altura solar ao meio dia solar.

Depois de feita as orientações do coletor, com ele coberto, estabelecia-se a circulação de água pelo sistema, com a retirada de bolhas e regulagem da vazão e também ligava-se o sistema de evacuação. Após todas as regulagens, o coletor era então descoberto e dava-se início ao teste.

A intensidade de radiação foi medida por um radiômetro EPPLEY, modelo PSP, colocado no plano de abertura sendo sua saída coletada em um registrador gráfico HP modelo 7155B, de forma contínua.

As medidas de temperatura, vazão e velocidade do vento, esta última feita através de um anemômetro do tipo turbina marca COLLE-PARMER, modelo 1717 com saída digital, eram feitas a cada 10 min desde o início do teste. Através das medidas notou-se que o tempo de entrada em regime do sistema girava em torno de 20min.

6.2.2 Orientação N-S

A diferença básica destes testes em relação aos anteriores é que agora o coletor deveria acompanhar o movimento solar. Como não dispunhamos de um sistema de perseguição acoplado ao coletor, os testes foram feitos com ajustes periódicos do apontamento do coletor, geralmente no intervalo entre duas medidas consecutivas.

6.3 Análise de erros de medidas

Usando a formulação descrita no apêndice B, podemos estimar os erros introduzidos no cálculo da potência útil retirada pelo sistema, erros estes provenientes da precisão dos instrumentos utilizados para as medidas.

Como as temperaturas de entrada e saída foram tomadas usando termômetros de coluna de mercúrio com divisões em décimos de grau, teremos que:

$$\delta T = 0,05 \text{ } ^\circ \text{ C .}$$

Para as medidas de tempo foi utilizado cronômetro com precisão de décimos de segundo e assim temos:

$$\delta t = 0,05 \text{ s}$$

e os volumes foram medidos em um tanque com divisões de 0,1 l, e como foi medido diferenças de volume temos:

$$\delta V = 0,1 \text{ l.}$$

Com estes dados, e a equação (B.4) podemos calcular estes erros. Por exemplo, para o dia 222, às 13:00 horas, temos:

$$Q = 200 \text{ W}$$

$$\Delta T = 6 \text{ }^\circ \text{ C}$$

e

$$t = 750 \text{ s.}$$

Fazendo os cálculos chegamos a um erro percentual de 6,7 %.

Capítulo 7

Resultados e comentários

Apresentamos agora os resultados teóricos e experimentais por nós obtidos para testes realizados nas duas orientações em Campinas .

7.1 Orientação L-O

A figura (7.1) apresenta a curva de eficiência do sistema para um teste realizado no dia 236 (24/08/87) obtida pelo modelo teórico considerando o coletor corretamente orientado e apontado. Podemos notar que existe uma discrepância razoável entre os resultados e então procurou-se as causas deste fato.

Analisando a figura (7.2) que mostra parte da leitura do radiômetro para este teste verificamos a existência de uma defasagem de 25min entre o meio dia solar previsto pelo Anuário Astronômico do Instituto Astronômico e Geofísico da USP e o apresentado pelo aparelho e isto aconteceu devido a uma orientação não correta do coletor. Por isso, todos os resultados deste e de outros testes feitos na mesma orientação foram corrigidos pela introdução, no modelo teórico, da previsão de uma variação na orientação. Neste caso, o ângulo de azimute do coletor não é mais nulo e sim 9° .

Os resultados com esta modificação podem ser vistos na figura (7.3). Foi simulado ainda a existência de erro no apontamento e este caso pode ser analisado através da figura (7.4).

São ainda apresentados resultados para testes realizados nos dias 222, 223 e 237, figuras (7.5, 7.6 e 7.7) tendo todos comportamentos mais ou menos semelhantes e boa concordância entre os resultados teóricos e experimentais. Notamos entretanto, a tendência de todos os testes aderirem melhor à curva com erro de $+1.5^\circ$ (inclinação em relação à vertical maior que a correta). Parte deste erro pode ser devido a erro de apontamento e provavelmente deve ainda existir algum erro proveniente da construção do coletor.

As quedas bruscas na eficiência no início e finais de testes são devidas à diminuição do fator de interceptação dos raios refletidos devido ao aumento da inclinação destes raios em relação à área de abertura do coletor e também do aparecimento de sombras sobre a

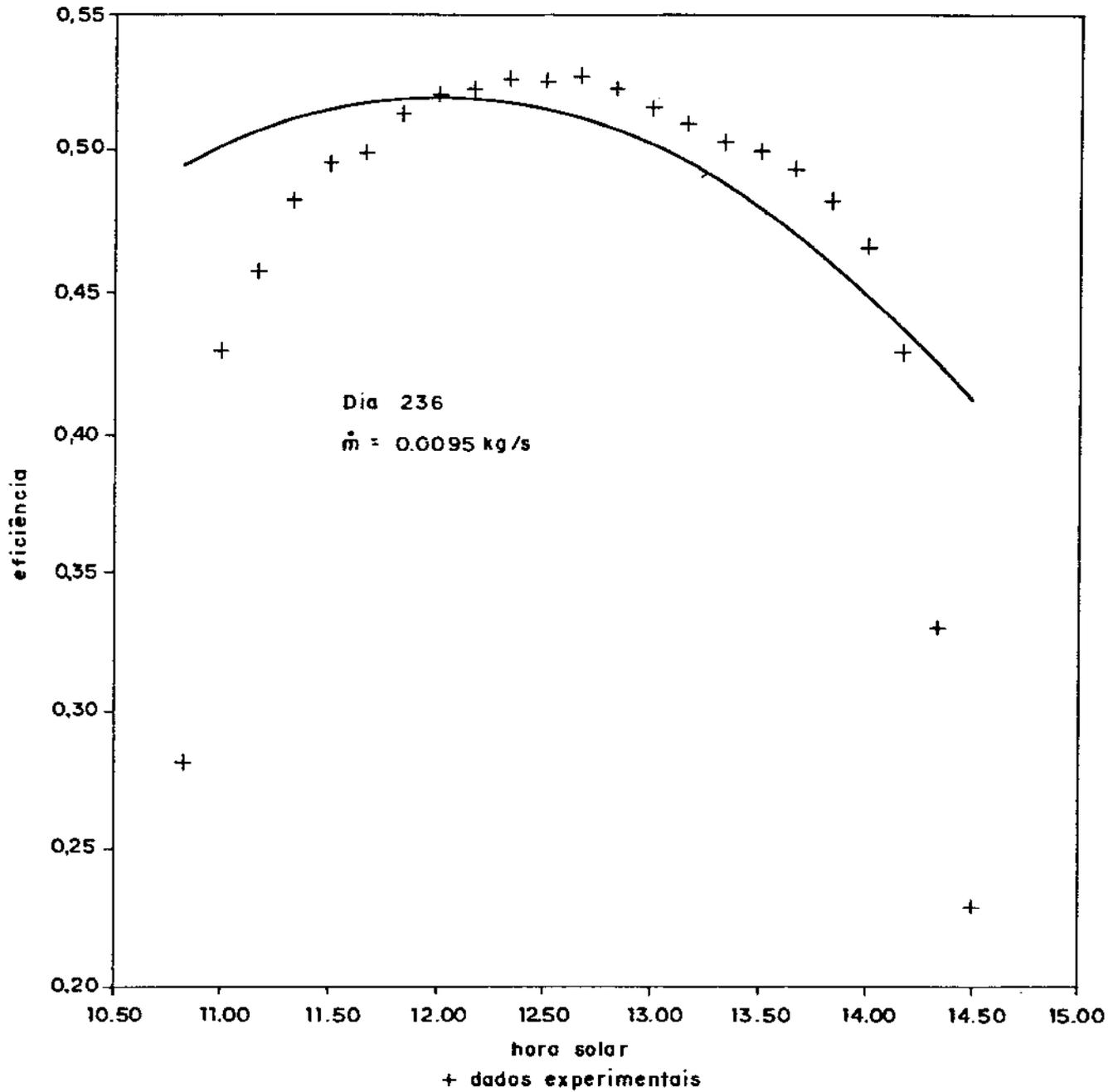


Figura 7.1: Resultados para o dia 236

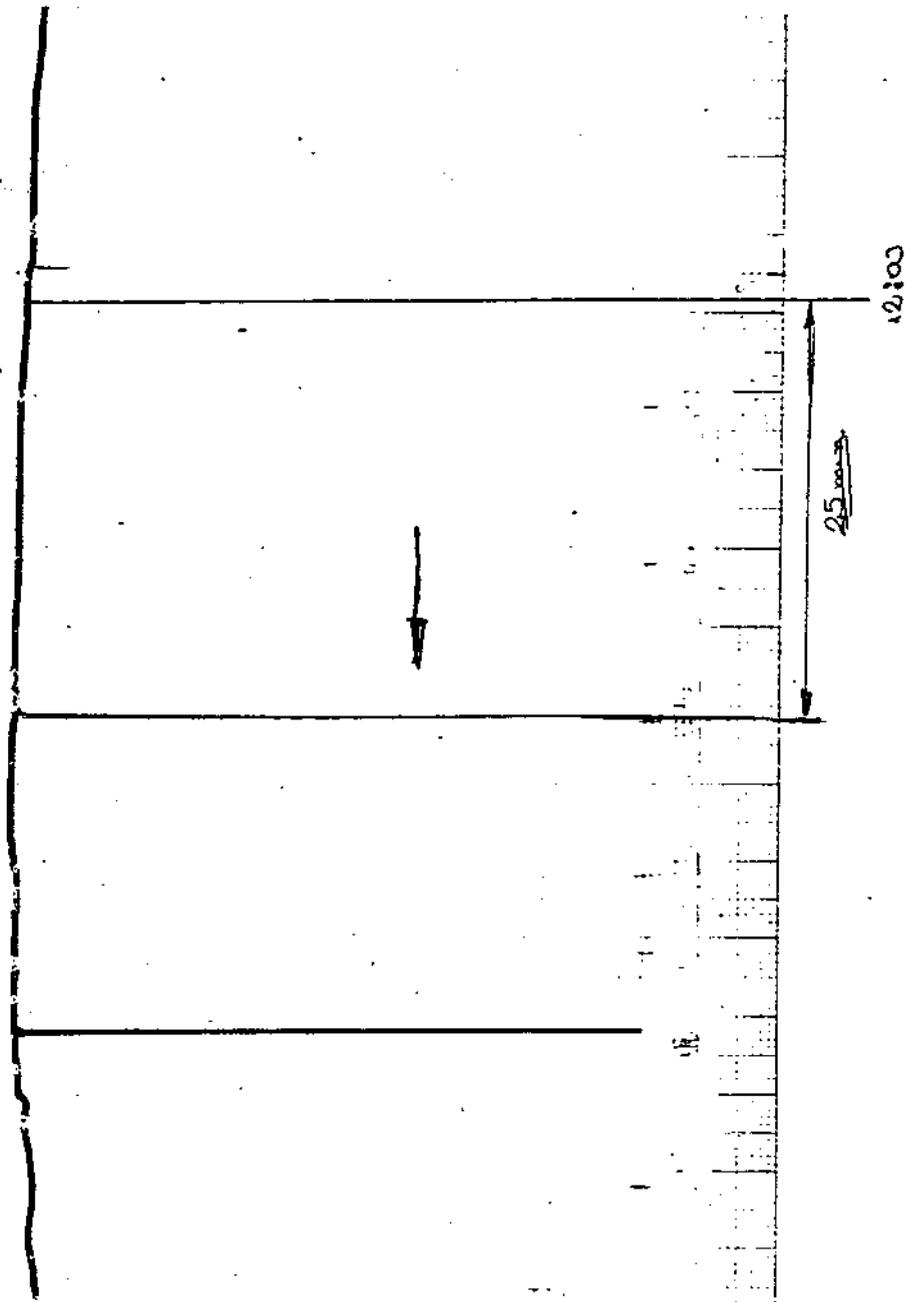


Figura 7.2: Saida parcial do radiômetro para o dia 236

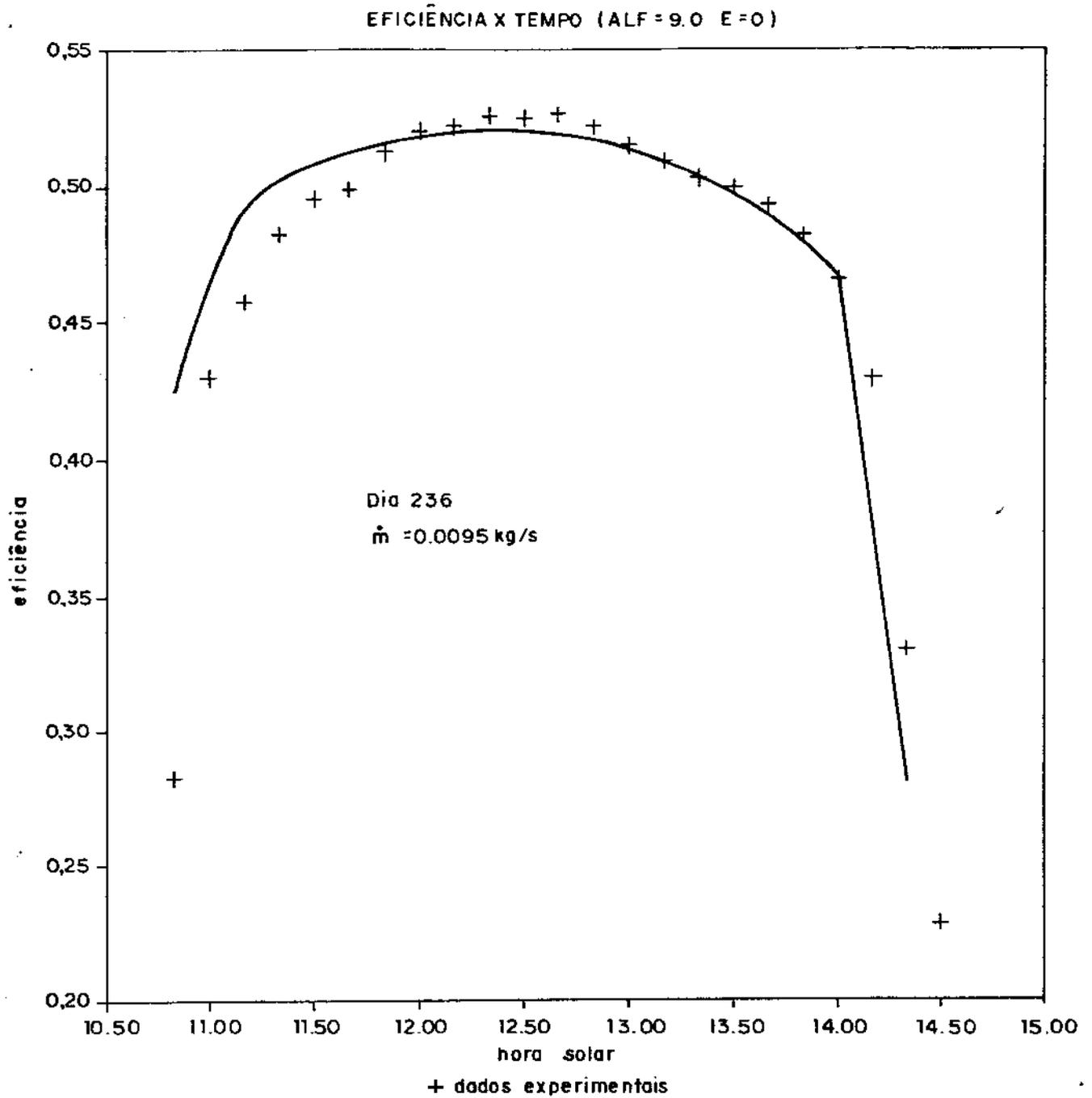


Figura 7.3: Resultados para o dia 236 com correção de erro de orientação

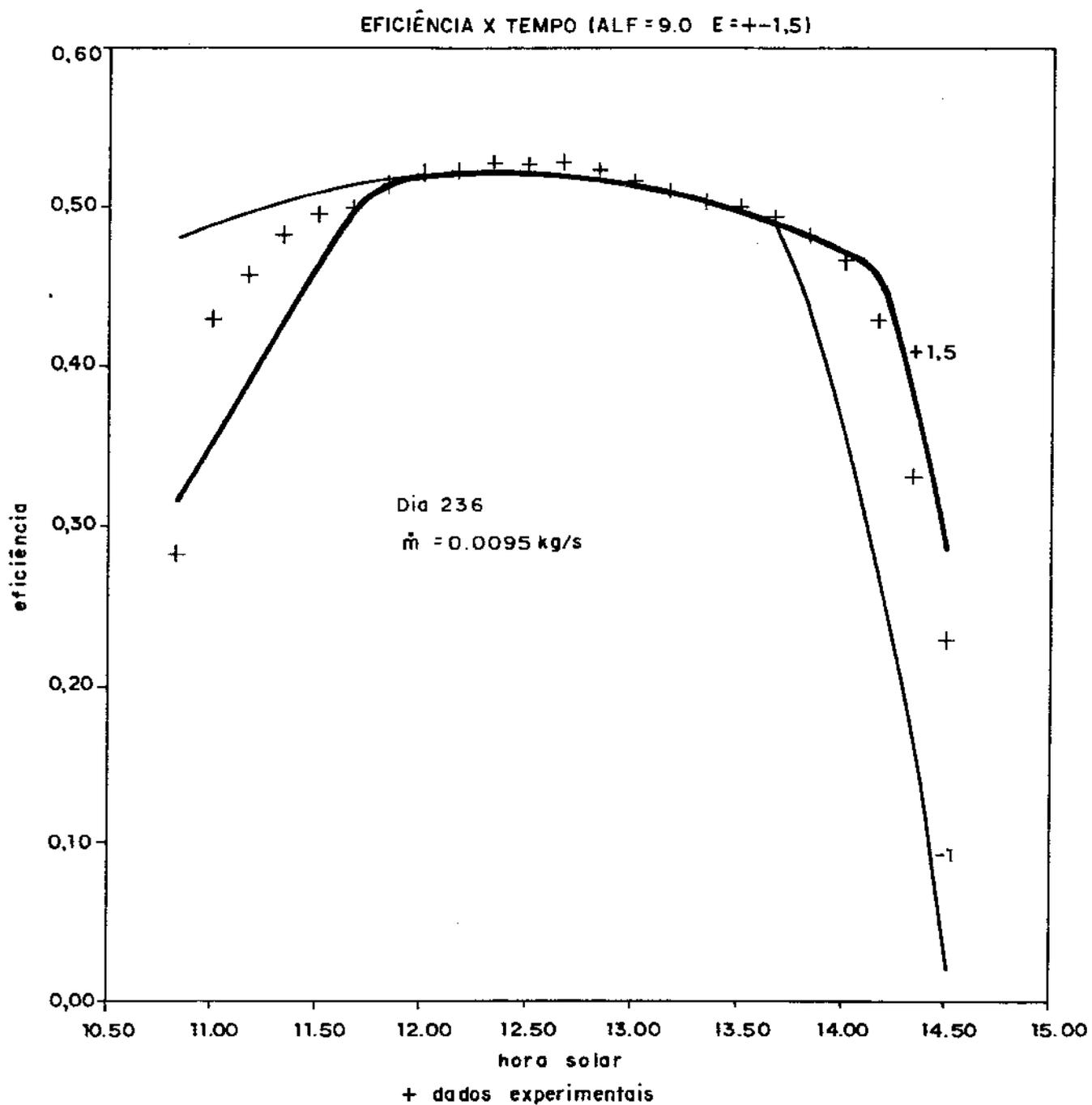


Figura 7.4: Resultados para o dia 236 com influência de erro de apontamento

EFICIÊNCIA X TEMPO (ALF=9.0 E=+-1.5)

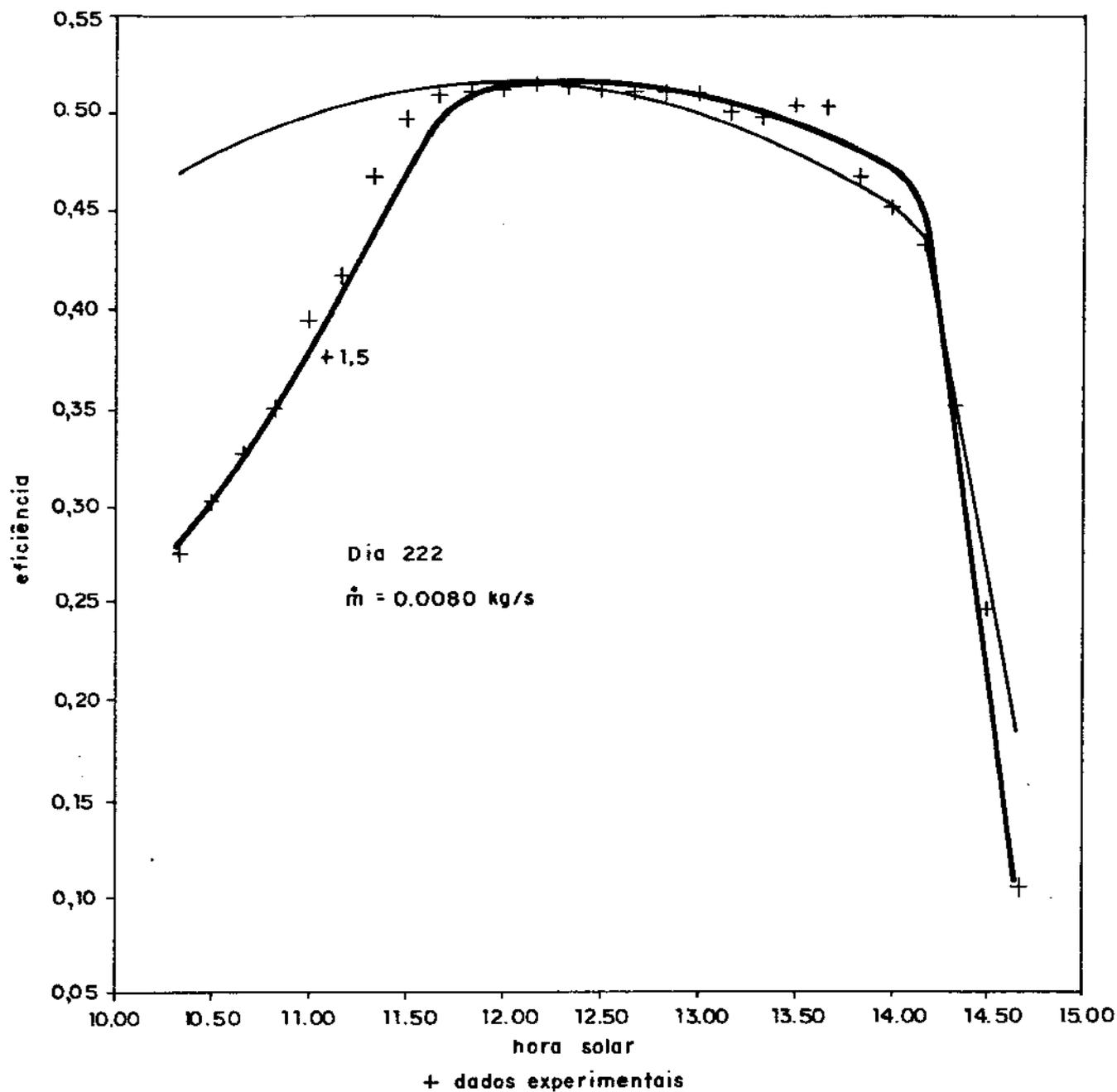


Figura 7.5: Resultados para o dia 222

superfície refletora.

Após estes testes, corrigiu-se a orientação do coletor e foram então realizados mais dois testes. A figura (7.8) mostra a comparação entre os resultados teóricos e experimentais para o dia 84 (24/03/88) e nota-se ainda uma discrepância no início do teste, aparentando serem baixos os valores de interceptação neste horário.

Olhando a figura (7.9) observamos ainda uma pequena defasagem entre o meio dia

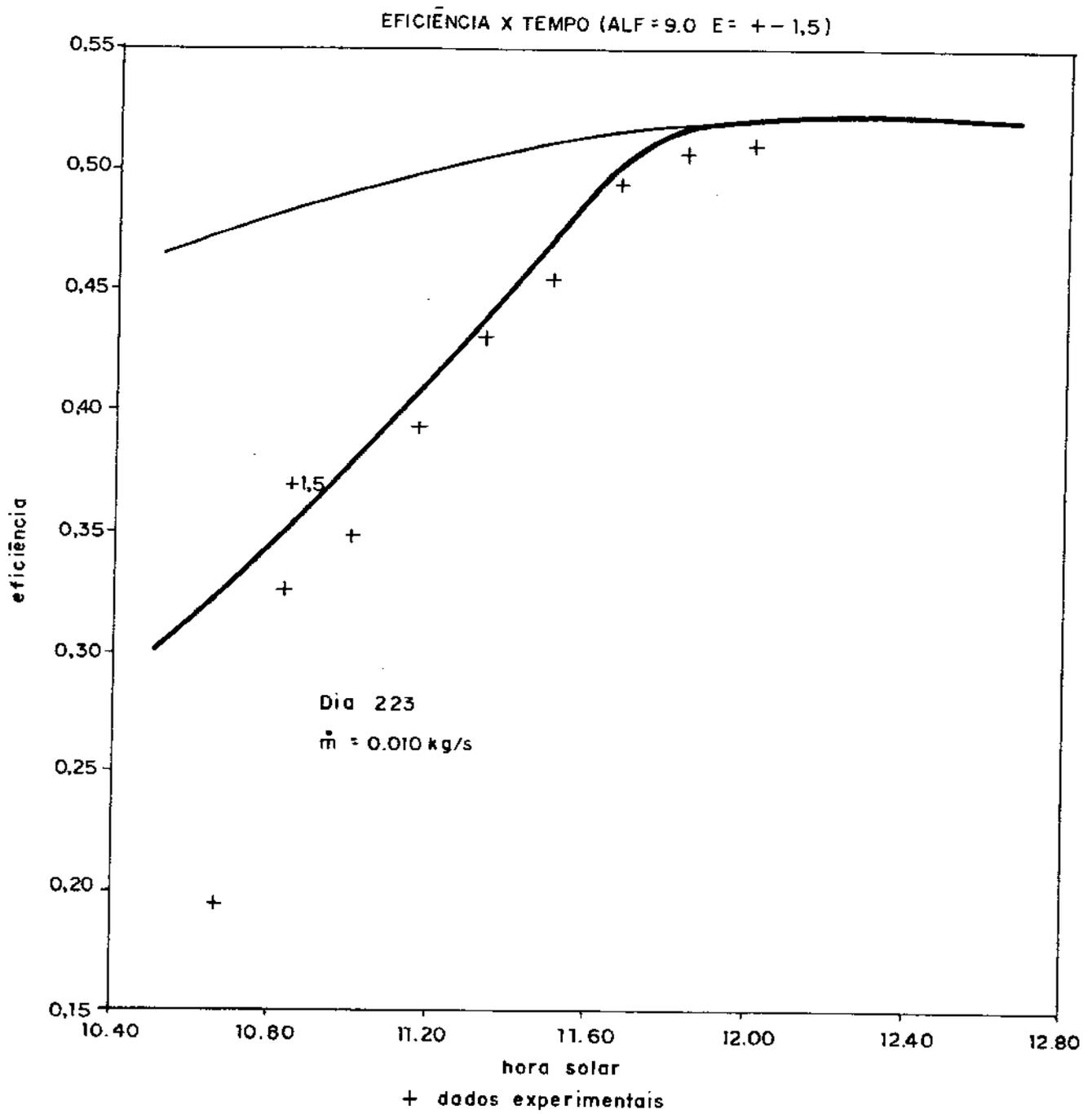


Figura 7.6: Resultados para o dia 223

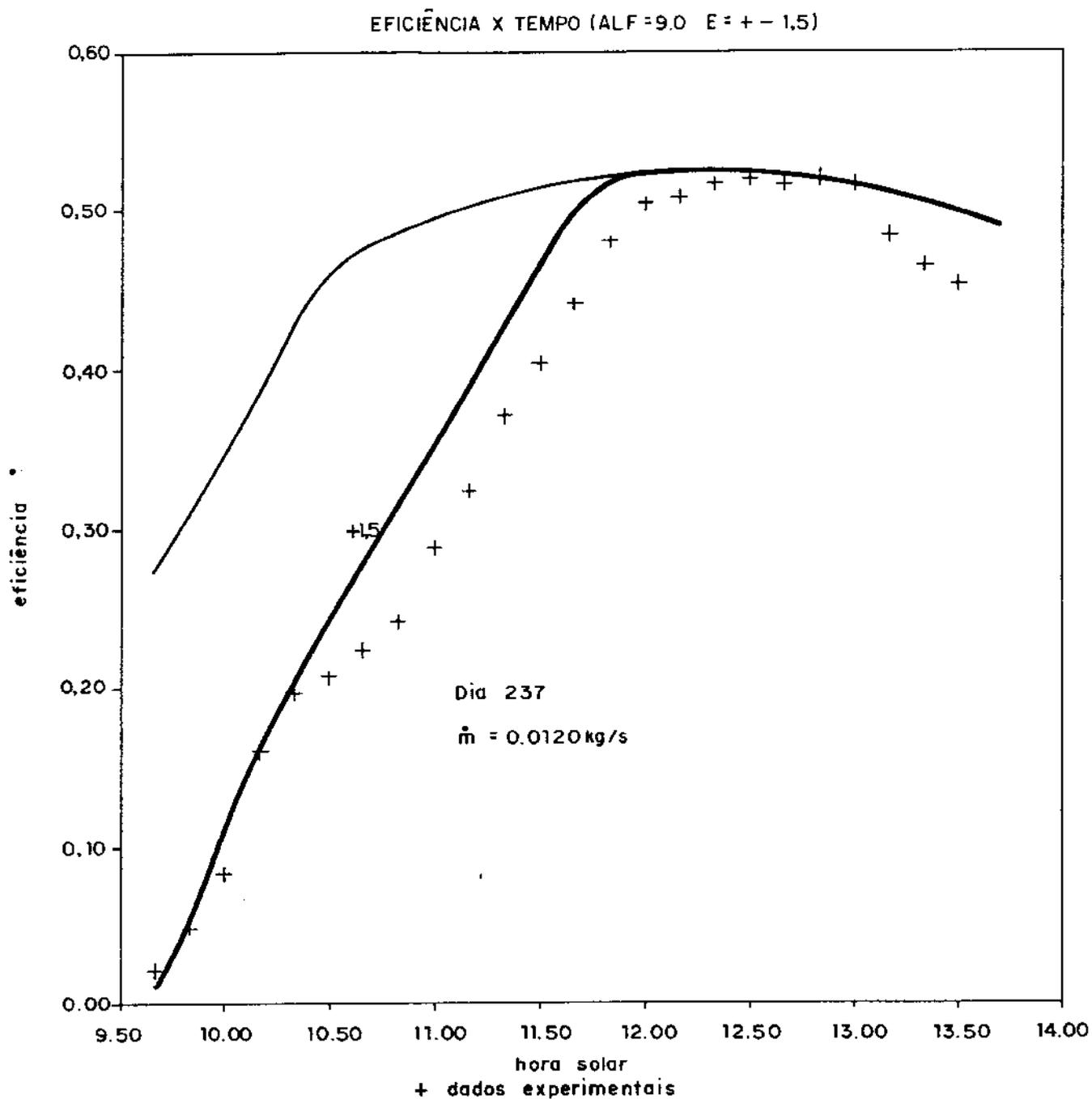


Figura 7.7: Resultados para o dia 237

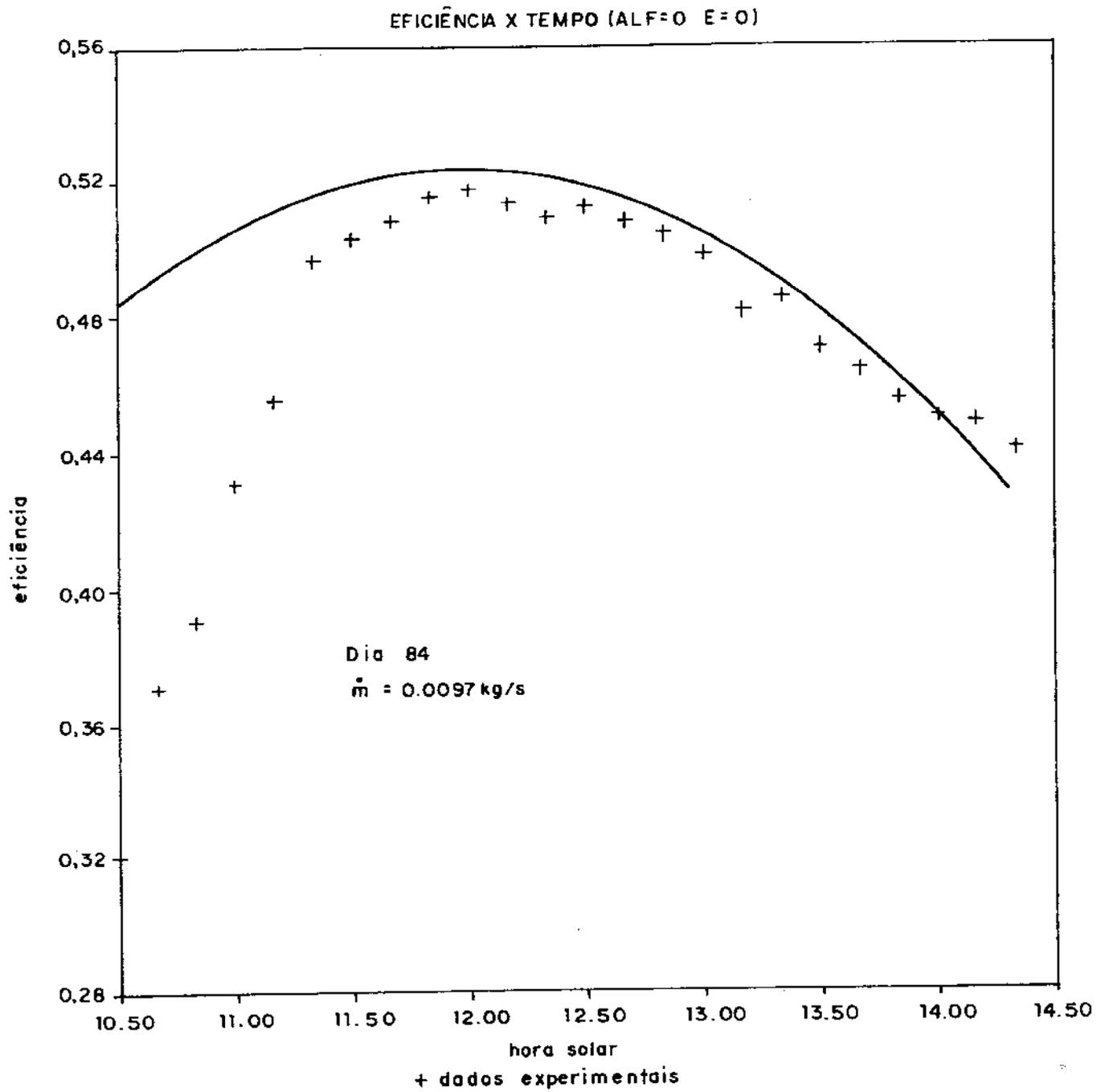


Figura 7.8: Resultados para o dia 84

solar esperado e o visto pelo coletor. Analisando a orientação do coletor verificamos esta estar correta e o erro mostrado pela saída do radiômetro indica um erro de 2° . Como a orientação foi feita pela base do coletor, chegamos à conclusão que este pequeno erro é provavelmente causado por um não completo alinhamento proveniente da construção do equipamento e praticamente inevitável. Considerando então este ângulo, foram obtidos os novos resultados que podem ser vistos nas figuras (7.10) para o dia 84 e 7.11 para o dia 91.

A variação da potência útil retirada pelo coletor com o transcorrer dos teste, figuras (7.12 a 7.14) para tres testes escolhidos entre todos, tem o mesmo comportamento das curvas de eficiência, o que é de ser esperar.

Finalmente apresentamos nas figura (7.15 a 7.18) a distribuição de temperaturas no tubo de calor para algumas situações de teste. Como o sistema trabalha, durante a maior parte do teste retirando potência quase constante, não ocorrem grandes variações de temperatura com o decorrer do tempo. Por esse motivo, escolhemos duas situações de dois testes para apresentarmos os resultados. Como o tubo metálico é bastante fino e os níveis de temperatura não são muito elevados, praticamente não ocorre condução axial pelo tubo e o que se nota, tanto no resultado numérico como no experimental é uma variação bastante brusca de temperatura entre o evaporador e o condensador.

Como o fluxo de calor no evaporador não é uniforme, notamos uma variação de temperatura circunferencial no tubo e isso pode ser verificado pelos quatro termopares colocados circunferencialmente no centro do evaporador e esta variação não pode ser prevista teoricamente pelo nosso modelo que assume temperatura circunferencialmente uniforme. A não consideração desta suposição complicaria demasiadamente o modelo forçando-se trabalhar com equações tridimensionais.

Devido a dificuldades de ordem prática, parte da região adiabática teve que ficar dentro do tubo de vidro, passando pelo mancal o que impossibilitou o efetivo isolamento. Uma outra parte ficou interna à bucha de nylon usada para centralização e por esses motivos o termopar da região adiabática ficou mais próximo do evaporador que do condensador.

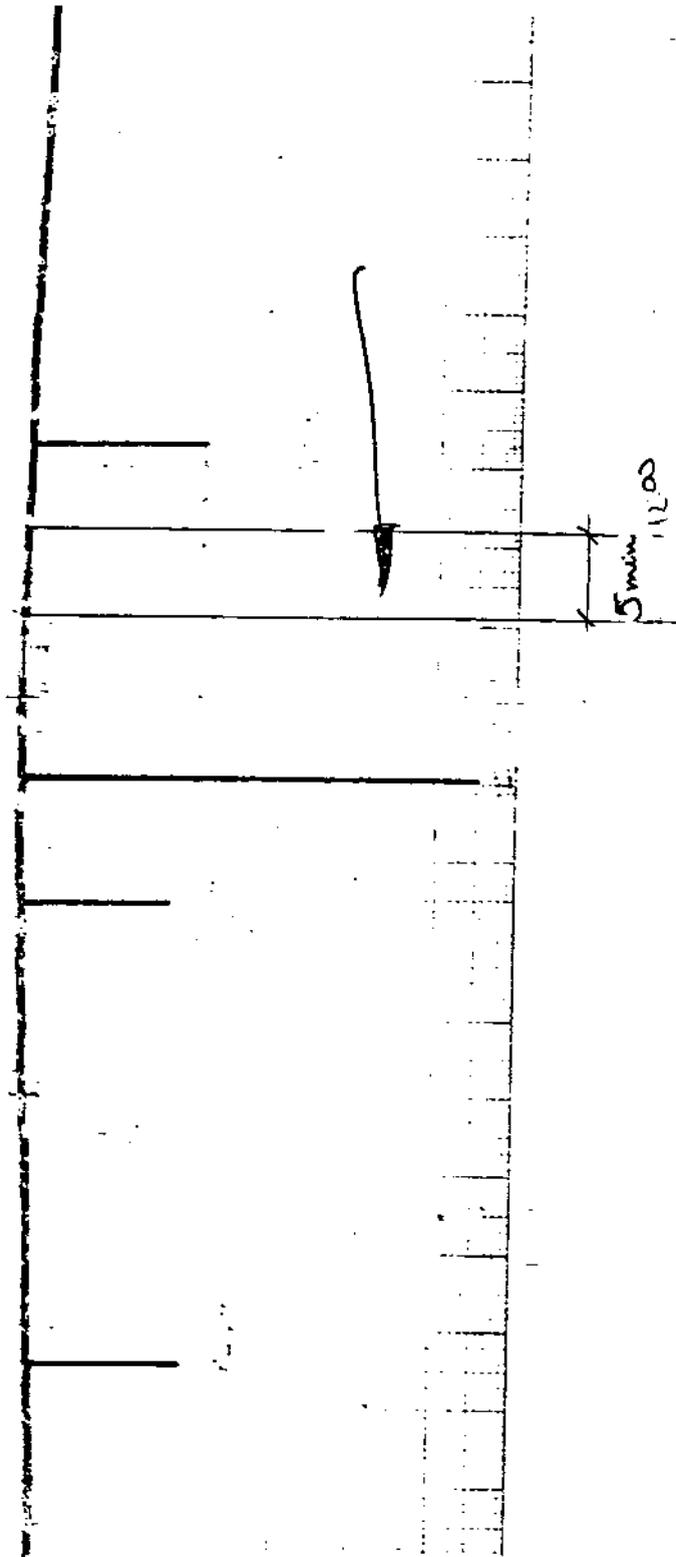


Figura 7.9: Saída parcial do radiômetro para o dia 84

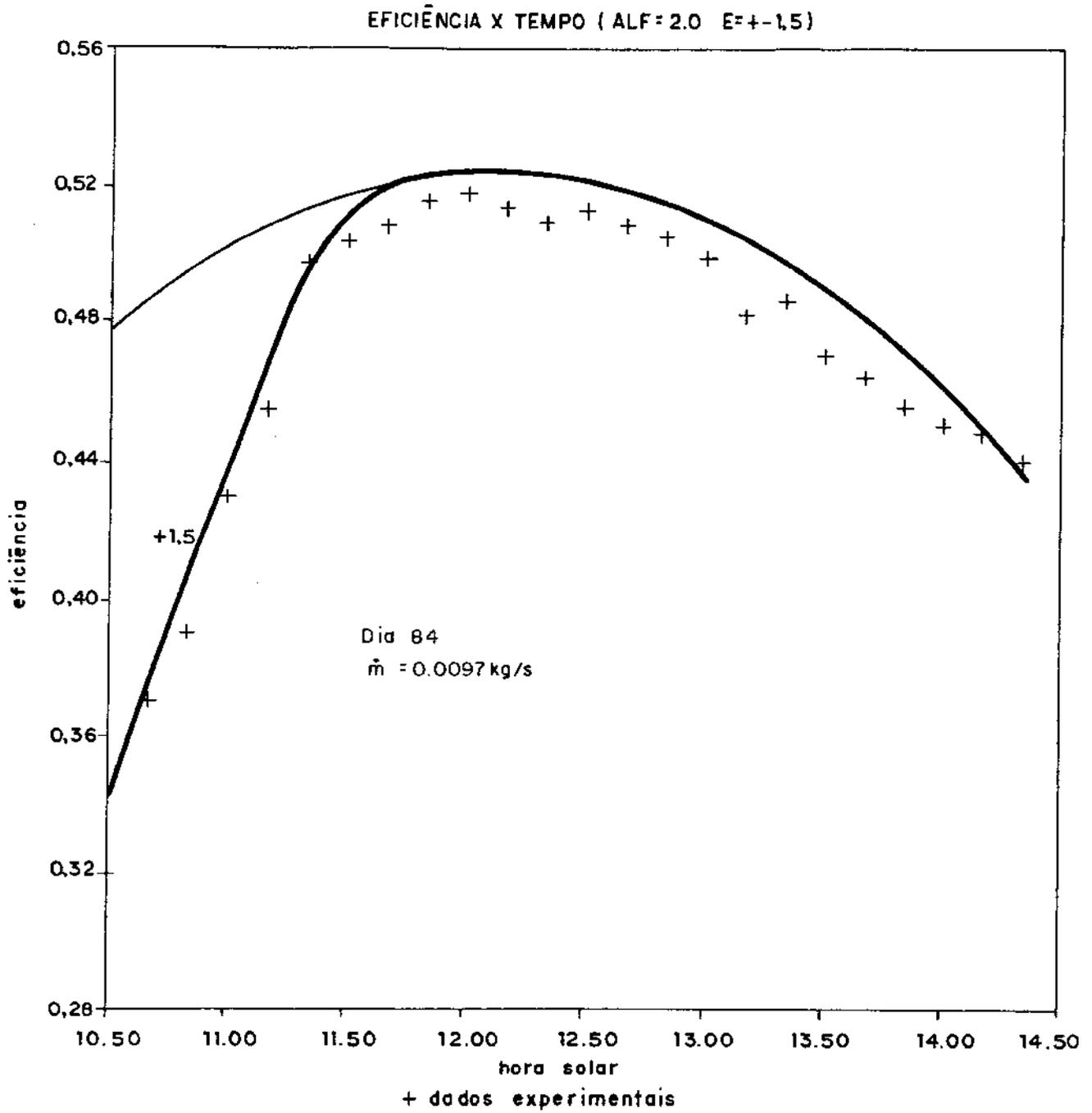


Figura 7.10: Resultados para o dia 84 com correção da orientação

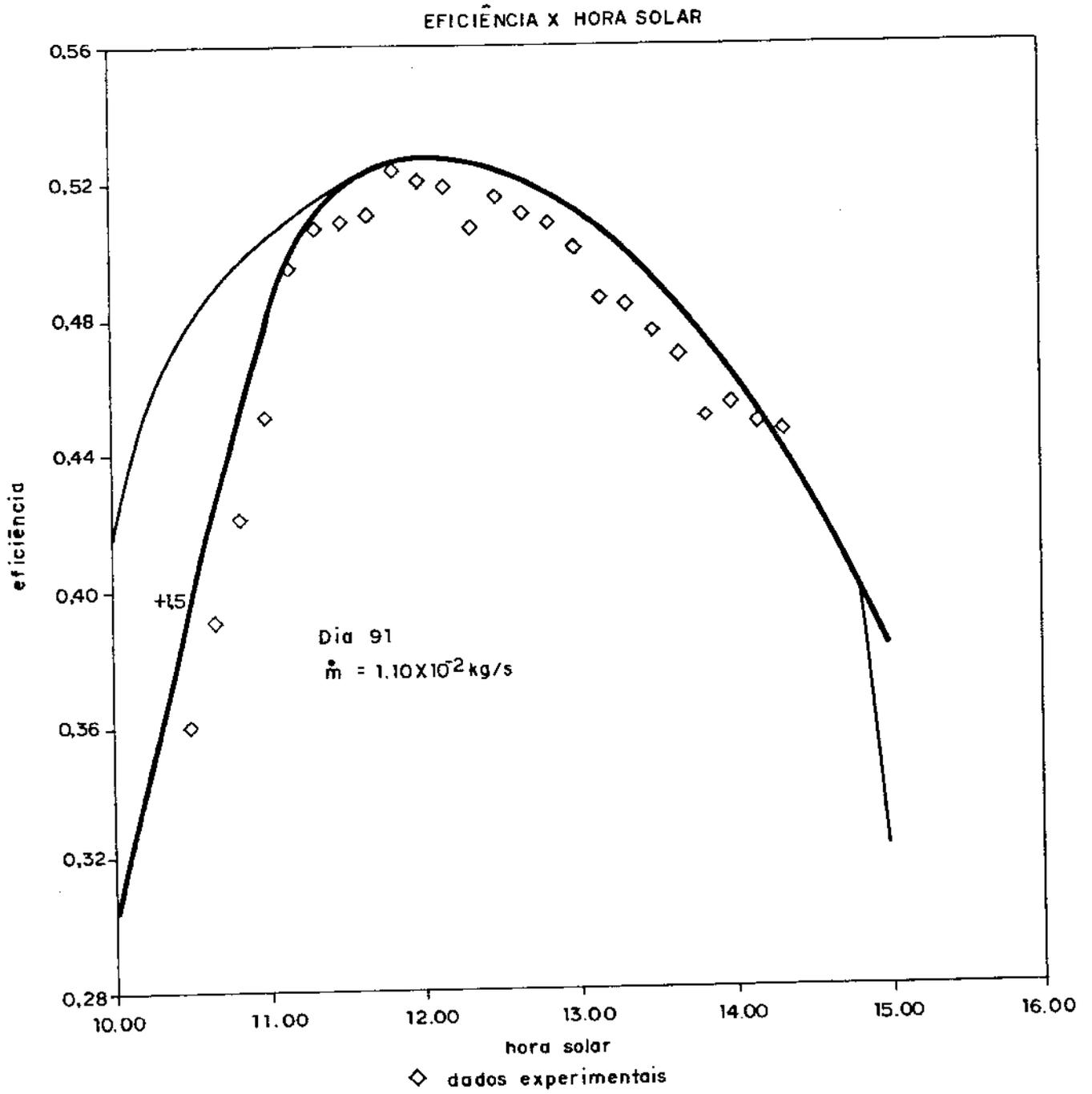


Figura 7.11: Resultados para o dia 91

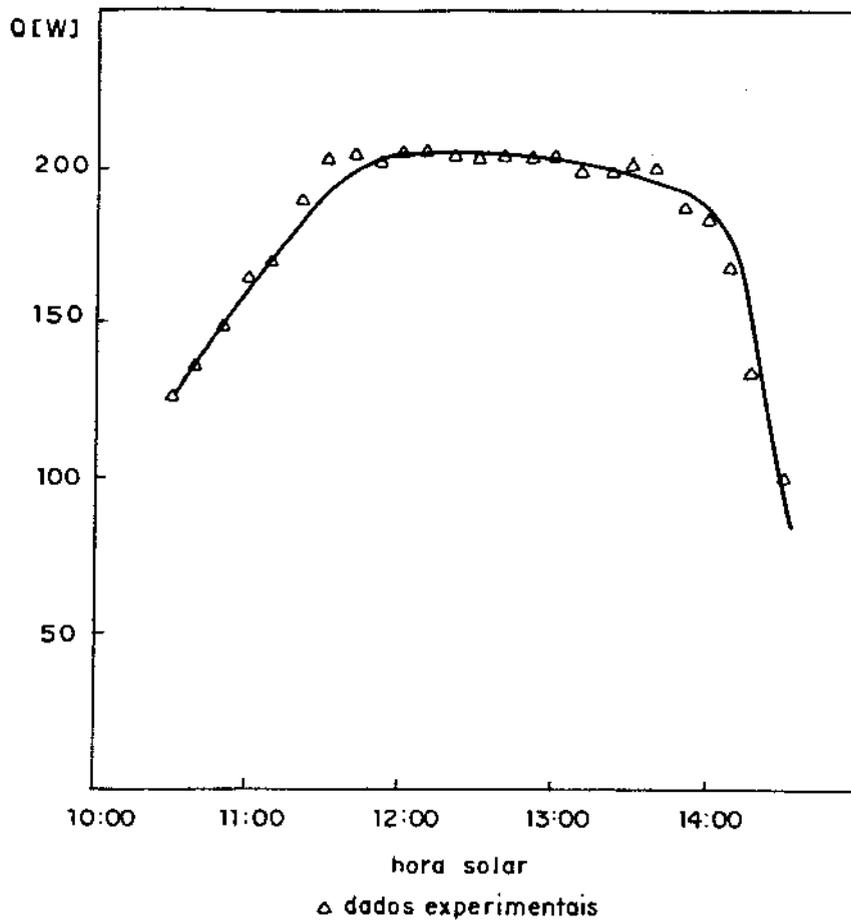


Figura 7.12: Potência útil para o dia 222

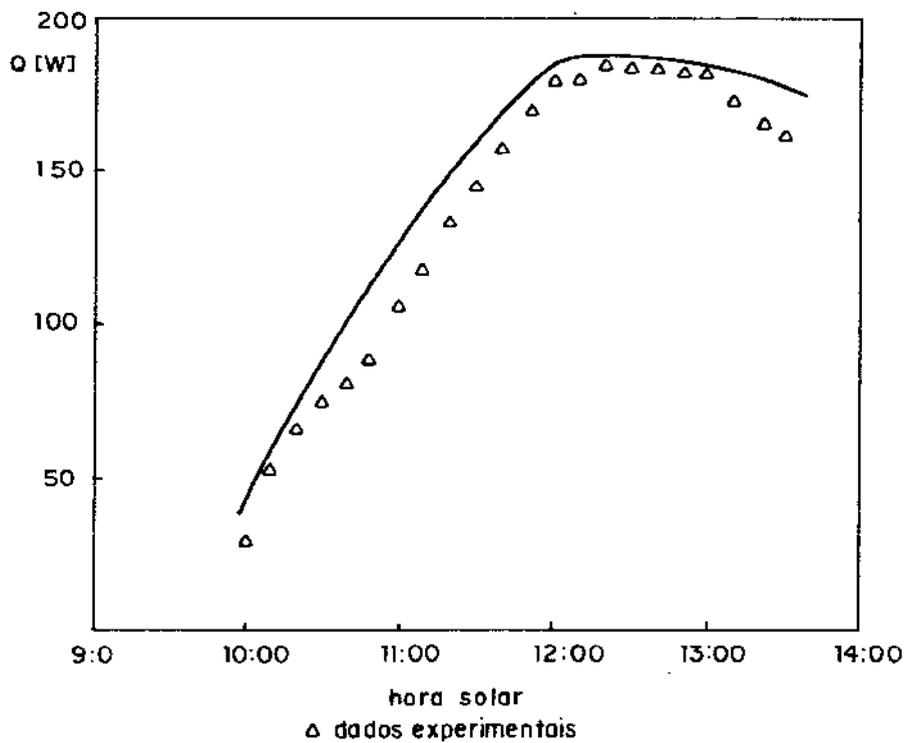


Figura 7.13: Potência útil para o dia 237

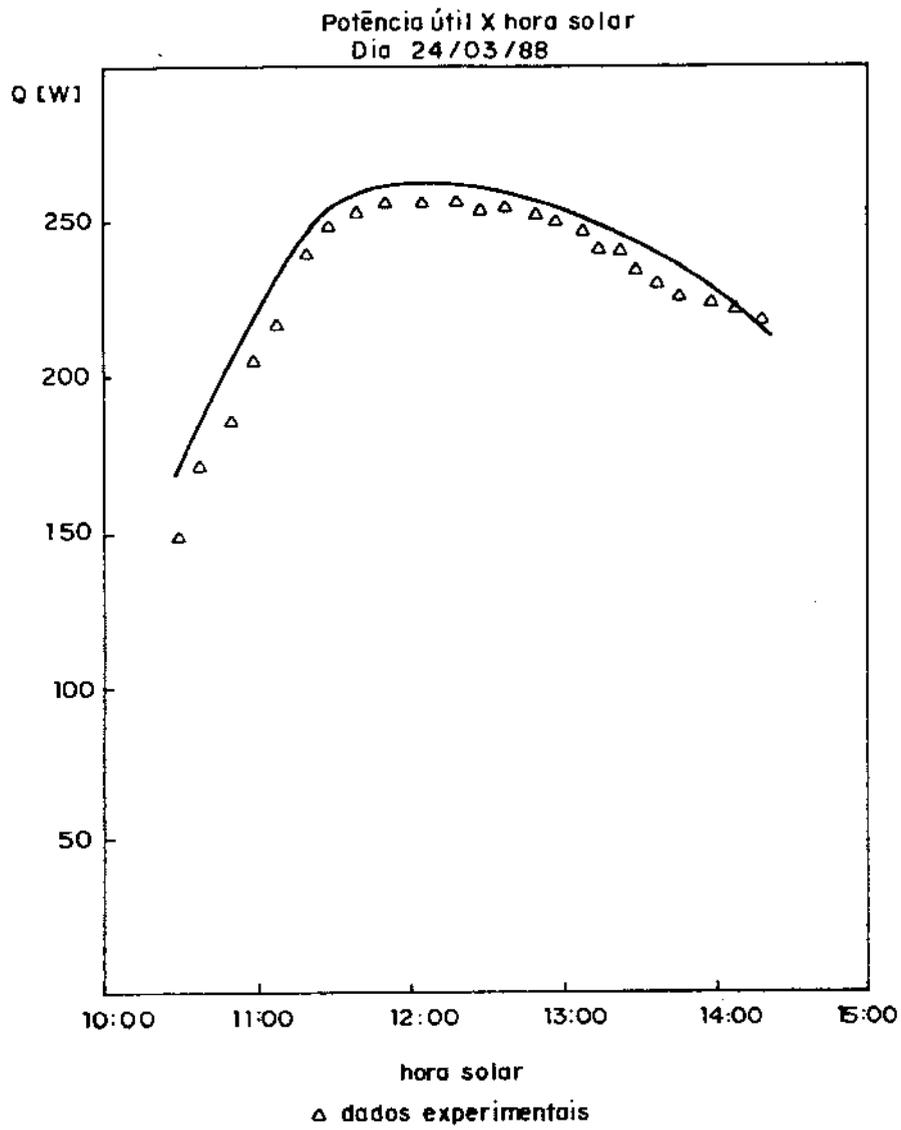


Figura 7.14: Potência útil para o dia 84

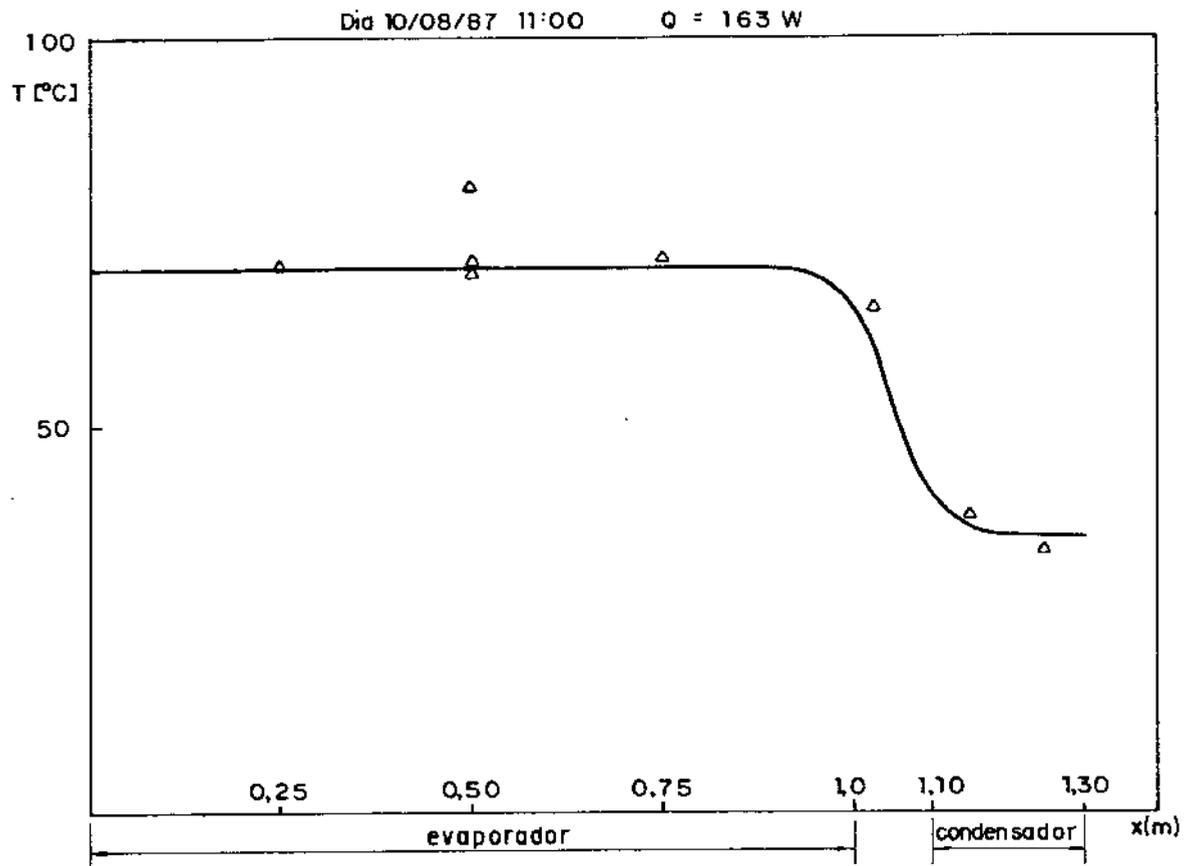


Figura 7.15: Distribuição de temperaturas no absorvedor

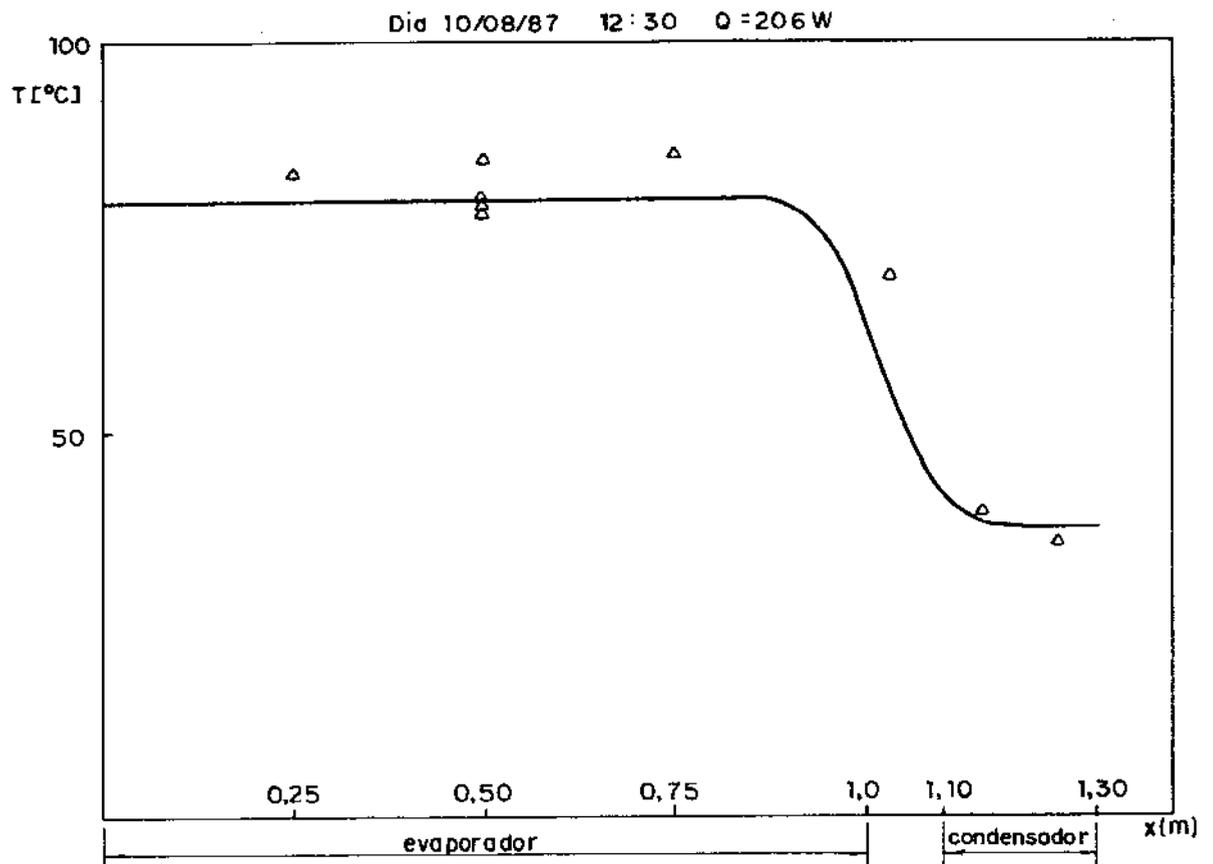


Figura 7.16: Distribuição de temperaturas no absorvedor

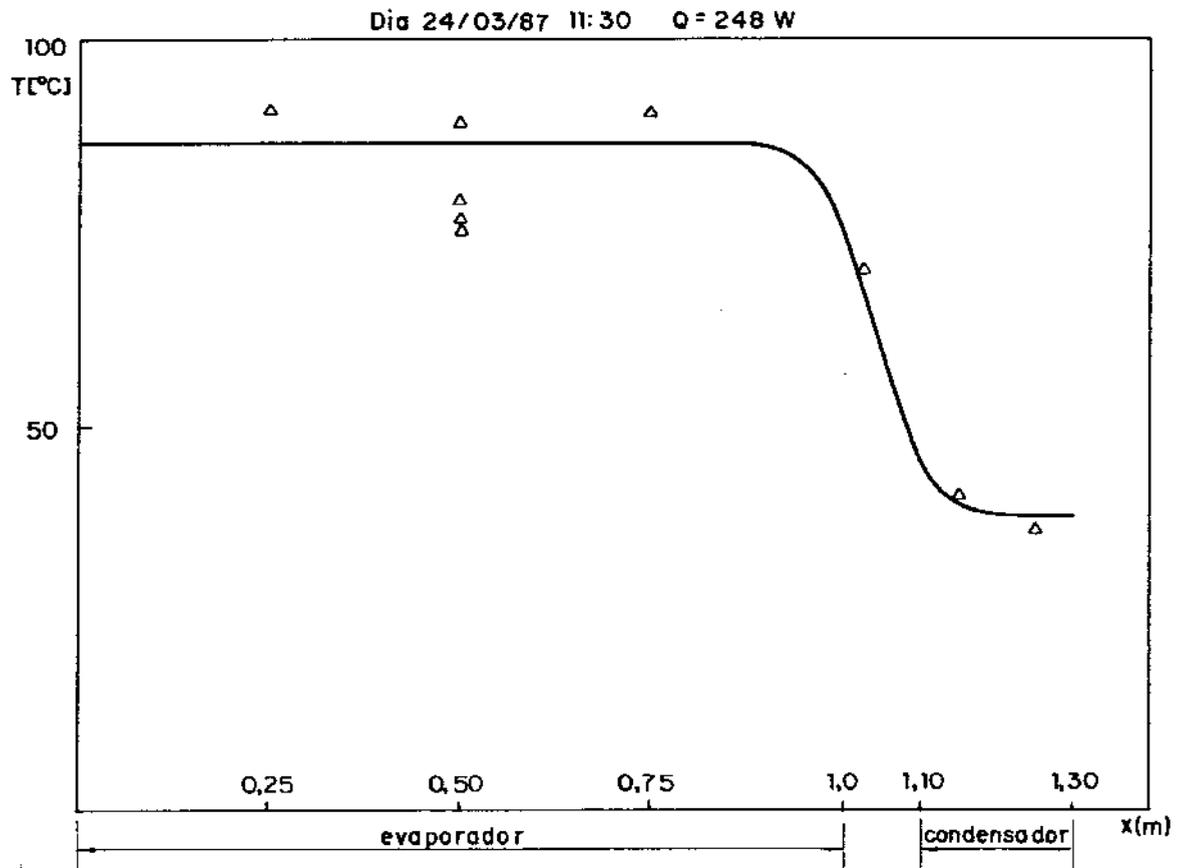


Figura 7.17: Distribuição de temperaturas no absorvedor

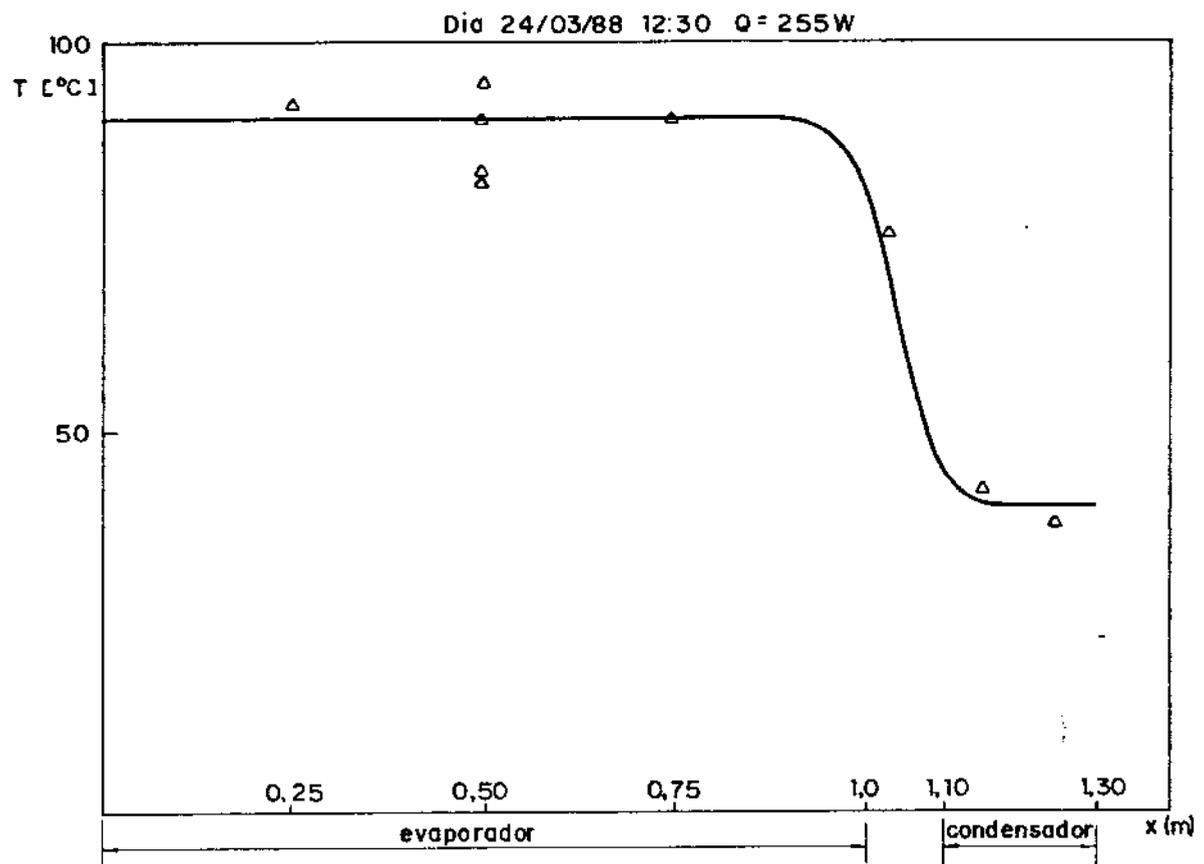


Figura 7.18: Distribuição de temperaturas no absorvedor

7.2 Orientação N-S

Nesta orientação, o coletor deve seguir continuamente o sol e para isso normalmente se usa seguidores que podem ser de dois tipos:

1. Os que fazem a perseguição pelo tempo, isto é, forçam o coletor a girar com uma velocidade angular fixa durante o teste ou fazem a correção de tempos em tempos, logicamente em espaços curtos.
2. Os que são construídos com fotocélulas e que procuram deixar o coletor sempre com o melhor apontamento possível

Pelos motivos já citados realizamos os testes nesta direção com ajustes periódicos da orientação. Como as temperaturas eram tomadas a cada 10min resolvemos corrigir a orientação nos intervalos das leituras.

Os resultados obtidos, comparados com os do modelo matemático supondo o seguimento contínuo estão, para três dias diferentes de testes, nas figuras (7.19 a 7.21).

Verificamos que a eficiência varia dentro de uma faixa estreita, nos gráficos apresentando exageradas devido à escala bastante aberta, e bem próximas das eficiências que seriam teoricamente alcançáveis com o seguimento total. Em parte isso é devido à baixa concentração do nosso sistema, que é aproximadamente igual a 5, e que para um erro de apontamento de aproximadamente 2° ainda mantém fator de interceptação unitário. Nota-se ainda um caráter oscilatório nos resultados devido ao tipo de ajuste de apontamento feito.

As distribuições de potência e temperatura foram suprimidas devido a apresentarem as mesmas características dos casos anteriores.

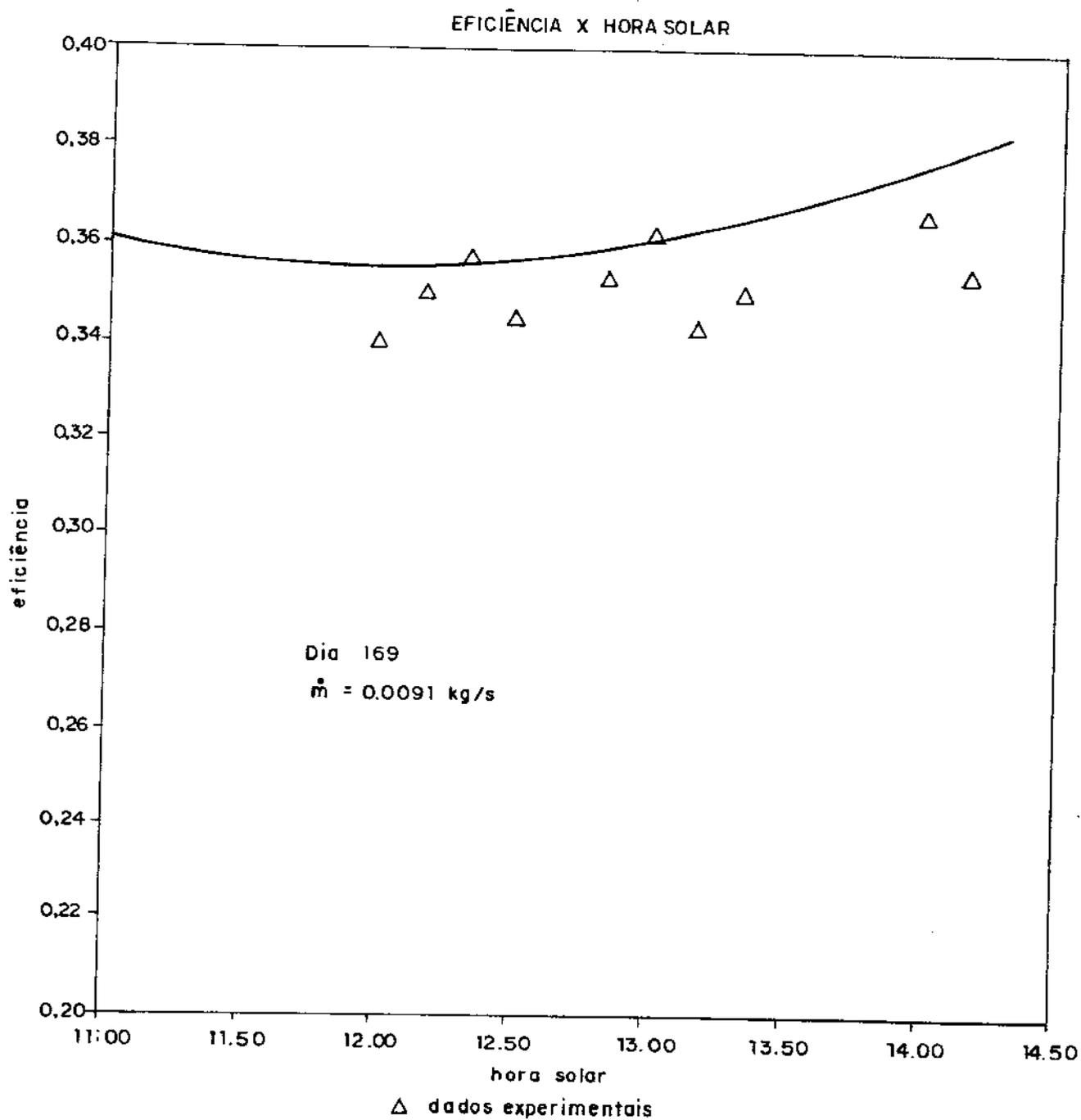


Figura 7.19: Teste do dia 169 - orientação N-S

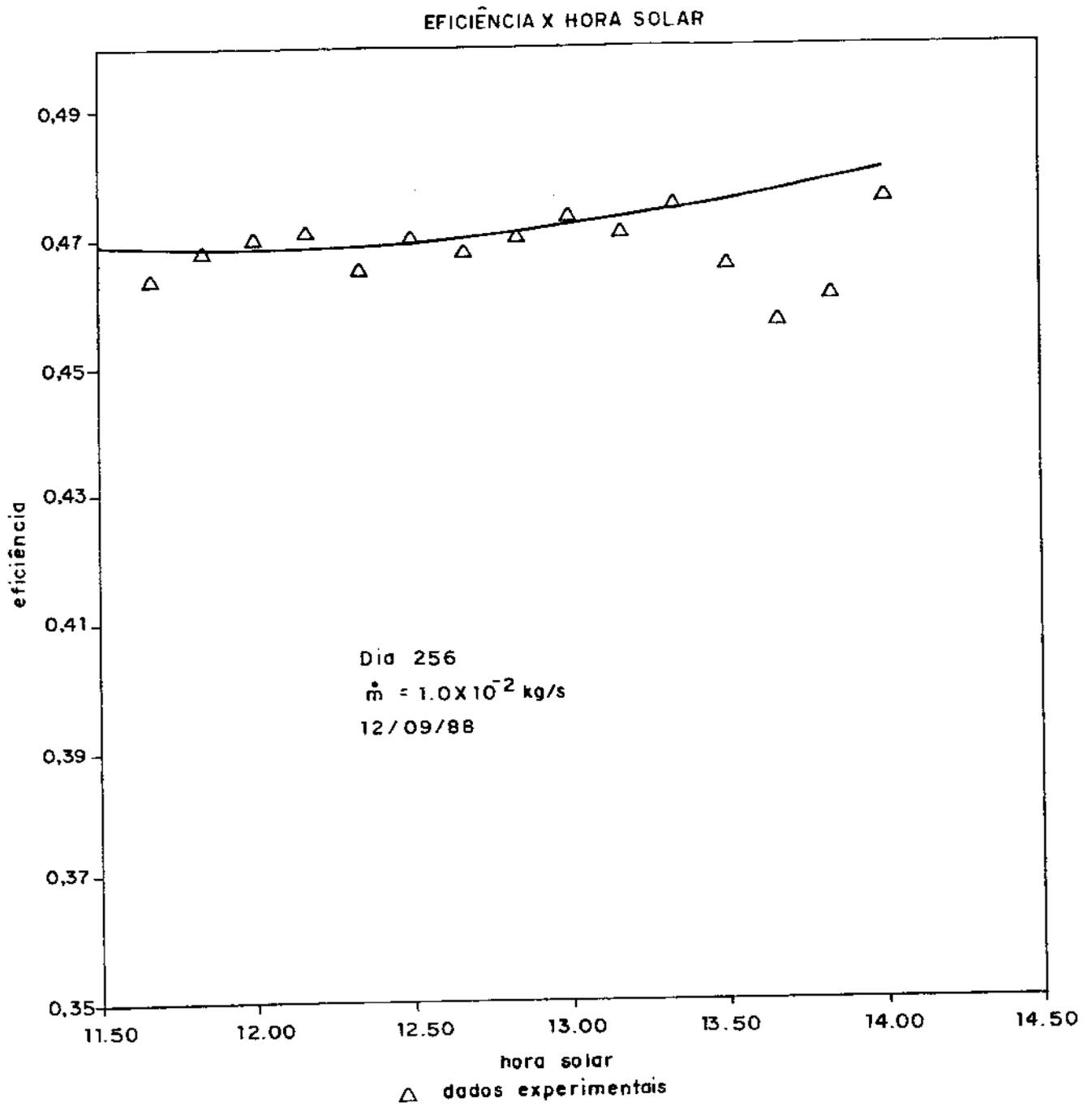


Figura 7.20: Teste do dia 256 - orientação N-S

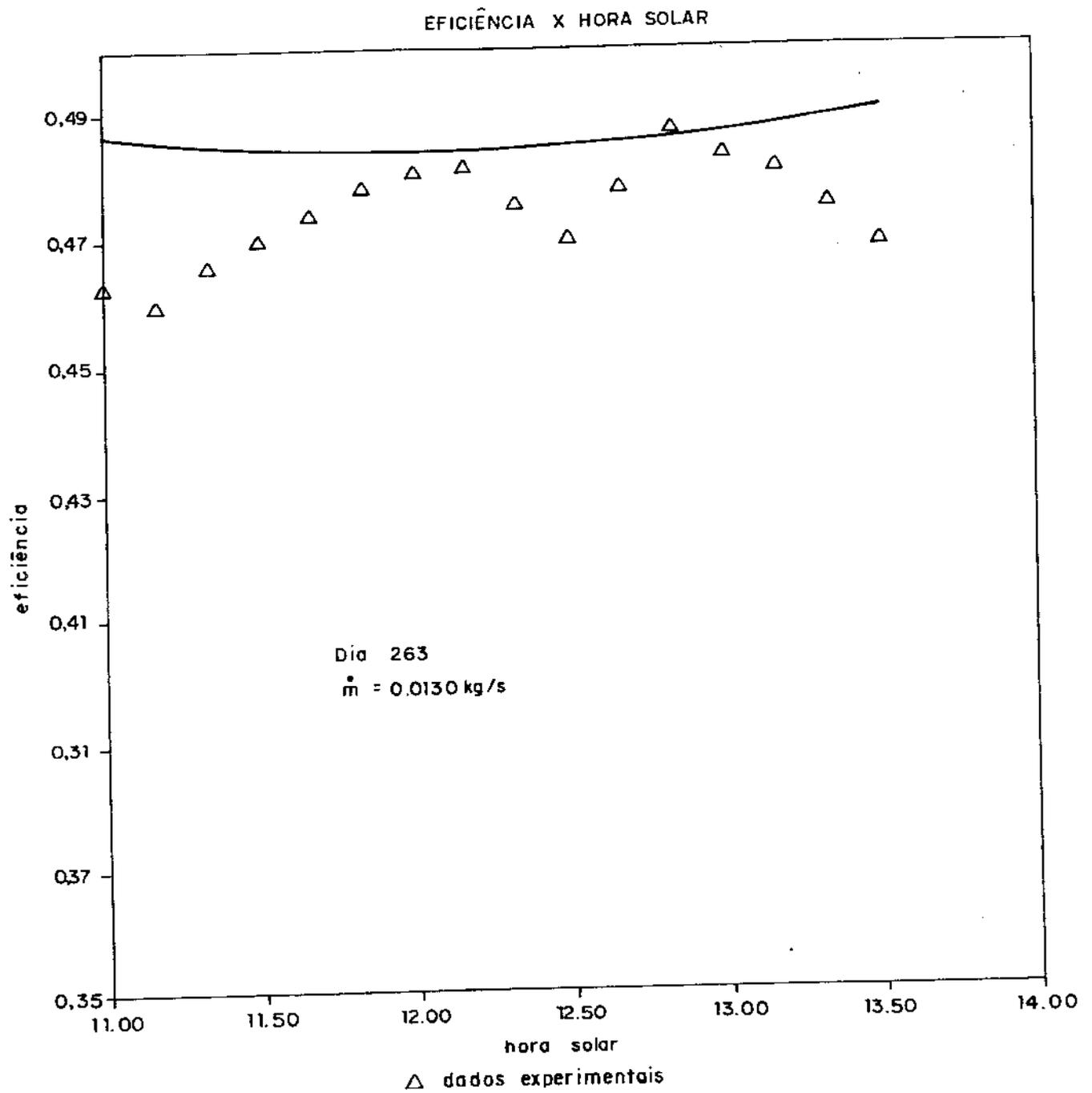


Figura 7.21: Teste do dia 263 - orientação N-S

Capítulo 8

Aplicação em um sistema de aquecimento de água

8.1 Introdução

Uma vez que o modelo matemático apresentou boa concordância em relação aos resultados experimentais, podemos utilizá-lo para prever o comportamento de um sistema de coletores com a finalidade de se obter o aquecimento de determinado fluido.

Um modelo de um sistema de grande porte, para potências entre 50 e 500MW, usando um coletor parabólico formado por heliostatos, foi feito e analisado por Broze et alii [68]. Nossa meta aqui não é chegar a sistema deste porte que exigem grandes áreas e insolação, conseguidas por eles em desertos, mas sim conseguir projetar um sistema pequeno que funcione como alternativa ao uso de eletricidade ou queima de combustível para aquecimento.

Vamos nos limitar ao uso de uma série de coletores do porte daquele por nós testados. Poder-se-ia aumentar a área de abertura do coletor aumentando-se a largura e/ou o comprimento do espelho. Entretanto, isto nos leva a dois problemas: o primeiro é que, com o aumento da concentração, decorrente de uma maior área de abertura, o apontamento do coletor passa a ser muito importante, e usando-se coletores fixos, por exemplo na direção L-O somente com um ajuste diário, teríamos a diminuição do número de horas de interceptação máxima; e o segundo, é analisar o comportamento de tubos de calor muito longos pois estes podem apresentar comportamentos bastante diferentes dos previstos pelo nosso modelo.

8.2 Modelamento do sistema

Antes de passarmos ao sistema propriamente dito, vamos analisar alguns pontos relacionados a cada coletor em particular e também os dados de radiação solar disponíveis.

O primeiro ponto a ser verificado é a variação da eficiência do coletor com a tempe-

EFICIÊNCIA MÁXIMA X TEMP. ENTRADA

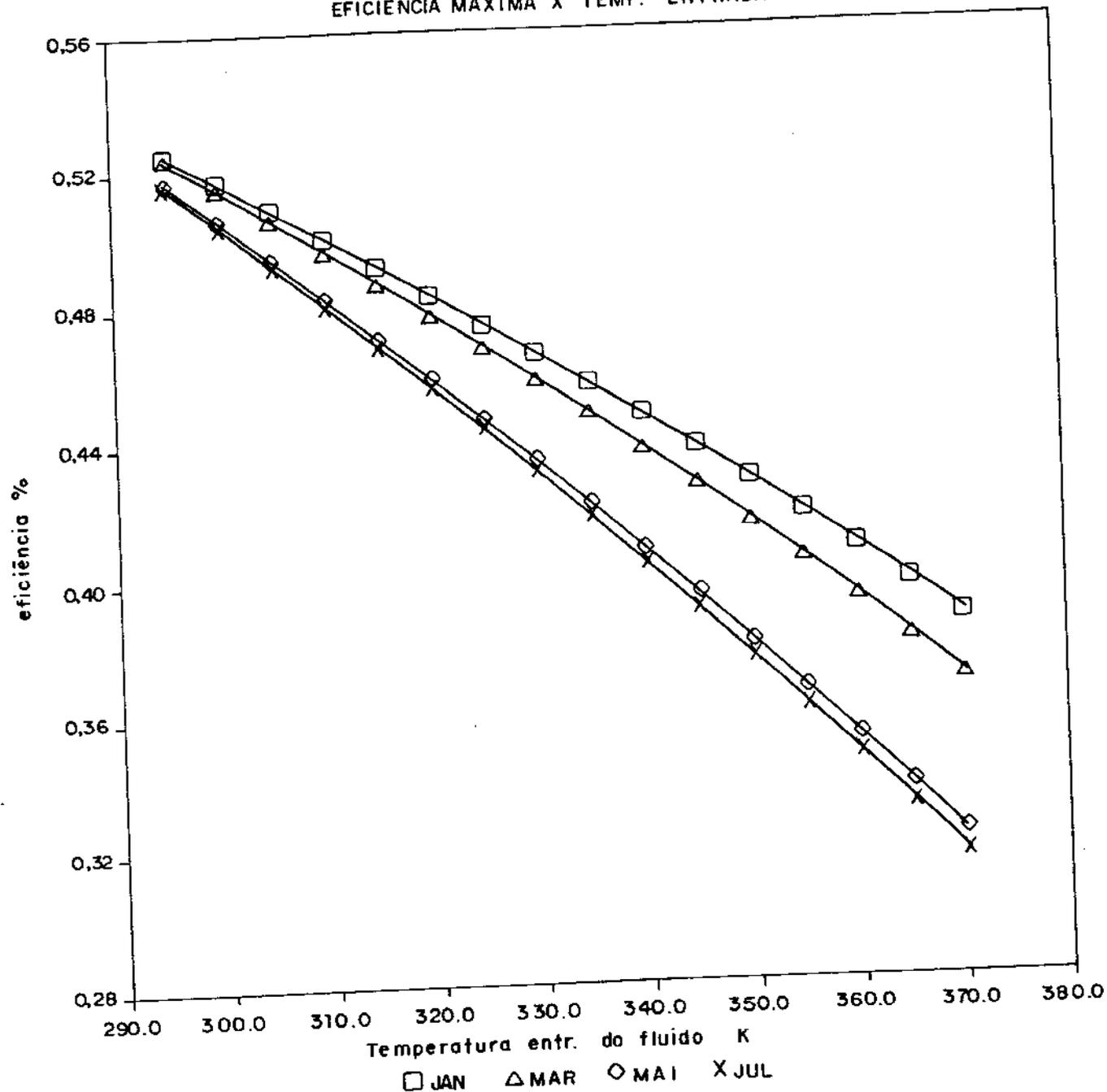


Figura 8.1: Eficiência máxima versus temperatura de entrada

ratura de entrada do fluido. Na figura (8.1) apresentamos curvas de eficiência máxima em função da temperatura de entrada do fluido para o dia 15 de alguns meses.

Outro dado importante é o número de horas de interceptação máxima para os diversos meses, para a latitude da cidade de Campinas, considerando ser este o local de instalação do sistema e considerando também o coletor na orientação desejada. Uma curva que mostra essa variação, para orientação na direção L-O, pode ser vista na figura (8.2).

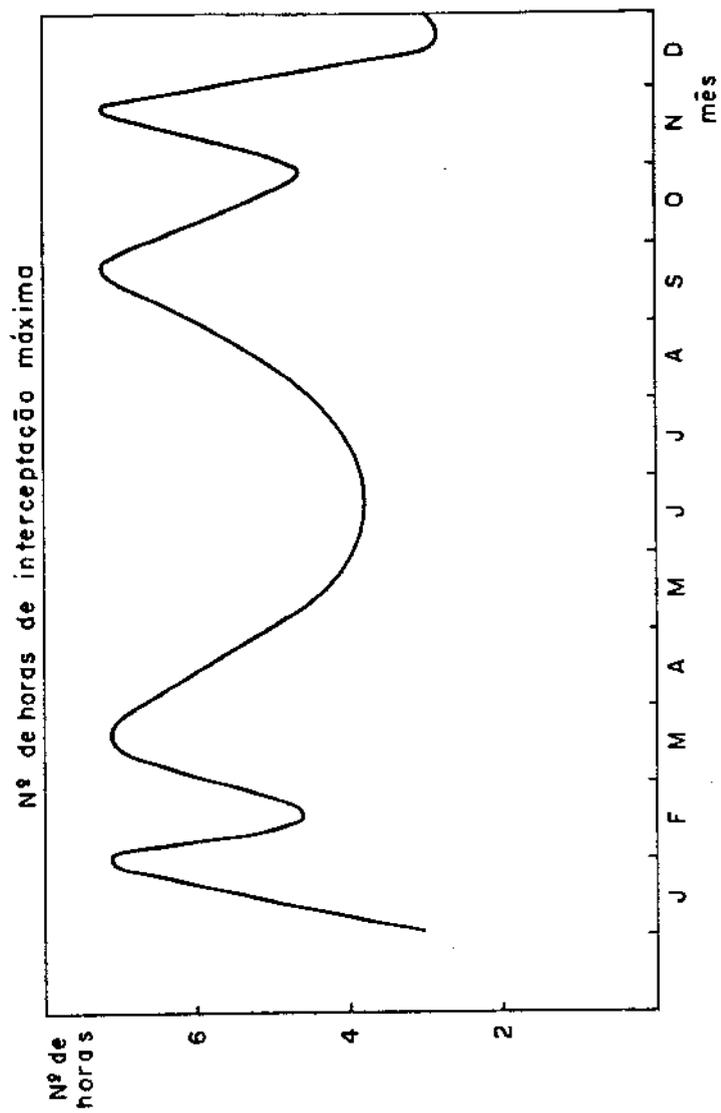


Figura 8.2: Número de horas de interceptação máxima

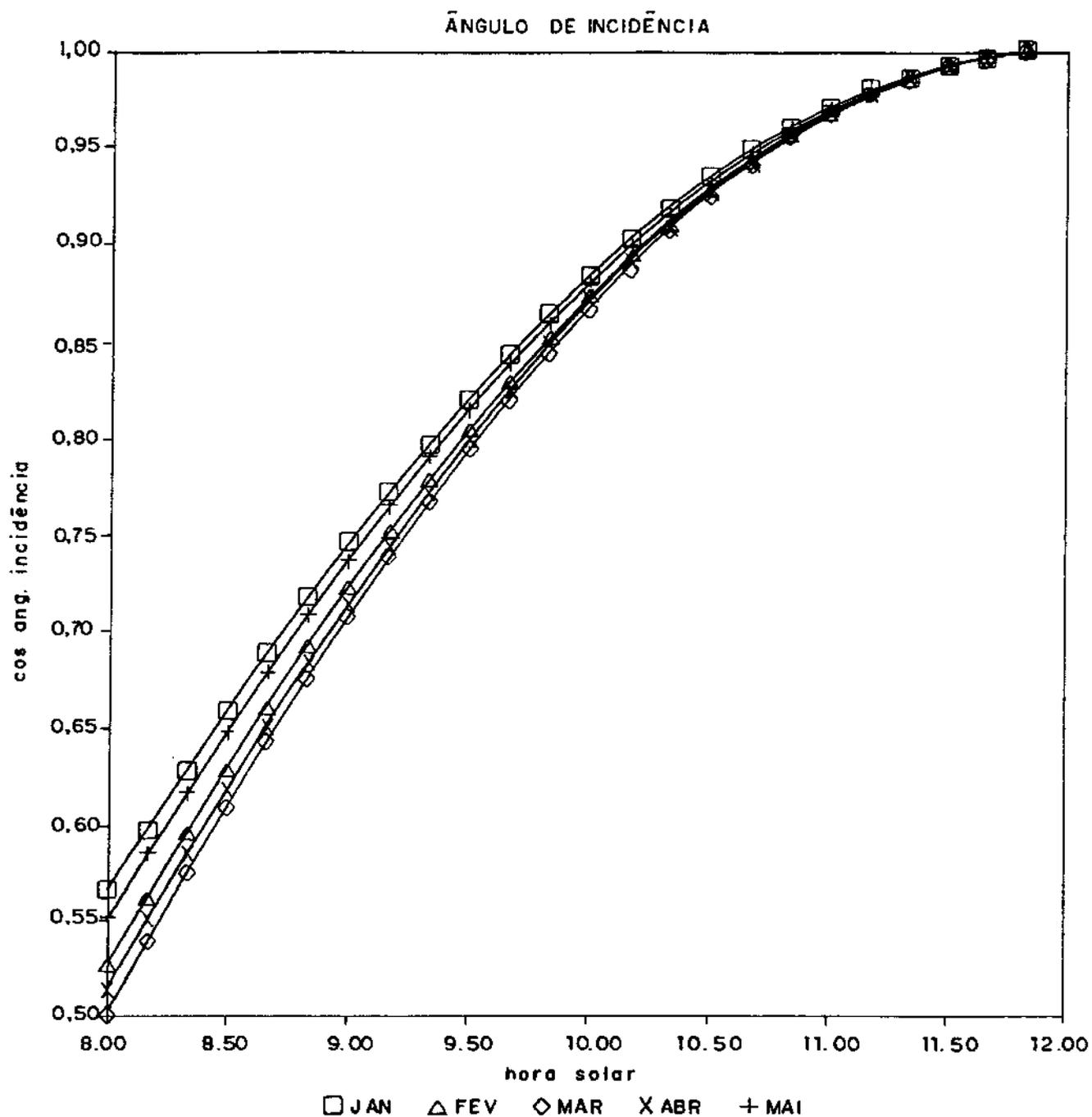


Figura 8.3: Cosseno do ângulo de incidência

As figuras (8.3 a 8.5) apresentam a variação do cosseno do ângulo de incidência para a mesma orientação. Estes dados são importantes para o projeto de sistema de coletores e nos permite determinar as horas adequadas de utilização deste sistema.

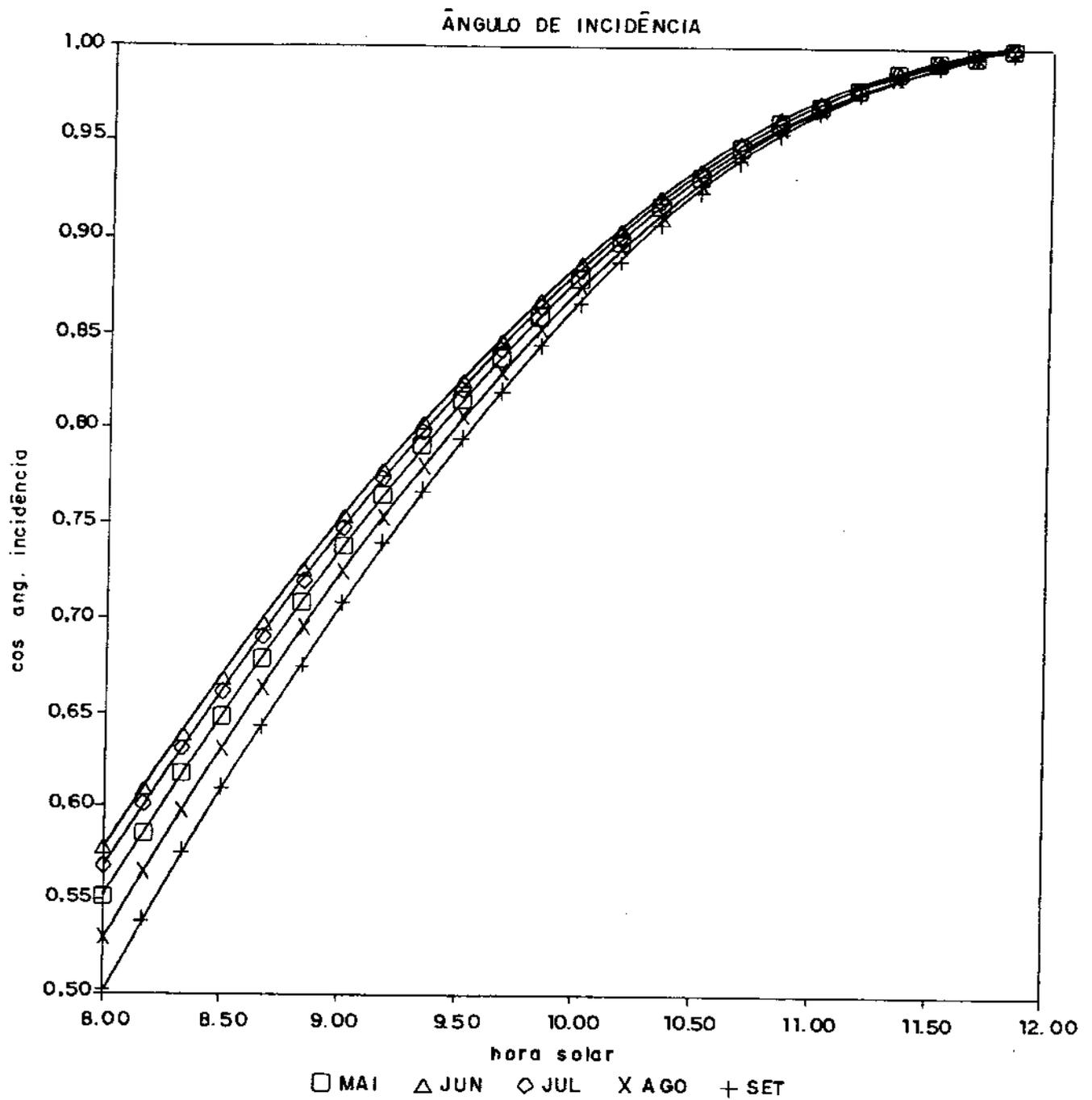


Figura 8.4: Cosseno do ângulo de incidência

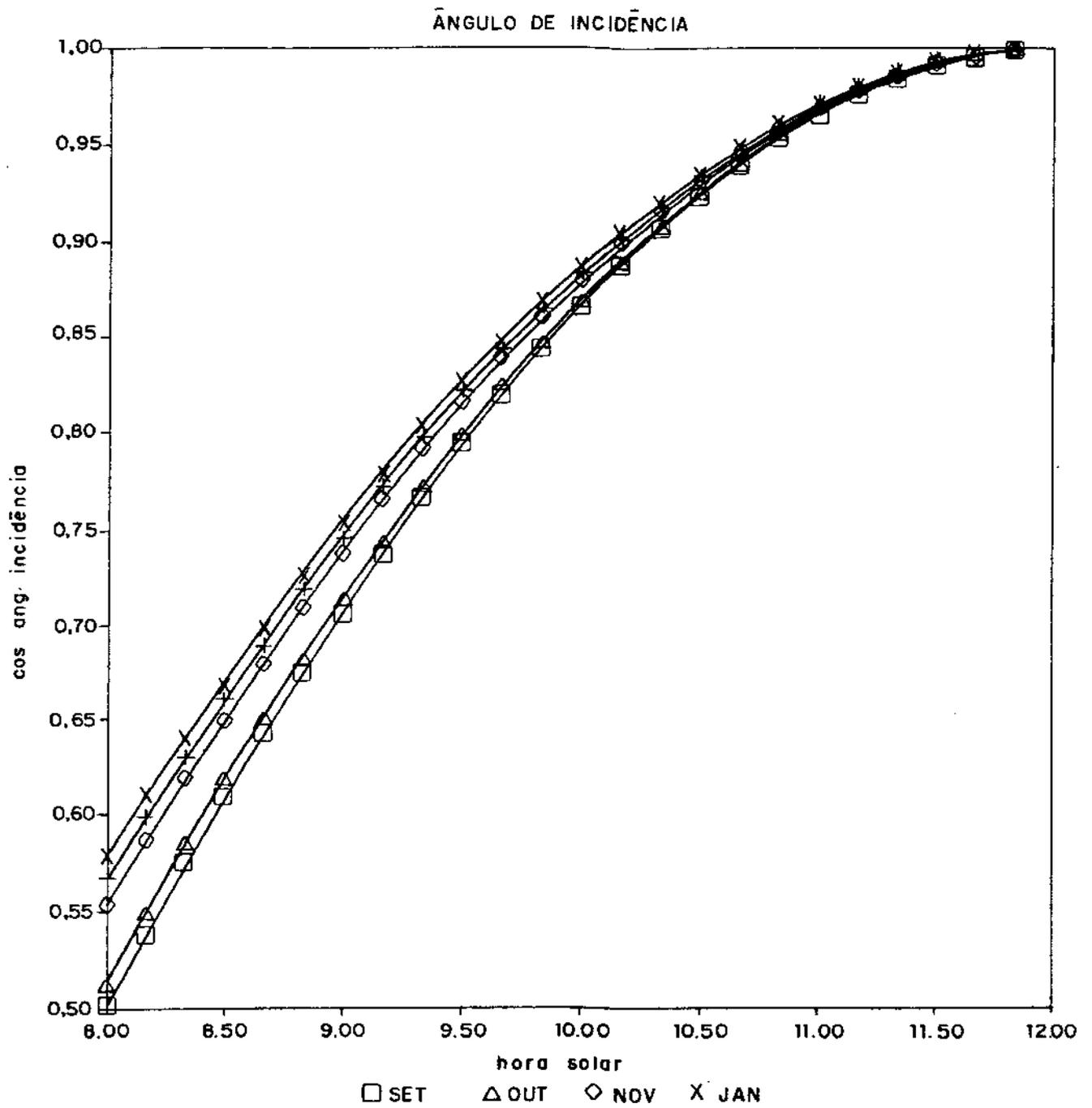


Figura 8.5: Cosseno do ângulo de incidência

Necessitamos também informações à respeito da distribuição anual da radiação solar no local de instalação. Estes dados podem ser encontrados por exemplo em Löf et alii [69] que para a cidade de Campinas nos fornecem os valores da tabela (8.1).

Mês	Radiação total horizontal	% horas limpas	Mês	Radiação total horizontal	% horas limpas
JAN	560	52	JUL	340	74
FEV	530	55	AGO	390	72
MAR	480	58	SET	440	56
ABR	420	66	OUT	510	56
MAI	360	73	NOV	550	56
JUN	320	68	DEZ	550	49

Tabela 8.1: Dados de radiação total e porcentagem de horas de insolação

Como os valores tabelados são médias diárias para radiação total medidas na horizontal, precisamos adequá-los às nossas necessidades de médias horárias de radiação direta em superfícies inclinadas. As transformações necessárias são encontradas em Kreider e Kreith [70].

O primeiro passo é transformar médias diárias em médias horárias em radiação total. Para isso podemos usar as curvas da figura (8.6) que foram tiradas da referência [70] mas que são originais da referência [71].

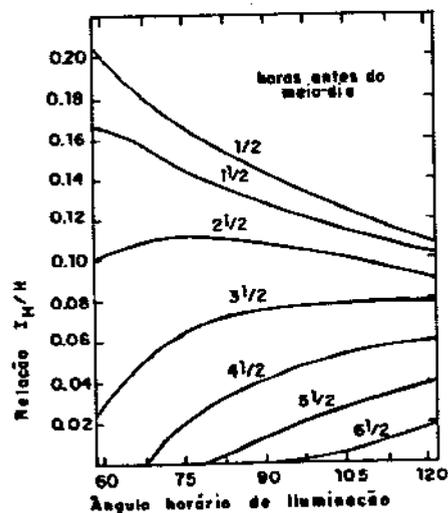


Figura 8.6: Curvas de conversão de médias diárias em médias horárias

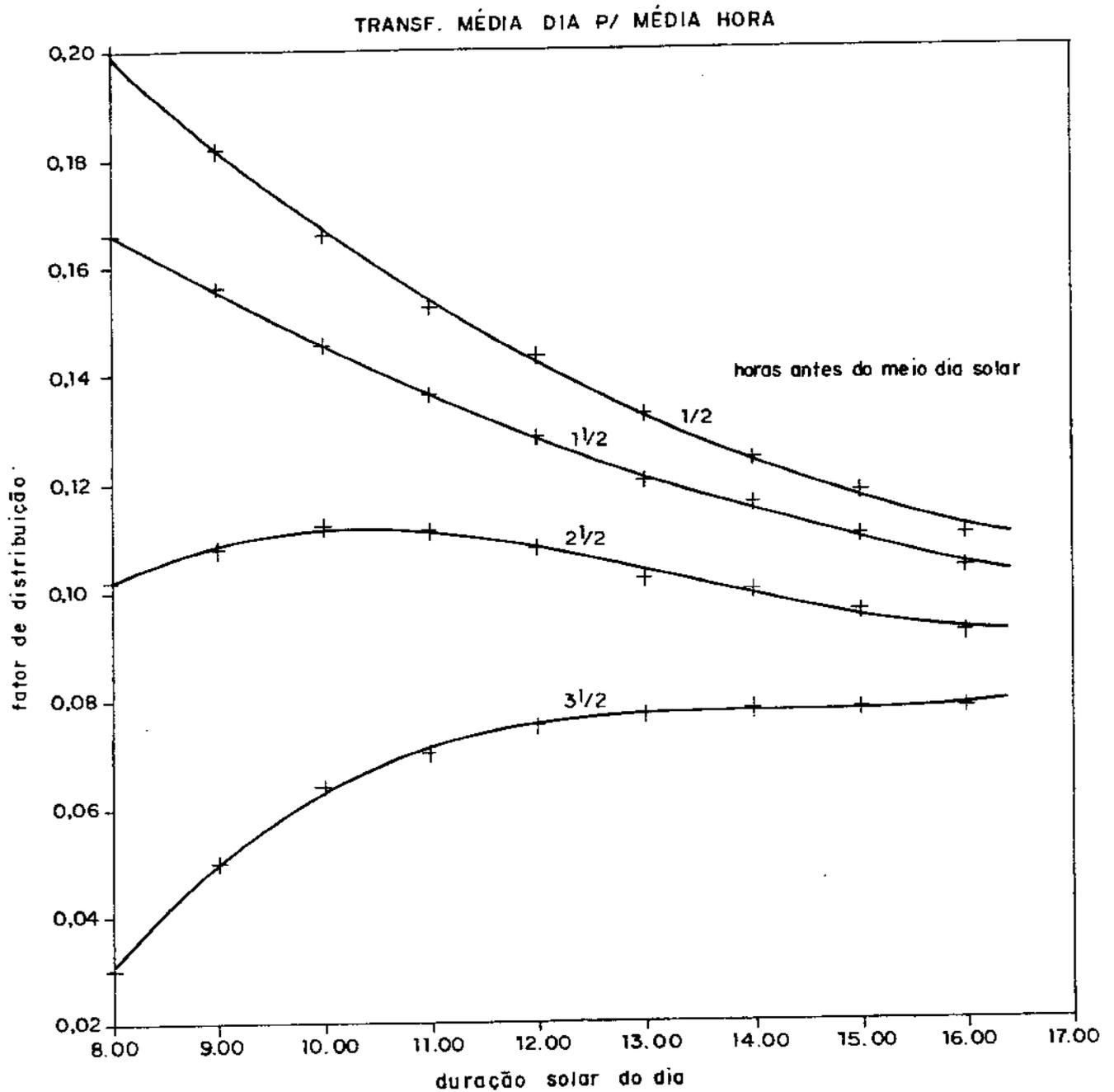


Figura 8.7: Curvas de conversão de médias diárias em médias horárias obtidas por regressão

Como desejamos fazer uma análise do sistema via programa computacional as curvas não são a maneira mais prática para este fim. Então, fizemos uma regressão polinomial, usando critérios de quadrados mínimos e obtivemos polinômios de segundo e terceiro grau que originaram as curvas da figura (8.7).

Podemos notar que as curvas obtidas representam bem as curvas originais.

Tendo médias horárias de radiação total em uma superfície horizontal podemos encontrar estimativas de médias horárias de radiação direta normal aos raios solares através das relações:

$$k_T = \frac{I_H}{(I_{ext} \text{ sen } \beta)}$$

$$k_B = \frac{I_B}{I_{ext}} \quad (8.1)$$

com I_H a média horária de radiação total em uma superfície horizontal, I_{ext} a radiação direta normal fora da atmosfera terrestre, dada na tabela (8.2), β a altura solar média no intervalo de tempo em estudo, k_T é a porcentagem possível de radiação total horizontal, k_B é a porcentagem de radiação direta normal e I_B é a intensidade desta radiação.

MES	$I_{ext} [kW/m^2]$	MES	$I_{ext} [kW/m^2]$
JAN	1.41	JUL	1.33
FEV	1.40	AGO	1.34
MAR	1.38	SET	1.36
ABR	1.36	OUT	1.38
MAI	1.34	NOV	1.40
JUN	1.33	DEZ	1.41

Tabela 8.2: Radiação direta normal externa à atmosfera

A relação entre k_B e k_T é dada por

$$k_B = A_i k_T + B_i \quad (8.2)$$

com valores de A_i e B_i apresentados na tabela (8.3) e a curva que relaciona os valores dos k 's na figura (8.8).

Finalmente obtemos

$$I_B = k_B I_{ext} \quad (8.3)$$

Para obter a radiação direta em uma superfície inclinada basta usar a relação

$$I_{BT} = I_B \cos i \quad (8.4)$$

com I_B obtido de (8.3), $\cos i$ é o cosseno do ângulo de incidência em relação à normal à superfície e I_{BT} é a média horária da intensidade de radiação direta normal à esta superfície e que é o dado desejado.

k_T	A_i	B_i
> 0.05	0.04	0.0
$0.05 \leq k_T < 0.15$	0.01	0.002
$0.15 \leq k_T < 0.25$	0.06	-0.006
$0.25 \leq k_T < 0.35$	0.32	-0.071
$0.35 \leq k_T < 0.45$	0.82	-0.246
$0.45 \leq k_T < 0.55$	1.56	-0.579
$0.55 \leq k_T < 0.65$	1.69	-0.651
$0.65 \leq k_T < 0.75$	1.49	-0.521
$0.75 \leq k_T \leq 0.85$	0.27	0.395

Tabela 8.3: Valores usados na relação entre k_B e k_T

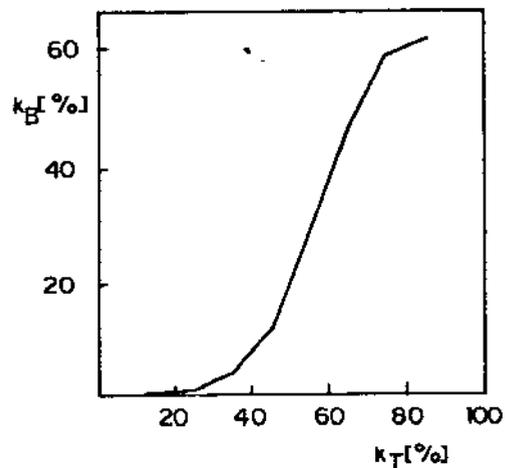


Figura 8.8: Relação entre k_B e k_T

Nas figuras (8.9 a 8.11) são mostradas curvas deste parâmetro para um coletor orientado na direção L-O com apontamento correto no meio dia solar, para o dia 15 dos vários meses

De posse destes dados podemos então projetar um sistema de coletores e estruturar um programa computacional para simular o comportamento médio deste sistema nos vários meses do anos

Distribuição média da radiação direta normal

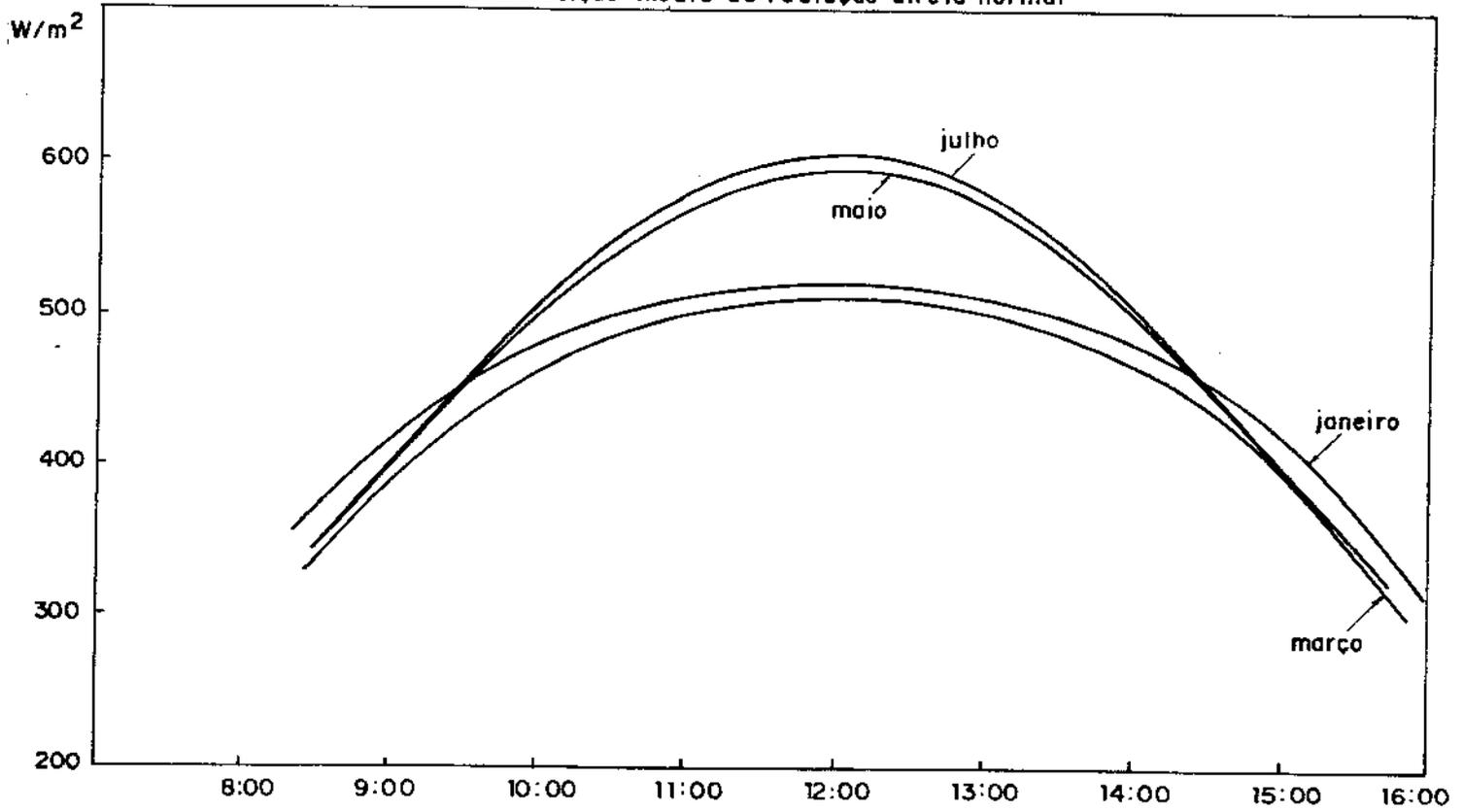


Figura 8.9: Distribuição média de radiação direta normal

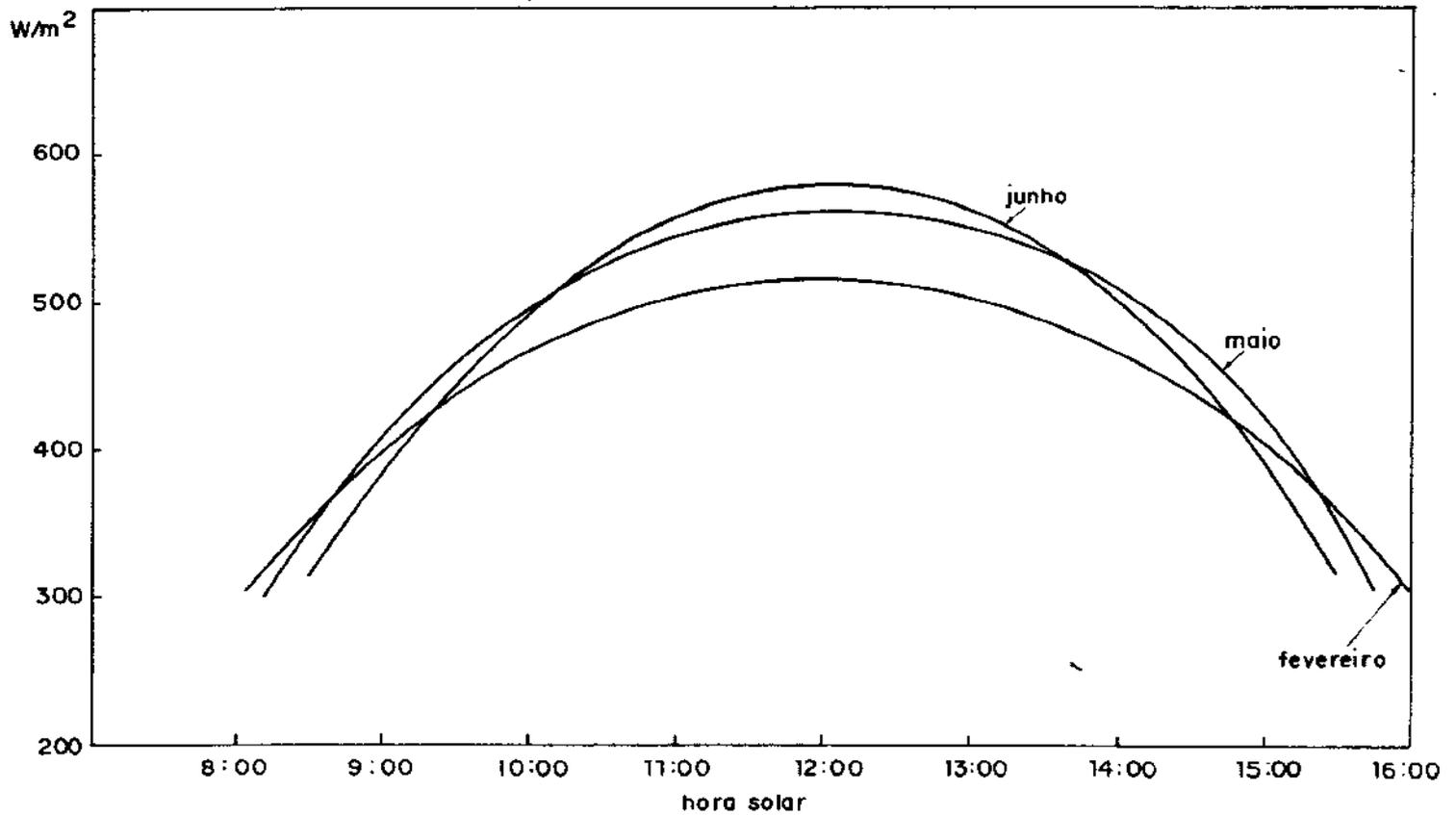


Figura 8.10: Distribuição média de radiação direta normal

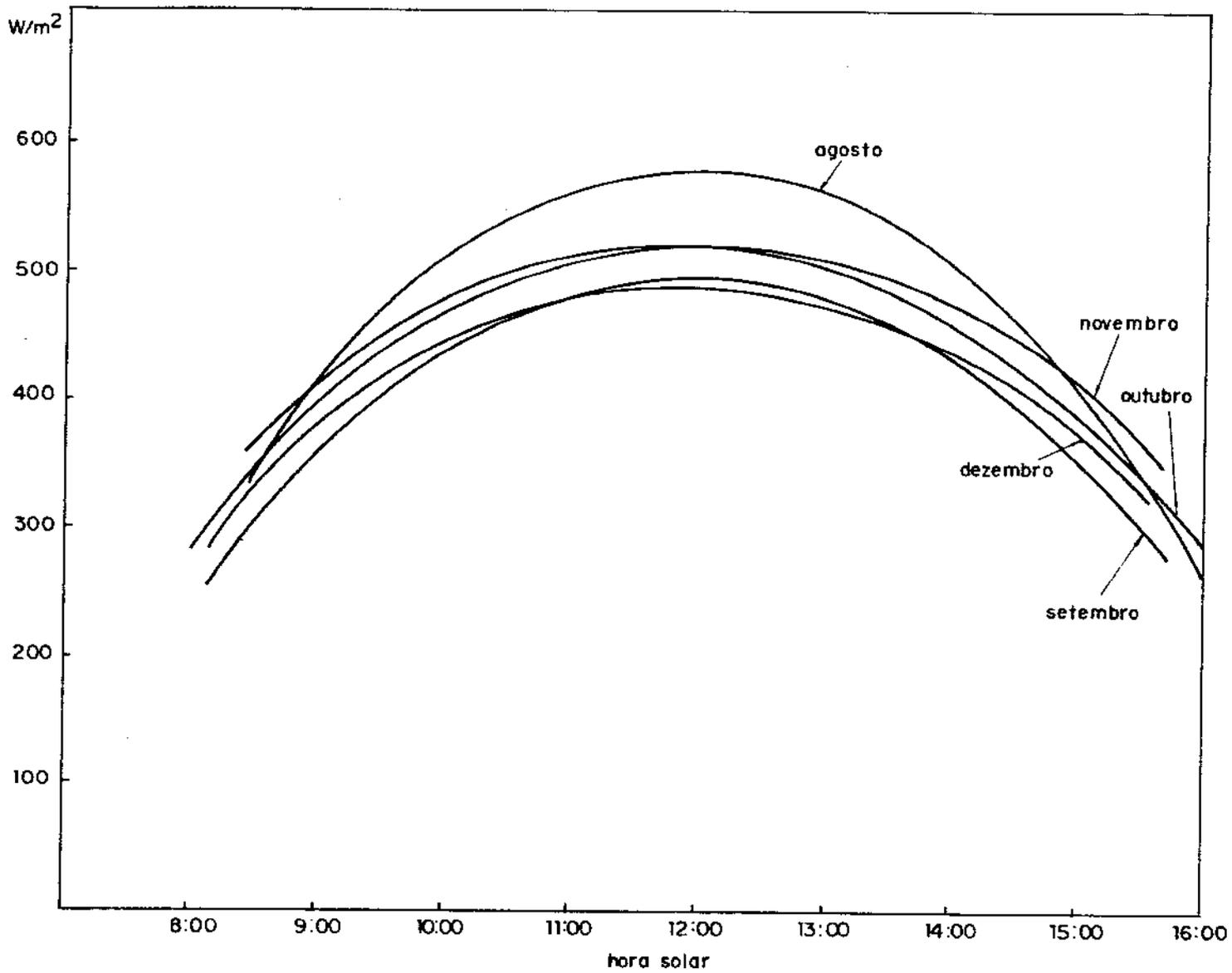


Figura 8.11: Distribuição média de radiação direta normal

8.3 Lay-out do sistema

Na figura (8.12) está esquematizado a disposição dos coletores em um sistema de aquecimento. Neste sistema devem ser previstos sensores e válvulas termostáticas para controle da temperatura de saída e a manutenção de uma temperatura razoavelmente constante, que é desejável em sistemas deste tipo deve ser feita pela variação da vazão.

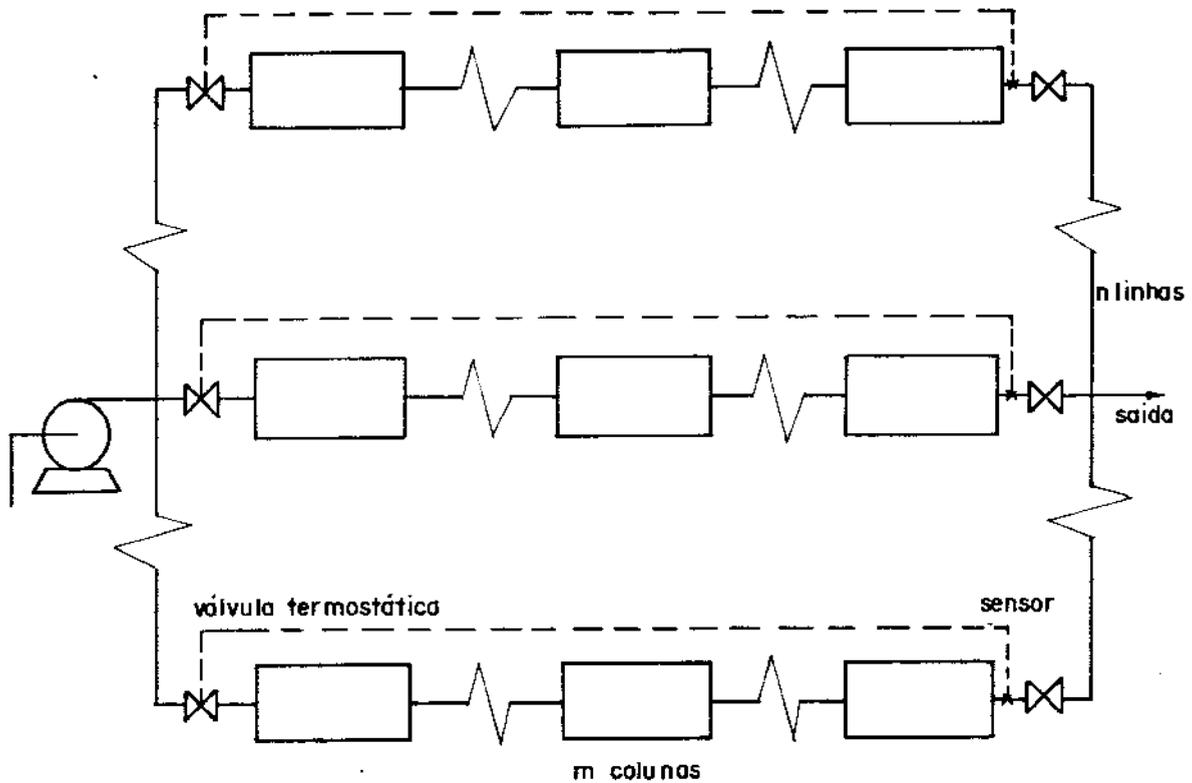


Figura 8.12: Sistema de coletores

8.4 Estrutura do programa

O programa computacional desenvolvido está estruturado da seguinte forma:

- Cálculo da radiação direta normal à área de abertura do coletor para os horários necessários usando as equações (8.1 a 8.4)

8.5 Resultados

A seguir são mostrados resultados para as duas simulações para um sistema em que se fixou a temperatura de saída em 100°C (373.15K) e a vazão mínima em 0.075kg/s . Assim, o programa determinou a necessidade de 15 linhas de 30 coletores que foi simulado para dias limpos e com valores médios mensais.

As figuras (8.14) a (8.25) mostram a potência retirada por dia em dias limpos, usando como base o dia 15 de cada mês.

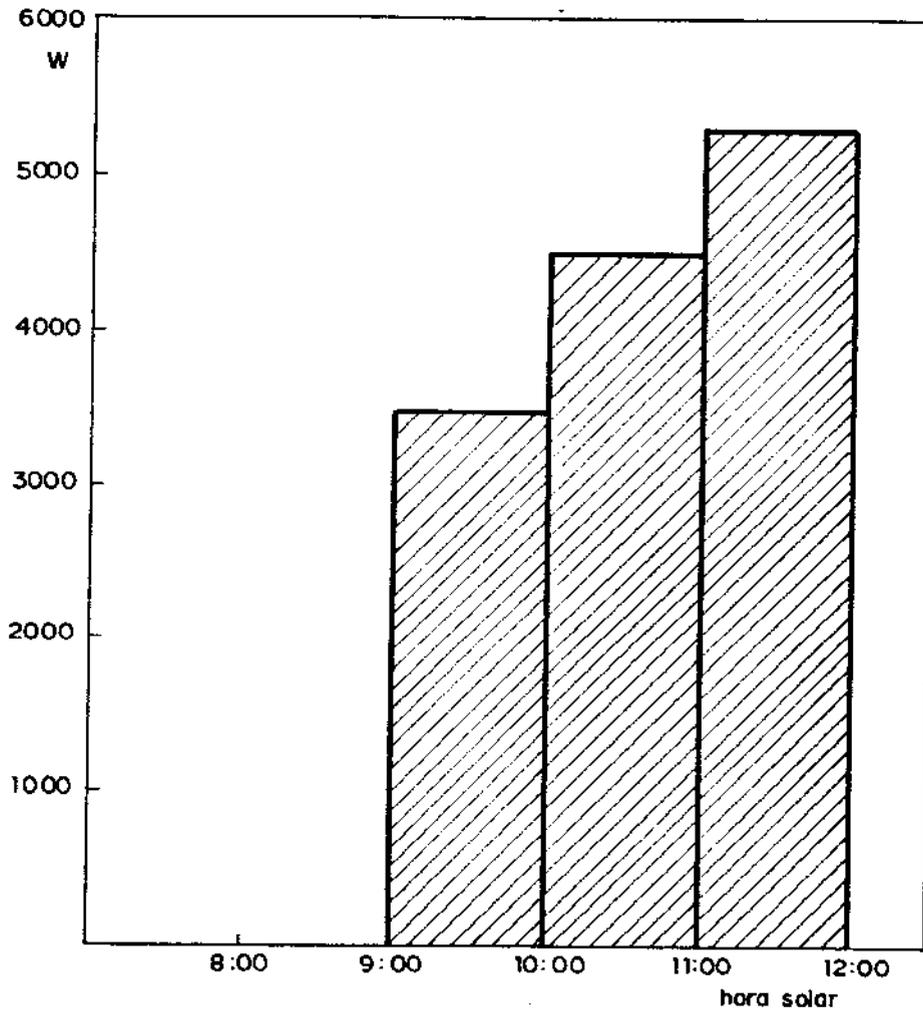


Figura 8.14: Quantidade média de energia retirada por linha para dia limpo- Janeiro

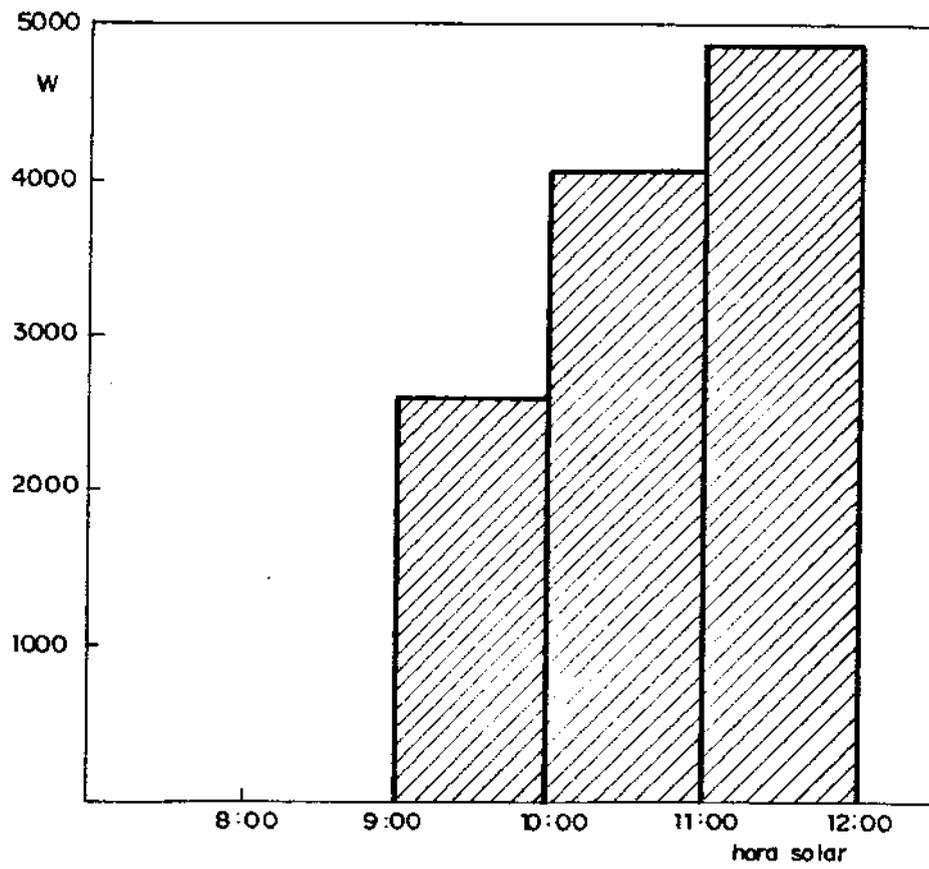


Figura 8.15: Quantidade média de energia retirada por linha para dia limpo- Fevereiro

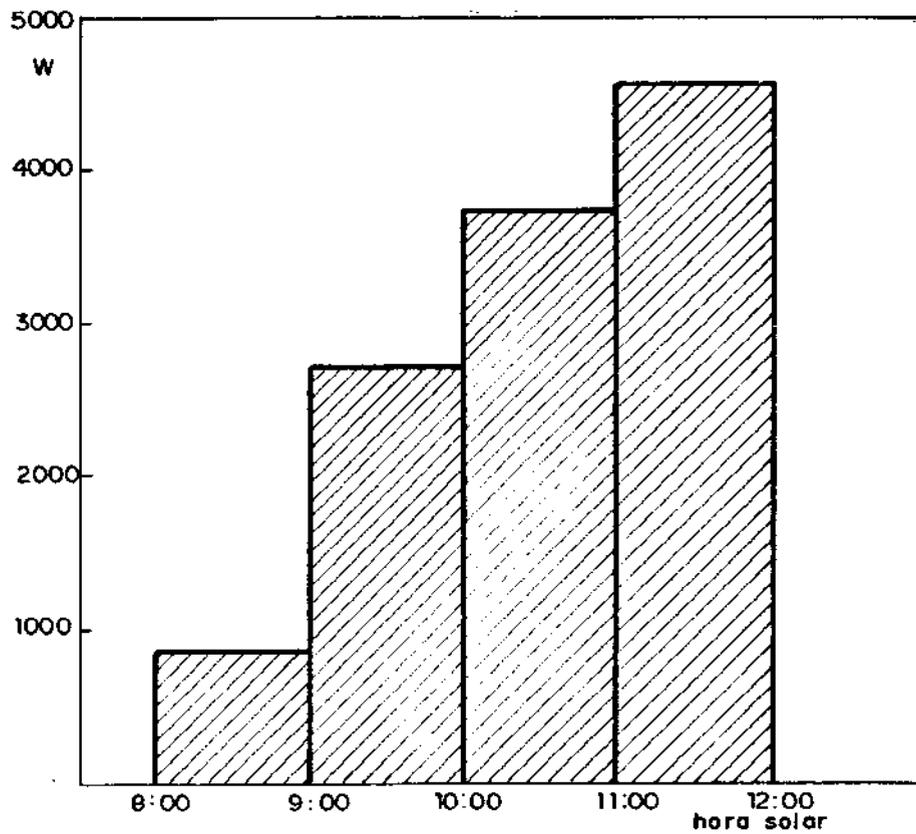


Figura 8.16: Quantidade média de energia retirada por linha para dia limpo- Março

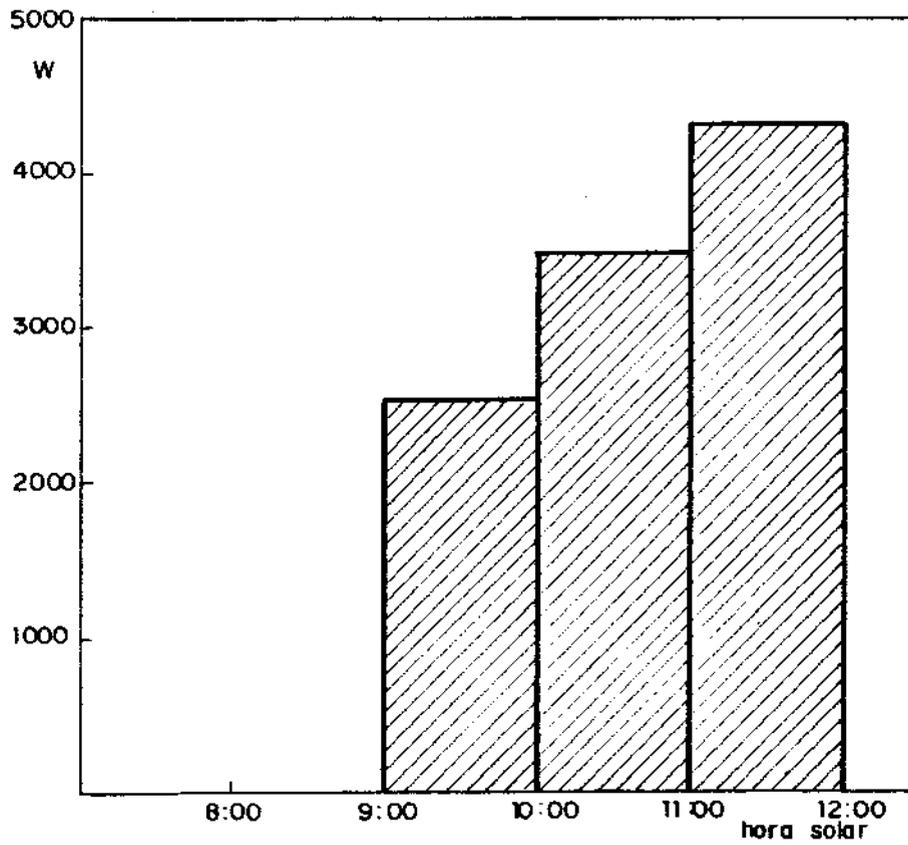


Figura 8.17: Quantidade média de energia retirada por linha para dia limpo- Abril

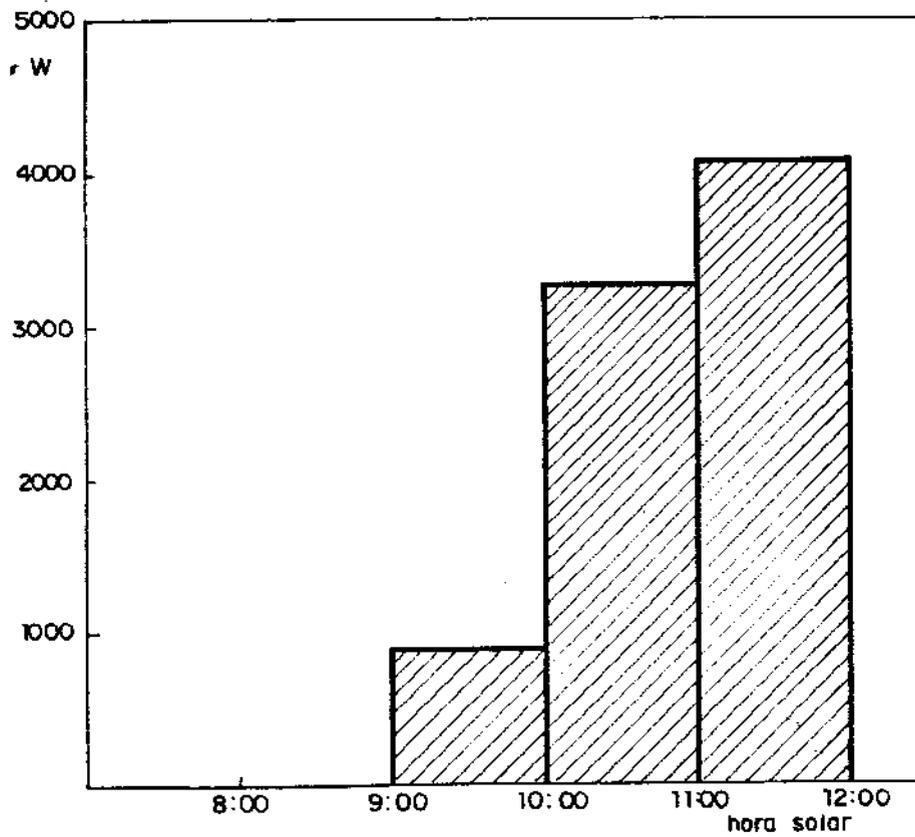


Figura 8.18: Quantidade média de energia retirada por linha para dia limpo- Maio

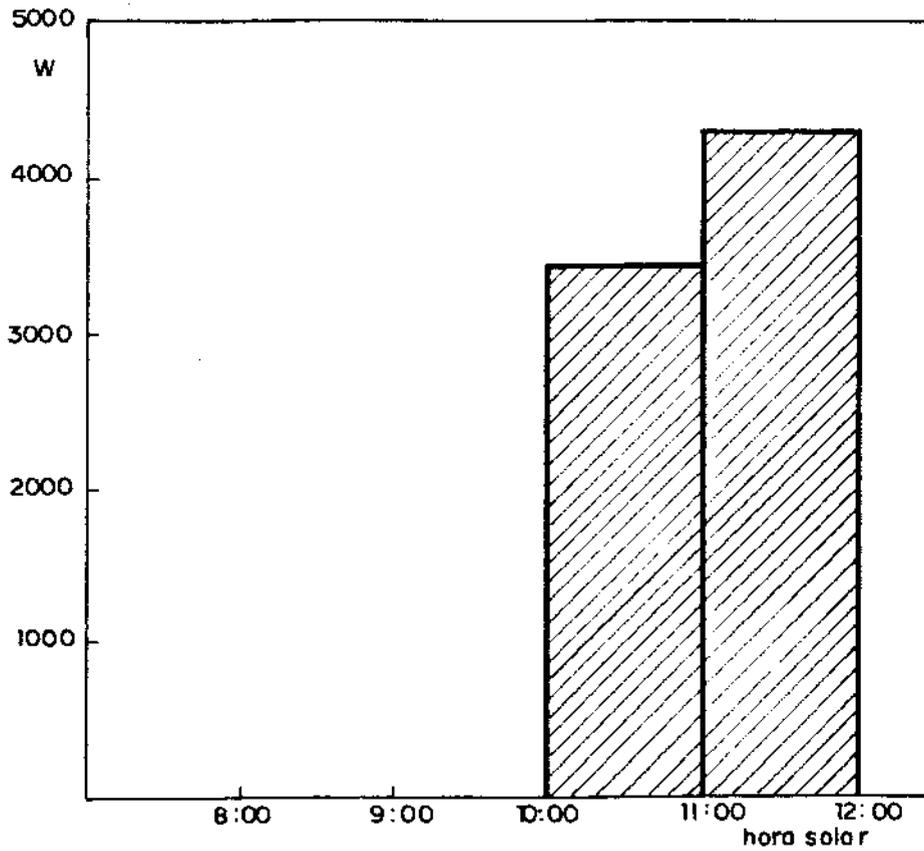


Figura 8.19: Quantidade média de energia retirada por linha para dia limpo- Junho

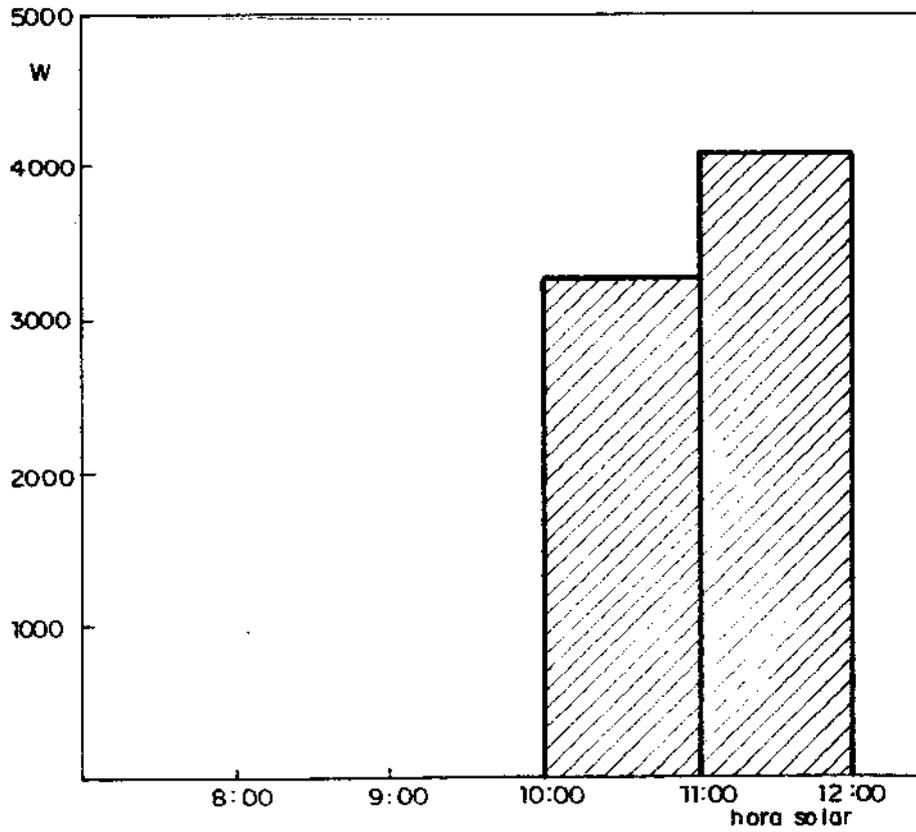


Figura 8.20: Quantidade média de energia retirada por linha para dia limpo- Julho

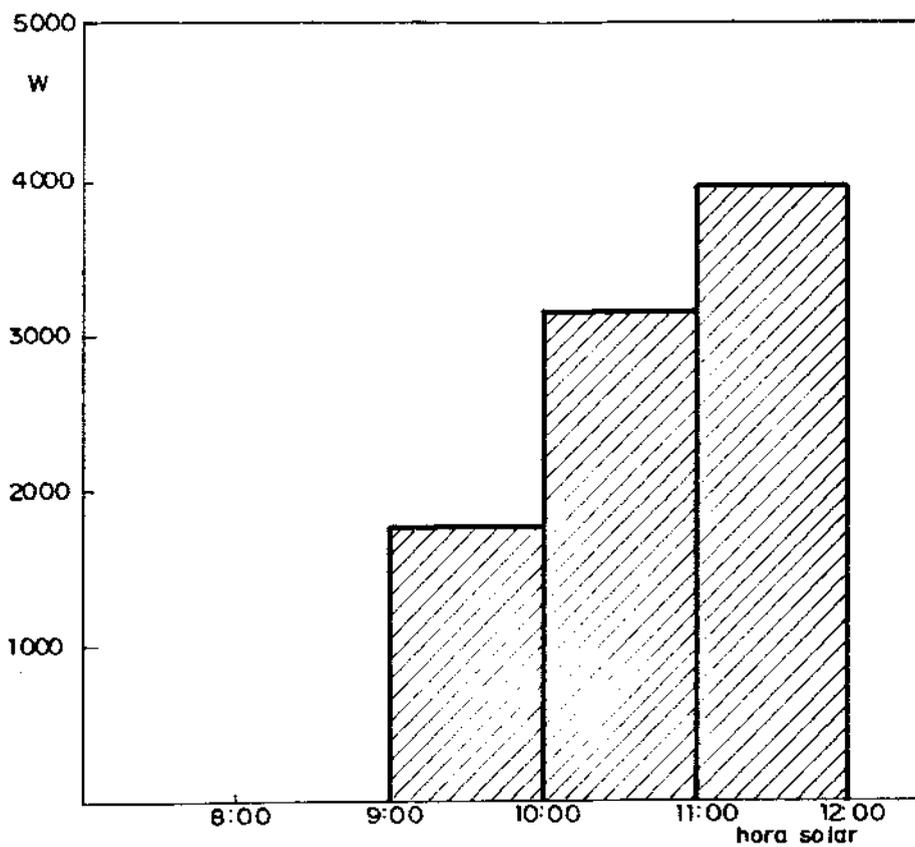


Figura 8.21: Quantidade média de energia retirada por linha para dia limpo- Agosto

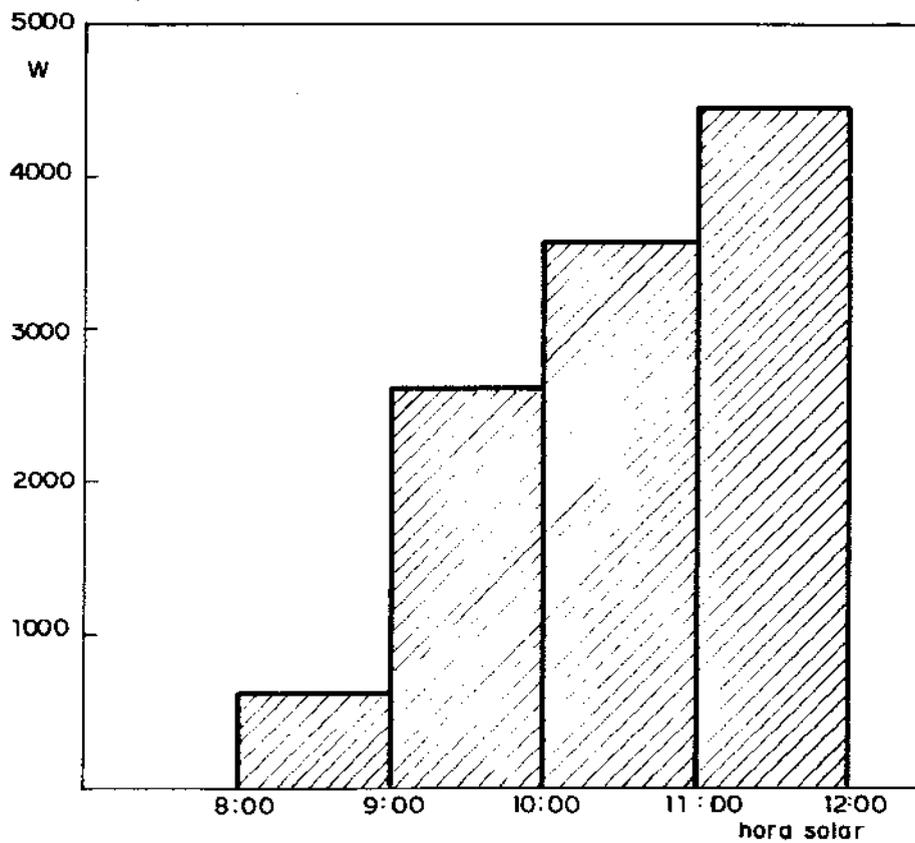


Figura 8.22: Quantidade média de energia retirada por linha para dia limpo- Setembro

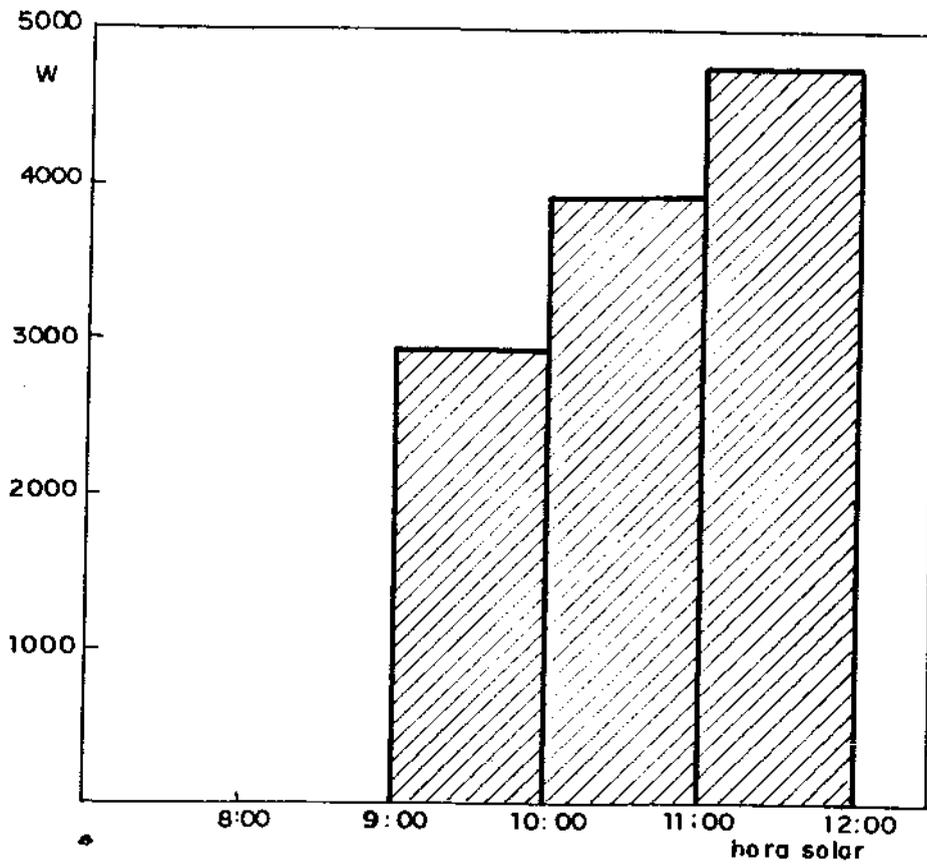


Figura 8.23: Quantidade média de energia retirada por linha para dia limpo- Outubro

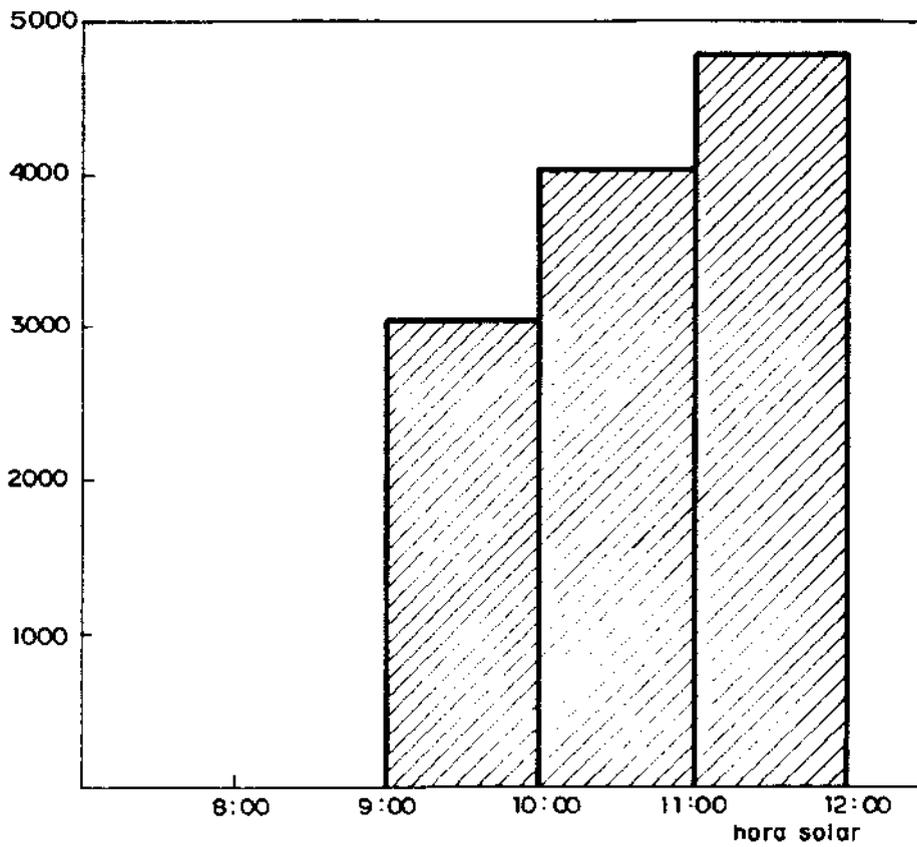


Figura 8.24: Quantidade média de energia retirada por linha para dia limpo- Novembro

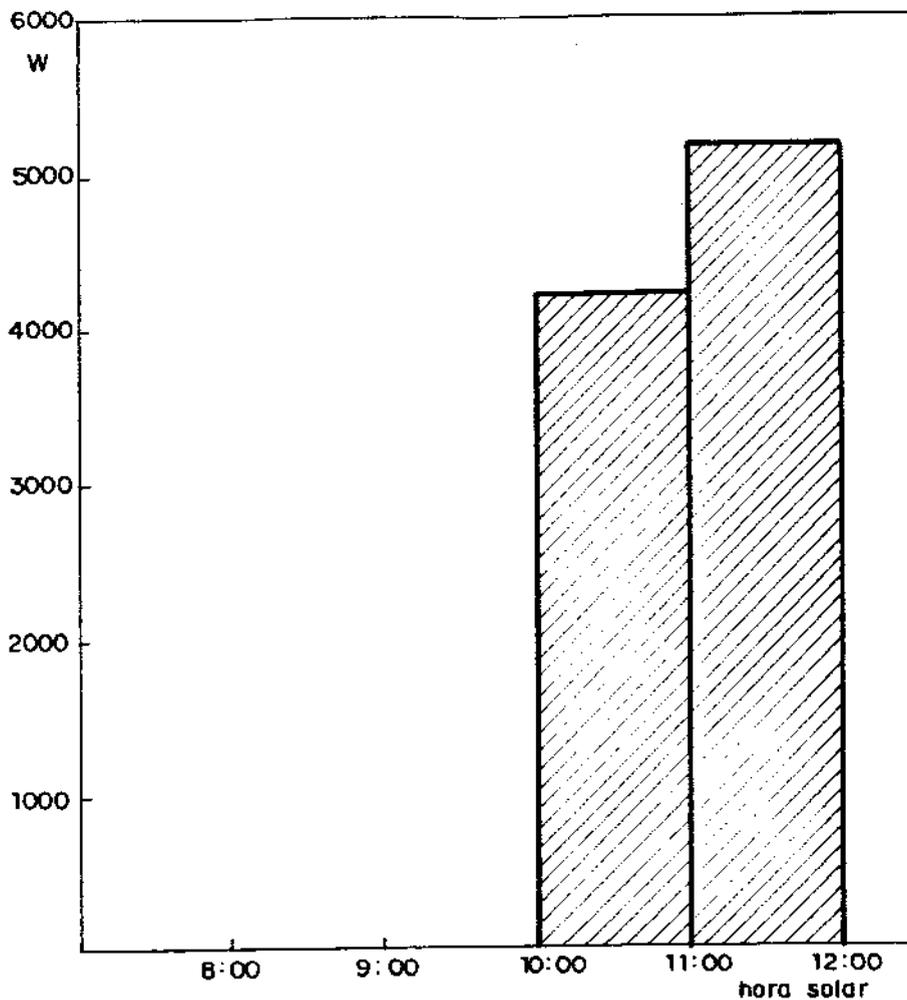


Figura 8.25: Quantidade média de energia retirada por linha para dia limpo- Dezembro

A quantidade média de líquido aquecido está na figura (8.26) e apresentam certa incoerência nos meses de fevereiro e dezembro. Analisando a figura (8.2) vemos que nestes meses, existe uma variação bastante acentuada do número horas de interceptação máxima sendo que para estes meses esta orientação não é a mais adequada. Nas figuras (8.27) a (8.39) estão os resultados para simulação média mensal e que são similares aos anteriores.

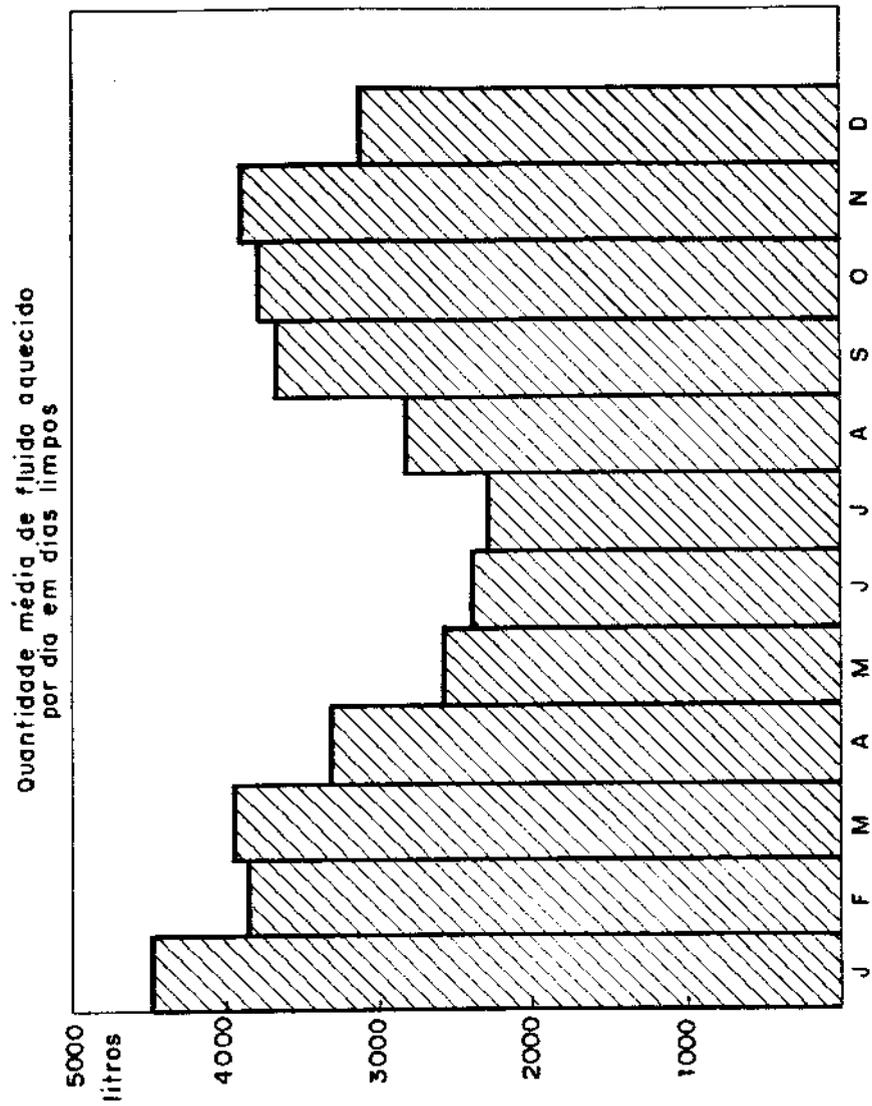


Figura 8.26: Quantidade média de fluido retirada por linha para dias limpos

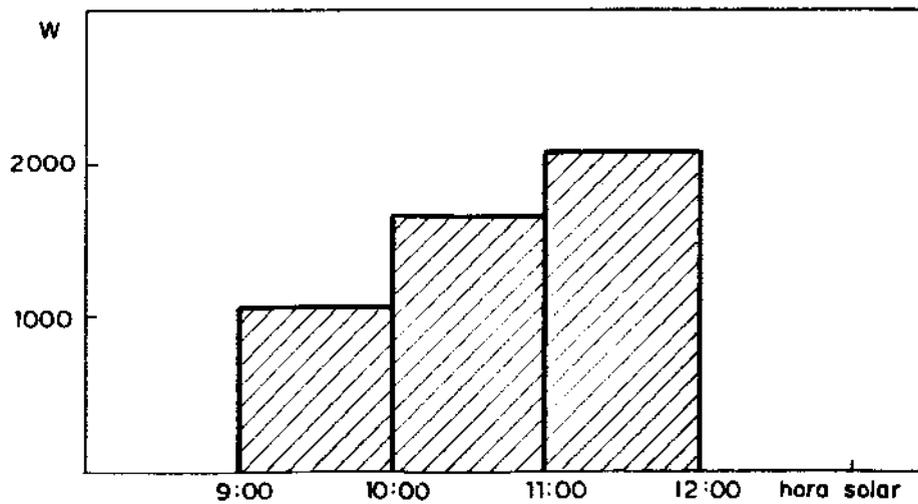


Figura 8.27: Quantidade média de energia retirada por mes por linha- Janeiro

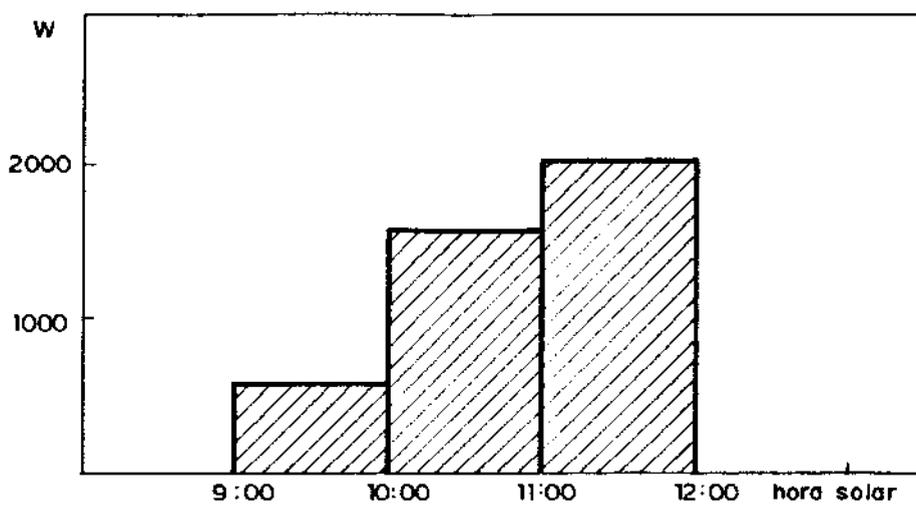


Figura 8.28: Quantidade média de energia retirada por mes por linha- Fevereiro

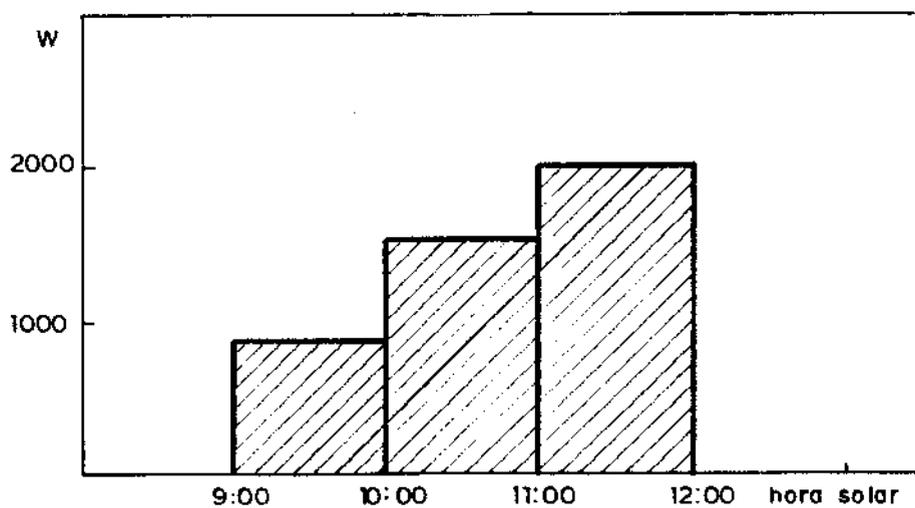


Figura 8.29: Quantidade média de energia retirada por mes por linha- Março

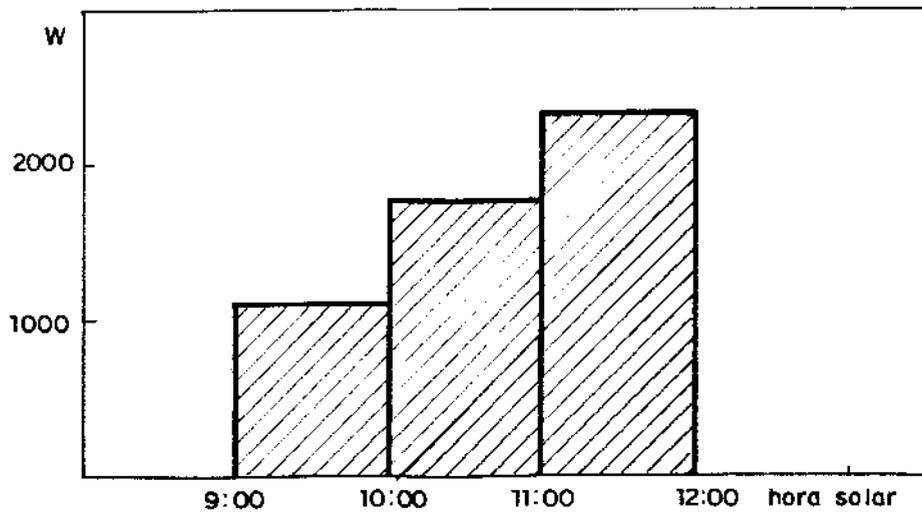


Figura 8.30: Quantidade média de energia retirada por mes por linha- Abril

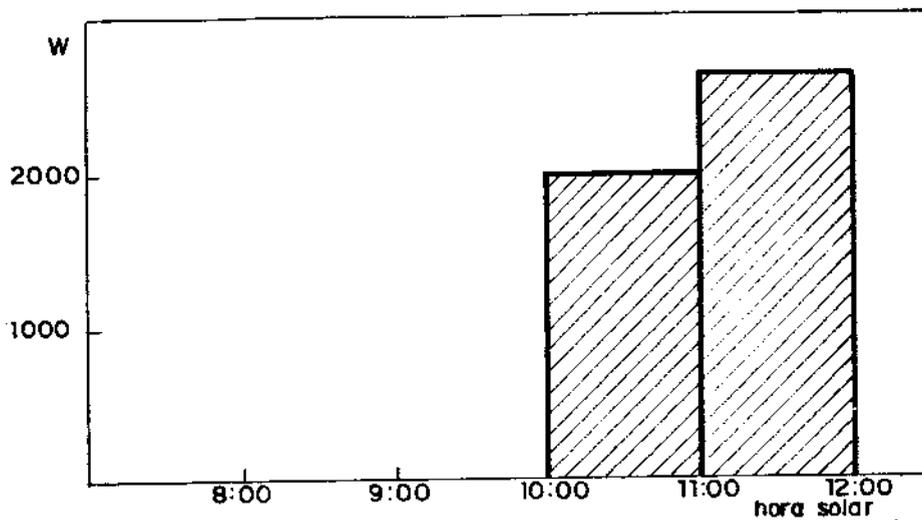


Figura 8.31: Quantidade média de energia retirada por mes por linha- Maio

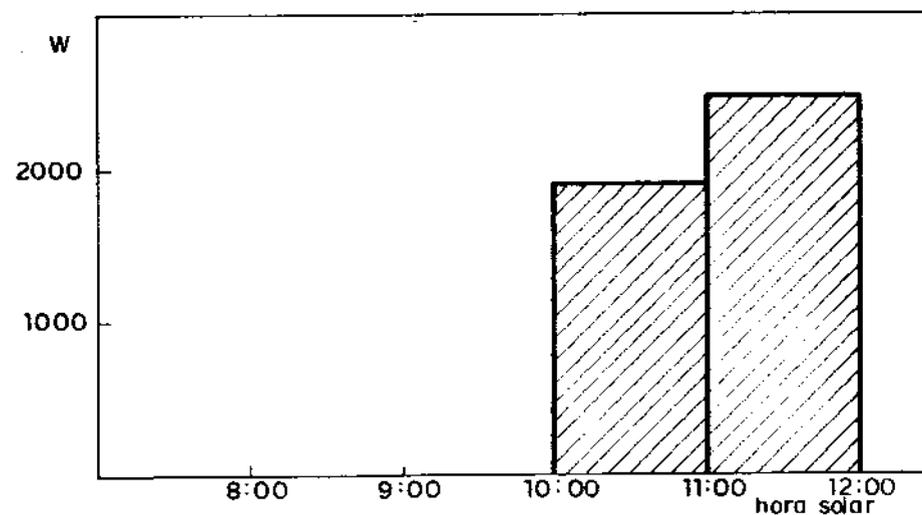


Figura 8.32: Quantidade média de energia retirada por mes por linha- Junho

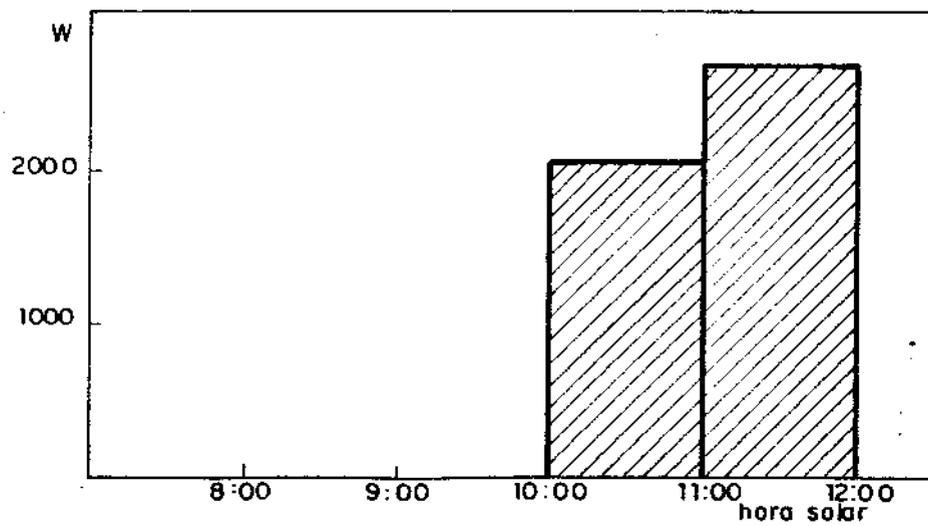


Figura 8.33: Quantidade média de energia retirada por mes por linha- Julho

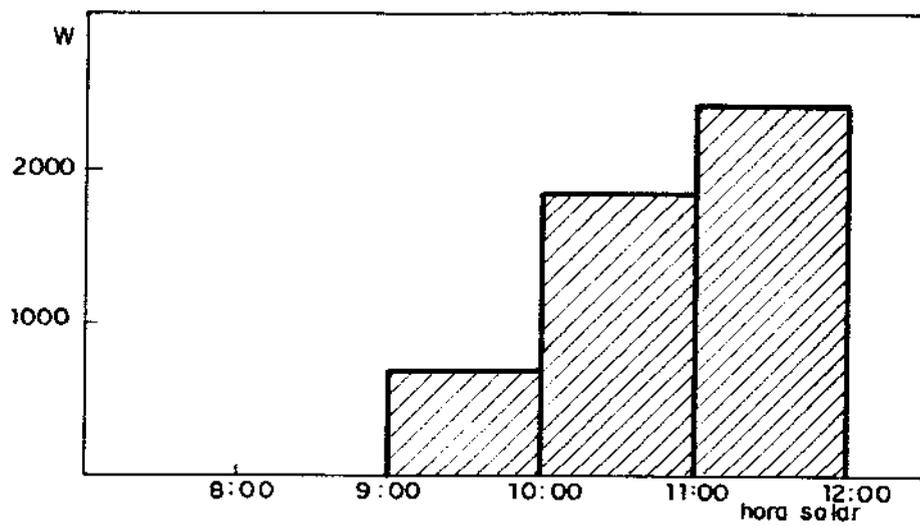


Figura 8.34: Quantidade média de energia retirada por mes por linha- Agosto

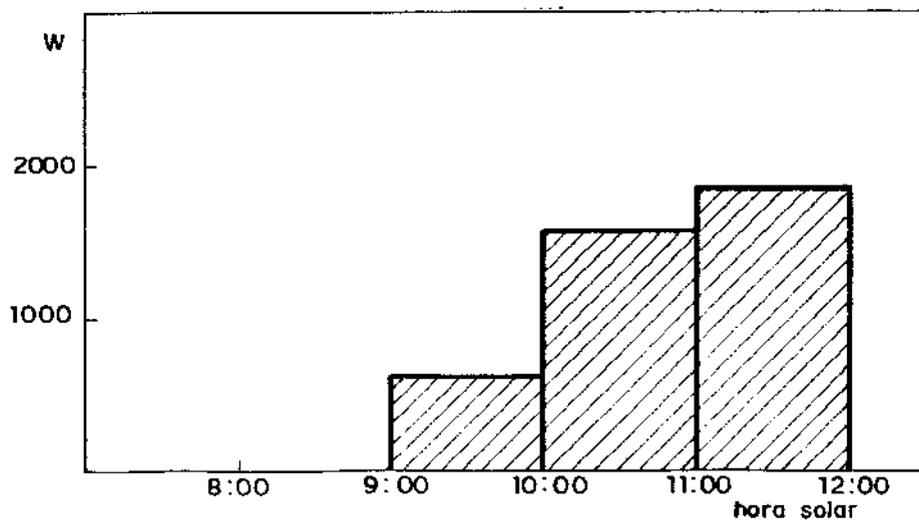


Figura 8.35: Quantidade média de energia retirada por mes por linha- Setembro

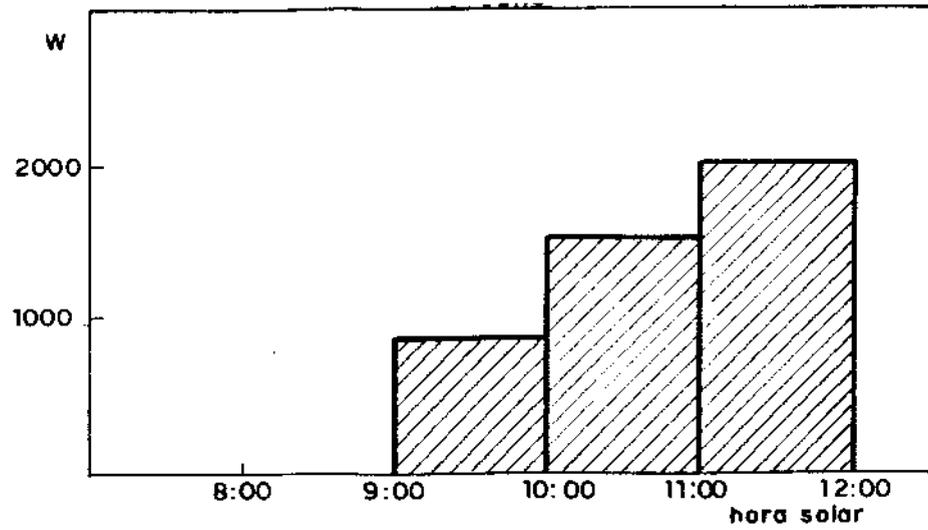


Figura 8.36: Quantidade média de energia retirada por mes por linha- Outubro

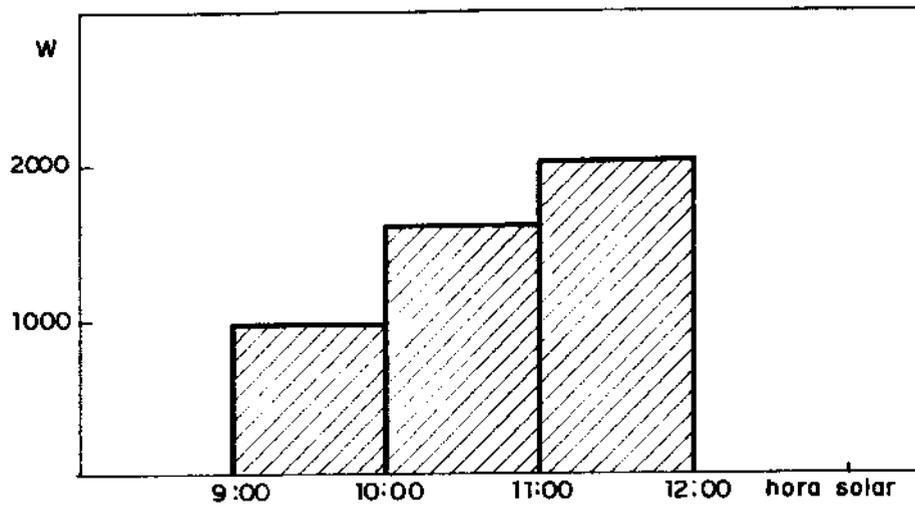


Figura 8.37: Quantidade média de energia retirada por mes por linha- Novembro

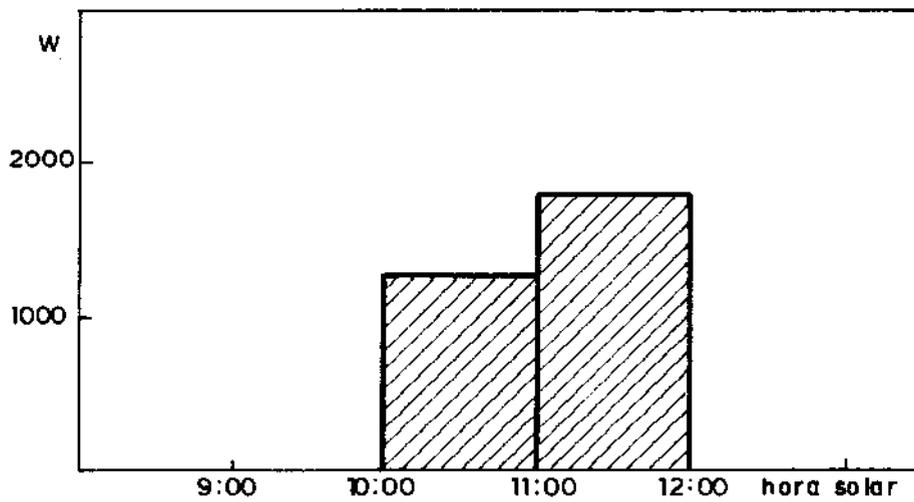


Figura 8.38: Quantidade média de energia retirada por mes por linha- Dezembro

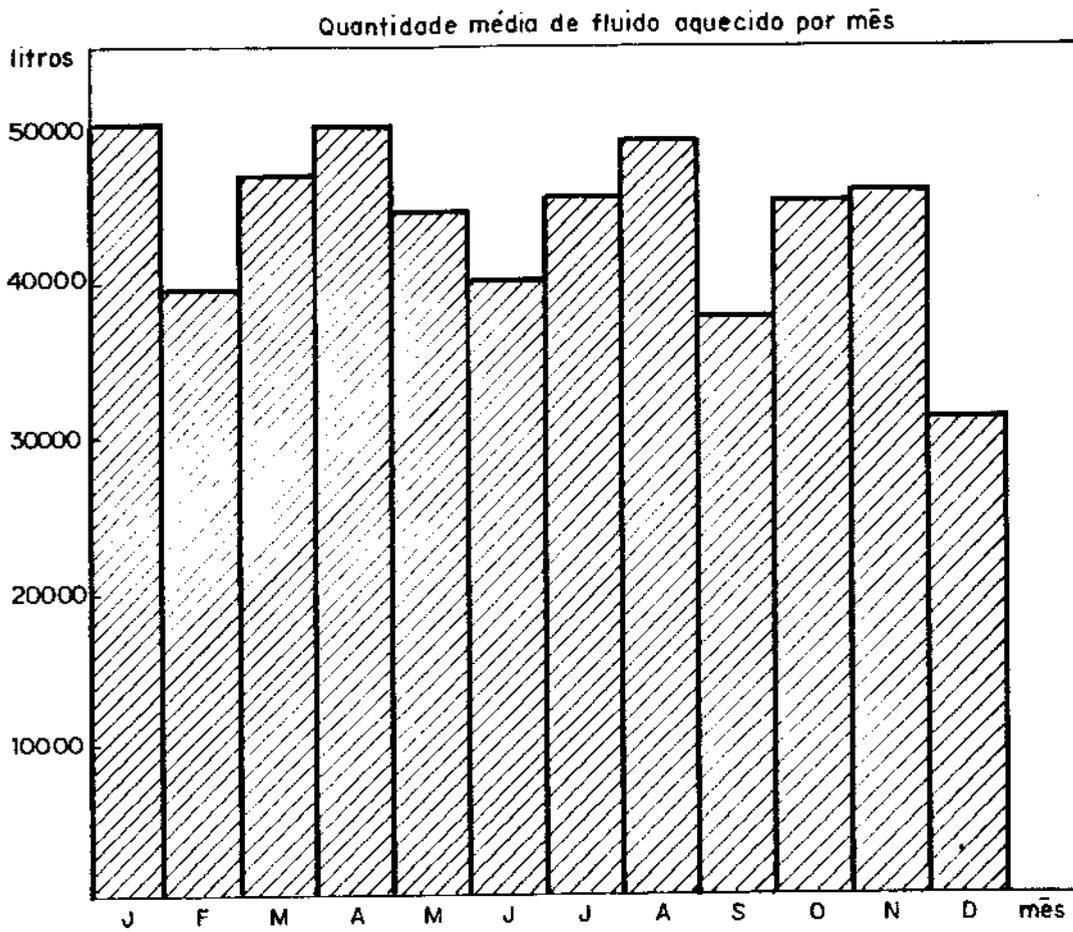


Figura 8.39: Quantidade média de fluido retirada por linha por mes

Capítulo 9

Conclusões e Sugestões

O modelo matemático por nós proposto mostrou uma boa concordância com os resultados experimentais, tanto os de McKinney, para tubos com troca de calor por radiação no condensador, como também com os obtidos com o coletor solar construído no Laboratório de Armazenadores Térmicos e Tubos de Calor. O próximo passo, para tornar o programa computacional mais abrangente, deve ser a inclusão das limitações devido à pressão capilaridade da estrutura porosa, uma vez que este normalmente é o parâmetro mais crítico, de modo a permitir o cálculo de valores limites de potência que um tubo pode fornecer. Já se encontra em andamento também a complementação do modelo de modo a simular tubos de calor controlados.

A comparação dos resultados teóricos e experimentais obtidos para o coletor solar com orientação L-O, com somente um ajuste diário, demonstrou que o modelo proposto adere-se bem aos resultados experimentais o que permitiu o uso deste modelo para simular o comportamento médio de um sistema de coletores durante os vários meses do ano.

Já para a orientação N-S, que exige o acompanhamento contínuo, apesar da boa concordância dos resultados, deve-se intensificar os testes, com o seguimento feito por um equipamento adequado, de modo a se retirar incertezas no ajuste, que existem nos testes realizados devido ao ajuste ter sido feito manualmente, e se possibilitar uma melhor avaliação do comportamento do modelo e do sistema.

Por esse motivo, só foi simulado o comportamento do sistema de coletores para a orientação L-O. Embora já tenha sido dito, vale ressaltar que para este sistema foram escolhidos coletores do porte do testado, para se evitar certos problemas que se tem quando se constroem tubos de calor muito longos e que podem apresentar falta de perfeita aderência da estrutura porosa com o tubo, devido a dificuldades construtivas, acúmulo de parte do líquido em uma região, quando este trabalha inclinado, e outros sendo que estes problemas influenciam muito nos mecanismos de troca de calor.

Apêndice A

Dedução do esquema de discretização

As equações de movimento dos fluidos e as de transferência de calor, como já foi dito, podem ser postas na forma:

$$\nabla(\rho \vec{V} \phi) = \nabla \cdot (\Gamma \nabla \phi) + S \quad (\text{A.1})$$

Nos métodos de volume de controle, as equações discretizadas são obtidas por integração da equação (A.1) sobre volumes de controle definidos ao redor dos pontos da grade.

Para um determinado ponto P , associado a seu volume de controle, figura (A.1), podemos fazer a integração da equação obtendo:

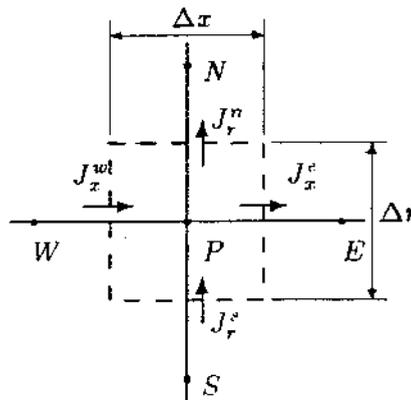


Figura A.1: Ponto da grade e localização do volume de controle

$$J_x^e A_e + J_r^n A_n = J_x^w A_w + J_r^s A_s + S_P V \quad (\text{A.2})$$

onde

$$J_x = \rho u \phi - \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x}$$

$$J_r = \rho v \phi - \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial r}$$

sendo os A 's as áreas associadas às faces do volume de controle e V o seu volume.

O objetivo principal do esquema de discretização é expressar as diferentes componentes dos fluxos J , em termos do valor de ϕ no ponto P e nos pontos vizinhos N, S, W, E . O esquema LOAD obtém estas componentes à partir da equação

$$\frac{\partial}{\partial x}(rJ_x) + \frac{\partial}{\partial r}(rJ_r) = S$$

As soluções são obtidas na forma unidimensional fazendo para a direção x

$$\frac{\partial}{\partial x}(rJ_x) = S^*$$

com

$$S^* = S - \frac{\partial}{\partial r}(rJ_r)$$

e para direção r

$$\frac{\partial}{\partial r}(rJ_r) = S^*$$

com

$$S^* = S - \frac{\partial}{\partial x}(rJ_x)$$

considerando S^* uma função linear por partes.

Por exemplo, para a direção x , baseado na figura (A.2),

$$S^* = S - \frac{\partial}{\partial r}(rJ_r) = S_P - \frac{r_n J_r^n - r_s J_r^s}{\Delta r} = S_P^* \quad \text{sobre} \quad P - e$$

$$S^* = S - \frac{\partial}{\partial r}(rJ_r) = S_E - \frac{r_n J_r^{nE} - r_s J_r^{sE}}{\Delta r} = S_E^* \quad \text{sobre} \quad e - E$$

A.1 Obtenção da solução para a direção x

Para esta direção temos:

$$\frac{d(rJ_x)}{dx} = S^*$$

ou

$$(\rho u r)_i \frac{d\phi}{dx} - \frac{d}{dx}(\Gamma r)_i \frac{d\phi}{dx} = S^* \quad (\text{A.3})$$

$$\phi = C + D \exp[(\rho u)_i \eta] - \exp[(\rho u)_i \eta] \int_0^\eta \frac{S^* \Gamma}{(\rho u)_i \exp[(\rho u)_i \eta]} d\eta + \int_0^\eta \frac{S^* \Gamma}{(\rho u)_i} d\eta \quad (\text{A.6})$$

Considerando o intervalo entre dois pontos da grade, com mostrado na figura (A.4)

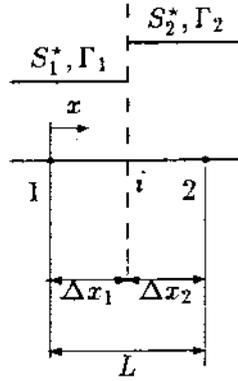


Figura A.4: Espaçamento entre dois pontos

com as condições de contorno:

$$x = 0 \rightarrow \eta = 0 \rightarrow \phi = \phi_0$$

$$x = L \rightarrow \eta = \int_0^L \frac{dx}{\Gamma} \rightarrow \phi = \phi_L$$

obtemos a função ϕ na forma:

$$\begin{aligned} \phi = & \left[\phi_0 + \frac{(\phi_L - \phi_0) \{ \exp[(\rho u)_i \eta] - 1 \}}{\exp[(\rho u)_i \eta_L] - 1} \right] - \frac{(S_1 \Delta x_1 + S_2 \Delta x_2) \{ \exp[(\rho u)_i \eta] - 1 \}}{(\rho u)_i \{ \exp[(\rho u)_i \eta_L] - 1 \}} \\ & + \frac{\{ S_1 \Gamma_1 \exp(P_2) [\exp(P_1) - 1] + S_2 \Gamma_2 [\exp(P_2) - 1] \} \{ \exp[(\rho u)_i \eta] - 1 \}}{(\rho u)_i^2 \exp[(\rho u)_i \eta_L] - 1} \\ & - \exp[(\rho u)_i \eta] \int_0^\eta \frac{S^* \Gamma}{(\rho u)_i \exp[(\rho u)_i \eta]} d\eta + \int_0^\eta \frac{S^* \Gamma}{(\rho u)_i} d\eta \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

e a função J_x será então escrita como:

$$\begin{aligned} J_x = & (\rho u)_i \left[\phi_0 + \frac{(\phi_0 - \phi_L)}{\exp[(\rho u)_i \eta_L] - 1} \right] + \frac{(S_1 \Delta x_1 + S_2 \Delta x_2)}{\exp[(\rho u)_i \eta_L] - 1} + \int_0^\eta S^* \Gamma d\eta \\ & - \frac{\{ S_1 \Gamma_1 \exp(P_2) [\exp(P_1) - 1] + S_2 \Gamma_2 [\exp(P_2) - 1] \}}{(\rho u)_i^2 \exp[(\rho u)_i \eta_L] - 1} \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

onde

$$P_j = \frac{(\rho u)_i \Delta x_j}{\Gamma_j}$$

À partir da equação (A.8) podemos escrever:

$$J_x^e = (\rho u)_e \left[\phi_I + \frac{(\phi_P - \phi_E)}{\exp[(\rho u)_e \eta_L] - 1} \right] + \frac{S_E^* \Delta E \{1 - [\exp(P_E) - 1]/P_E\}}{\exp[(\rho u)_e \eta_L] - 1} \\ + \frac{\{S_{P_x}^* \Delta P_e \exp(P_E)\} \{\exp(P_{P_e}) - [\exp(P_{P_e}) - 1]/P_{P_e}\}}{\exp[(\rho u)_e \eta_L] - 1}$$

com

$$\eta_L = \frac{\Delta P_{P_e}}{\Gamma_P} + \frac{\Delta P_E}{\Gamma_E}$$

$$P_{P_e} = \frac{(\rho u)_e \Delta P_e}{\Gamma_P}$$

e

$$P_E = \frac{(\rho u)_e \Delta E}{\Gamma_E}$$

e

$$J_x^w = (\rho u)_w \left[\phi_W + \frac{(\phi_P - \phi_P)}{\exp[(\rho u)_w \eta_L] - 1} \right] + \frac{S_{P_x}^* \Delta P_w \{1 - [\exp(P_{P_w}) - 1]/P_{P_w}\}}{\exp[(\rho u)_w \eta_L] - 1} \\ + \frac{\{S_W^* \Delta W \exp(P_{P_w})\} \{\exp(P_W) - [\exp(P_W) - 1]/P_W\}}{\exp[(\rho u)_w \eta_L] - 1} \quad (\text{A.9})$$

com

$$\eta_L = \frac{\Delta W}{\Gamma_W} + \frac{\Delta P_w}{\Gamma_P}$$

$$P_{P_w} = \frac{(\rho u)_w \Delta P_w}{\Gamma_P}$$

e

$$P_W = \frac{(\rho u)_w \Delta W}{\Gamma_W}$$

e os valores dos Δ 's definidos na figura (A.5).

A.2 Obtenção da solução para direção r

Para esta direção temos:

$$(\rho v r)_i \frac{d\phi}{dr} - \frac{d}{dr} (\Gamma r)_i \frac{d\phi}{dr} = S^* \quad (\text{A.10})$$

ou

$$(\rho v)_r \frac{d\phi}{dr} - \frac{d}{dr} \Gamma \frac{d\phi}{dr} = \frac{S^*}{r_1} \quad (\text{A.11})$$

que é análoga à equação para a direção x e então temos:

$$\begin{aligned} J_r^n &= (\rho v)_n \left[\phi_P + \frac{(\phi_P - \phi_N)}{\exp(P_n) - 1} \right] + \frac{S_N^* \Delta N \{1 - |\exp(P_N) - 1|/P_N\}}{\exp(P_n) - 1} \\ &+ \frac{\{S_{P_r}^* \Delta P_n \exp(P_N) \{ \exp(P_{P_n}) - |\exp(P_{P_n}) - 1|/P_{P_n} \}\}}{\exp(P_n) - 1} \end{aligned}$$

com

$$P_n = (\rho v)_n \left[\frac{\Delta N}{\Gamma_N} + \frac{\Delta P_n}{\Gamma_P} \right]$$

$$P_{P_n} = \frac{(\rho v)_n \Delta P_n}{\Gamma_P}$$

e

$$P_N = \frac{(\rho v)_n \Delta N}{\Gamma_N}$$

e

$$\begin{aligned} J_r^s &= (\rho v)_s \left[\phi_S + \frac{(\phi_S - \phi_P)}{\exp(P_s) - 1} \right] + \frac{S_{P_r}^* \Delta P_s \{1 - |\exp(P_{P_s}) - 1|/P_{P_s}\}}{\exp(P_s) - 1} \\ &+ \frac{\{S_S^* \Delta S \exp(P_{P_s}) \{ \exp(P_S) - |\exp(P_S) - 1|/P_S \}\}}{\exp(P_s) - 1} \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

com

$$P_s = (\rho v)_s \left[\frac{\Delta S}{\Gamma_S} + \frac{\Delta P_s}{\Gamma_P} \right]$$

$$P_{P_s} = \frac{(\rho v)_s \Delta P_s}{\Gamma_P}$$

e

$$P_S = \frac{(\rho v)_s \Delta S}{\Gamma_S}$$

e os valores dos Δ 's definidos na figura (A.5).

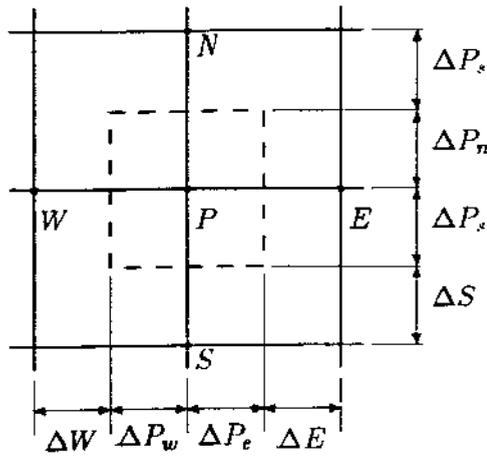


Figura A.5: Parâmetros geométricos da grade

A.3 Montagem do sistema de equações de diferenças

Substituindo os fluxos dados pelas equações (A.9 e A.12) na equação integrada (A.2) obtemos o sistema de equações de diferenças finitas como:

$$a_P \phi_P = a_E \phi_E + a_W \phi_W + a_N \phi_N + a_S \phi_S + \hat{S}_p$$

com os coeficientes

$$a_E = \frac{(\rho u)_e A_e}{\exp(P_e) - 1}$$

$$a_W = \frac{(\rho u)_w \exp(P_w) A_w}{\exp(P_w) - 1}$$

$$a_N = \frac{(\rho v)_n A_n}{\exp(P_n) - 1}$$

$$a_S = \frac{(\rho v)_s \exp(P_s) A_s}{\exp(P_s) - 1}$$

$$a_P = a_E + a_W + a_N + a_S + [(\rho u)_e A_e - (\rho u)_w A_w + (\rho v)_n A_n - (\rho v)_s A_s]$$

e

$$\hat{S}_P = \bar{S}V + (\hat{S}_W A_w - \hat{S}_E A_e) + (\hat{S}_S A_s - \hat{S}_N A_n)$$

com os \hat{S} 's correspondendo aos dois últimos termos do lado direito das equações (A.9 e A.12).

O termo entre colchetes na expressão de a_P é a equação da continuidade discretizada e sua manutenção já foi justificada no capítulo de análise numérica.

A.4 Análise dos pontos de contorno

A.4.1 Pontos com ϕ conhecido em faces com velocidade não nula

A figura (A.6) ilustra as situações possíveis.

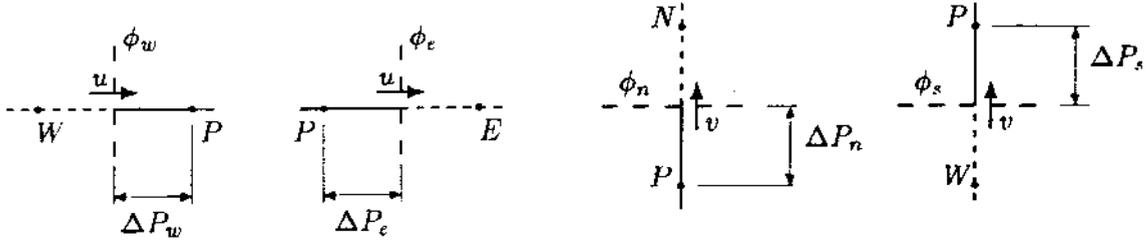


Figura A.6: Valores de ϕ conhecidos em faces com $u \neq 0$ ou $v \neq 0$

No caso $P - W$ e $P - S$ temos condições de contorno

$$x = 0 \rightarrow \eta = 0 \rightarrow \phi = \phi_i$$

$$x = \Delta P_i \rightarrow \eta_i = \int_0^{\Delta P_i} \frac{dx}{\Gamma} \rightarrow \phi = \phi_P$$

e em $P - E$ e $P - N$

$$x = 0 \rightarrow \eta = 0 \rightarrow \phi = \phi_P$$

$$x = \Delta P_i \rightarrow \eta_i = \int_0^{\Delta P_i} \frac{d\tau}{\Gamma} \rightarrow \phi = \phi_i$$

Com estas condições na expressão (A.6) temos:

$$J_x^e = (\rho u)_e \left[\phi_P + \frac{(\phi_P - \phi_e)}{\exp P_e' - 1} \right] + \frac{\{S_{P_x}^* \Delta P_e \{ \exp P_e' - |\exp P_e' - 1| / P_e' \}\}}{\exp P_e' - 1} \quad (\text{A.13})$$

$$J_x^w = (\rho u)_w \left[\phi_w + \frac{(\phi_w - \phi_P)}{\exp P_w' - 1} \right] + \frac{\{S_{P_x}^* \Delta P_w \{ 1 - |\exp P_w' - 1| / P_w' \}\}}{\exp P_w' - 1} \quad (\text{A.14})$$

$$J_r^n = (\rho v)_n \left[\phi_P + \frac{(\phi_P - \phi_n)}{\exp P_n' - 1} \right] + \frac{\{S_{P_r}^* \Delta P_n \{ \exp P_n' - |\exp P_n' - 1| / P_n' \}\}}{\exp P_n' - 1} \quad (\text{A.15})$$

$$J_r^s = (\rho v)_s \left[\phi_s + \frac{(\phi_s - \phi_P)}{\exp P_s' - 1} \right] + \frac{\{S_{P_r}^* \Delta P_s \{ 1 - |\exp P_s' - 1| / P_s' \}\}}{\exp P_s' - 1} \quad (\text{A.16})$$

com

$$P_i' = \frac{(\rho V)_i \Delta P_i}{\Gamma_P}$$

A.4.2 Pontos com ϕ conhecido em faces com velocidade nula

Para estes casos, as equações se transformam em:

$$\frac{d^2\phi}{d\eta^2} = S^*\Gamma$$

cuja solução é

$$\phi = C\eta + D - \eta \int_0^\eta S^*\Gamma d\eta + \int_0^\eta S^*\Gamma d\eta \quad (\text{A.17})$$

e os fluxos J que agora são calculados por

$$J = -\frac{d\phi}{d\eta} \quad (\text{A.18})$$

serão escritos como:

$$J_x^w = \frac{\Gamma_P}{\Delta P_w}(\phi_w - \phi_P) - \frac{S_{P_x}^* \Delta P_w}{2}$$

$$J_x^e = \frac{\Gamma_P}{\Delta P_e}(\phi_P - \phi_e) - \frac{S_{P_x}^* \Delta P_e}{2}$$

$$J_r^s = \frac{\Gamma_P}{\Delta P_s}(\phi_s - \phi_P) - \frac{S_{P_r}^* \Delta P_s}{2}$$

$$J_r^n = \frac{\Gamma_P}{\Delta P_n}(\phi_P - \phi_n) - \frac{S_{P_r}^* \Delta P_n}{2}$$

A.4.3 Pontos com $\frac{d\phi}{d\eta}$ conhecido em faces com velocidade nula

Neste caso os fluxos são encontrados diretamente pela equações (A.18).

Apêndice B

Análise de erros

Neste apêndice fazemos um estudo dos erros introduzidos no cálculo da potência retirada pelo sistema, devido à precisão dos instrumentos utilizados nas medidas.

A potência retirada pelo sistema é calculada pela expressão:

$$Q = \dot{v} \rho c_p \Delta T \quad (\text{B.1})$$

sendo \dot{v} a vazão volumétrica medida e ΔT a diferença de temperaturas entre a entrada e saída do fluido. A vazão volumétrica pode ser escrita como:

$$\dot{v} = \frac{V \pm \delta V}{t \pm \delta t}$$

ou

$$\frac{\dot{v} - \dot{v}^*}{\dot{v}^*} = \left(\frac{1 \pm \frac{\delta V}{V}}{1 \pm \frac{\delta t}{t}} - 1 \right) \quad (\text{B.2})$$

com \dot{v}^* a vazão volumétrica considerada nos cálculos.

A diferença de temperaturas pode ser posta na forma:

$$\Delta T = (T_s^* - T_e^*) \pm 2\delta T \quad (\text{B.3})$$

Combinando as equações (B.1 , B.2 e B.3) obteremos:

$$\frac{Q - Q^*}{Q^*} = \frac{1 \pm \frac{\delta V}{V}}{1 \pm \frac{\delta t}{t}} \left[1 \pm \frac{2\delta T}{(T_s^* - T_e^*)} \right] - 1 \quad (\text{B.4})$$

Bibliografia

- [1] Grover, G.M. e Erickson, G.F., "Structures of Very High Thermal Conductance", *Journal of Applied Physics*, American Institute of Physics, 35(6), 1190 - 1191, 1964.
- [2] Eastman, G.Y., "The Heat Pipe", *Scientific American*, 218(5), 38 - 46, 1980.
- [3] Feldman, K.T. e Whiting, G.H., "The Heat Pipe", *Mechanical Engineering*, 1967.
- [4] Feldman, K.T. e Whiting, G.H., "Applications of the Heat Pipe", *Mechanical Engineering*, 90, 48-53, 1968.
- [5] Cotter, T.P., "Theory of Heat Pipes", Report LA-3246-MS, Los Alamos Scientific Laboratory of the University of California, Los Alamos, 1 - 37, 1965.
- [6] Turner, R.C., "The Constant Temperature Heat-Pipe. A Unique Device for the Thermal Control for Spacecraft Components", *AIAA 4th Thermophysics Conference*, 1969.
- [7] Bienert, W.B., Brennan, P.J. e Kirkpatrick, J.P., "Feedback Controlled Variable Conductance Heat Pipes", *AIAA Progress in Astronautics and Aeronautics*, 463-485, 1972
- [8] Edwards, D.K. e Marcus, B.D., "Heat and Mass Transfer in Vicinity of Vapor-Gas Front in a Gas Loaded Heat Pipe", *Journal of Heat Transfer*, 94, 155-162, 1972
- [9] Tien, C.L. e Rohani, A.R., "Theory of Two Component Heat Pipes", *Journal of Heat Transfer*, 94, 479-484, 1972
- [10] Rohani, A.R. e Tien, C.L., "Two Dimensional Heat and Mass Transfer in the Vapor-Gas Region of a Gas Loaded Heat Pipe", *ASME PAPER 72-WA/HT-34*, 1972
- [11] Gray, V.H., "The Rotating Heat Pipe - a Wickless, Hollow Shaft for Transferring High Heat Fluxes", *ASME PAPER 69-HT-19*, 1969
- [12] Gray, V.H., Marto, P.J. e Joslyn, A.W., "Boiling Heat Transfer Coefficients: Interface Behaviour and Vapour Quality in Rotating Boiler Operation to 475g", *NASA TN D-4136*, 1968

- [13] Daniels, T.C. e Al-Jumaily, F.K., "Theoretical and Experimental Analysis of a Rotating Wickless Heat Pipe", Proceedings of 1st International Heat Pipe Conference - Stuttgart, 1973
- [14] Marto, R. e Weigel, H., "The Development of Economical Rotating Heat Pipes", Proc. of 4th International Heat Pipe Conference - Oxford, 1981
- [15] Ismail, K.A.R. e Miranda, R.F., "Theoretical Analysis of Rotating Heat Pipe", 3rd International Heat Pipe Symposium - Tsukuba, 1988
- [16] Ismail, K.A.R. e Zanardi, M.A., "Analytical and Numerical Study on Heat Pipes of Rectangular Section and Sintered Wicks", 3rd International Heat Pipe Symposium - Tsukuba, 1988
- [17] Busse, C.A., "Pressure Drop in the Vapour Phase of Long Heat Pipes", Thermionic Conversion Specialists Conference - Palo Alto, 1967
- [18] Yuan, S.W. e Finkestein, A.B., "Laminar Flow with Injection and Suction Through a Porous Wall", Proceedings of the Heat Transfer and Fluid Mechanics Institute - Los Angeles, 1955
- [19] Bankston, C.A. e Smith, H.J., "Incompressible Laminar Vapor Flow In Cylindrical Heat Pipes", ASME PAPER 71-WA/HT-15, 1971
- [20] Rohani A.R. e Tien, C.L., "Analysis of the Effects of Vapour Pressure Drop on Heat Pipe Performance", International Journal of Heat and Mass Transfer, 17, 61-67, 1974
- [21] Murcia, N., "Estudo Teórico e Experimental em Tubos de Calor", Tese de Doutorado, UNICAMP, 1982
- [22] Kemme, J.E., "High Performance Heat Pipes", IEEE Thermionic Specialist Conference - Palo Alto, 1967
- [23] Cotter, T.P., "Heat Pipe Startup Dynamics", IEEE Thermionic Specialist Conference - Palo Alto, 1967
- [24] Levy, E.K., "Theoretical Investigation of Heat Pipes Operating at Low Vapor Pressures", Journal of Engineering for Industry Trans. ASME série B. 90(4). 1968
- [25] Kunz, H.R., Langston, L.S., Hilton, B.H., Wyde, S.S. e Nashick, G.H., "Vapor-Chamber Fin Studies - Transport Properties and Boiling Characteristics of Wicks", NASA CR-812, 1967.
- [26] Hwang-Bo, H. e Hilding, W.E., "Optimization of a Heat Pipe with a Wick and Annulus Liquid Flow", Journal of Heat Transfer, may 1972

- [27] Lyman, F.A. e Huang, Y.S., "Analysis of Temperature Distributions in Heat Pipes Wicks", ASME Paper , 1970
- [28] Beavers, G.S. e Joseph, D.D., "Boundary Conditions at a Naturally Permeable Wall", Journal of Fluid Mechanics, 30, 197-207, 1967.
- [29] Rudraiah, N., "Coupled Parallel Flows in a Channel and a Bounding Porous Medium of Finite Thickness", Journal of Fluids Engineering, 107, 322-329, 1985
- [30] Beavers, G.S., Sparrow, E.M. e Magnuson, R.A., "Experiments on Coupled Parallel Flows in a Channel and a Bounding Porous Medium", Journal of Basic Engineering, 843-848, 1970
- [31] Taylor, G.I., "A Model for the Boundary Condition of a Porous Material - Part 1", Journal of Fluid Mechanics, 48, 319-326, 1971.
- [32] Vafai, K. e Thiayagaraja, R., "Analysis of Flow and Heat Transfer at the Interface Region of a Porous Medium", International Journal of Heat and Mass Transfer, 30(7), 1391-1405, 1987.
- [33] Ferrel, J.K. e Alleavitch, J., "Vaporisation Heat Transfer in Capillary Wick Structures", Chemical Eng. Symposium Series, 66(2). 1970
- [34] Abhat, A. e Seban, R.A., "Boiling and Evaporation from Heat Pipe Wicks with Water and Acetone", Journal of Heat Transfer, 331-337, 1974
- [35] Bartheleny, R.R., "Evaporation Heat Transfer in Heat Pipes", Proceedings of 2nd International Heat Pipe Conference - Bologna, 1976
- [36] Dunn, P.D. e Reay, D.A., "Heat Pipes", Pergamon Press, 3rd edition, 1982
- [37] McKinney, B.G., "An Experimental and Analytical Study of Water Heat Pipes for Moderate Temperature Ranges", NASA TM-53849, 1969
- [38] Vafai, K. e Tien, C.L., "Boundary and Inertia Effects on Flow and Heat Transfer in Porous Media", International Journal of Heat and Mass Transfer, 24, 195-203, 1981
- [39] Courant, R., Isaacson, E. e Rees, M., "On the solution of Non-linear Hiperbolic Differential Equations by Finite Difference", Communications on Pure and Applied Mathematics, 5, 243-269, 1952
- [40] Spalding, D.B., "A Novel Finite Difference Formulation for Differential Expressions Involving Both First and Second Derivatives", International Journal of Numerical Methods in Engineering, 4, 551-559, 1972
- [41] Patankar, S.V., "A Calculation Procedure for Two-Dimensional Elliptic Situations", Numerical Heat Transfer, 2, 409-425, 1979

- [42] Leonard, B.P., "A Stable and Accurate Convective Modelling Procedure Based on Quadratic Upstream Interpolation", *Computational Methods in Applied Mechanical Engineering*, 19, 59-98, 1979
- [43] Wong, H.H. e Raithby, G.D., "Improved Finite Difference Methods Based on a Critical Evaluation of the Approximations Errors", *Numerical Heat Transfer*, 2, 139-163, 1979
- [44] Prakash, C., "Application of the Locally Analytic Differencing Scheme to Some Test Problems for the Convection-Diffusion Equations", *Numerical Heat Transfer*, 7, 165-182, 1984
- [45] Patankar, S.V. e Spalding, D.B., "A Calculation Procedure for Heat, Mass and Momentum Transfer in the Three Dimensional Parabolic Flows", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 15, 1787, 1972
- [46] Patankar, S.V., "Numerical Heat Transfer and Fluid Flow", Hemisphere, Washington DC, 1980
- [47] Doormaal, J.P.V. e Raithby, G.D., "Enhancements of the Simple Method for Predicting Incompressible Fluid Flows", *Numerical Heat Transfer*, 7, 147-163, 1984
- [48] Aparecido, J.B., "Estudo Fenomenológico do Escoamento de Vapor em Tubos de Calor Curtos", Tese de Mestrado, UNESP, 1985
- [49] Phillips, J.R., Chow, L.C., Grosshandler, W.L., "Thermal Conductivity of Metals Cloth Heat Pipe Wicks", *Journal of Heat Transfer*, 109, 775-781, 1987
- [50] Winston, R.R. e Hinterberger, "Principles of Cylindrical Concentrators for Solar Energy", *Solar Energy*, 17, 255, 1975
- [51] Löff, G.O.G. e Duffie, J.A., "Optimization of Focussing Solar Collector Design", *Journal of Engineering for Power*, 221-228, 1963
- [52] Evans, D.L., "On the Performance of Cylindrical Parabolic Solar Concentrators with Flat Absorbers",
- [53] Rabl, A., "Comparison of Solar Concentrators", *Solar Energy*, 18, 93-111, 1976
- [54] Edenburg, M.W., "Performance Analysis of a Cylindrical Parabolic Focusing Collector and Comparison with Experimental Results", *Solar Energy*, 18, 437-444, 1976
- [55] Ortobasi U., Buchl, W.M., "An Internal Cusp Reflector for an Evacuated Tubular Heat Pipe Solar Thermal Collector", *Solar Energy*, 25, 67-78, 1980
- [56] Roberts Jr. C.C., "A Non-tracking Moderately Focusing Heat Pipe Solar Collector", AIAA PAPER 78-402, 1978

- [57] Ramsey, J.W., Gupta, B.P. e Knowles, G.R., "Experimental Evaluation of a Cylindrical Parabolic Solar Collector", *Journal of Heat Transfer*, 99, 163-168, 1977
- [58] Kokhova, I.I., Sasin, V.Ya., Borodkin, A.A. e Ergashev, S.F., "Heat Pipe for Parabolocylindrical Solar Installation", *Geliotekhnika*, 18(4), 21-26, 1982
- [59] Umarov, G.Ya., Zakhidov, R.A. e Khodzhaev, A.Sh., "Radiant-Vector Distribution in the Radiant Field of a Parabolocylindric Concentrator", *Geliotekhnika*, 12, 27-32, 1976
- [60] Ganzarolli, M.M., "Análise Térmica de um Coletor Solar Cilíndrico Parabólico", Tese de Mestrado, UNICAMP, 1982
- [61] Rosa, E.S., "Estudo da Distribuição de Radiação em um Absorvedor Cilíndrico Usado em um Refletor Solar Cilíndrico Parabólico", Tese de Mestrado, UNICAMP, 1984
- [62] Duffie, J.A. e Beckman, W.A., "Solar Energy Thermal Processes" Wiley Interscience, New York, 1980
- [63] Ratzel, A.C., Hickox, C.E. e Gartling, D.K., "Techniques for Reducing Thermal Conduction and Natural Convection Heat Losses in Annular Receiver Geometries", *Journal of Heat Transfer*, 101, 108-113, 1979
- [64] Hickox, C.E. e Gartling, D.K., "The effects of Non-uniformities on Natural Convection in Annular Receiver Geometries", Sandia Laboratories, Ref NITS-SAND-77-1641, 1967
- [65] Kreith, F., "Princípios de Transmissão de calor", Edgar Blucher, 1977
- [66] McAdams, W.J., "Heat Transmission", 3rd edition, McGraw Hill, 1954
- [67] Chi, S.W., "Heat Pipe - Theory and Practice: A Sourcebook", Hemisphere Publishing Corporation, 1976
- [68] Broze, G.J., Ranade, S. e Prengle Jr, H.W., "An Approximate model for Sizing and Costing a Solar Thermal Collector-Central Receiver System", *Solar Energy*, 34, 341-350, 1985
- [69] Löf, G.O.G., Duffie, J.A. e Smith, C.O., "World Distribution of Solar Radiation", Solar Energy Laboratory of the University of Wisconsin, Report 21, 1966
- [70] Kreider, J.F. e Kreith, F., "Solar Energy Handbook", McGraw Hill, 1981
- [71] Liu, B.Y.H. e Jordan, R.C., "The Long Term Average Performance of Flat-Plate Solar Energy Collectors", *Solar Energy*, 7, 1963