

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA

“CARACTERIZAÇÃO NUMÉRICA E
EXPERIMENTAL DA ATENUAÇÃO
DA RADIAÇÃO LASER EM ESPUMA
METÁLICA”

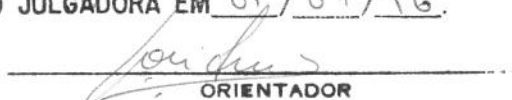
Autor: Silvio Luiz de Mello Junqueira

Orientador: Prof. Dr. José Luis Lage

Co-orientador: Prof. Dr. Luiz Fernando Milanez

ESTE EXEMPLAR CORRESPONDE A REDAÇÃO FINAL
DA TESE DEFENDIDA POR Silvio Luiz
de Mello Junqueira E APROVADA P
COMISSÃO JULGADORA EM 01/07/96.

PUBLICAÇÃO
FEM 42/96


ORIENTADOR

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
DEPARTAMENTO DE ENERGIA

TESE DE DOUTORADO

“CARACTERIZAÇÃO NUMÉRICA E
EXPERIMENTAL DA ATENUAÇÃO
DA RADIAÇÃO LASER EM ESPUMA
METÁLICA”

Autor: Silvio Luiz de Mello Junqueira

Orientador: Prof. Dr. José Luis Lage

Co-orientador: Prof. Dr. Luiz Fernando Milanez

Curso: Engenharia Mecânica

Unidade: Faculdade de Engenharia Mecânica

Área de Concentração : Térmica e Fluidos

Trabalho apresentado à comissão de Pós Graduação da Faculdade de Engenharia Mecânica,
como requisito para a obtenção do título de Doutor em Engenharia Mecânica.

Campinas, junho de 1996

S.P - Brasil

UNIDADE	BC
N.º CHAMADA:	J968c
V.	J
Ex.	
TOMBO BC/	29132
PROC.	667/96
C	<input type="checkbox"/>
D	<input checked="" type="checkbox"/>
PREÇO	R\$ 11,00
DATA	26/11/96
N.º CPD	

CM-00095103-8

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DA ÁREA DE ENGENHARIA - BAE - UNICAMP

J968c

Junqueira, Silvio Luiz de Mello

Caracterização Numérica e Experimental da Atenuação da Radiação Laser em Espuma Metálica / Silvio Luiz de Mello Junqueira.- - Campinas, SP: [s.n], 1996.

Orientador: José Luis Lage.

Tese (doutorado) - Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Mecânica.

1. Radiação. 2. Materiais Porosos. 3. Lasers.

I. Lage, José Luis. II. Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Mecânica. III. Título.

**UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA**

TESE DE DOUTORADO

**“CARACTERIZAÇÃO NUMÉRICA E
EXPERIMENTAL DA ATENUAÇÃO
DA RADIAÇÃO LASER EM ESPUMA
METÁLICA”**

Autor: Silvio Luiz de Mello Junqueira

Orientador: Prof. Dr. José Luis Lage

Co-orientador: Prof. Dr. Luiz Fernando Milanez



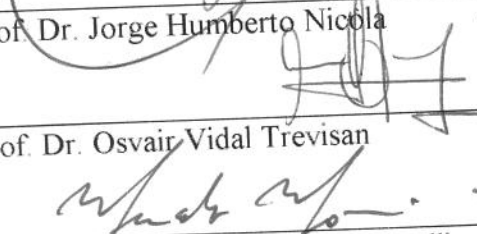
Prof. Dr. Luiz Fernando Milanez, Presidente



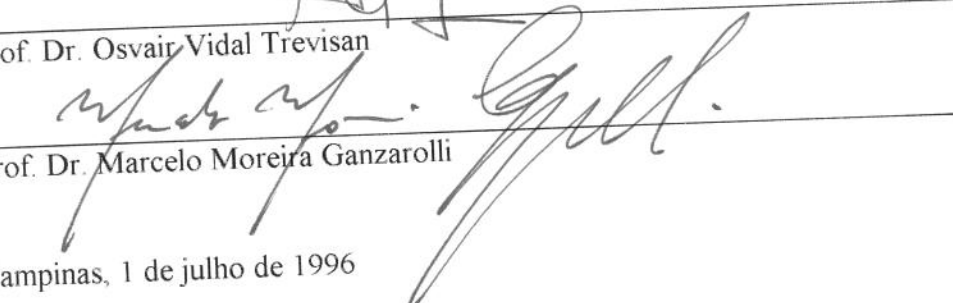
Prof. Dr. Nelson Múrcia



Prof. Dr. Jorge Humberto Nicola



Prof. Dr. Osvaldo Vidal Trevisan



Prof. Dr. Marcelo Moreira Ganzarolli

Campinas, 1 de julho de 1996

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Dr. José Luis Lage, meu orientador e grande incentivador. Seu exemplo de dedicação à docência e pesquisa traduzem a dimensão exata da função de um educador.

Aos meus queridos pais, Sr. Junqueira e Dona Deolinda, que sempre estiveram ao meu lado.

Aos Professores Luiz Fernando Milanez e Osvaldo Vidal Trevisan, minha admiração pelo exemplo de seriedade e competência em suas carreiras acadêmicas.

À professora Dra. Ester M. D. Nicola do IIC/Unicamp e ao companheiro Marcos Pinotti Barbosa DE/FEM, com quem realizei meus primeiros experimentos com radiação laser.

À Beatriz, Belquis e Oralda. Pensar em vocês me dá a certeza de que anjos não existem só no céu.

Ao companheiros de DE, em especial ao amigo Rubens S. Telles.

Aos docentes e funcionários do DE/FEM, em especial à Neusa de Andrade Maria e José Rodrigues de Oliveira.

À Geraldo e Neide Spínola, meus segundos pais, minha gratidão pela oportunidade de através de seus filhos e agregados, me mostrarem o verdadeiro significado da palavra família.

Ao meu irmão Paulo Cesar, sua esposa Aparecida e meus queridos sobrinhos, Andréa, Ana Paula e Pejota.

Aos meus primos, José Eduardo e Rosângela, pelo suporte e pelo carinho dedicado aos meus pais.

Ao CNPq pelo suporte financeiro durante o período de meu doutoramento.

ACKNOWLEDGMENTS

Looking back through the years in which I was fully involved with this dissertation, I end up concluding that much of this work is about friendship.

As I complete this work, it gives me great pleasure to have the opportunity to express my gratitude to all the people at the Mechanical Engineering Department who supported me, during my days as a SMU student.

First of all, I would like acknowledge my advisor, Dr. Jose Luis Lage, who gave me the privilege of being one of his students during the period between fall/93 and spring/95. I will always be very indebted to him for all the occasions in which I had the opportunity to experience his example of dedication and enthusiasm.

The faculty: Professor Osita Nwokah, Professor Jack Holman, Dr. Yildirim Hurmuzlu and Dr. Peter Raad, for their concern regarding my education and the progress of my research.

To the ME Dept. staff: Mrs. Trellas Gotcher and Ms. Peggy King.

To Mr. Lorton Trent for helping me out with my experimental tasks.

To my dear colleagues and their families: Rubens S. Telles, Bogdan Antohe, Dan (Paky) Stoianovich, Dan Manole and Dan Marghitu.

I also would like to mention the names of Adrian Sabau, Dani Fadda, Anton Ephanov, Cagatay and Ipek Basdogan, Fahin Sadeh, Toni Matta, Charles Matthew Kendall, Karen Aivazis and Karen Ann Hamrock.

To Fabio Okamoto, Alexandre and Carolina Capeto, Philomena Jones, Roger and Telma Soares, for all the precious moments.

To the people at the SMU/International Students Office, for their outstanding work.

To the Brazilian government for providing me with a scholarship, through the CNPq.

“...And in the end

The love you take

Is equal to the love

You make”

James Paul McCartney

Sumário

1	Introdução	1
2	Fundamentos da Radiação Laser	7
2.1	Radiação Laser	7
2.1.1	Luz	7
2.1.2	Níveis de Energia Eletrônica	10
2.1.3	Transições Radiativas	11
2.1.4	Inversão Populacional	12
2.2	Funcionamento de um Laser	13
2.2.1	Métodos de Bombeamento	13
2.2.2	Cavidade Ótica	14
2.2.3	Substrato	14

2.3	Interação entre a Radiação Laser e o Material	17
2.4	O Laser de Ions Argônio	20
2.4.1	Descrição	20
3	Modelamento Numérico	24
3.1	Problema Físico e Equações Governantes	24
3.1.1	Considerações com Respeito ao Modelo Matemático	24
3.1.2	Equação do Transporte do Calor e Condições de Contorno	26
3.1.3	O Termo Fonte	27
3.1.4	Adimensionalização das Equações Governantes	31
3.2	Tratamento Numérico	33
3.2.1	Equações Discretizadas	34
3.2.2	Modelamento Numérico do Termo Fonte	34
3.3	Ensaio Numéricos	36
3.3.1	Teste da Malha Numérica	37
3.3.2	Teste do Incremento Temporal	40

	iii
4 Procedimento Experimental	43
4.1 Características do Material	43
4.1.1 Matriz Metálica Porosa	43
4.1.2 Propriedades Físicas da Matriz Porosa e Fluidos	44
4.2 Arranjo Experimental	45
4.2.1 Preparação da Amostra	45
4.2.2 Fixação dos Termopares	47
4.3 Aplicação da Radiação sobre a Amostra	49
5 Resultados Experimentais	52
5.1 Apresentação dos Resultados	52
5.2 Análise dos Resultados Experimentais	69
5.2.1 Análise Qualitativa	69
5.2.2 Uso das Relações Empíricas em Convecção Natural	73
6 Determinação do Coeficiente de Atenuação do Meio	88
6.1 Geometria do Problema e Condições de Contorno	89
6.2 Metodologia para a Determinação do Coeficiente de Atenuação	91

	iv
6.2.1	Variações do Coeficiente de Atenuação 92
6.3	Resultados Obtidos com o Modelo Computacional 95
6.4	Análise dos Resultados 105
6.4.1	Influência da Condutividade Térmica Efetiva sobre o Coeficiente de Atenuação β_m 107
6.4.2	Relação entre o Coeficiente de Atenuação β_m e o Número de Prandtl efetivo Pr_m 109
7	Conclusões 114
A	O Sistema de Aquisição de Dados 118
A.1	O Conceito de Instrumento Virtual 118
A.2	Software LabVIEW II 119
A.3	Hardware MacADIOS II 119
A.4	Ligação Hardware/Software 120
A.4.1	Termopares 120
A.4.2	Amplificadores de Sinal 121
B	Filtro dos Dados Experimentais 129

C Modelos de Condutividade Térmica Equivalente	131
C.1 O Modelo de Simetria de Fase	134

Lista de Figuras

2.1	Exemplos de perfis espaciais do raio laser	10
2.2	Esquema básico da interação laser/material	18
2.3	Esquema básico de um Laser a gás	20
3.1	Geometria do bloco aquecido pela radiação laser	25
3.2	Domínio numérico do problema	33
3.3	Representação do termo fonte numérico	35
3.4	Casos de variação da malha regular para $\chi=1$ e $Bi=1$	38
3.5	Perfil do termo fonte volumétrico para $\chi=100$	39
3.6	Comparação : malha uniforme e não uniforme, $\chi=1$ e $Bi=1$	41
3.7	Variação do incremento de tempo adimensional	42
4.1	Dimensões da amostra	46
4.2	Detalhe do plano de disposição dos termopares na matriz	48

4.3	Posição dos sensores na amostra	48
4.4	Ilustração do arranjo experimental	50
5.1	Resultados experimentais; $P = 0,5$ W; Fluido: Ar	53
5.2	Resultados experimentais; $P = 1,0$ W; Fluido: Ar	54
5.3	Resultados experimentais; $P = 1,5$ W; Fluido: Ar	55
5.4	Resultados experimentais; $P = 2,0$ W; Fluido: Ar	56
5.5	Resultados experimentais; $P = 0,5$ W; Fluido: Água	57
5.6	Resultados experimentais; $P = 1,0$ W; Fluido: Água	58
5.7	Resultados experimentais; $P = 1,5$ W; Fluido: Água	59
5.8	Resultados experimentais; $P = 2,0$ W; Fluido: Água	60
5.9	Resultados experimentais; $P = 0,5$ W; Fluido: Óleo PAO	61
5.10	Resultados experimentais; $P = 1,0$ W; Fluido: Óleo PAO	62
5.11	Resultados experimentais; $P = 1,5$ W; Fluido: Óleo PAO	63
5.12	Resultados experimentais; $P = 2,0$ W; Fluido: Óleo PAO	64
5.13	Resultados experimentais; $P = 0,5$ W; Fluido: Mercúrio	65
5.14	Resultados experimentais; $P = 1,0$ W; Fluido: Mercúrio	66
5.15	Resultados experimentais; $P = 1,5$ W; Fluido: Mercúrio	67

5.16	Resultados experimentais; $P = 2,0 \text{ W}$; Fluido: Mercúrio	68
5.17	Perfis dos termopares 0 a 5, Ar e Água; $P = 2,0 \text{ W}$	69
5.18	Perfis dos termopares 0 a 5, óleo PAO e Mercúrio; $P = 2,0 \text{ W}$	70
5.19	Variação da potência, Ar e Água (termopar 0)	71
5.20	Variação da potência, óleo PAO (termopar 3) e Mercúrio (termopar 4)	71
5.21	Variação dos fluidos de saturação, $P=2,0 \text{ W}$ (termopar 0); $P=1,0 \text{ W}$ (termopar 1)	72
5.22	Variação dos fluidos de saturação, $P=2,0 \text{ W}$ (termopar 3); $P=0,5 \text{ W}$ (termopar 4)	73
5.23	Número de Rayleigh baseado nos experimentos: Água e Óleo PAO	79
5.24	Número de Rayleigh baseado nos experimentos: Ar	80
5.25	Número de Rayleigh baseado nos experimentos: Mercúrio	80
5.26	Número de Nusselt baseado nos experimentos: Ar e Mercúrio	82
5.27	Número de Nusselt baseado nos experimentos: Água e Óleo PAO	82
5.28	Número de Biot baseado nos experimentos: Ar	85
5.29	Número de Biot baseado nos experimentos; Água e Óleo PAO	85
5.30	Número de Biot baseado nos experimentos: Mercúrio	86
5.31	Número de Biot baseado nos experimentos: Ar	86

5.32	Número de Biot baseado nos experimentos: Água e Óleo PAO	87
5.33	Número de Biot baseado nos experimentos: Mercúrio	87
6.1	Domínio bidimensional da matriz porosa saturada e condições de contorno .	89
6.2	Simulação para $\chi=0,20$, $Bi=1,4$; Fluido: Água; $P = 2,0 W$	92
6.3	Coefficiente de transmissão da radiação incidente em função de ξ	93
6.4	Diferença de temperatura máxima entre os termopares 0 e 5 em função de χ	94
6.5	Resultados experimentais vs numéricos; 1,0W, fluido: Ar	97
6.6	Resultados experimentais vs numéricos; 2,0W, fluido: Ar	98
6.7	Resultados experimentais vs numéricos; 1,0W, fluido: Água	99
6.8	Resultados experimentais vs numéricos; 2,0W, fluido: Água	100
6.9	Resultados experimentais vs numéricos; 1,0W, fluido: Óleo PAO	101
6.10	Resultados experimentais vs numéricos; 2,0W, fluido: Óleo PAO	102
6.11	Resultados experimentais vs numéricos; 1,0W, fluido: Mercúrio	103
6.12	Resultados experimentais vs numéricos; 2,0W, fluido: Mercúrio	104
6.13	Coefficientes de transferência de calor na face superior em função da difusividade térmica efetiva	109
6.14	Coefficientes de transferência de calor na base em função da difusividade térmica efetiva	110

6.15	Coeficiente de atenuação β_m em função da difusividade térmica efetiva α_m	111
6.16	Variação do coeficiente de atenuação β_m em função de Pr_m	112
A.1	Painel da rotina turbodriver DIGITIZE VI	122
A.2	Diagrama da rotina turbodriver DIGITIZE VI	123
A.3	Hierarquia do sistema de aquisição de dados desenvolvido	124
A.4	Painel do instrumento virtual secundário	125
A.5	Diagrama do instrumento virtual secundário	126
A.6	Painel do instrumento virtual principal	127
A.7	Diagrama do instrumento virtual principal	128
C.1	Esquema da célula unitária com simetria de fase	135
C.2	Fator de forma para o Modelo de Simetria de Fase	139

Lista de Tabelas

2.1	Regime de temperatura dos processos	19
2.2	Dimensões do INNOVA 70-2 Laser	21
2.3	Especificações para o modo de operação multilinha	23
4.1	Propriedades físicas da matriz porosa e fluidos	45
4.2	Posição dos sensores	49
5.1	Ra , Nu e \bar{h} no topo e na base da matriz porosa: caso Ar	77
5.2	Ra , Nu e \bar{h} no topo e na base da matriz porosa: caso Água	78
5.3	Ra , Nu e \bar{h} no topo e na base da matriz porosa: caso óleo PAO	78
5.4	Ra , Nu e \bar{h} no topo e na base da matriz porosa: caso Mercúrio	78
5.5	Condutividade térmica do meio	83
6.1	Coefficientes de atenuação dimensional do meio	108

C.1 Razão k_s/k_l para os sistemas matriz/fluidos considerados	134
--	-----

Nomenclatura

a_p, a_n, a_s, a_e, a_w	coeficientes da equação discretizada
A	área, $[m^2]$
b	fator de forma, equação (C.8)
c_p	calor específico, $[\frac{J}{kg \cdot K}]$
C	parâmetro empírico, equação (5.3)
C^*	parâmetro da equação (C.15)
D	difusividade (apêndice C)
F	fração volumétrica da parte sólida, equação (C.12)
h	coeficiente de transferência de calor $[\frac{W}{m^2 \cdot K}]$
H	espessura do matriz porosa
I_0	intensidade média de radiação na superfície do corpo $[\frac{W}{m^2 \cdot K}]$
I_λ	intensidade de radiação no comprimento de onda
$I_{b\lambda}$	intensidade de radiação de um corpo negro no comprimento de onda
k	condutividade térmica $[\frac{W}{m \cdot K}]$
L	comprimento da matriz porosa
L^*	comprimento característico da amostra porosa
m	parâmetro empírico, equação (5.3)
m^*	parâmetro da equação (C.15)
P	potência da fonte laser, [W]
q'''	termo de geração de energia por unidade de volume
Q'''_{num}	termo fonte numérico

r	coordenada radial
r_b	raio do feixe de radiação , [cm]
r_b^*	raio do feixe de radiação adimensional
t	tempo, [s]
t_{la}	início da ação do laser
t_{cd}	início da coleta dos dados de temperatura
T	temperatura [$^{\circ}C$]
V	volume
z	coordenada axial

Símbolos gregos

α	difusividade térmica, [$\frac{m^2}{s}$]
β	coeficiente de atenuação [m^{-1}]
β^*	coeficiente de expansão térmica a pressão constante, [K^{-1}]
χ	coeficiente de atenuação adimensional, $\chi = H\beta_m$
Δ_{dist}	somatória dos volumes de controle que formam o diâmetro do raio laser
η	coordenada radial adimensional, $\eta = \frac{r}{H}$
κ_λ	coeficiente de absorção espectral
λ^*	razão entre condutividades, $\lambda^* = \frac{k_f}{k_s}$
ν	viscosidade cinemática, [$\frac{m^2}{s}$]
ϕ	porosidade da matriz porosa
ρ	densidade, [$\frac{kg}{m^3}$]
τ	tempo adimensional, $\tau = \frac{\alpha_m t}{\sigma H^2}$
θ	temperatura adimensional, $\theta = \frac{T-T_0}{\frac{T_0 H}{k_m}}$
ξ	coordenada axial adimensional, $\xi = \frac{z}{H}$

Adimensionais

Bi	número de Biot, $Bi = \frac{h \cdot L^*}{k_m}$
Gr	número de Grashof, $Gr = \frac{g \beta L^{*3} (T_w - T_\infty)}{\nu^2}$
Nu	número de Nusselt, $Nu = \frac{\bar{h} L^*}{k_f}$
Pr	número de Prandtl, $Pr = \frac{\nu}{\alpha}$
Pr_m	número de Prandtl equivalente, $Pr = \frac{\nu}{\alpha_m}$
Ra	número de Rayleigh, $Ra = \frac{g \beta L^{*3} (T_p - T_\infty)}{\nu \cdot \alpha}$

Subescritos

∞	relativo ao meio externo do sistema matriz/fluido
b	relativo à superfície inferior da matriz, base
e	relativo ao meio poroso saturado
f	parte líquida da matriz porosa
fs	interface sólido-líquido
m	relativo ao meio poroso (matriz + fluido), efetivo
s	parte sólida da matriz porosa
sp	superfície genérica
t	relativo à superfície superior da matriz, topo

RESUMO

JUNQUEIRA, Silvio Luiz de Mello, Caracterização Numérica e Experimental da Radiação Laser em Espuma Metálica, Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, 1996, 144 p., Tese (Doutorado)

O presente trabalho trata do estudo teórico e experimental dos efeitos térmicos causados pela aplicação da radiação laser sobre meios porosos e objetiva a determinação do coeficiente de atenuação de um meio poroso imerso em fluido.

O modelamento matemático proposto utiliza a técnica dos volumes finitos, para resolver numericamente a equação do transporte do calor em coordenadas cilíndricas.

Um sistema de aquisição de dados baseado no conceito de instrumentos virtuais é elaborado para analisar o processo de aquecimento pela radiação de um laser de Argônio sobre uma matriz porosa de Alumínio 6101 imersa em quatro fluidos diferentes: ar, água, óleo polialfaolefina e Mercúrio.

Uma metodologia inversa, estabelecida pela comparação de resultados numéricos e experimentais, é empregada para obter o coeficiente de atenuação da espuma metálica saturada. A análise inclui o emprego de duas metodologias de cálculo da condutividade térmica equivalente.

Uma correlação entre os coeficientes de atenuação e um número de Prandtl equivalente do meio poroso é estabelecida.

Palavras Chave

Radiação, Materiais Porosos, Lasers

ABSTRACT

JUNQUEIRA, Silvio Luiz de Mello, Caracterização Numérica e Experimental da Radiação Laser em Espuma Metálica, Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, 1996, 144 p., Tese (Doutorado)

In the present work, an investigation of thermal effects due to laser application is accomplished in order to determine the attenuation coefficient of a porous matrix immersed in fluid. The study included both theoretical and experimental analysis.

In the theoretical analysis a numerical model based on control volume method is developed to simulate the lasing process by solving the energy equation in cylindrical coordinates.

A data acquisition system based on virtual instruments concept is elaborated to analyse the heating process resulting from Argon Laser radiation over an Aluminum foam porous medium immersed in four different fluids, namely air, water, polyalphaolefin oil and Mercury.

An inverse methodology, established by comparison of numerical and experimental results, is used to obtain the attenuation coefficient of the saturated metal foam. Calculations also included the use of two models for the effective thermal conductivity.

Results indicated the existence of a linear correlation between laser attenuation and a defined equivalent Prandtl number.

Key Words

Radiation, Porous Media, Lasers

Capítulo 1

Introdução

O rápido desenvolvimento da tecnologia laser ocorrido desde a sua descoberta no início dos anos 60, possibilitou que o seu emprego se estendesse a várias áreas do conhecimento humano. Observam-se exemplos da abrangência do emprego de lasers em telecomunicações (fibras óticas), informática (saídas gráficas), metrologia (anemometria, sensoriamento e técnicas de interferometria) [1].

Na área médica, o número de aplicações de laser em situações cirúrgicas vem crescendo acentuadamente. Na maioria destas aplicações o laser tem substituído com sucesso o uso de bisturís em atividades envolvendo corte e remoção de tecido [2, 3].

Em termos tecnológicos, o uso da radiação laser tornou-se um componente essencial para o estabelecimento do padrão de desenvolvimento industrial atual, contribuindo de maneira efetiva no processo de transformação de ciência em tecnologia economicamente produtiva [4].

A capacidade que a radiação laser tem de concentrar uma alta densidade de energia por unidade de área em uma determinada região de um material, fez deste tipo de tecnolo-

gia uma excelente ferramenta em aplicações envolvendo aquecimento, fusão e vaporização de materiais. A esta característica incorpora-se também a capacidade que a fonte de radiação laser tem de ser controlada em termos de amplitude, fase, comprimento de onda, coerência, polarização e direcionalidade.

Em sua interação com matéria sólida, a radiação laser incidente tem parte de sua energia refletida, parte transmitida através do meio, e o restante é absorvida pelo sistema provocando inicialmente o aumento da temperatura local. Em alguns casos, dependendo de parâmetros como a intensidade da energia irradiada, tempo de aplicação e características do meio, somado ao aumento da temperatura local tem-se fusão, liquefação e evaporação, ou mesmo sublimação do meio, que apresenta como consequência a formação de uma cratera [5].

Métodos tradicionais de processamento de materiais utilizam contato direto entre a ferramenta e o material a ser processado por uma ação mecânica, química ou elétrica. Isso não ocorre em aplicações de raio laser onde não existe contato entre a ferramenta, no caso o raio laser, e o material. Neste sentido, os eletrodos, elementos abrasivos, corte a chama e as demais ferramentas de corte observadas em várias operações industriais, podem ser eliminadas, reduzindo custos de reposição e manutenção destas ferramentas. Portanto, o corte a laser, comparado aos métodos convencionais, apresenta maior precisão, maior rapidez e menor custo, sendo em alguns casos a única solução, como em situações de corte de plásticos e cerâmicos [4].

O foco e a intensidade de energia a ser depositada passam a ser os parâmetros a serem controlados, dependendo do tratamento dado ao material. Por exemplo, a intensidade de energia requerida em operações de aquecimento de materiais por laser é de $10^5 W/cm^2$ (pulso de 0,1 s), enquanto que operações de corte de material requerem em

média $10^8 W/cm^2$ para um tempo de aplicação variando entre 0,1 s e 0,5 s [6]. Em processos de soldagem o uso do laser tem apresentado vantagens em relação aos métodos convencionais que empregam gás e arco. Tal vantagem se traduz na capacidade que o laser apresenta em produzir um raio altamente colimado e de alta intensidade, fazendo com que a radiação atue como uma ferramenta eficaz em situações críticas. Devido à alta intensidade de potência produzida, a energia exigida pelo laser para penetrar uma determinada profundidade é menor que a energia requerida em processos convencionais de soldagem.

A maioria dos trabalhos teóricos e experimentais iniciais envolvendo processos térmicos causados por radiação laser buscaram a solução da clássica equação da condução do calor unidimensional ao considerarem uma fonte estacionária ou em movimento sobre corpos semi-infinitos. Em um trabalho de contribuição fundamental ao assunto, Rosenthal [7] aplicou o método clássico de resolução do problema da condução do calor unidimensional de Carslaw e Jaeger [8] em processos de tratamento térmico, obtendo soluções analíticas. Pode-se citar, como exemplos de abordagens alternativas com vistas à resolução do mesmo problema as investigações realizadas por Cline e Anthony [9], que atribuíram um perfil Gaussiano à fonte de calor, ou as soluções aproximadas formuladas por Ashby e Easterling [10]. Uma revisão mais extensa do estado da arte em tratamento de materiais por laser é devida a Mazumder [11].

O aumento do número de aplicações do laser em processamento de materiais implicou no aumento da ocorrência dos estudos teóricos e experimentais. Tais estudos passaram a buscar a simulação de situações de corte e remoção de material provocados pela fusão e a eventual vaporização do material, investigando, conseqüentemente, a fronteira de mudança de fase que ocorre à medida que o laser caminha através da espessura do material [12].

O êxito de tais simulações depende da precisão em se quantificar a profundidade de penetração e o campo de temperatura em um ponto específico da amostra. O objetivo comum a todos os estudos nesta área é desenvolver correlações entre estas quantidades e os parâmetros inerentes à fonte emissora de radiação .

Além dos métodos analíticos já citados, a literatura identifica outras metodologias empregadas na investigação dos efeitos da luz laser sobre um dado substrato, incluindo métodos de transformadas integrais [13, 14] e métodos inteiramente numéricos [10, 15, 16, 17].

A determinação do perfil de temperatura tri-dimensional e da profundidade de penetração do raio foram investigados no trabalho realizado por Ehrhardt et al [16], que utilizaram as soluções fechadas de Rosenthal [7] em uma formulação em elementos finitos. Lim e Chan [17], usando o método numérico de elementos de contorno, determinaram a potência da solda a laser em função da velocidade da solda e a forma da interface sólido-líquido.

A influência da convecção e do escoamento do fluido sobre a forma da poça de material fundido, presente em situações de corte e soldagem, foi analisada através do modelo bi-dimensional proposto por Chan et al [18].

As propriedades térmicas e óticas do meio são fatores influentes no processo [19]. Embora seja extensa a literatura que analisa os efeitos térmicos causados pela radiação laser em ligas metálicas e outros materiais [11, 20, 10], a literatura apresenta também análises dos efeitos do raio laser sobre materiais não metálicos. Roy e Modest [21] modelaram o corte de material cerâmico considerando a presença de evaporação e a variação das propriedades do material.

O coeficiente de atenuação do meio, cuja influência está relacionada com a porção da radiação incidente que se propaga através do substrato, -se é um fator de extrema importância para o entendimento dos fenômenos térmicos envolvidos em aplicações de laser. Elder et al [22] desenvolveram um método para determinar os coeficientes de absorção e os perfis de temperatura em um cilindro preenchido por plasma produzido por um arco elétrico. Nowak e Pryputniewicz [12] utilizaram o coeficiente de absorção para realizar uma investigação do ponto de vista experimental e teórico do corte a laser em um meio parcialmente transparente. Resultados apresentados por Mills et al [23] estabelecem que o coeficiente de atenuação do plasma varia radialmente.

A motivação para a realização deste trabalho baseou-se no fato de a literatura ainda não ter apresentado estudos sobre os efeitos causados pelo laser sobre um meio poroso, uma vez que os métodos de análise desenvolvidos consideram, de maneira geral, que a radiação incide sobre um substrato sólido.

A proposta deste trabalho é utilizar a teoria que envolve a transferência de calor em meios porosos para investigar o mecanismo de absorção da radiação laser incidente sobre um meio poroso saturado. O estudo inclui uma análise experimental e numérica do processo, considerando a incidência da radiação proveniente de uma fonte laser de íons de Argônio em um comprimento de onda fixo, sobre uma amostra porosa de liga de Alumínio 6101 saturada com quatro fluidos diferentes. O modelo teórico inclui o desenvolvimento de um código de cálculo em volumes finitos [25] para a simulação do processo, considerando propriedades constantes e uma amostra de geometria finita.

A parte experimental desta dissertação foi desenvolvida no laboratório do Centro de Estudos de Materiais Porosos do Departamento de Engenharia Mecânica da Southern Methodist University em Dallas, EUA. O material poroso de alumínio estudado é compo-

nente de um projeto de microtrocaadores de calor para resfriamento dos modulos eletrônicos em radares de fase e antenas de microondas de alta potência, ambos produzidos pela Texas Instruments.

Através da comparação dos resultados numéricos com os experimentais, o presente estudo busca a validação do modelo matemático proposto para a determinação do coeficiente de atenuação de uma matriz porosa saturada, buscando fornecer subsídios para aplicações industriais, onde considera-se a importância do conhecimento do coeficiente de atenuação do substrato em processos de materiais por radiação laser.

Capítulo 2

Fundamentos da Radiação Laser

2.1 Radiação Laser

O termo *laser* vem da língua inglesa e significa “Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation”. Isto implica que o Laser é um aparelho que produz e amplifica luz. O mecanismo pelo qual isto ocorre chama-se emissão estimulada e foi postulado por Einstein in 1917, tendo levado alguns anos para ser aplicado [5]. Por suas características, a luz produzida pelo Laser ainda se apresenta como grande objeto de investigação no meio científico, sendo quase impossível de ser obtida por outro procedimento que não envolva emissão estimulada.

Para facilitar a compreensão do que é e de como funciona, segue-se uma breve revisão dos fenômenos envolvidos na ação do laser.

2.1.1 Luz

Luz é uma forma de energia que ocupa uma porção do espectro eletromagnético. Por ocupar a faixa do espectro eletromagnético visível ao olho humano, a luz foi a primeira forma

de energia eletromagnética identificada pelo homem. Posteriormente, com a descoberta da luz fora do espectro visível, o termo luz passou a abranger também aquelas formas de energia eletromagnéticas não visíveis.

A luz produzida pelo Laser difere da luz advinda das fontes convencionais. As propriedades que caracterizam a radiação laser são: grande colimação, monocromaticidade, coerência, intensidade e perfil espacial da luz. Tais propriedades favorecem o emprego do laser em um grande número de aplicações.

Divergência

A alta direcionalidade e a colimação são umas das mais importantes características do feixe de raio laser. A colimação é importante porque significa que a energia carregada pelo feixe de laser não diverge e pode ser coletada e focada em uma pequena área. A divergência de um feixe de laser é medida em miliradianos, e, para citar alguns exemplos, lasers a gás tais como os de Hélio e Neônio, Argônio e o laser de dióxido de Carbono possuem divergência variando entre 0,2 e 1 mrad, 0,5 e 1 mrad e 1 e 10 mrad, respectivamente.

Monocromaticidade

Monocromaticidade significa uma única cor, ou um comprimento de onda de luz. A luz proveniente do Laser é altamente monocromática, isto é, possui um espectro bastante limitado quando comparado com outros tipos de luz. Esta é outra característica importante do laser. Em geral, um aparato laser pode produzir luz amplificada em vários comprimentos de onda.

Coerência

Coerência é o termo usado para descrever a relação entre duas formas de onda. Duas ondas com a mesma frequência, fase, amplitude e direção são chamadas espacialmente coerentes. Esta propriedade do laser é muito importante, havendo contribuído para o desenvolvimento de técnicas holográficas e suas aplicações, tais como, interferometria holográfica [6].

Alta Intensidade

Esta característica da luz laser esta relacionada com a energia carregada pela luz propriamente dita. Energia é a medida da capacidade de realização de trabalho e é comumente medida em Joules (J) no sistema métrico. Potência é a taxa na qual o trabalho é realizado na unidade de tempo cuja unidade no sistema métrico é o Watt (W). A potência de saída do laser é fortemente dependente das propriedades mencionadas anteriormente.

Perfis Espaciais do Raio laser

Os perfis espaciais caracterizam a seção transversal do feixe de laser. Lasers a gas, por exemplo, possuem uma geometria bem definida, sendo que o sistema TEM_{mn} é usado para representar tais padrões. O termo TEM vem do inglês “Transverse Electromagnetic Mode”. A descrição destes padrões requer o uso de ferramentas matemáticas do tipo polinômios ortogonais. Entretanto, de acordo com os propósitos deste trabalho, somente os perfis mais comuns são apresentados (Figura 2.1) [5].

Na notação TEM_{mn} , m e n representam os números de espaços encontrados no padrão espacial que ocorrem em cada uma das duas direções ortogonais, transversas à

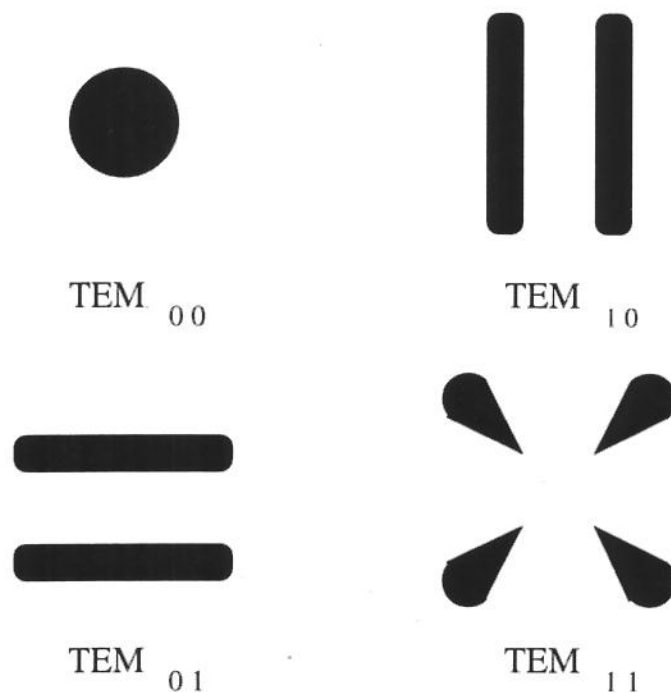


Figura 2.1: Exemplos de perfis espaciais do raio laser

direção da propagação do raio.

2.1.2 Níveis de Energia Eletrônica

A luz é produzida por processos atômicos. Tais processos, criados a partir de variações no nível de energia atômica, são também responsáveis pela geração da luz laser. Uma curta e oportuna definição para um átomo o coloca como sendo constituído de um núcleo pequeno e denso, com um ou mais elétrons em movimento em volta do núcleo. A relação entre elétrons e o núcleo é descrita em termos dos níveis de energia.

2.1.3 Transições Radiativas

Normalmente os elétrons ocupam os níveis de energia mais baixos. Neste caso, um átomo é dito estar em seu estado fundamental. Entretanto, elétrons podem passar para estados de energia mais altos deixando os estados inferiores vazios. Uma das maneiras pela qual um elétron pode mudar seu estado energético é chamado transição radiativa.

Existem três tipos de transição radiativa. Dois deles, absorção e emissão espontânea, são bastante familiares, mas o terceiro, emissão estimulada, é relativamente desconhecido. É neste caso particular de transição radiativa que a ação do laser é baseada.

Absorção de energia

Um elétron atômico pode absorver energia de uma variedade de fontes externas. Do ponto de vista do funcionamento do laser, são identificados dois modos para se energizar um elétron. O primeiro consiste na transferência de toda a energia de um fóton para um orbital de um elétron. O aumento da energia de um elétron faz com que ele “pule” para um nível de energia mais alto.

A segunda técnica pode ser realizada através de uma descarga elétrica, na qual a energia é obtida após a ocorrência de colisões com elétrons acelerados pelo campo magnético. O resultado deste tipo de excitação é a elevação de um elétron para um nível de energia superior em relação ao nível original, através da absorção de energia. O átomo que contém tais elétrons está excitado.

Emissão Espontânea

A tendência de uma estrutura atômica é sempre se acomodar no nível de energia mais baixo. São várias as maneiras pelas quais um elétron pode retornar a níveis de energia inferiores. Uma parcela desta energia liberada pode ser convertida em calor. Uma outra maneira de desexcitação ocorre pela emissão espontânea de um fóton. A quantidade de energia contida em um fóton liberado por um átomo em processo de desexcitação é igual a diferença de energia entre o estado excitado e o nível inferior. À liberação do fóton chamamos de emissão espontânea.

Emissão Estimulada

Em 1917, Einstein postulou que um fóton liberado por um átomo excitado poderia, ao interagir com um segundo átomo igualmente excitado, levar este último a um estado de desexcitação com a consequente liberação de outro fóton. O choque sucessivo destes dois fótons com outros átomos excitados e a consequente produção de novos fótons caracteriza o processo de emissão estimulada.

No caso da emissão espontânea, a luz produzida será aleatória e aproximadamente igual em todas as direções. O processo de emissão estimulada, por outro lado, pode causar uma amplificação do número de fótons trafegando numa direção particular.

2.1.4 Inversão Populacional

Inversão populacional é a primeira condição para que se inicie o processo de emissão estimulada. Quanto maior a porcentagem de átomos no estado excitado, maior será a

probabilidade da ocorrência de emissão estimulada. Estando a matéria em seu estado natural, a população de elétrons situa-se nos estados de energia mais baixos, deixando os níveis superiores depopulados. A situação na qual existem mais elétrons nos níveis superiores (excitados), do que nos níveis inferiores (não excitados), representa a inversão populacional.

2.2 Funcionamento de um Laser

Os lasers operam basicamente de acordo com o mesmo princípio. Os átomos ou moléculas de um determinado material são excitados a fim de se amplificar a intensidade da luz em níveis subatômicos, através da emissão estimulada de fótons. São três os aspectos que evidenciam as diferenças entre os vários tipos de lasers: o material, ou o substrato no qual a radiação laser é produzida, a maneira pela qual se induz o estado de excitação e o tipo de cavidade ótica.

2.2.1 Métodos de Bombeamento

A amplificação da luz só ocorre quando a inversão populacional é estabelecida. Este processo realiza-se através da introdução de energia no substrato. Quando uma certa quantidade de energia incide sobre os elétrons, estes são levados a órbitas superiores ou estados excitados.

Vários métodos de bombeamento são usados. Lasers podem ser bombeados por lâmpadas de alta intensidade, explosões atômicas, ou mesmo outras fontes laser. Lasers de estado sólido e lasers líquidos usam a técnica de bombeamento ótico. Lasers a gás são bombeados por colisões entre elétrons. Esta técnica é empregada quando se necessita

produzir luz de forma contínua.

2.2.2 Cavityde Ótica

Cavidades óticas são usadas para controlar a direção da propagação do raio de modo a evitar perdas dos fótons liberados ao se atingir o estado de inversão populacional. Este controle é executado posicionando-se o substrato numa cavidade ótica formada por dois refletores. Os fótons produzidos nesta cavidade são refletidos num ângulo de 180° e trafegam no interior da cavidade causando um aumento no índice de emissão estimulada. Os refletores podem ser espelhos planos, curvos, ou prismas.

Somente fótons trafegando perpendicularmente aos espelhos poderão deixar a cavidade ótica através do espelho frontal. O número de fótons viajando ao longo do eixo dos espelhos é aumentado continuamente, produzindo o que se chama de luz amplificada por emissão de radiação.

2.2.3 Substrato

Os Lasers podem ser classificados segundo o meio no qual ocorre o processo de inversão populacional. Atualmente, cinco famílias são identificadas:

Lasers de Estado Sólido

Este tipo de Laser distribui os centros ativos no substrato. Um exemplo desta classe é o Laser de Rubi, que usa uma quantidade de Cromo distribuído uniformemente numa barra de cristal de óxido de alumínio [1].

Nesta classe de Lasers, a barra de cristal é envolvida por uma lâmpada em forma espiral. Esta lâmpada, que produz luz de alta intensidade, é frequentemente preenchida com gás xenônio e carregada por eletricidade.

Lasers a gás

Este tipo de Laser emprega gás ou uma mistura gasosa, produzindo como resultado, uma luz mais coerente que os Lasers de estado sólido.

O primeiro laser a gás foi inventado por Javan [27] e combinava gases de Hélio e Neônio num tubo de quartzo. A descarga elétrica entregue à esta mistura gasosa leva a uma elevada taxa de inversão populacional.

Os Lasers de CO_2 também pertencem à família dos lasers a gás. Desenvolvido nos Laboratórios Bell [28], o laser de CO_2 é identificado como o mais potente dos lasers, alcançando eficiência de 10 por cento, ou seja, retorna 10 % da energia gasta para provocar a inversão populacional na mistura gasosa, provocada por descarga elétrica. A baixa eficiência apresentada pelos demais lasers é motivo para o contínuo desenvolvimento de novos aparatos laser [1].

Um terceiro tipo de lasers a gás opera somente com gases nobres (Argônio, Neônio, Kriptônio, Xenônio e Hélio), no qual a inversão populacional também ocorre por descarga elétrica. Os Lasers de Argônio e Kriptônio, que produzem respectivamente, luz azul e verde, são de uso comum em aplicações comerciais. O mecanismo de funcionamento do Laser de Argônio, o aparato laser empregado na parte experimental do presente trabalho, será descrito em tópicos subsequentes.

Lasers Líquidos

Inicialmente chamados de Lasers Raman [1], Dye-Lasers ou Lasers de Corante, os Lasers líquidos são relativamente novos e frequentemente apresentam como substrato um complexo orgânico pigmentado. Uma característica marcante apresentada pelos Lasers líquidos é a possibilidade de serem regulados. A escolha correta do complexo orgânico e sua concentração permite a produção de luz em comprimentos de onda próximos ou mesmo dentro do espectro visível, o que faz com que a luz produzida seja extremamente útil em pesquisas nas áreas da química e da física.

Lasers Semi-condutores

Apesar de usarem material sólido como substrato, os Lasers semi-condutores diferem dos de estado sólido pois o substrato no interior do mesmo é formado por duas camadas de material semi-condutor separadas por um cristal (usualmente Gálio) que recebe uma abrupta quantidade de energia elétrica. Uma camada encontra-se sobrecarregada de elétrons. A outra camada encontra-se deficiente de elétrons. A alta eficiência e o tamanho reduzido são importantes características observadas nesta classe de lasers, que produzem luz na faixa vermelha e infravermelha do espectro de radiação.

Lasers Químicos

Nesta classe de Lasers a inversão populacional é estabelecida como resultado de uma reação química entre duas ou mais espécies, onde a energia química da ligação molecular é convertida em energia eletromagnética na forma de radiação laser.

2.3 Interação entre a Radiação Laser e o Material

Esta seção descreve, de maneira breve, a fenomenologia que envolve a interação da energia produzida pela fonte de emissão de laser com o material e os fatores que influenciam o processo.

A refletividade do substrato é um importante fator no processamento de materiais por laser. Metais que apresentam refletividade alta em determinados comprimentos de onda podem não ser indicados para tratamentos com laser. Por exemplo, Lasers de CO_2 , que normalmente emitem luz no comprimento de onda de $10,6 \mu\text{m}$, não são indicados para aplicações sobre metais com refletividade alta nesta faixa de onda, pois nestes casos somente uma pequena parcela da energia incidente é transmitida para o interior do material [29]. Isto explica porque os Lasers de Argônio, que operam em $0,488 \mu\text{m}$, são os preferidos para usos comerciais.

Os fenômenos físicos envolvidos na interação laser/material estão apresentados na Figura 2.2, onde estão ilustrados os conceitos gerais da transferência de calor no processo sob análise.

A Figura 2.2a mostra que a radiação emitida pela fonte laser que incide sobre o substrato pode ser representada pela lei da absorção exponencial, também conhecida como lei de Beer-Lambert:

$$I(z) = I_0 e^{-\alpha z}$$

onde $I(z)$ é a intensidade da radiação absorvida á profundidade z . A intensidade da luz que atinge a superfície é I_0 e α é a absorptividade do material, desprezando-se a refletividade

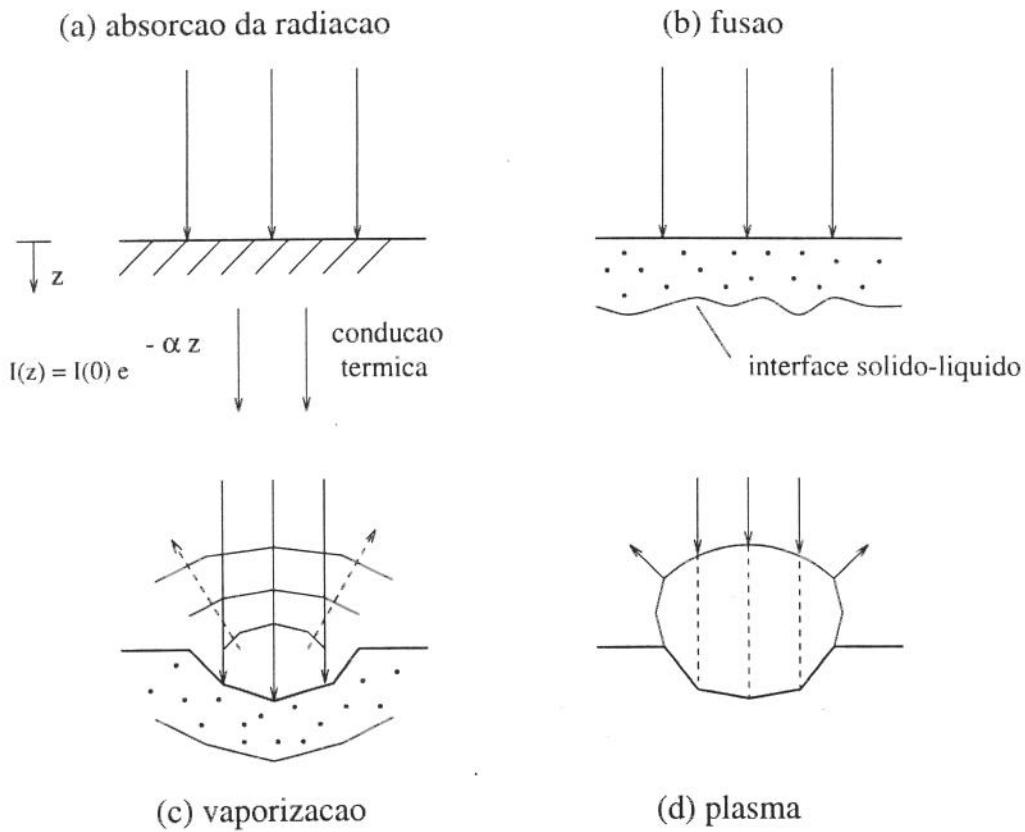


Figura 2.2: Esquema básico da interação laser/material

do meio. Através da lei de Beer, a absorção da radiação laser pode ser interpretada como sendo um fenômeno superficial para a maioria dos materiais sólidos, onde a penetração da energia no material ocorre fundamentalmente por condução térmica [29, 11].

O contínuo aquecimento da superfície do metal provoca a situação mostrada na Figura 2.2b, quando atinge-se a temperatura de fusão do metal. Como consequência, constata-se o surgimento de uma interface entre as fases sólida e líquida, de ocorrência comum aos fenômenos envolvendo mudança de fase. Esta interface se propaga para o interior do material.

A situação mostrada na Figura 2.2c é provocada pela contínua aplicação do laser, evaporando o metal fundido. O resultado deste processo culmina com a remoção do material. Neste caso, se a luz laser for muito intensa, a absorção no material removido

leva à formação de plasma que absorve a luz incidente e recobre a superfície, como mostra a Figura 2.2d. Nesta situação, quando a duração da aplicação excede um valor ótimo, que depende das características do material, ocorre um gasto excessivo de energia depositada.

A Tabela 2.1 apresenta valores aproximados da intensidade da radiação, duração do pulso e regime de temperatura atingidos nos processos mostrados na Figura 2.2. Deve-se ressaltar que a combinação da intensidade/duração do pulso, as características da fonte emissora e as propriedades físicas do substrato podem levar a resultados diferentes dos apresentados na Tabela 2.1 [4, 5].

Tabela 2.1: Regime de temperatura dos processos

Intensidade [I] [W/cm ²]	Duração do Pulso [s]	Regime de Temperatura	Processo Térmico
$I \leq 10^6$	$2 \times 10^{-4} \leq t \leq 0,1$	$T \leq T_f$	Aquecimento e Tratamento superficial
$10^6 \leq I \leq 10^7$	$10^{-3} \leq t \leq 10^{-2}$	$T_f \leq T \leq T_v$	Mudança de Fase, Penetração da Solda
$I \geq 10^8$	$0,1 \leq t \leq 0,5$	$T \geq T_v$	Corte, Remoção de Material, Formação de Plasma

onde T_f e T_v são, respectivamente, as temperaturas de fusão e vaporização do material.

2.4 O Laser de Ions Argônio

2.4.1 Descrição

Os Lasers que utilizam íons geralmente consistem de um tubo preenchido por plasma, que sofre uma descarga abrupta e extremamente alta de corrente elétrica. Em situações práticas, os tipos mais comuns de Laser de íons usam gases nobres, mais frequentemente o Argônio. Este tipo pode produzir luz laser em mais de uma centena de comprimentos de onda.

A Figura 2.3 apresenta a configuração básica de um laser a gás típico. Note que a porcentagem de reflexão apresentada (95%) é função de vários parâmetros do laser.

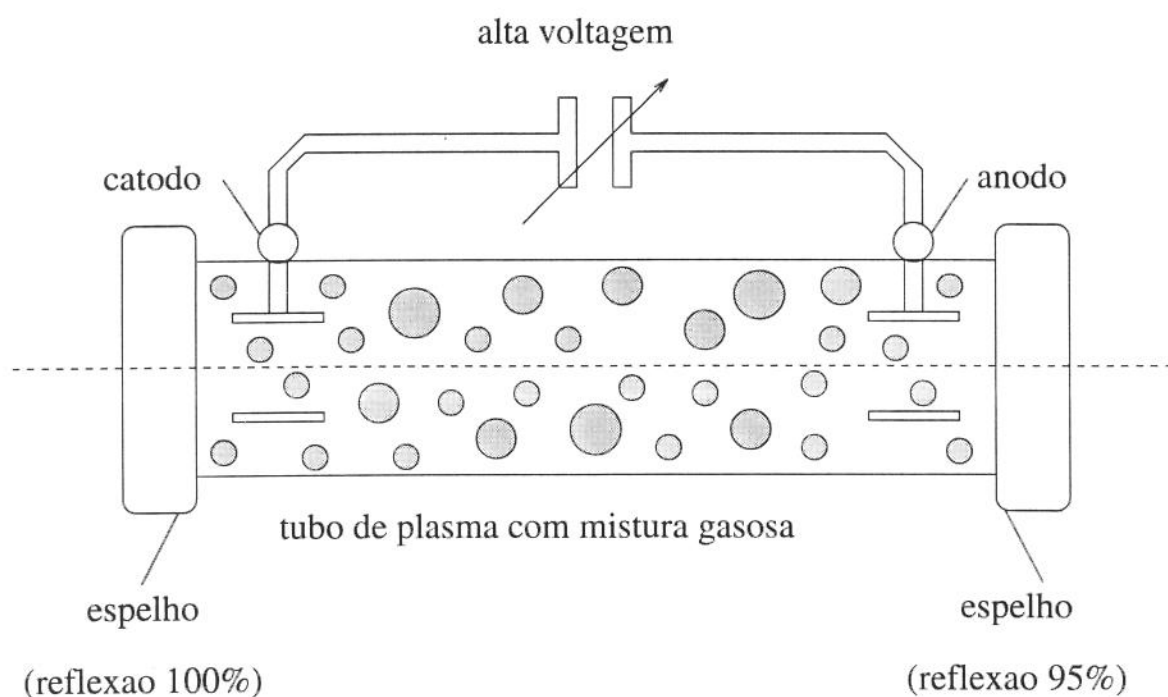


Figura 2.3: Esquema básico de um Laser a gás

O material utilizado na construção do tubo de plasma tem um papel importante no projeto de um Laser a gás, uma vez que a alta densidade de corrente elétrica pode causar erosões nas paredes do tubo. Entre os materiais mais usados pode-se citar grafite, quartzo ou óxido de Berílio.

O Laser empregado na parte experimental do presente trabalho é um INNOVA 70 Series Ion Laser, produzido pela Coherent, Inc. Trata-se de um Laser de Íons Argônio de alta potência e que produz luz amplificada em onda contínua.

Três unidades formam o sistema laser: a cabeça do Laser, o tubo de plasma no interior da cabeça e a unidade de potência. As dimensões gerais do sistema são apresentadas na Tabela 2.2.

Tabela 2.2: Dimensões do INNOVA 70-2 Laser

	Comprimento [cm]	Largura [cm]	Altura [cm]	Diâmetro [cm]	Peso [Kg]
Cabeça do Laser	113.67	18.6	19	–	83
Unidade de Potência	44.7	36.5	22.2	–	39
Cordão Umbilical	304.8	–	–	6.35	–

A cabeça do laser consiste do tubo de plasma, do campo magnético axial, da estrutura que abriga o resonador, vários componentes elétricos, dos controles óticos e dos indicadores usados na operação do laser.

Para funcionar efetivamente, o tubo de plasma do INNOVA 70-2 deve produzir 700 A/cm^2 e dissipar calor numa taxa de aproximadamente 200 W/cm . A corrente de descarga na qual o tubo de plasma trabalha é 35 A .

O sistema de água para resfriamento e a fiação que fornece energia ao sistema se estendem da cabeça do laser até a unidade de potência e são abrigados pelo cordão umbilical. A vazão requerida pela água de resfriamento é de 8,5 l/min, com temperatura de entrada variando entre 10 °C e 35 °C e pressão entre 1,41 Kg/cm² e 4,23 Kg/cm².

Para dissipar o calor e atingir baixas temperaturas de operação, a configuração do INNOVA laser utiliza uma combinação de Tungstênio e cerâmica, que faz com que o tubo suporte descargas de correntes mais altas e produza maior potência na saída da fonte emissora.

A unidade de potência contém indicadores e interruptores. Através desta unidade é possível a verificação da vazão da água, das condições de pressão e corrente elétrica no tubo de plasma e o controle da potência de saída do laser.

O raio produzido pelo INNOVA possui coloração esverdeada e apresenta diâmetro de 1,5 mm. A seleção do comprimento de onda da radiação é realizada mudando-se a posição do refletor (espelho) situado na parte traseira do laser, onde pode-se alterar o perfil espacial do feixe de laser, que opera no modo de linha unitária ou no modo multilinha. O modo unitário requer a colocação de um prisma na parte traseira do Laser. Com a presença deste prisma, somente um comprimento de onda incide perpendicularmente sobre o espelho, desta maneira o laser só opera neste comprimento de onda, acarretando em uma redução da potência de saída do Laser.

Especificações para o comprimento de onda e para o diâmetro do raio laser são mostrados na Tabela 2.3, que considera o modo de operação multilinha visível, cujas linhas individuais oscilam no modo TEM₀₀.

A calibração do sistema, em termos de potência de saída, envolve a tarefa de alinha-

Tabela 2.3: Especificações para o modo de operação multilinha

	Especificação
Comprimento de Onda	514,5 nm
Potência Máxima	2,0 W
Diâmetro do Raio	1,5 mm
Divergência do Raio	0,5 mrad
Operação Prolongada	
Regulagem da Luz	$\leq 0,5 \%$
Regulagem da Corrente	$\leq 3,0 \%$

mento dos espelhos no interior da cavidade ótica. Para tanto, é necessária a operação de dois botões que controlam o movimento dos espelhos na direção vertical (parte frontal do laser) e horizontal (parte traseira do laser).

Um dos mais importantes parâmetros do laser é a sua potência. Medidas da potência do laser são diretas, mas devido ao tipo da radiação que é produzida, é necessário a utilização de aparelhos especiais para a verificação da potência de saída [6]. Após a montagem do sistema laser, um medidor de potência SCIENTECH 372, foi usado para a calibração da potência. Basicamente, um medidor de potência registra a potência em onda contínua ou pulso, sem fornecer qualquer informação sobre o comportamento temporal da fonte emissora.

Capítulo 3

Modelamento Numérico

3.1 Problema Físico e Equações Governantes

A geometria do problema físico considerado neste estudo é apresentada na Figura 3.1. Trata-se de um bloco de espessura H e comprimento L de meio poroso, imerso em fluido e submetido à radiação laser. A intensidade média de radiação aplicada à superfície superior do bloco é I_0 , como é mostrado na Figura 3.1.

3.1.1 Considerações com Respeito ao Modelo Matemático

Para a definição do modelo matemático proposto, são necessárias as seguintes considerações relativas ao processo:

1. O raio laser incidente atua sobre uma região fixa da superfície da matriz porosa;
2. O feixe do raio laser é perfeitamente colimado, apresentando distribuição uniforme;
3. As propriedades físicas do meio poroso e do fluido são constantes;

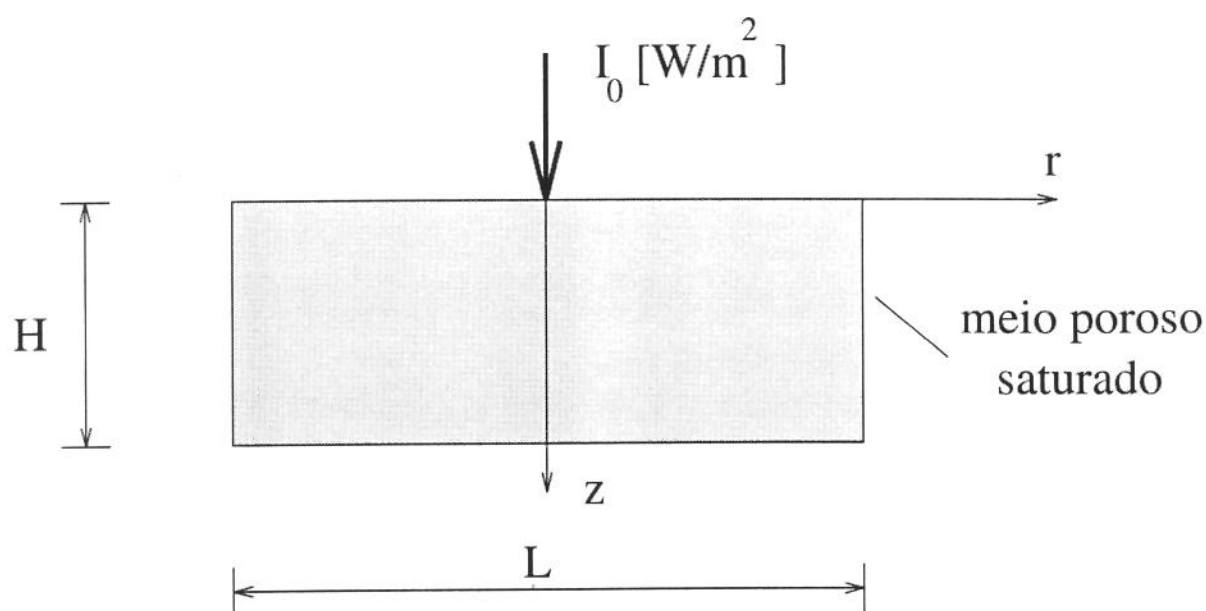


Figura 3.1: Geometria do bloco aquecido pela radiação laser

4. O meio poroso imerso em fluido é considerado semi-transparente com características de corpo cinzento [24];
5. Por se tratar de um processo de simples aquecimento da amostra, a intensidade de energia depositada sobre a matriz não provoca a ocorrência de mudança de fase e a consequente evaporação do material ou do fluido que envolve a amostra;
6. A transferência de calor por condução domina o processo, assim serão desprezados efeitos convectivos no interior do meio poroso;
7. A amostra e o fluido encontram-se inicialmente na temperatura ambiente;
8. As fronteiras da amostra porosa trocam calor com o meio por convecção;

3.1.2 Equação do Transporte do Calor e Condições de Contorno

Considerando-se que a luz laser possui alto grau de colimação, que faz com que a radiação se propague preferencialmente na direção perpendicular ao seu ponto de aplicação, optou-se pelo uso de coordenadas cilíndricas. Deve-se registrar, entretanto, que o emprego de simetria axial é válido até o instante no qual as fronteiras do corpo comecem a sofrer os efeitos do aquecimento provocado pela fonte laser. A partir deste instante, os contornos influenciarão os resultados, sendo necessária a adoção de coordenadas cartesianas em três dimensões.

Assim, a equação do transporte de calor que governa o processo, em coordenadas cilíndricas, desprezando-se o efeito convectivo, $\vec{v} = 0$, com propriedades físicas constantes, é:

$$(\rho c)_m \frac{\partial T}{\partial t} = k_m \left[\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right] + q_m''' \quad (3.1)$$

Inicialmente o sistema representado pelo bloco está na temperatura ambiente, T_0 . As condições de contorno são

$$\frac{\partial T}{\partial r} = 0 \quad \text{em } r = 0 \quad (3.2)$$

$$k_m \frac{\partial T}{\partial r} = h(T - T_\infty) \quad \text{em } r = \frac{L}{2} \quad (3.3)$$

$$k_m \frac{\partial T}{\partial z} = h(T - T_\infty) \text{ em } z = 0 \text{ e } z = H \quad (3.4)$$

onde h é o coeficiente de transferência de calor por convecção na superfície de contorno em questão. Note que a equação (3.2) impõe uma condição de simetria ao longo do eixo do raio laser.

As equações (3.3) e (3.4) são o resultado do balanço de energia realizado nas fronteiras do corpo, onde o termo do lado esquerdo da equação representa a magnitude do calor conduzido nas direções normais às superfícies para fora dos contornos do corpo e o lado direito representa o calor perdido devido à convecção. Igualar a zero o lado esquerdo destas equações equivale à imposição de condição de contorno adiabática.

O primeiro termo do lado direito da equação (3.1) é o termo difusivo da equação da energia, onde a condutividade do meio é admitida como independente da temperatura e da posição nas direções r e z . A soma do termo difusivo com o termo, q_m''' , que representa a taxa de geração de energia por unidade de tempo, por unidade de volume nos pontos internos do substrato, devido a absorção da radiação, equivale ao termo que traduz a variação da energia total acumulada no meio, que corresponde ao termo do lado esquerdo da equação (3.1).

3.1.3 O Termo Fonte

Em processos de materiais por laser, o termo fonte da equação (3.1), q_m''' , carrega a porção da radiação que se propaga para o interior do meio. Este termo é derivado da equação da transferência de radiação no interior de corpos semi-transparentes que emitem e absorvem radiação [24]. A equação da transferência de radiação é escrita a seguir:

$$\frac{dI_\lambda(z)}{dz} + \kappa_\lambda I_\lambda(z) = \kappa_\lambda I_{b\lambda}(T) \quad (3.5)$$

cuja condição de contorno em $z = 0$, desprezando-se os efeitos reflexivos nas fronteiras do corpo, é:

$$I_\lambda(z) = I_\lambda(0) \text{ em } z = 0$$

Note que na equação (3.5), o primeiro termo à esquerda representa a variação da intensidade de energia radiante na direção da propagação da radiação. O segundo termo aparece como resultado da absorção da radiação por unidade de volume, onde κ é o coeficiente de absorção espectral do meio e $I_\lambda(z)$ é a intensidade de radiação no comprimento de onda, na profundidade z . O termo do lado direito representa a porção da energia incidente devido à emissão por unidade de volume, onde $I_{b\lambda}(T)$ é a intensidade de radiação de um corpo negro no comprimento de onda, à temperatura T .

Note que ao se considerar que o corpo em questão possui as características de corpo cinzento em equilíbrio térmico, pode-se afirmar, através da lei de Kirchhoff, que seu coeficiente de absorção é igual ao coeficiente de emissão, em um certo comprimento de onda.

A solução da equação (3.5) e sua condição de contorno, assumindo valores constantes para κ e $I_{b\lambda}(T)$, produz a seguinte expressão:

$$I_\lambda(z) = I_\lambda(0)e^{-\kappa z} + (1 - e^{-\kappa z})I_{b\lambda}(T) \quad (3.6)$$

Na equação (3.6), o primeiro termo do lado direito representa a radiação incidente externa ao corpo e o segundo termo é a contribuição da radiação emitida em regiões internas ao corpo devido à sua temperatura.

Pelas características do processo investigado neste trabalho, a contribuição devido à emissão de radiação interna é considerada muito menor que a devida à fonte externa, razão pela qual, para efeitos de simplificação do modelo matemático, é estabelecido que $I_{b\lambda}(T) = 0$. Desta forma, a expressão (3.6) passa a ser:

$$I_{\lambda}(z) = I_{\lambda}(0)e^{-\kappa z} \quad (3.7)$$

De acordo com a expressão (3.7), a radiação que se aprofunda através de um meio é atenuada exponencialmente na direção da sua propagação. Tal expressão representa a Lei de Beer, que quantifica a intensidade de radiação em uma dada profundidade z , através de um meio semi-transparente e com características de um corpo cinzento. Na mesma expressão (3.7), o coeficiente de absorção espectral (κ) também é conhecido na literatura como coeficiente de extinção ou atenuação. Para o caso do processo analisado neste trabalho, a Lei de Beer, que representa o termo fonte da equação da energia (3.1), pode ser escrita da seguinte forma:

$$I(z) = I_0 e^{-\beta_m z} \quad (3.8)$$

onde I_0 representa a intensidade média de radiação em $z = 0$, e β_m é o coeficiente de atenuação efetivo do meio poroso imerso em fluido. Note que o índice λ é desprezado levando-se em conta a monocromaticidade dos parâmetros da equação (3.8). No modelo

proposto, este termo é nulo, exceto ao longo da região ocupada pelo raio laser.

A energia de radiação atenuada através do meio é determinada diferenciando-se a equação (3.8) em z ,

$$\frac{\partial I(z)}{\partial z} = -\beta_m I_0 e^{-\beta_m z} \quad (3.9)$$

Sabendo-se que um meio poroso pode refletir parte desta energia, assume-se que toda a irradiação atenuada é absorvida pela matriz porosa, o que equivale considerar que o meio possui absorvidade igual a um. Desta maneira, o termo fonte da equação (3.1) pode ser escrito como se segue:

$$q_m''' = -\frac{\partial I(z)}{\partial z} = \beta_m e^{-\beta_m z} I_0 \quad (3.10)$$

A determinação da intensidade média de radiação que atinge a superfície da matriz porosa é realizada com base na potência liberada da fonte laser, focalizada por unidade de área da superfície do meio poroso:

$$I_0 = \frac{P}{\pi r_b^2}$$

onde P é a potência liberada pela fonte laser, e r_b é o raio do feixe de radiação.

3.1.4 Adimensionalização das Equações Governantes

As propriedades físicas são baseadas na média ponderada pela porosidade (ϕ) do meio, das propriedades do sólido e fluido. Assim, na equação (3.1) a capacidade térmica e a condutividade térmica do meio são, respectivamente:

$$(\rho c)_m = (1 - \phi)(\rho c)_s + \phi(\rho c)_f \quad (3.11)$$

$$k_m = (1 - \phi)k_s + \phi k_f \quad (3.12)$$

Um modelo similar para a determinação do coeficiente de atenuação do meio é proposto:

$$\beta_m = (1 - \phi)\beta_s + \phi\beta_f \quad (3.13)$$

As seguintes variáveis adimensionais são introduzidas:

$$\eta = \frac{r}{H}, \quad \xi = \frac{z}{H}, \quad \tau = \frac{\alpha_m t}{\sigma H^2}, \quad \theta = \frac{T - T_0}{\frac{T_0 H}{k_m}}, \quad \sigma = \frac{(\rho c)_m}{(\rho c)_f}, \quad \alpha_m = \frac{k_m}{(\rho c)_f}$$

Assim, a equação não dimensional da conservação de energia torna-se

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{1}{\eta} \frac{\partial \theta}{\partial \eta} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial \eta^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} + \chi e^{-\chi \xi} \quad (3.14)$$

onde $\chi = H\beta_m$ é o coeficiente de atenuação adimensional. Um termo fonte volumétrico é então definido como $Q_m''' = \chi e^{-\chi\xi}$. Note que a influência da intensidade de energia depositada pelo laser está presente na temperatura adimensional, θ . A condição inicial adimensionalizada passa a ser $\theta = 0$ em $\tau = 0$. As condições de contorno são:

$$\frac{\partial\theta}{\partial\eta} = 0 \quad \text{em } \eta = 0 \quad (3.15)$$

$$\frac{\partial\theta}{\partial\eta} = Bi(\theta - \theta_\infty) \quad \text{em } \eta = \frac{L/2}{H} \quad (3.16)$$

$$\frac{\partial\theta}{\partial\xi} = Bi(\theta - \theta_\infty) \quad \text{em } \xi = 0 \quad \text{e } \xi = 1 \quad (3.17)$$

A influência do resfriamento convectivo aparece nas equações (3.16) e (3.17). Trata-se do número de Biot (Bi). Este grupo adimensional quantifica a participação da perda de calor por convecção no processo e representa a relação entre a resistência térmica interna e a resistência térmica superficial do meio poroso, sendo definido por:

$$Bi = \frac{hH}{k_m} \quad (3.18)$$

Na expressão (3.18), H trata-se de uma dimensão característica da geometria analisada.

3.2 Tratamento Numérico

O domínio numérico, cilíndrico e finito, é mostrado na Figura 3.2.

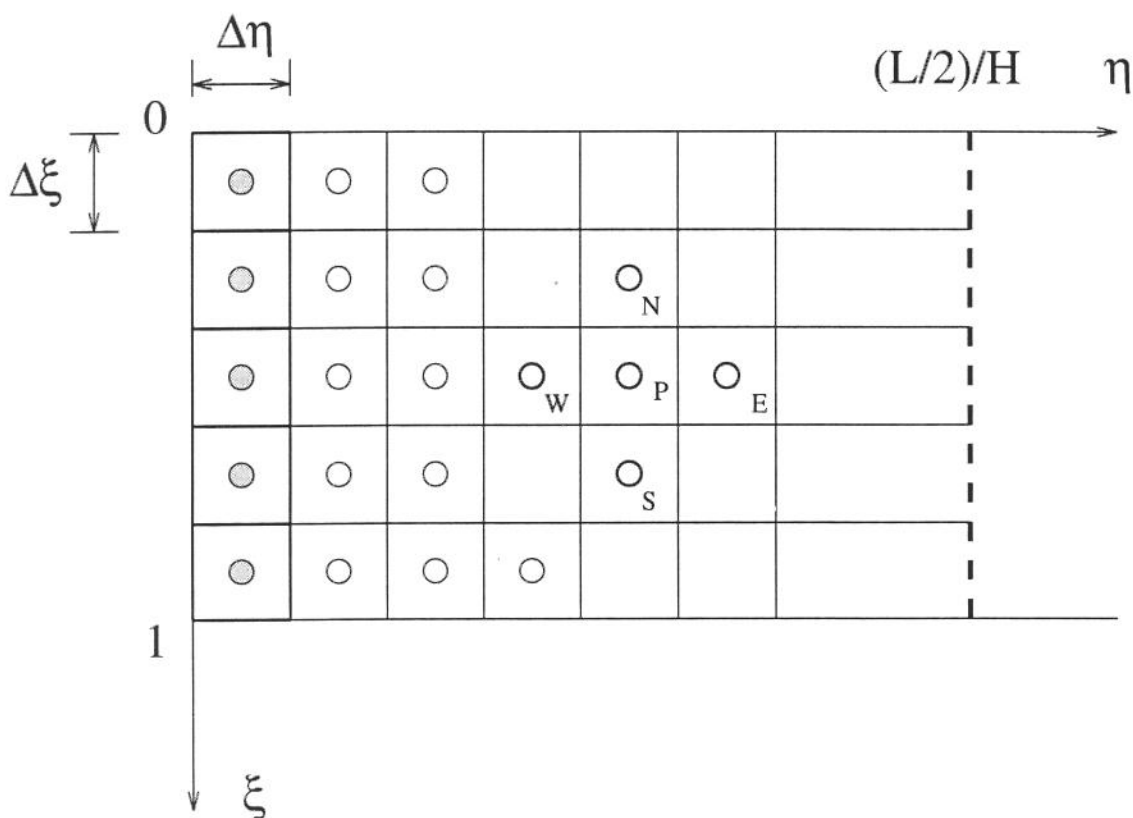


Figura 3.2: Domínio numérico do problema

A dimensão do domínio numérico na direção transversal ao raio laser (η) é restrita pela necessidade de o presente trabalho estar tratando de uma geometria finita, sob o ponto de vista numérico. Desta forma, o parâmetro $L/2H$ é determinado numericamente de modo a satisfazer a condição de contorno em $\eta = L/2H$.

3.2.1 Equações Discretizadas

O método dos volumes finitos [25] é usado para simular numericamente o problema colocado. Segundo este método, as equações discretizadas resultam da integração da equação (3.14) nos volumes de controle da Figura 3.2. Assim:

$$a_p \theta_p = a_N \theta_N + a_S \theta_S + a_E \theta_E + a_W \theta_W + b \quad (3.19)$$

onde:

$$\begin{aligned} a_p &= a_N + a_S + a_E + a_W + a_p^0 \\ a_N &= \frac{\Delta \eta}{\Delta \xi} & a_S &= \frac{\Delta \eta}{\Delta \xi} \\ a_E &= \frac{\Delta \xi}{\Delta \eta} & a_W &= \frac{\Delta \xi}{\Delta \eta} \\ a_p^0 &= \frac{\Delta \eta \Delta \xi}{\Delta \tau} & b &= Q_{num}''' \Delta \eta \Delta \xi + a_p^0 \theta_p^0 \end{aligned}$$

3.2.2 Modelamento Numérico do Termo Fonte

Na equação discretizada (3.19), o termo fonte b aparece em função do termo Q_{num}''' . Este termo carrega a influência da densidade de energia radiante depositada na superfície e que se propaga para o interior da matriz porosa.

No modelo numérico aqui idealizado, foi considerada existência de um termo fonte volumétrico, atuando somente ao longo dos volumes de controle adjacentes ao eixo ξ , onde se verifica a atuação da radiação laser, o que corresponde aos nós sombreados da Figura 3.2. Este termo fonte volumétrico é nulo nos demais volumes de controle do domínio

numérico.

A adoção deste termo fonte volumétrico na equação (3.19) acrescentou ao problema a dificuldade de se eliminar possíveis variações nos resultados para o casos de variações da malha numérica na direção radial, considerando que o raio do feixe de radiação pode, dependendo do número de pontos da malha, abranger um ou mais volumes de controle.

A Figura 3.3 traduz a necessidade de se considerar a situação na qual o termo fonte volumétrico não possui as mesmas dimensões do raio do feixe de radiação laser.

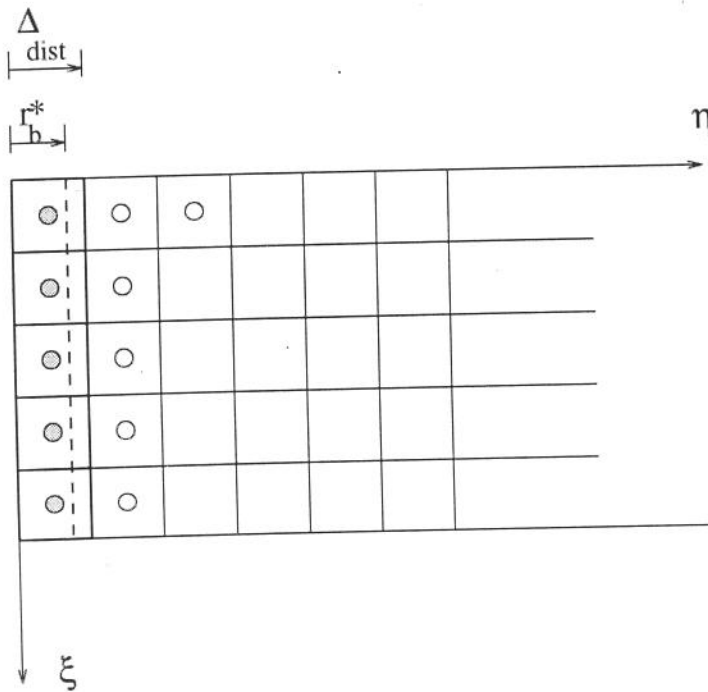


Figura 3.3: Representação do termo fonte numérico

Assim, considera-se que na eventualidade de o volume ocupado pelo volume de controle numérico adjacente ao eixo do raio laser ser diferente do volume ocupado pelo raio propriamente dito, a energia gerada no interior do volume de controle adjacente ao eixo ξ

(nós sombreados da Figura 3.3), $(Q_m''')^{num}$, iguala-se à energia depositada pelo raio laser se:

$$(\Delta_{dist})\Delta\xi(Q_m''')^{num} = r_b^*\Delta\xi Q_m''' \quad (3.20)$$

resultando em:

$$(Q_m''')^{num} = Q_m''' \left(\frac{r_b^*}{\Delta_{dist}} \right) \quad (3.21)$$

onde, de acordo com a Figura 3.3, $r_b^* = \frac{r_b}{H}$ é o raio adimensional do raio laser e Δ_{dist} é a somatória dos volumes de controle que formam o diâmetro do raio laser.

3.3 Ensaios Numéricos

Os ensaios computacionais consideraram a amostra porosa, representada pela Figura 3.1. O domínio numérico correspondente, representado pela Figura 3.2, possui dimensões $0 \leq \eta \leq 1.5$ e $0 \leq \xi \leq 1$.

Observando-se a forma final da equação adimensional (3.14), referente ao transporte do calor e suas condições de contorno, nota-se que os únicos parâmetros a serem variados nas simulações do processo sob análise, correspondem ao coeficiente de atenuação adimensional (χ) e ao número de Biot (Bi). Nos ensaios subsequentes, os perfis de temperatura obtidos nos diversos casos são referentes à posição $\eta=0,2$ e $\xi=0,4$.

Levando-se em conta que os ensaios numéricos realizados buscam identificar a melhor

opção em termos da malha numérica e do incremento temporal a serem empregados nas simulações, são mantidos constantes os parâmetros χ e Bi .

3.3.1 Teste da Malha Numérica

Nesta série de ensaios computacionais busca-se investigar as variações no perfil de temperatura, em uma determinada posição do domínio numérico, decorrentes da variação do número de pontos utilizados na construção da malha numérica.

Inicialmente observa-se o comportamento do código computacional empregando-se malhas regulares, situação na qual as fronteiras dos volumes de controle encontram-se igualmente espaçadas.

No gráfico apresentado na Figura 3.4, estão representadas quatro situações de formação de malha regular.

Comparando-se os perfis reproduzidos a partir de variações na malha no sentido radial (vide casos 30x40 e 60x40), e na direção axial (casos 30x40 e 30x50), nota-se que os resultados numéricos são mais sensíveis à variações da malha na direção radial.

A influência do número de pontos da malha sobre o comportamento do termo fonte apresentado na equação (3.14) é mostrada na Figura 3.5. O aumento do efeito superficial, devido à pequena penetração da radiação na matriz porosa, é obtido aumentando-se o valor do coeficiente de atenuação.

A situação observada na Figura 3.5, que mostra o comportamento do termo fonte para um valor alto do coeficiente de atenuação ($\chi=100$), revela que o refinamento da malha na direção ξ melhora a representação do termo fonte. Note que os casos da malha

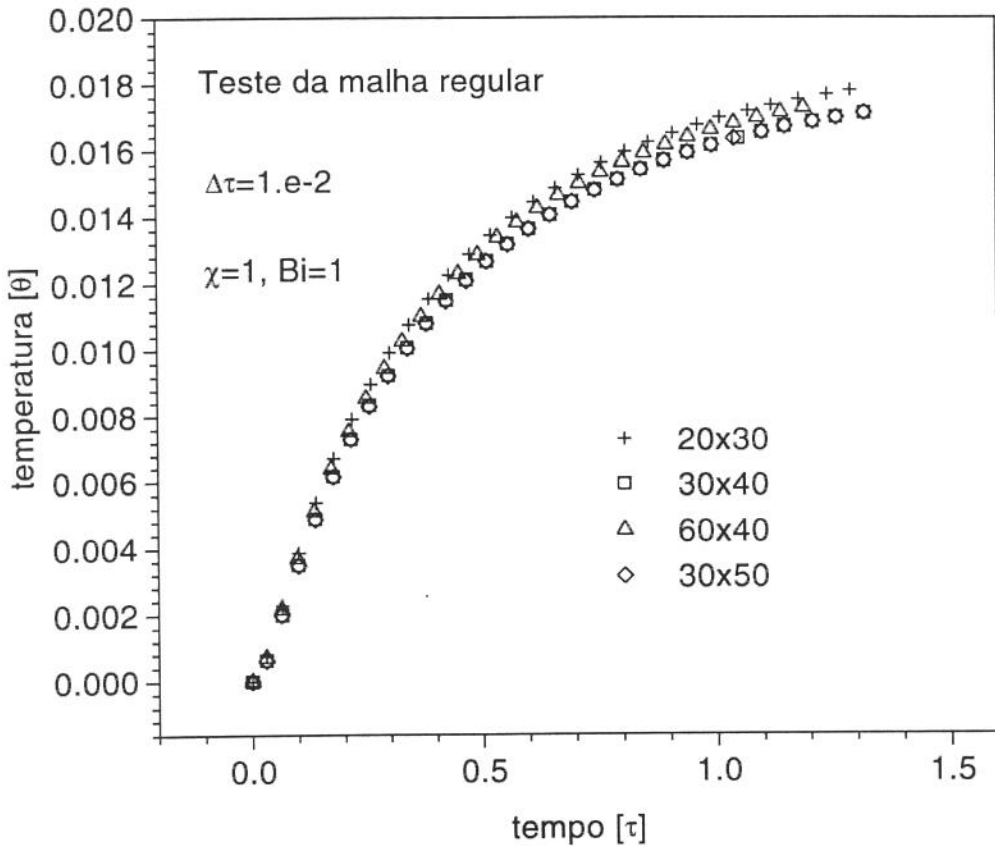


Figura 3.4: Casos de variação da malha regular para $\chi=1$ e $Bi=1$

uniforme não permitem a precisa representação do decaimento exponencial. Entretanto, a alternativa de se refinar a malha uniforme não se trata de uma boa opção para melhorar a representação da influência da lei de Beer no processo sob análise, pois refinar malhas regulares significa aumentar o número de volumes de controle no domínio, o que implica aumentar o tempo gasto na simulação.

Devido à necessidade de se captar com precisão o decaimento exponencial do termo fonte (lei de Beer) na direção axial, optou-se pelo uso de malhas não uniformes, de modo a possibilitar a representação de um maior número de volumes de controle na região próxima ao ponto de aplicação da radiação.

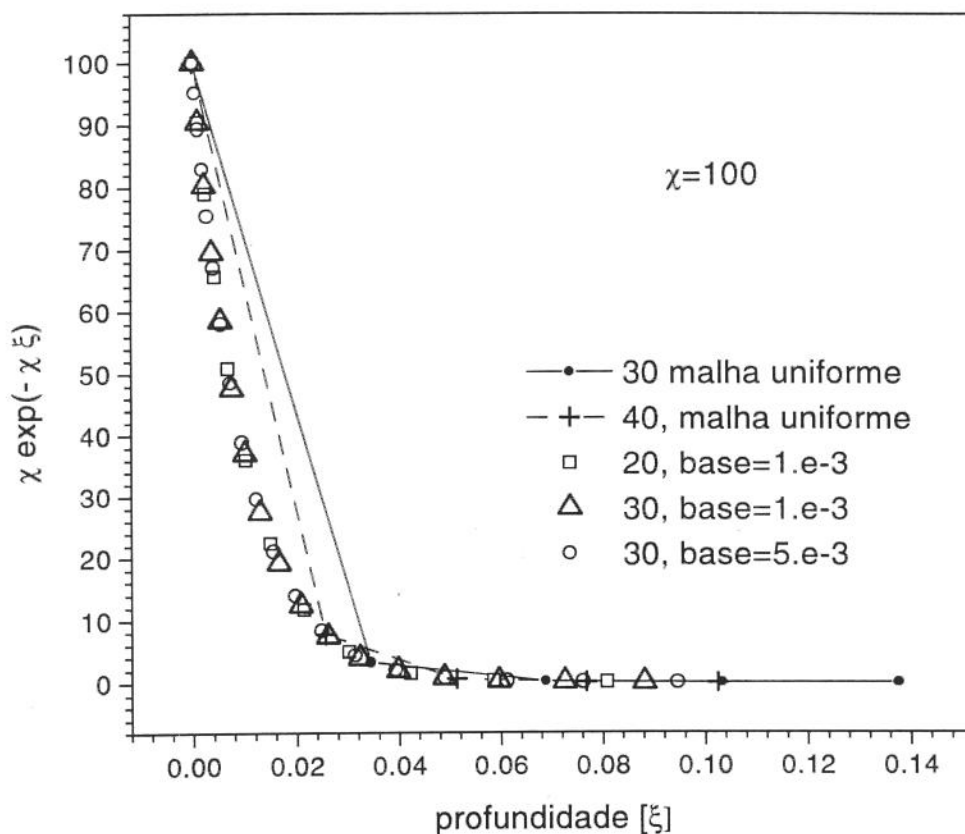


Figura 3.5: Perfil do termo fonte volumétrico para $\chi=100$

A técnica proposta por Manole e Lage [26], usada na construção de malhas não uniformes, distribui as linhas da malha segundo uma série de potência. Neste método, a distribuição das fronteiras no domínio total é realizada a partir da definição da base da malha. Por base da malha deve-se entender o espaçamento entre a primeira linha no interior da malha e o contorno do domínio numérico. O uso desta metodologia permite a realização de testes de precisão de malhas não uniformes mantendo-se fixo o número de linhas (faces do volume controle) a serem distribuídas ao longo do domínio total.

Ainda na Figura 3.5, pode-se verificar que a diminuição da base da malha não regular, mantido o número de pontos ao longo do domínio, não causa mudança representativa no

perfil do termo fonte.

Vale ressaltar que no caso exemplificado nos ensaios numéricos realizados, o valor do coeficiente de atenuação adimensional igual a 1 suaviza bastante o decaimento exponencial da expressão analisada na Figura 3.5. Sendo assim, pode-se afirmar que, ao se tratar de valores baixos de χ , a rigor, não seria necessário o emprego de malhas não uniformes na direção axial. Mas considerando-se o caráter genérico do modelo matemático e computacional aqui apresentado, optou-se por considerar um caso crítico.

A Figura 3.6 apresenta ensaios computacionais realizados onde são observadas situações de refinamento da malha na direção axial. Através dos resultados alcançados, fica evidente a vantagem do emprego de malhas não uniformes. Os casos em que houve variação da base malha uniforme mostram resultados extremamente próximos. Note que a malha uniforme 30x50, produz resultados ligeiramente discrepantes dos demais além de ter consumido maior tempo de simulação.

3.3.2 Teste do Incremento Temporal

Possíveis influências decorrentes da variação do incremento de tempo adimensional ($\Delta\tau$) sobre os perfis de temperatura fornecidos pelo código numérico empregado neste trabalho são observadas no gráfico da Figura 3.7. A malha numérica empregada é a de 40x20, com base= 10^{-3} na direção axial. Na Figura 3.7 encontram-se os resultados para $\Delta\tau = 5 \times 10^{-2}$,

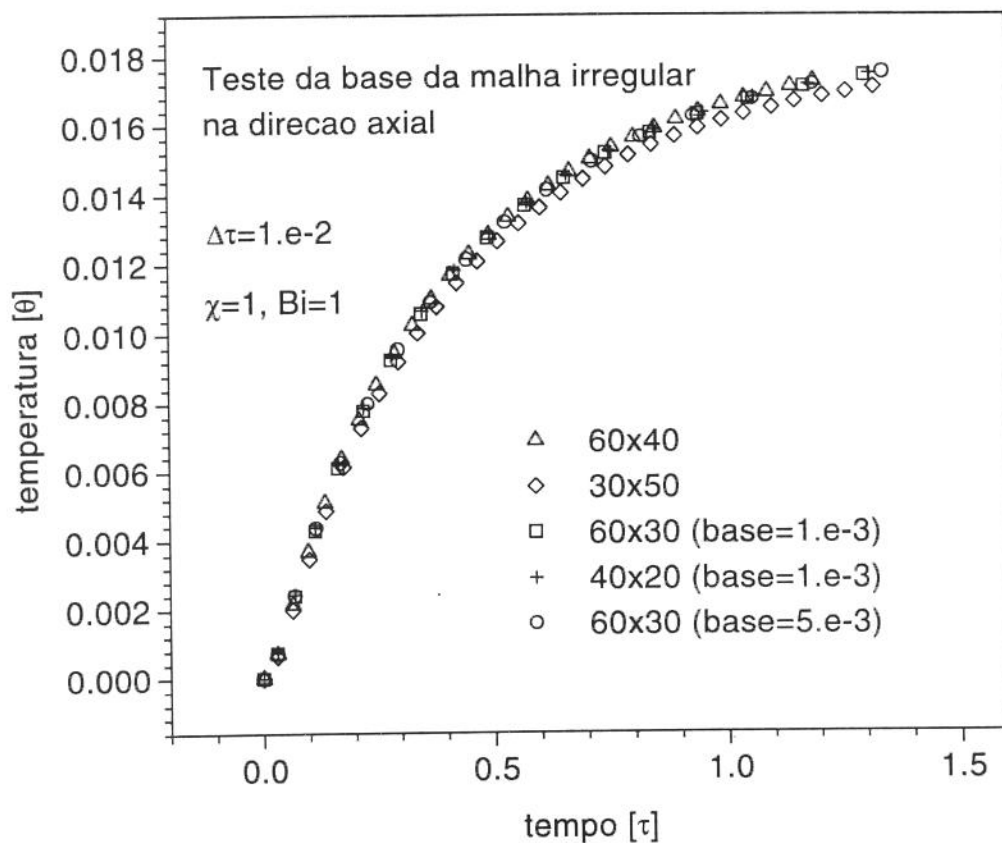


Figura 3.6: Comparação : malha uniforme e não uniforme, $\chi=1$ e $Bi=1$

$\Delta\tau = 10^{-2}$ e $\Delta\tau = 10^{-3}$.

Os resultados dos testes de refinamento da malha mostram que o caso da malha 40x20 (base= 10^{-3}) apresenta-se como a melhor opção de malha numérica a ser usada nas simulações do processo investigado.

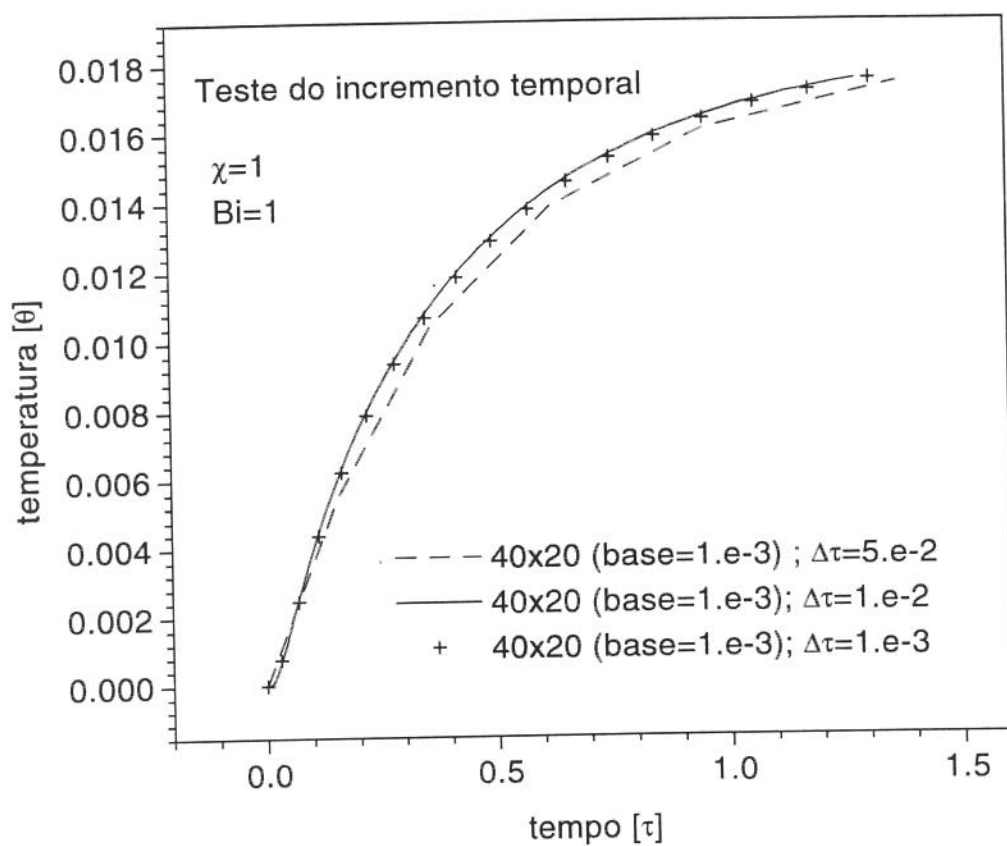


Figura 3.7: Variação do incremento de tempo adimensional

Capítulo 4

Procedimento Experimental

4.1 Características do Material

4.1.1 Matriz Metálica Porosa

DUOCEL (Energy Research & Generation, Inc), a matriz metálica usada nos experimentos, é produzida numa grande variedade de metais, plásticos e compósitos. Os metais incluem Alumínio, Níquel, Cobre, Prata, Zinco, Chumbo, Estanho, Magnésio e aço inoxidável.

Dentre todos os metais que podem ser empregados na produção desta matriz metálica, a alta condutividade do Alumínio foi considerada na escolha da matriz a ser usada durante os experimentos. A matriz porosa empregada no presente trabalho foi fabricada a partir de uma liga de Alumínio 6101.

Duocel é confeccionado por solidificação direcional do metal a partir de um estado de líquido superaquecido, em vácuo. Como resultado, o material possui uma estrutura reticulada de células de forma dodecaédrica. Além de ser rígido e altamente poroso, o processo de fabricação deste material permite o controle da densidade de metal por

unidade de volume.

A densidade de metal e a dimensão da célula (expressa em poros por polegada) podem ser variadas independentemente para fazer com que as propriedades do material satisfaçam as necessidades do projeto. A matriz metálica empregada nos ensaios experimentais possui 40 poros por polegada, sendo que cada célula apresenta dimensão de 0,20 polegadas.

A aplicabilidade da liga porosa de Alumínio em situações práticas foi outro fator considerado na escolha do material usado nos experimentos. A indústria aeroespacial tem recorrido ao uso da matriz metálica desde os anos 60, com aplicações em fontes de calor para componentes eletrônicos e coletores solares. Ultimamente, a faixa de aplicações para tal tecnologia tem se propagado sobre outras áreas, cujas aplicações se encontram em torres de resfriamento, trocadores de calor, silenciadores para turbinas a jato, etc.

4.1.2 Propriedades Físicas da Matriz Porosa e Fluidos

O arranjo experimental considerou a saturação da matriz porosa com quatro fluidos diferentes. Os fluidos utilizados foram ar, água, óleo polialfaolefina e mercúrio.

A variação dos fluidos foi idealizada com o objetivo de verificar a influência de suas propriedades físicas sobre o efeito causado pela absorção da alta intensidade da luz liberada pela fonte Laser. O Mercúrio tem a peculiaridade de ser o único metal encontrado no estado líquido na temperatura e pressão ambientes.

O óleo Polialfaolefina (PAO), comercialmente chamado de synfluid, é produzido por diversos fabricantes e usado principalmente em aviãoica. Sua característica dielétrica faz com que este hidrocarboneto sintético seja indicado na refrigeração de sistemas eletrônicos.

As propriedades físicas dos fluidos e da liga de Alumínio 6101 estão listadas na Tabela 4.1 [30, 31], onde T são as temperaturas nas quais as propriedades foram tomadas, k é a condutividade térmica, ρ representa a densidade, c_p é o calor específico, μ é a viscosidade dinâmica do fluido, ν é a viscosidade cinemática, Pr é o número de Prandtl referentes aos fluidos e β representa o coeficiente isobárico de expansão térmica volumétrica.

Tabela 4.1: Propriedades físicas da matriz porosa e fluidos

	T °C	k W/m K	ρ Kg/m ³	c_p J/Kg·K	μ Kg/m sec	ν m ² /s	Pr	β K ⁻¹
Alumínio	25,0	217,7	2702	962,7	-	-	-	-
Ar	25,0	0,026	1,19	1006	$1,83 \times 10^{-5}$	$1,60 \times 10^{-5}$	0,708	0,0034
Água	21,5	0,59	997,9	4181	$9,69 \times 10^{-4}$	$9,7 \times 10^{-7}$	6,86	0,0002
óleo PAO	22,0	0,142	788,4	1981	$5,58 \times 10^{-3}$	$7,1 \times 10^{-6}$	77,84	0,00083
Mercúrio	20,6	8,45	13550	139,3	$1,56 \times 10^{-3}$	$1,15 \times 10^{-7}$	0,032	0,00018

4.2 Arranjo Experimental

4.2.1 Preparação da Amostra

Nesta etapa, foram tomadas as dimensões e calculada a porosidade da amostra. A geometria da matriz porosa é apresentada na Figura 4.1.

Para o cálculo da porosidade (ϕ) da amostra de alumínio poroso, foi empregada a expressão que considera a porosidade como uma relação entre o volume total da amostra

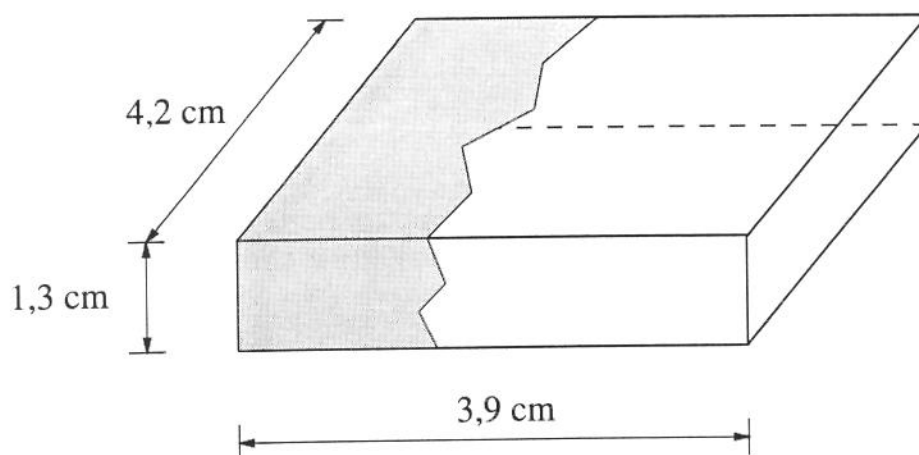


Figura 4.1: Dimensões da amostra

e o volume ocupado pelo fluido (V_f). Assim,

$$\phi = \frac{V_t - V_s}{V_t} = \frac{V_f}{V_t} \quad (4.1)$$

O volume total, $21,46 \text{ cm}^3$, foi calculado através das dimensões da amostra, conforme apresentado na Figura 4.1. O volume da parte sólida (liga de Alumínio) foi estimado sabendo-se a densidade da liga (Tabela 4.1) e a massa da amostra estabelecido em 3,372 gramas.

$$V_s = V_{matriz} = \frac{m_{matriz}}{\rho_{matriz}} = \frac{3,372}{2702 \times 10^{-3}} = 1,248 \text{ cm}^3$$

Assim, a porosidade da amostra foi determinada através de (4.1) como sendo:

$$\phi = \frac{21,458 - 1,248}{21,458} = 0,942$$

4.2.2 Fixação dos Termopares

A pasta térmica OMEGATERM 201 foi empregada para fixar os sensores na amostra. Com aparência semelhante à uma graxa e feita de silicone. Comparada com outras, esta pasta apresenta alta condutividade térmica (2,30 W/m K), o que favorece a condução do calor entre a superfície onde se deseja medir a temperatura e o sensor. Esta classe de fixadores de termopares pode trabalhar continuamente em temperaturas na faixa entre -40°C e 200°C sem perder a consistência.

A fixação dos termopares na amostra possibilitou a obtenção de temperaturas históricas em posições definidas ao longo da matriz porosa. Seis sensores foram posicionados no mesmo plano, representado pela área sombreada da Figura 4.2, na qual a seta indica o ponto onde o laser foi aplicado.

A Figura 4.3 apresenta em detalhe o plano no qual os seis sensores foram fixados. Para investigar o efeito térmico ao longo da direção do raio (eixo z), os termopares foram posicionados em dois níveis distintos. De acordo com as coordenadas apresentadas na Figura 4.3, o nível superior contém os sensores número 0, 1 e 2. No nível inferior encontram-se os termopares número 3, 4 e 5. No arranjo experimental é previsto que a superfície superior da amostra porosa deve coincidir com o nível do fluido, de modo que o topo da matriz fique exposta ao ar em todos os experimentos.

Ao longo da direção r, os termopares estão dispostos em três locais. Os sensores

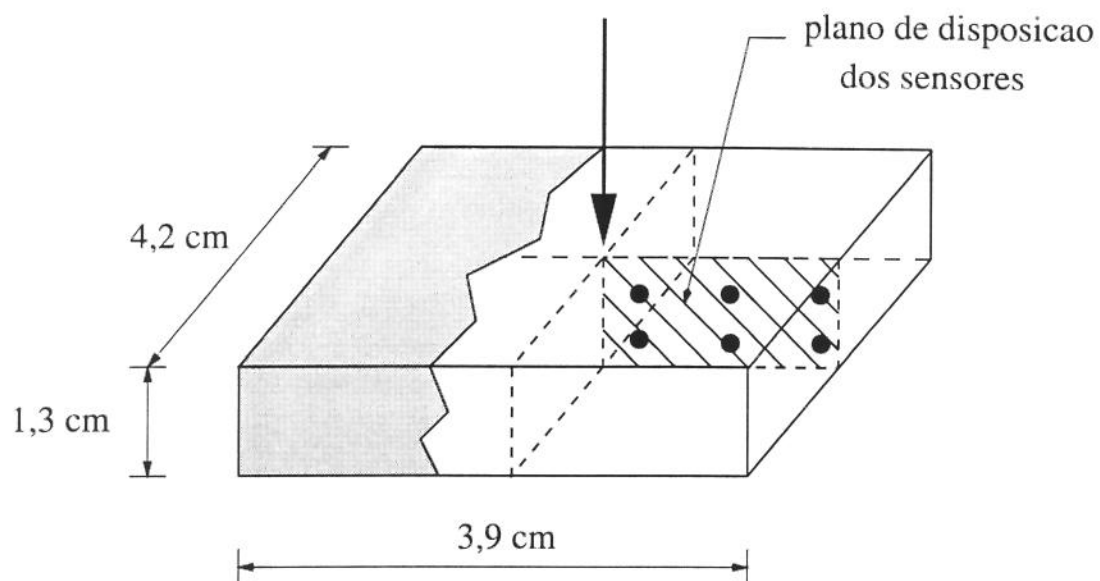


Figura 4.2: Detalhe do plano de disposição dos termopares na matriz

de número 0 e 5 são os mais próximos do ponto de aplicação do laser. Os termopares 2 e 3 estão localizados no ponto mais distante, sendo que os de número 1 e 4 estão em uma posição intermediária. A Tabela 4.2 contém as posições dos termopares na amostra, tomando-se como referência o ponto de aplicação do laser.

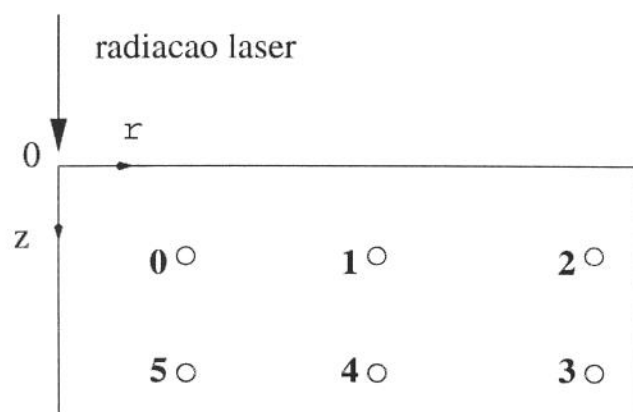


Figura 4.3: Posição dos sensores na amostra

Tabela 4.2: Posição dos sensores

Termopar	r [mm]	z [mm]
0	4,96	5,00
1	11,71	5,00
2	17,86	5,00
3	4,96	10,1
4	11,71	10,1
5	17,86	10,1

4.3 Aplicação da Radiação sobre a Amostra

Esta seção descreve todas as etapas relacionadas ao acionamento do laser e do sistema de aquisição de dados.

O arranjo experimental ilustrado na Figura 4.4 mostra o caminho percorrido pelo raio liberado pela fonte emissora, que após ser refletido em um espelho, incide sobre a amostra.

Após o acionamento do laser, segue-se a verificação da vazão de água do sistema de resfriamento e do controle da corrente elétrica e pressão no interior do tubo emissor de radiação. O controle da potência emitida é feito no painel de controle, contando também com o auxílio do medidor de potência posicionado na saída da fonte emissora. Após a calibração da potência de aplicação, interrompe-se a emissão e retira-se o medidor de potência.

Para evitar problemas de sincronismo durante a realização dos ensaios, foi estabele-

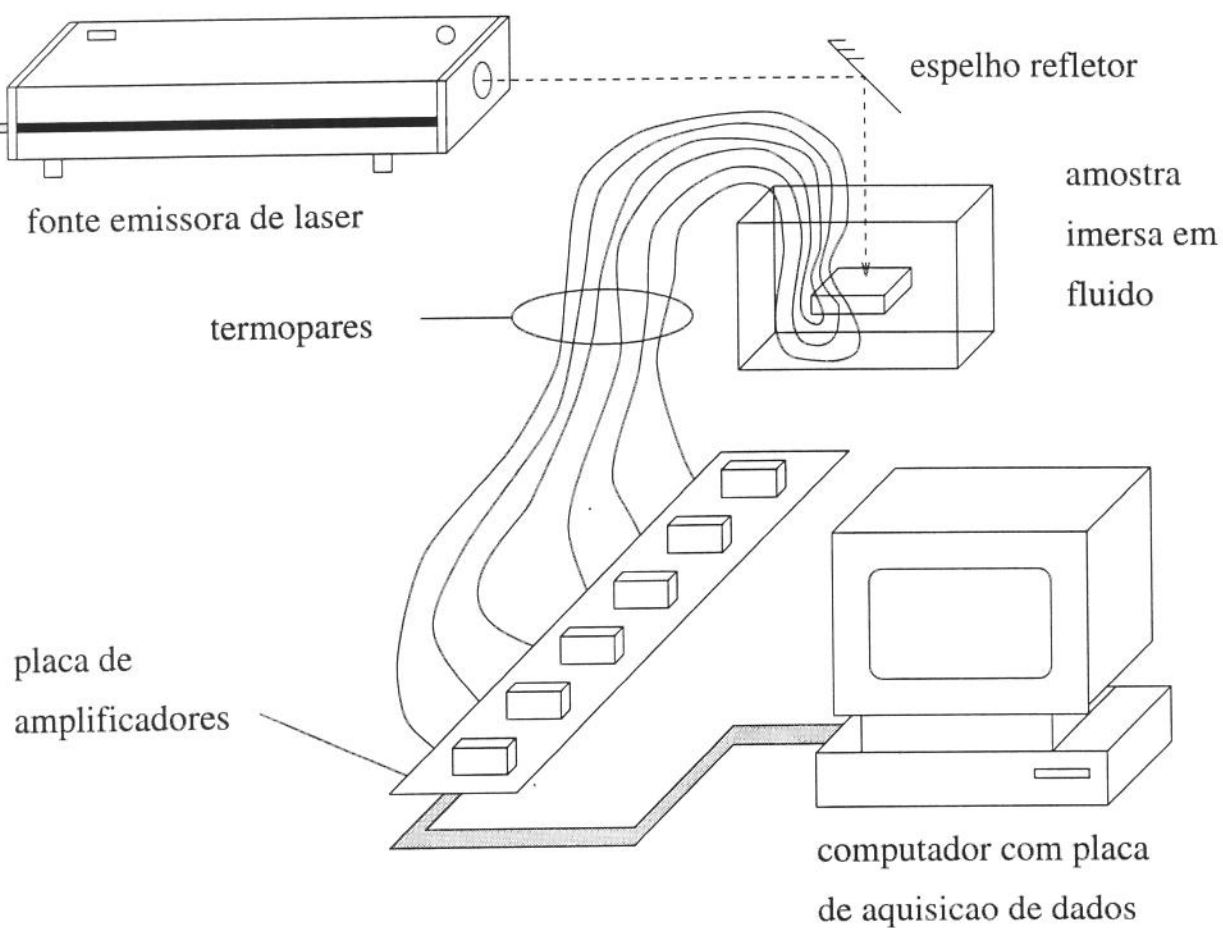


Figura 4.4: Ilustração do arranjo experimental

cido um intervalo de tempo (Δt) entre a tarefa de liberação do raio e o acionamento da rotina de aquisição de dados, conforme observa a expressão a seguir:

$$t_{la} = t_{cd} + \Delta t$$

Onde t_{cd} é o instante no qual a rotina de aquisição de dados é inicializada, Δt é o intervalo de tempo que antecede a abertura da fonte emissora de radiação e t_{la} é o instante no qual inicia-se a aplicação.

Este procedimento evitou a necessidade de se iniciar duas tarefas ao mesmo tempo (liberação da radiação e coleta de dados), além de ter permitido o controle e a visualização gráfica do início da ação do laser.

Capítulo 5

Resultados Experimentais

5.1 Apresentação dos Resultados

Nas figuras a seguir observa-se a variação da temperatura (em $^{\circ}\text{C}$) em função do tempo (em segundos) nos seis termopares instalados na amostra, cujos sinais foram coletados pelo sistema de aquisição de dados (descrito no apêndice A) e filtrados (apêndice B).

Os resultados foram obtidos durante as aplicações de laser sobre a matriz porosa saturada com ar, água, óleo polialfaolefina e mercúrio, respectivamente.

Nos experimentos realizados para o sistema matriz-ar foram registrados 180 pontos (valores de temperatura) durante 30 segundos. Nos demais casos, o sistema de aquisição de dados registrou 360 pontos durante 60 segundos.

Para cada combinação matriz porosa/fluido, a potência de aplicação do laser foi estabelecida em 0,5, 1,0, 1,5 e 2,0 Watts. Nos experimentos onde a matriz está saturada com ar, a ação da radiação é iniciada 3 segundos após o início da rotina de aquisição de dados. Para os demais casos, este intervalo de tempo foi igual a 5 segundos.

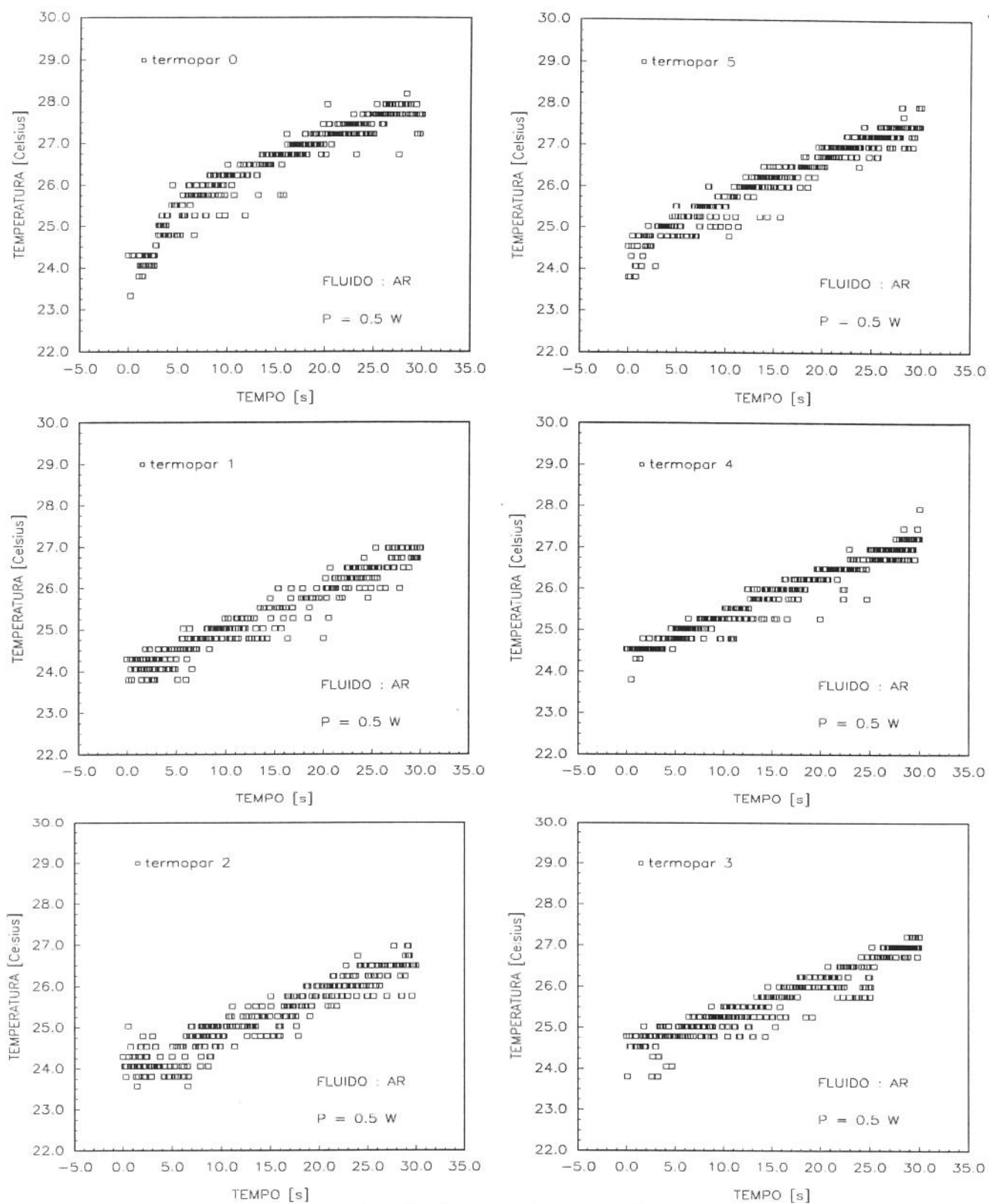


Figura 5.1: Resultados experimentais; $P = 0,5 \text{ W}$; Fluido: Ar

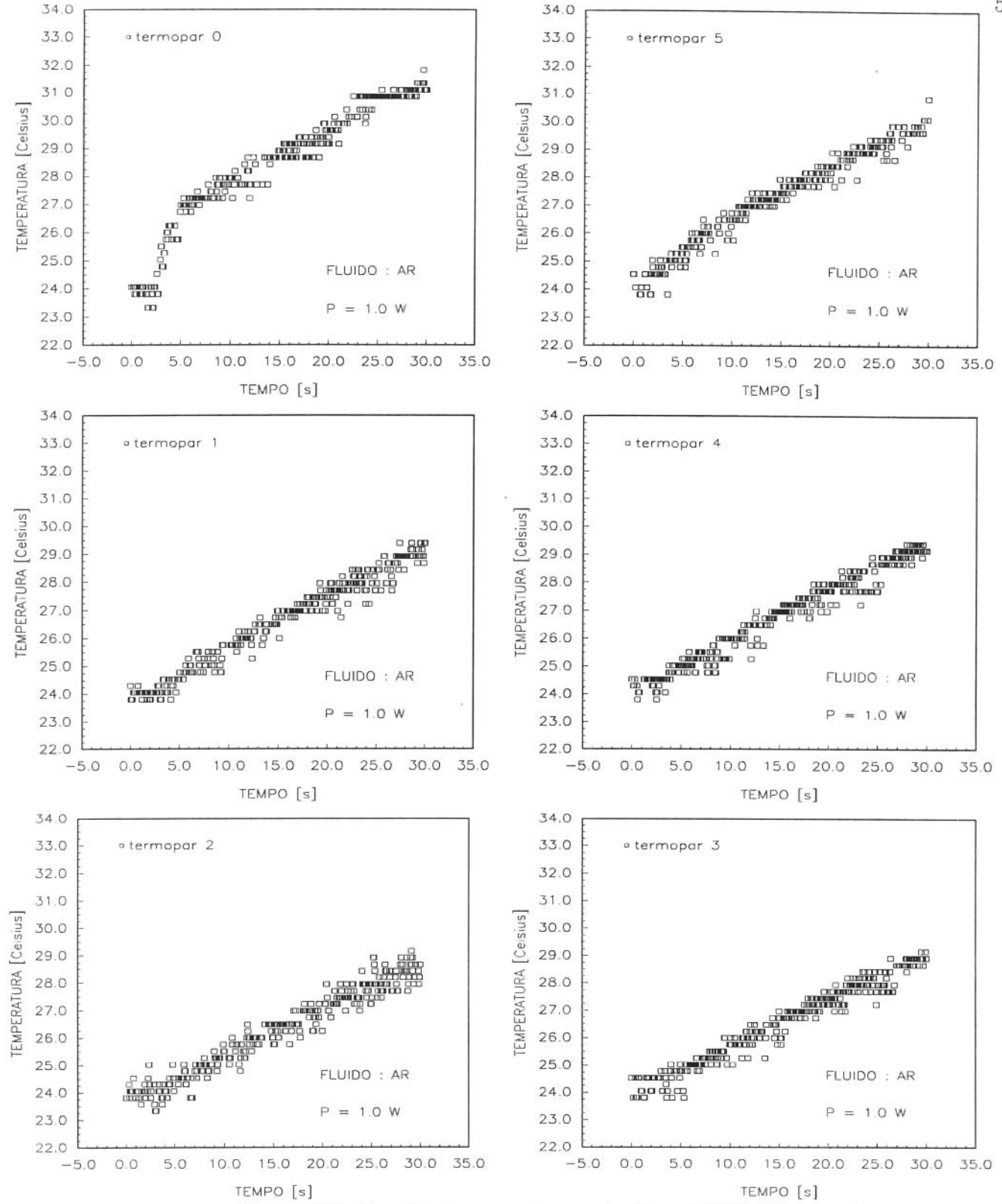


Figura 5.2: Resultados experimentais; $P = 1,0 \text{ W}$; Fluido: Ar

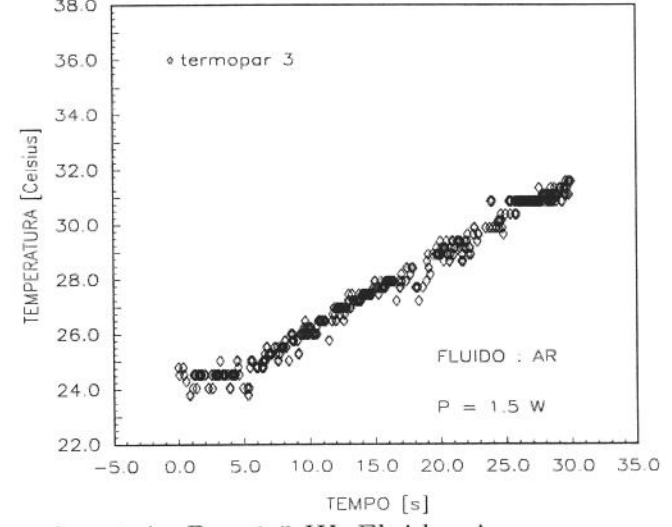
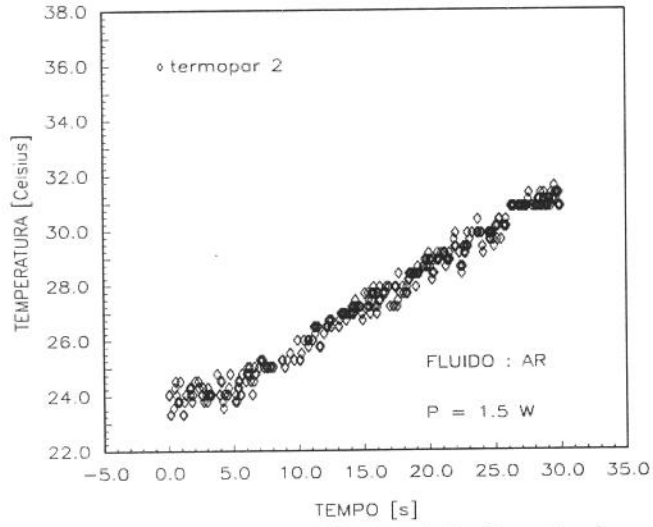
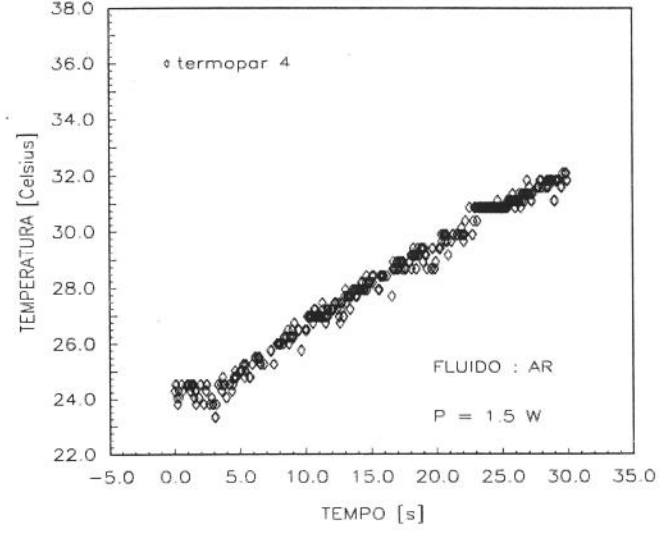
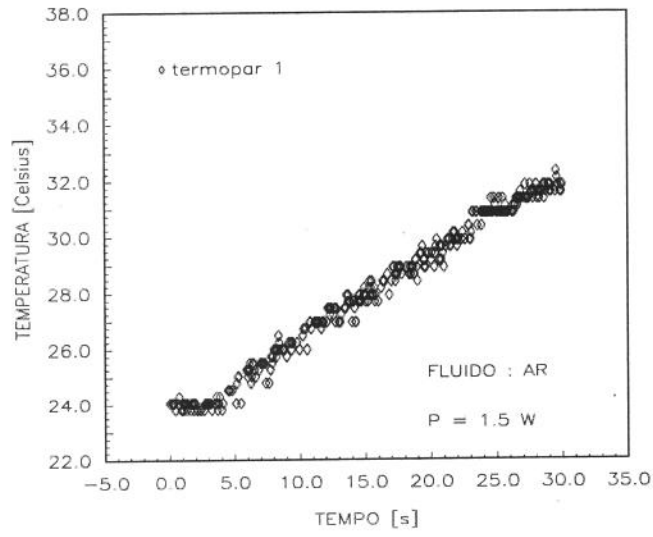
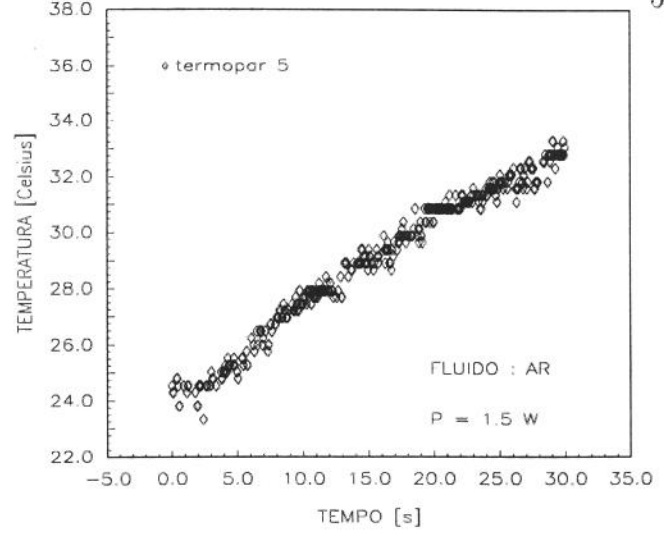
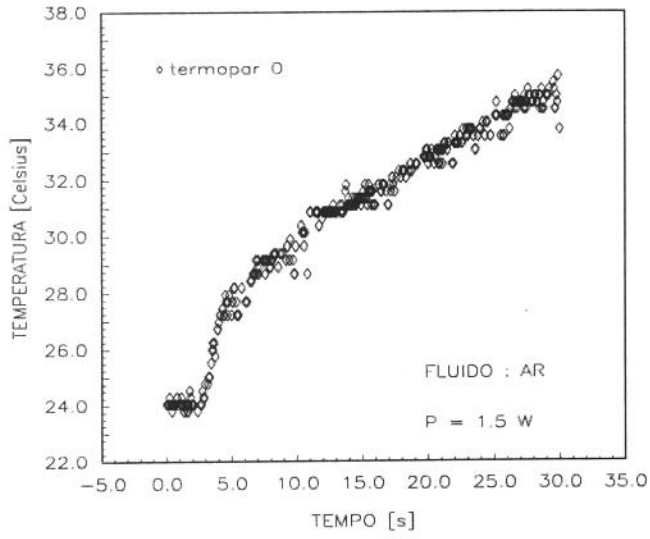


Figura 5.3: Resultados experimentais; P = 1,5 W; Fluido: Ar

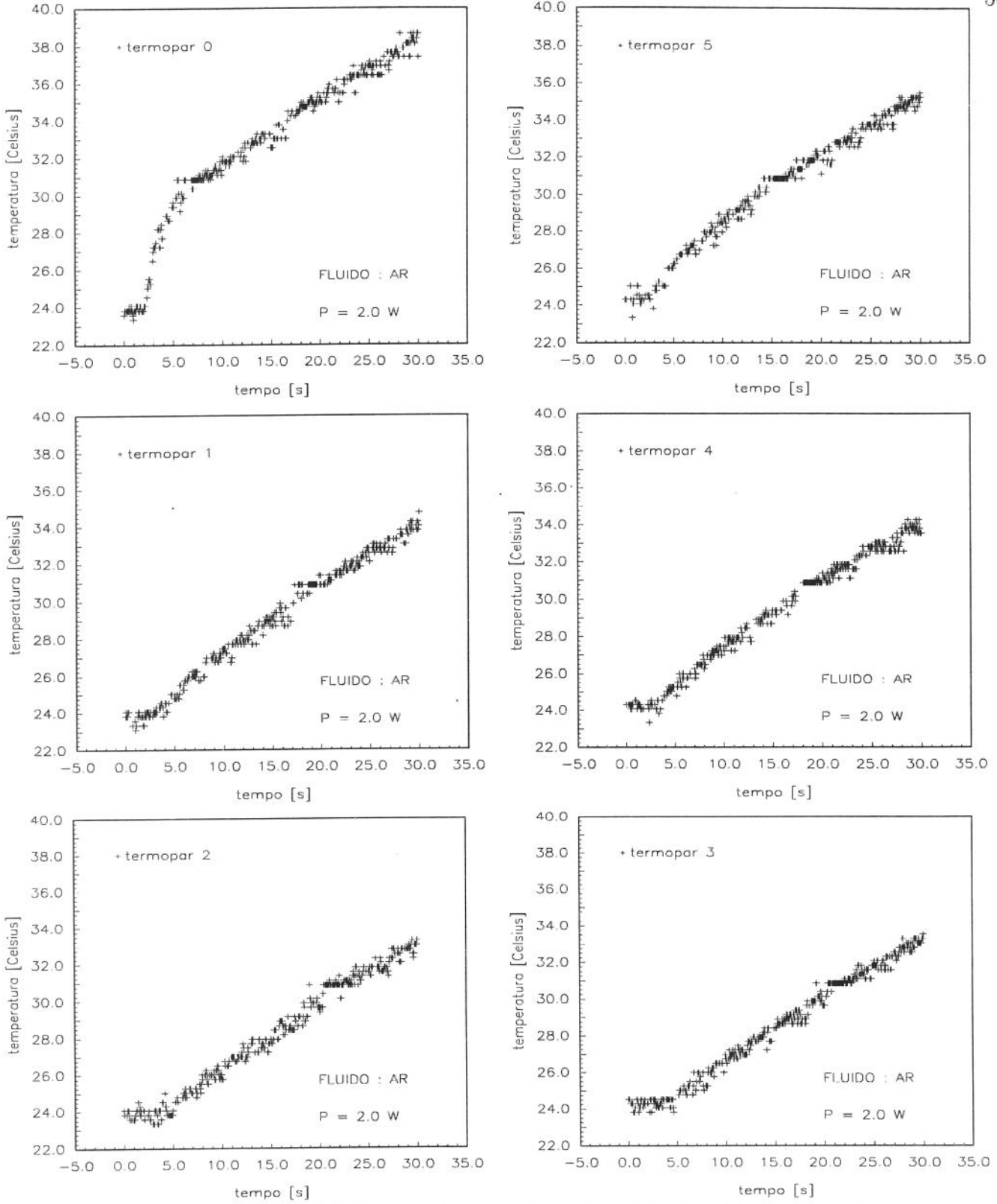


Figura 5.4: Resultados experimentais; $P = 2,0 \text{ W}$; Fluido: Ar

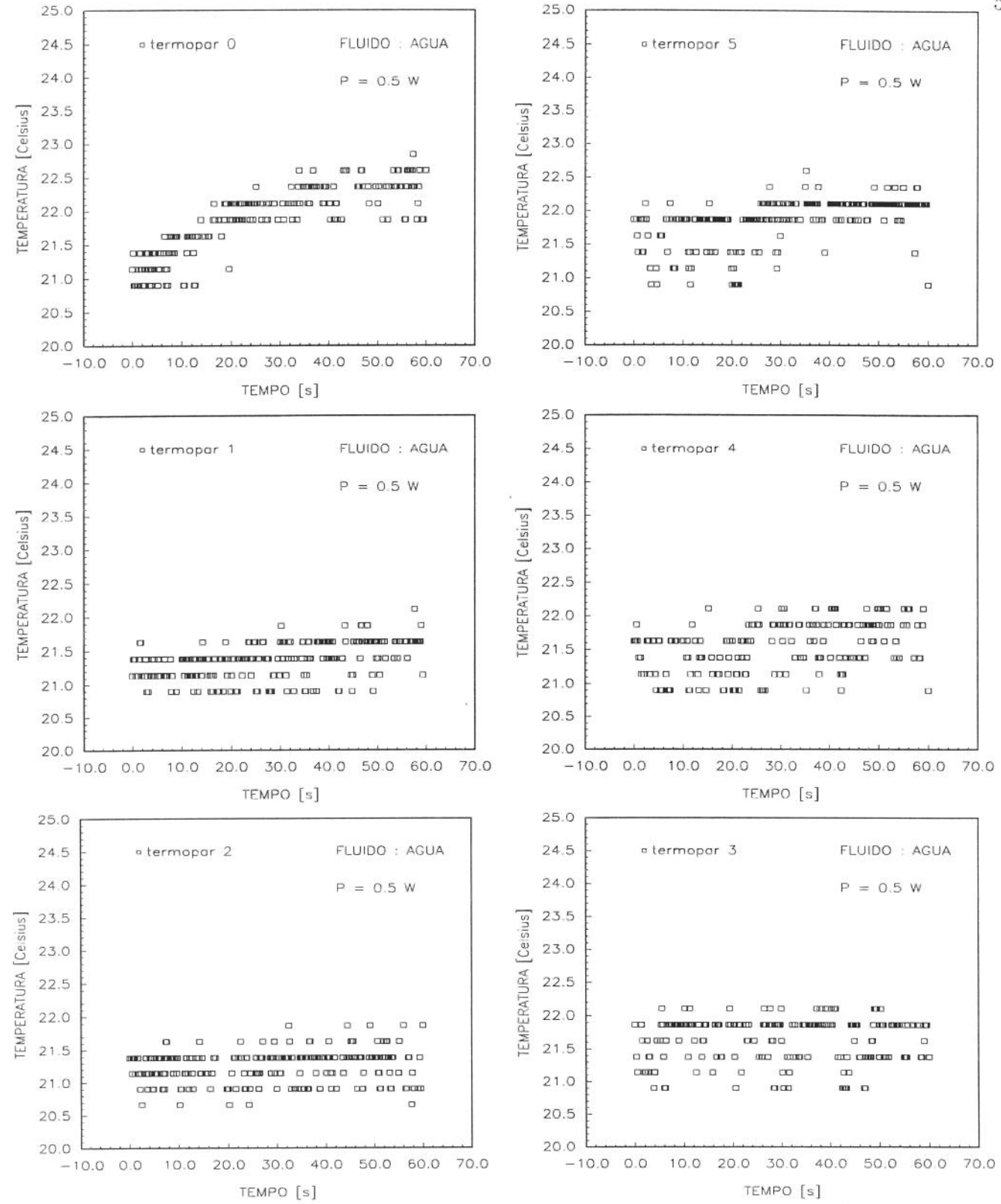


Figura 5.5: Resultados experimentais; $P = 0,5 \text{ W}$; Fluido: Água

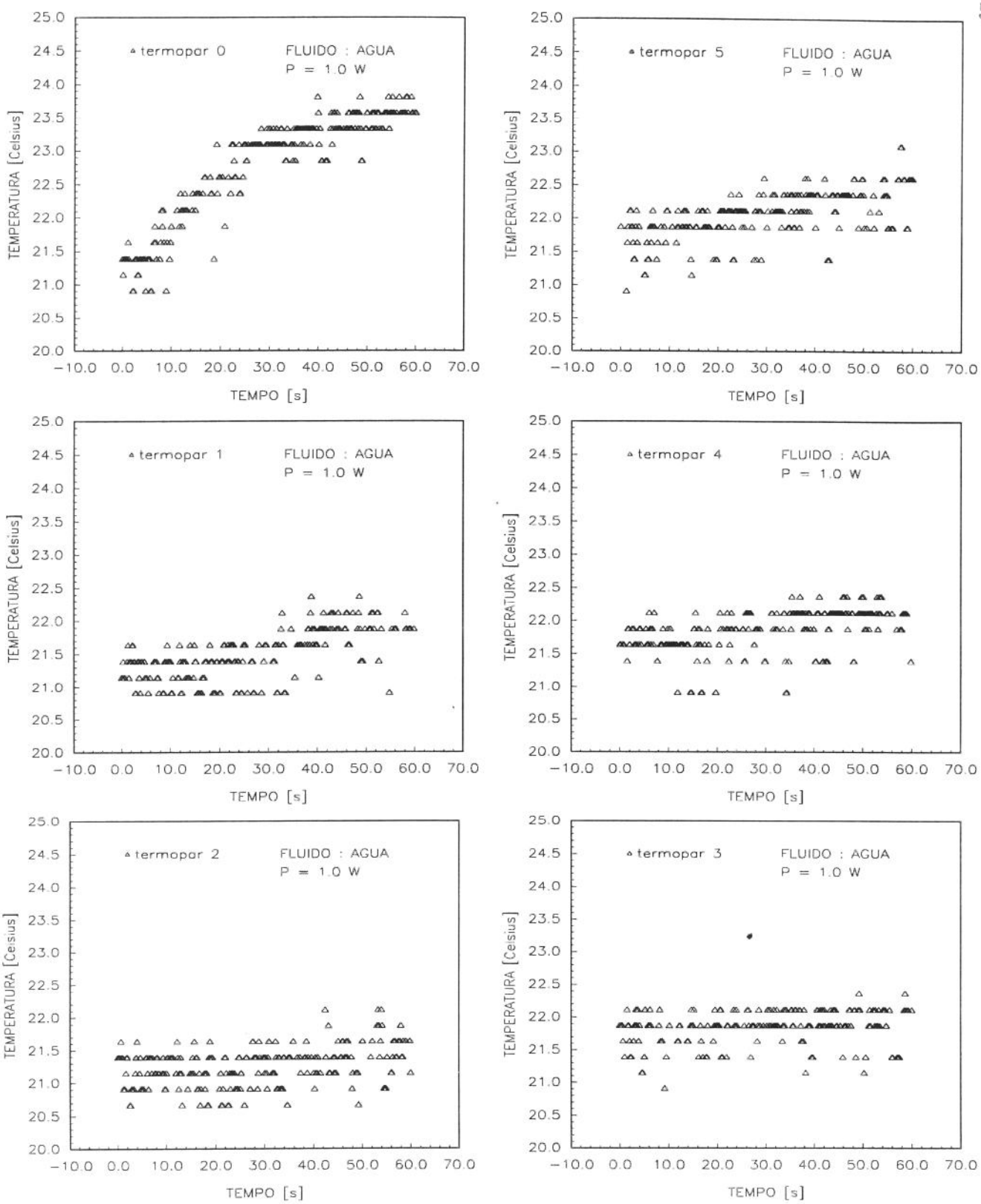


Figura 5.6: Resultados experimentais; $P = 1,0 \text{ W}$; Fluido: Água

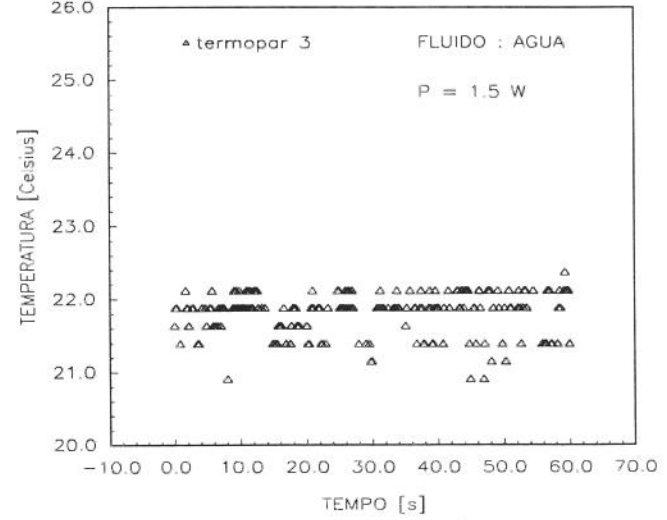
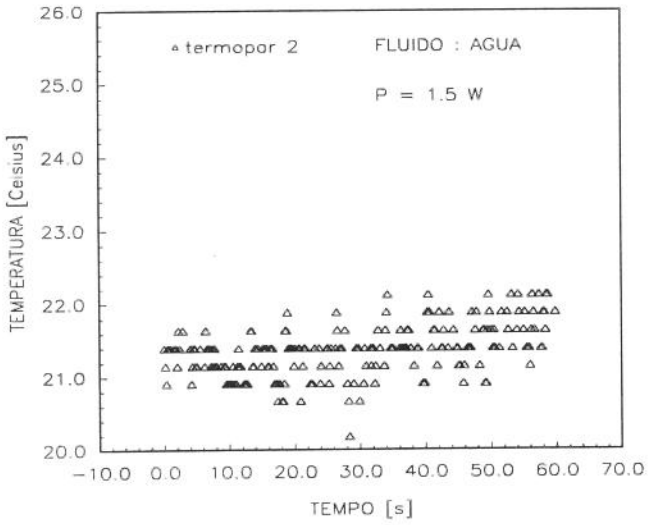
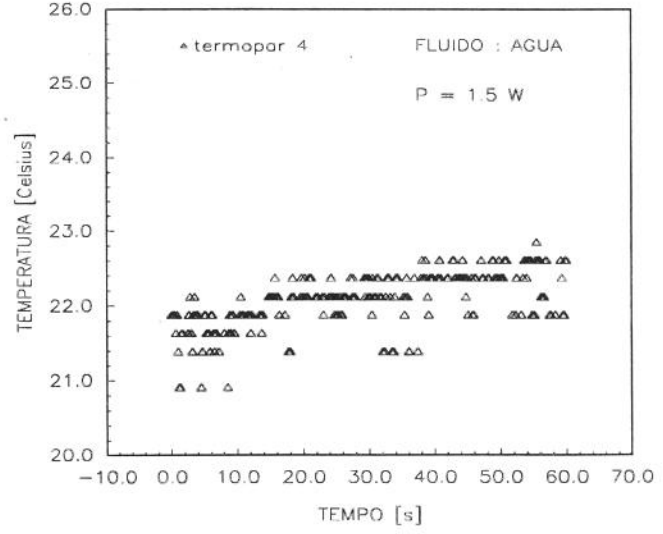
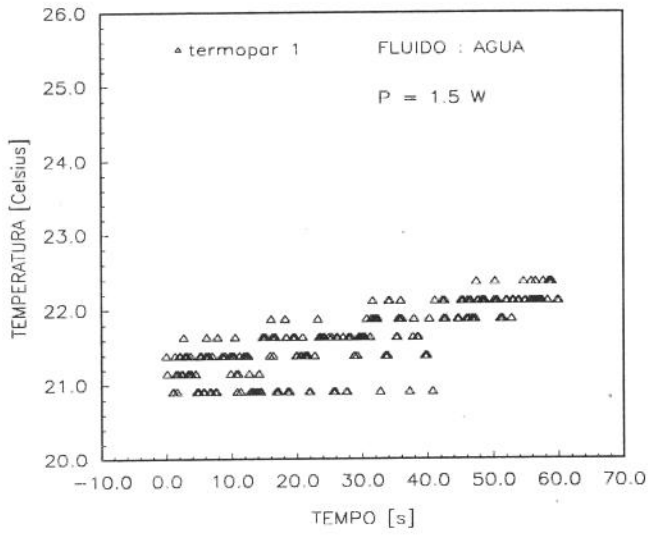
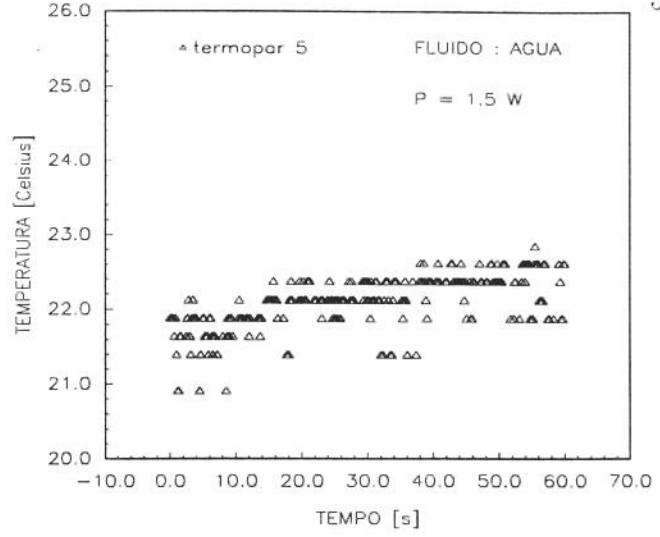
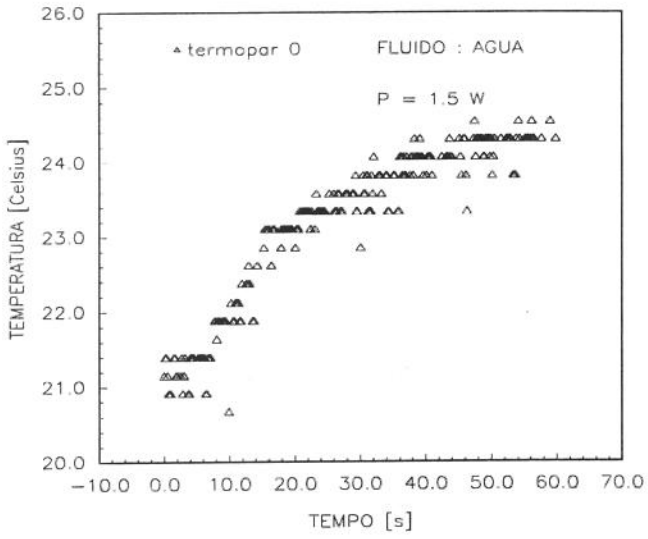


Figura 5.7: Resultados experimentais; $P = 1,5 \text{ W}$; Fluido: Água

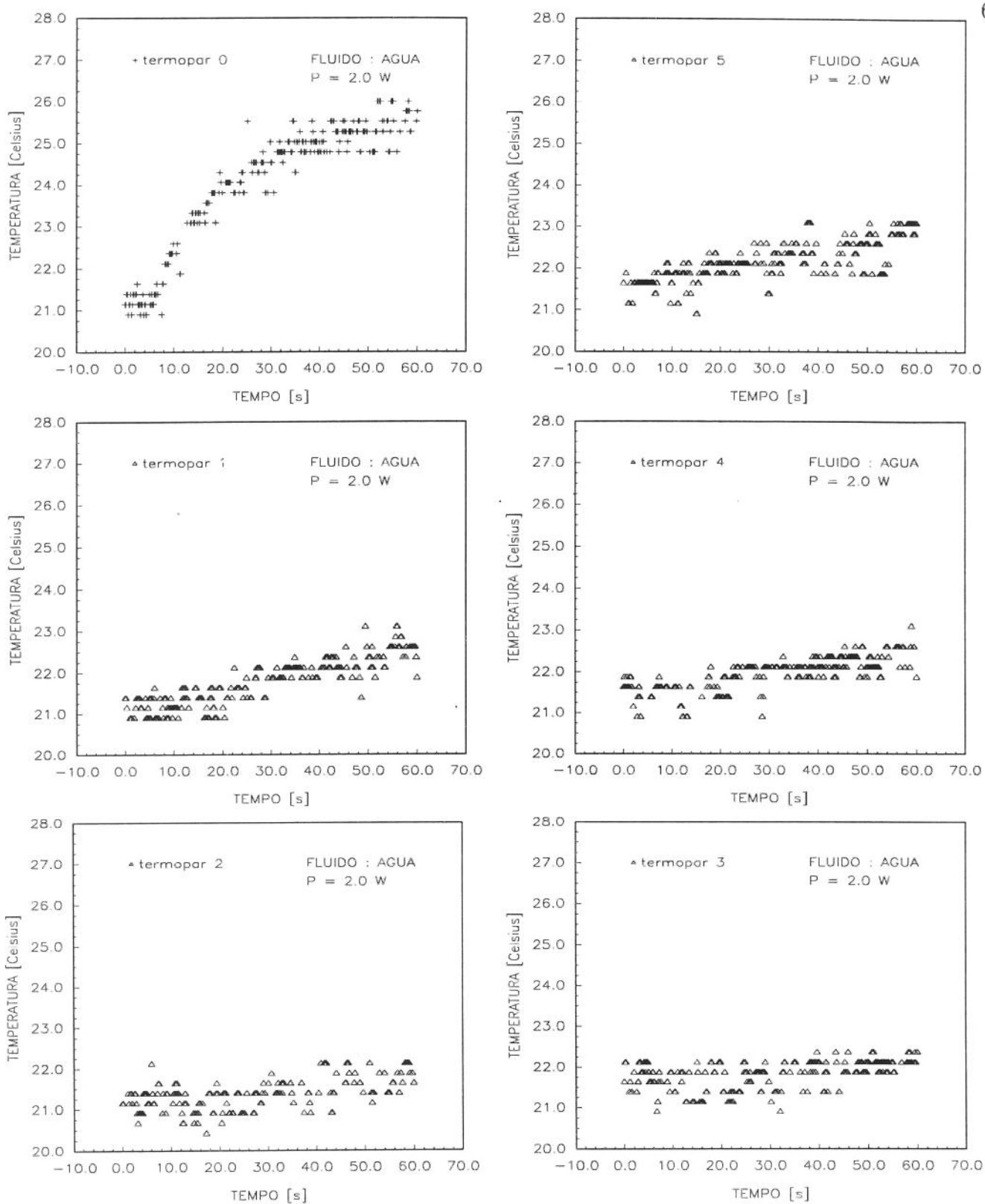


Figura 5.8: Resultados experimentais; $P = 2,0 \text{ W}$; Fluido: Água

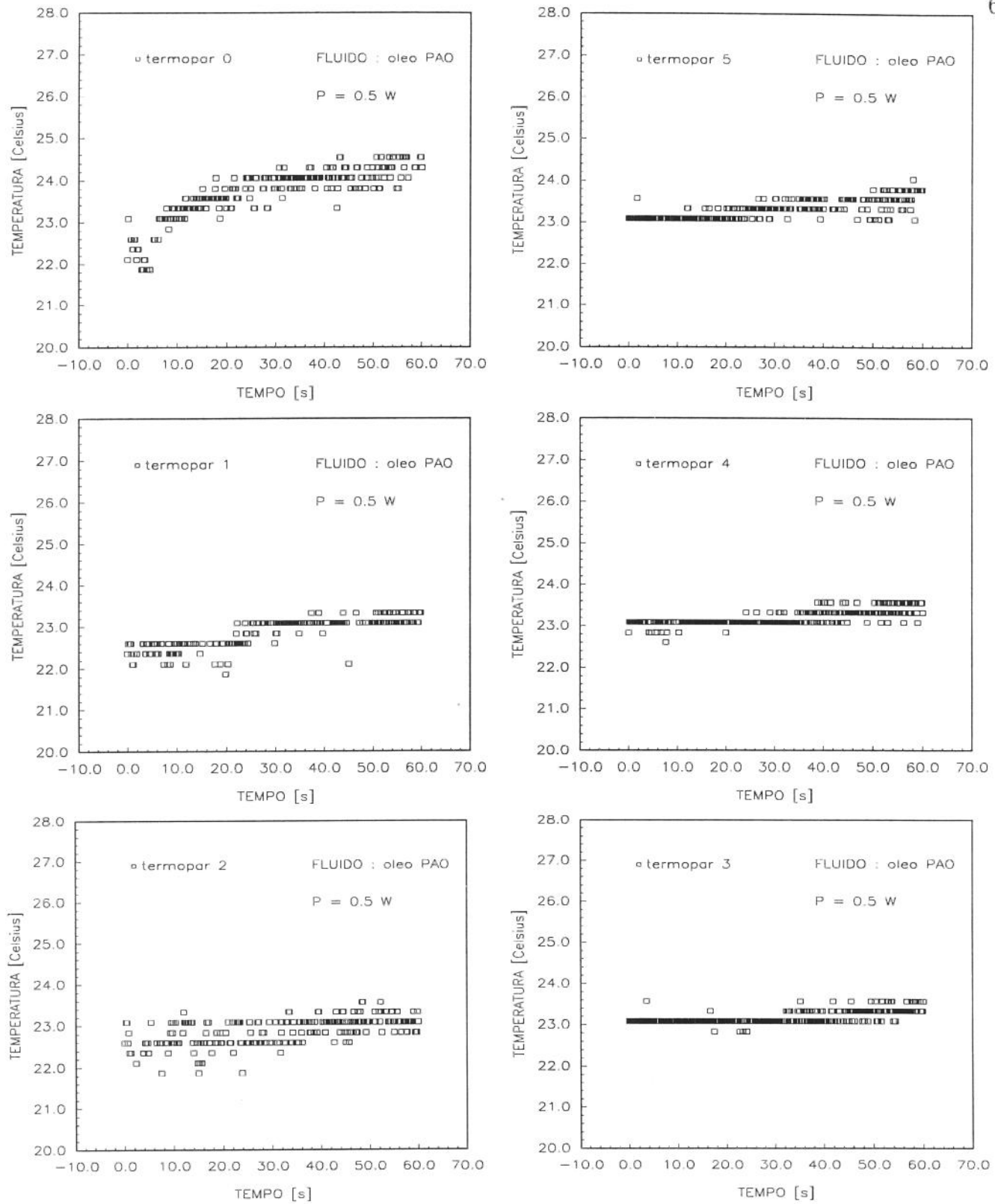


Figura 5.9: Resultados experimentais; $P = 0,5 \text{ W}$; Fluido: Óleo PAO

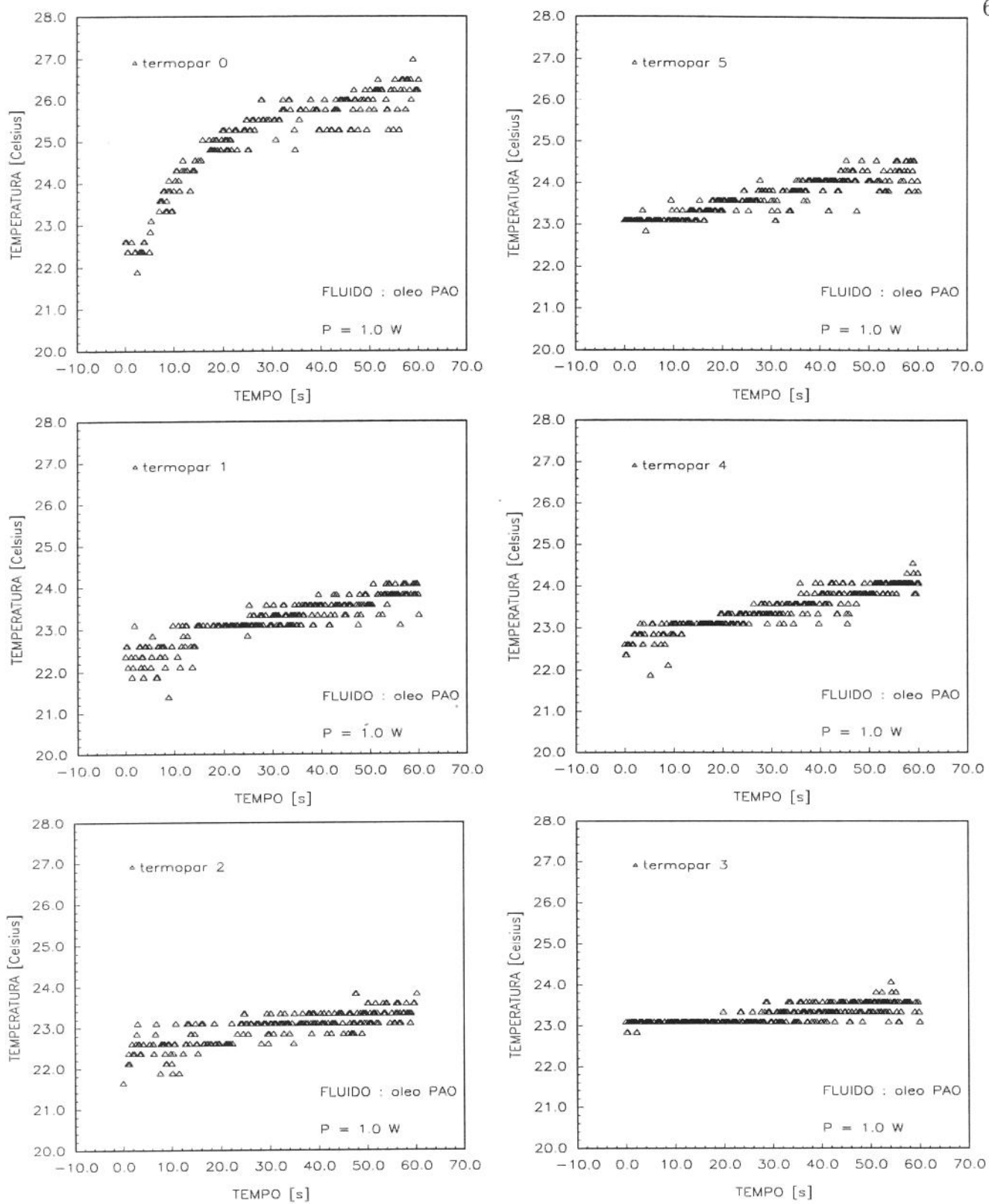


Figura 5.10: Resultados experimentais; $P = 1,0 \text{ W}$; Fluido: Óleo PAO

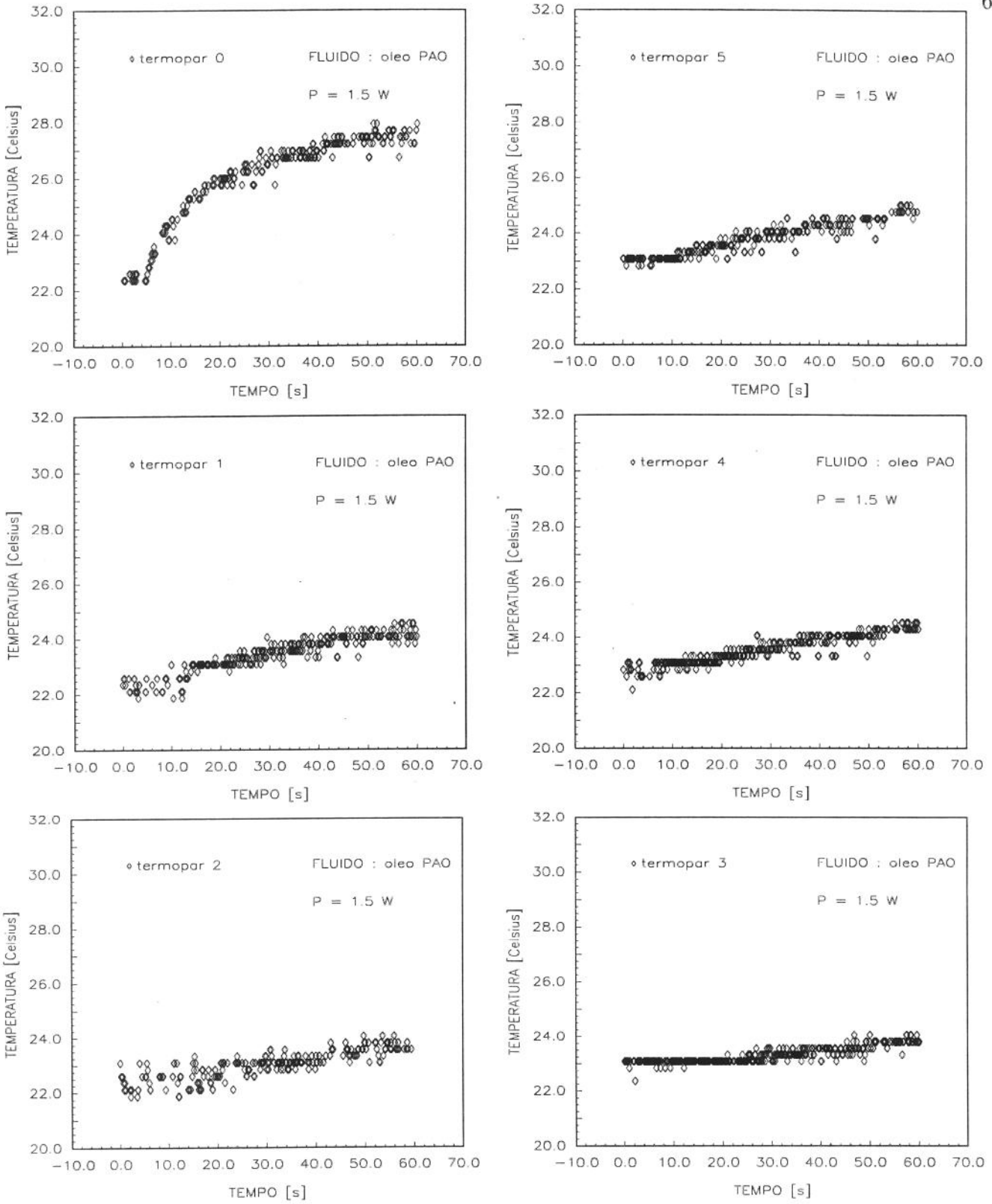


Figura 5.11: Resultados experimentais; $P = 1,5$ W; Fluido: Óleo PAO

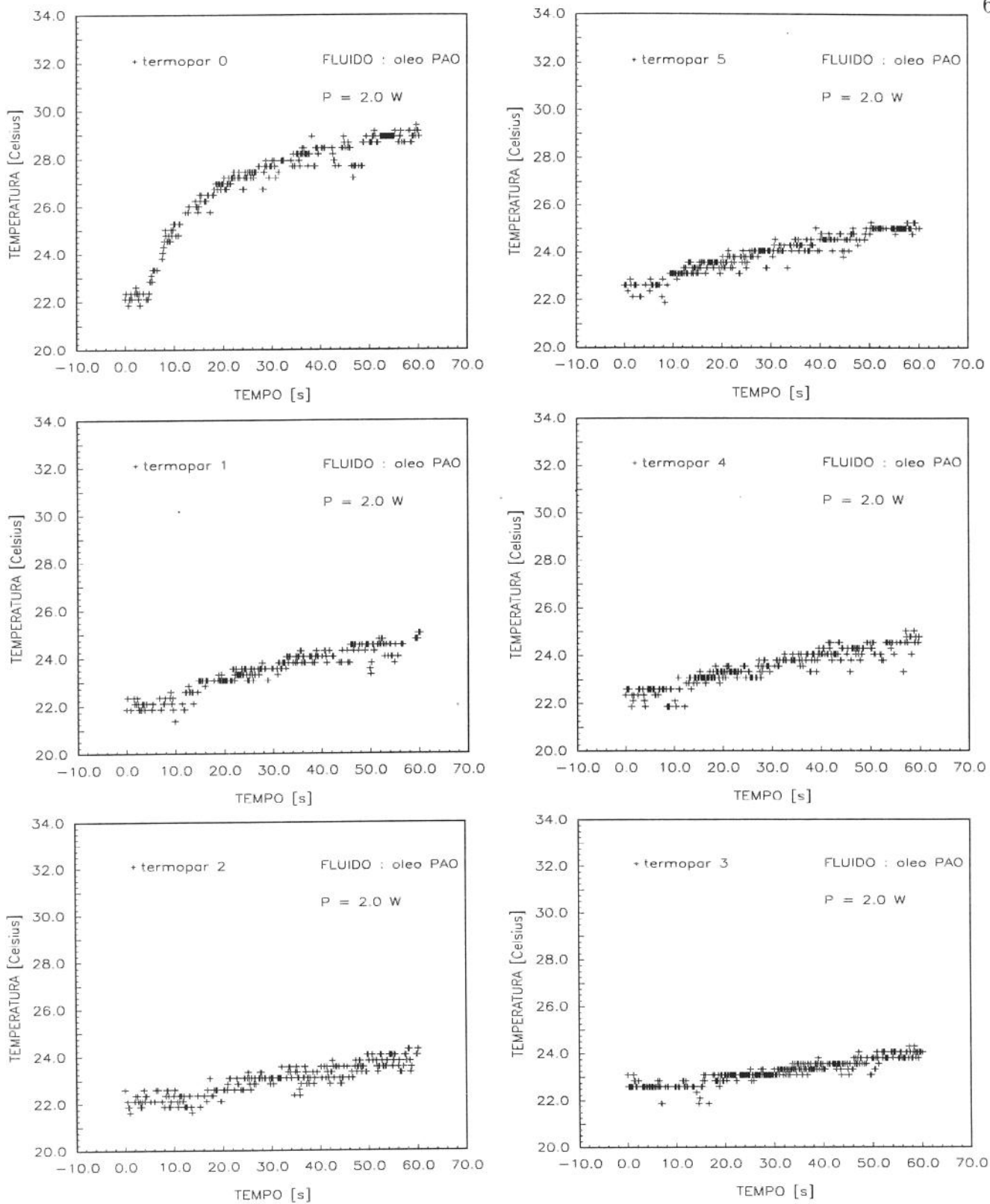


Figura 5.12: Resultados experimentais; $P = 2,0 \text{ W}$; Fluido: Óleo PAO

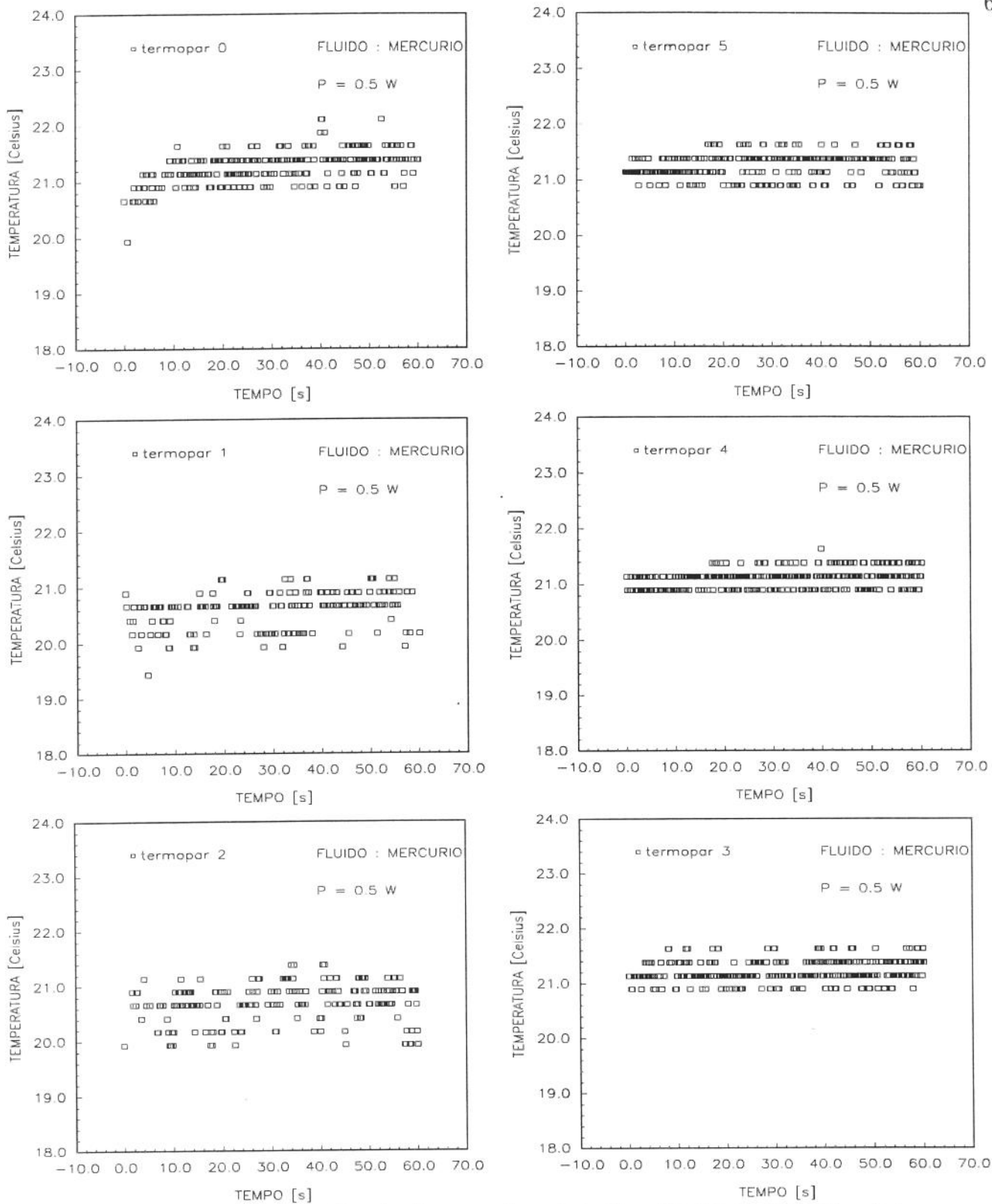


Figura 5.13: Resultados experimentais; $P = 0,5 \text{ W}$; Fluido: Mercúrio

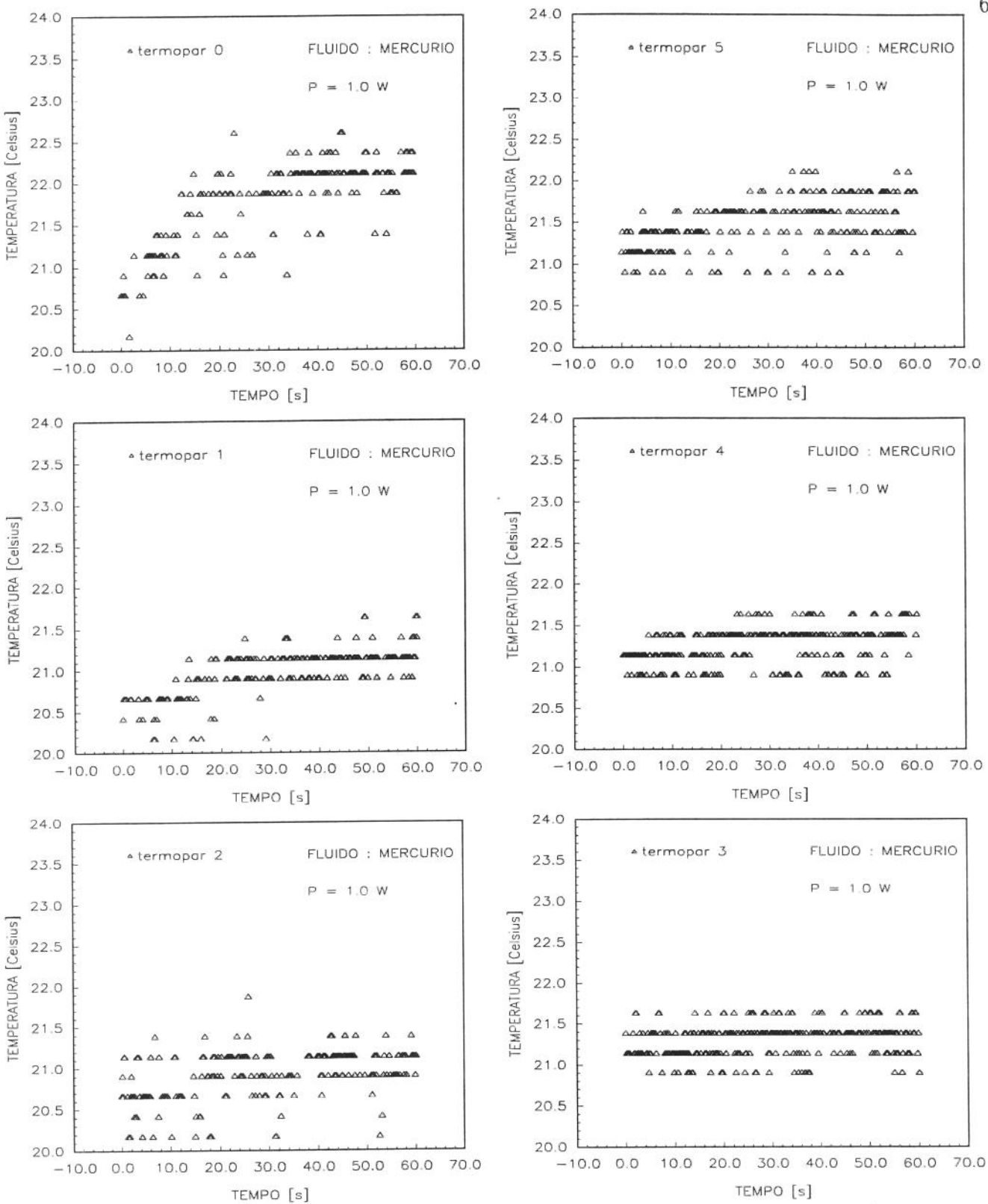


Figura 5.14: Resultados experimentais; $P = 1,0 \text{ W}$; Fluido: Mercúrio

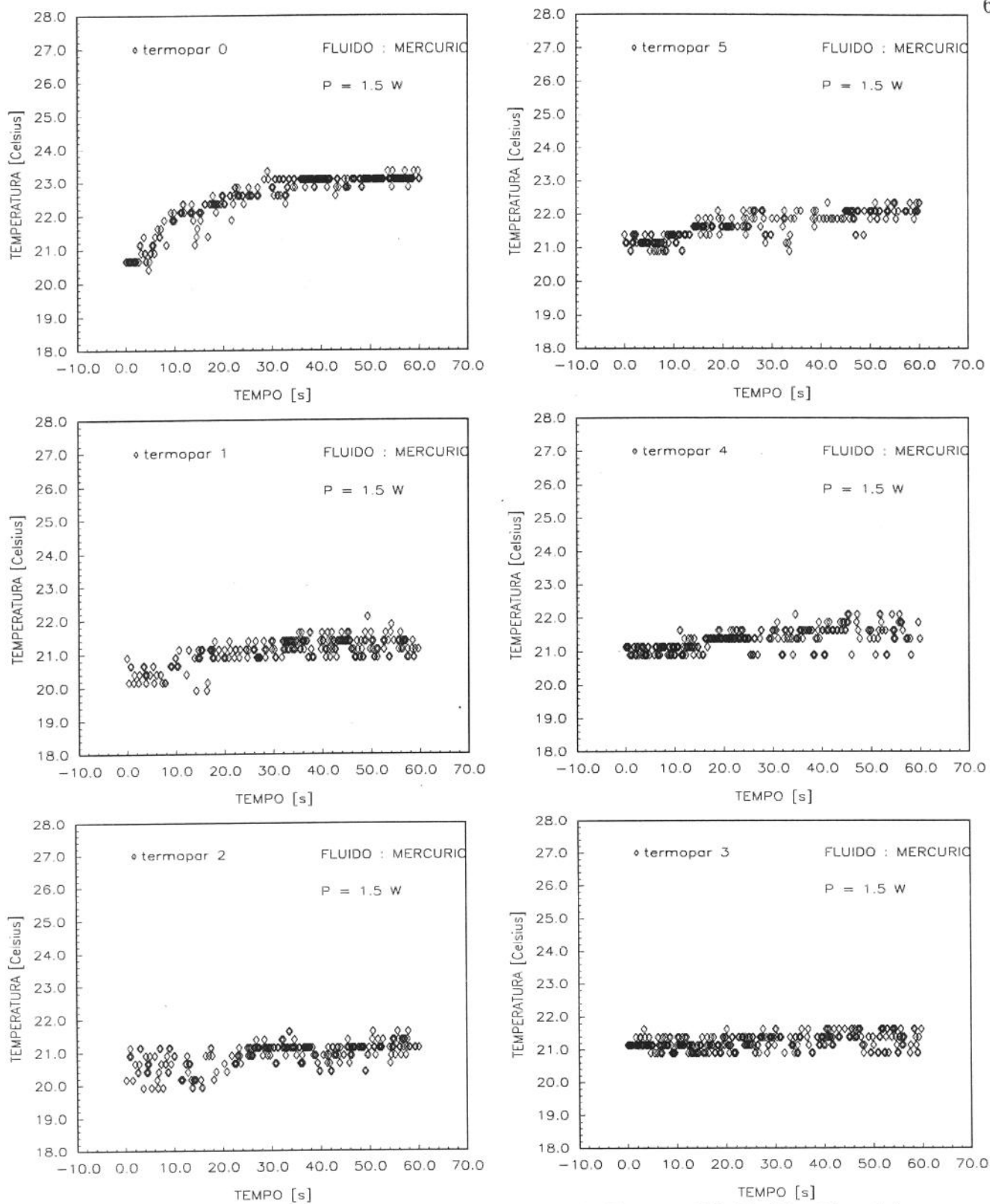


Figura 5.15: Resultados experimentais; $P = 1,5$ W; Fluido: Mercúrio

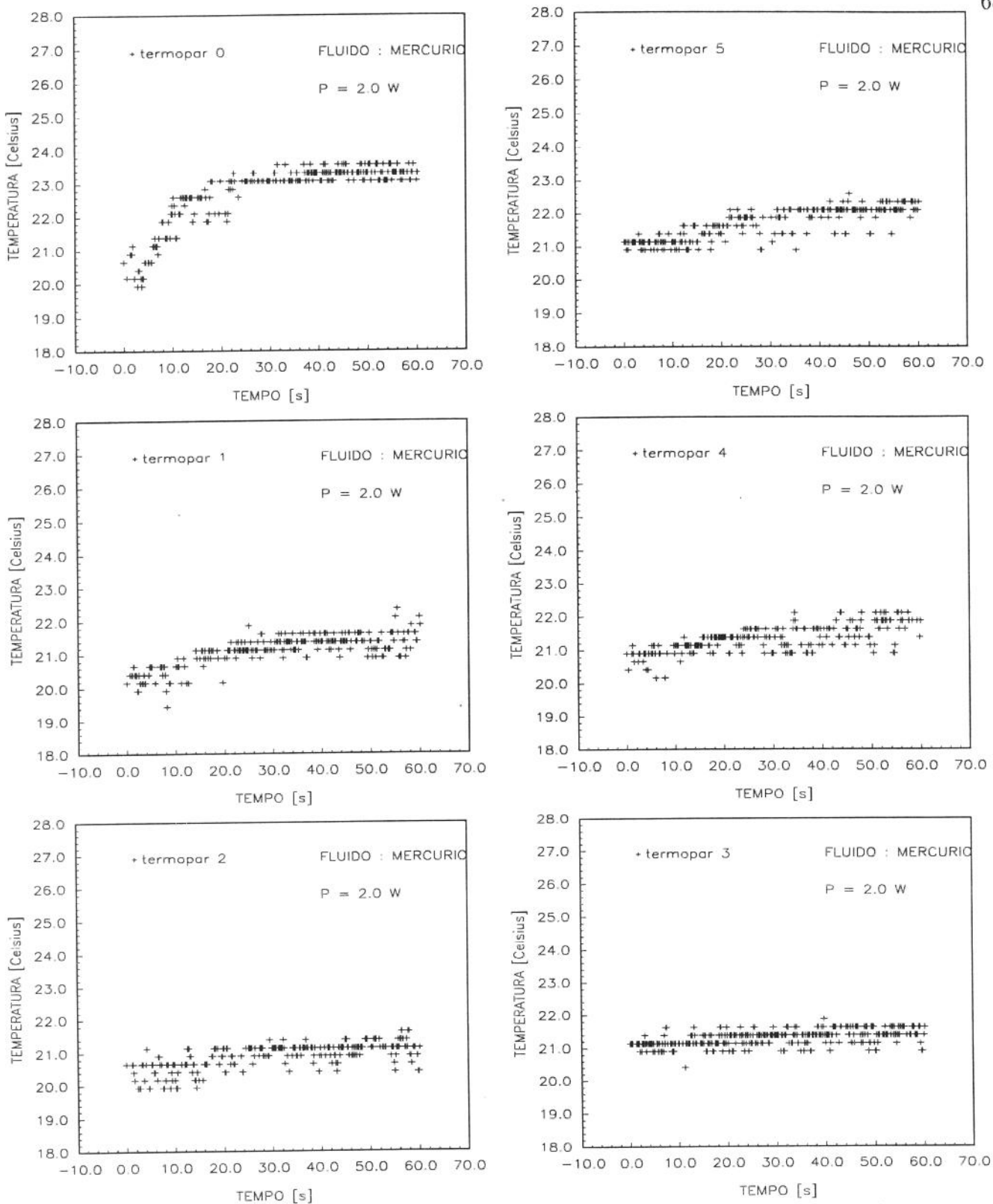


Figura 5.16: Resultados experimentais; $P = 2,0$ W; Fluido: Mercúrio

5.2 Análise dos Resultados Experimentais

5.2.1 Análise Qualitativa

Na análise dos resultados experimentais, realizada através dos gráficos apresentados nas Figuras 5.17 a 5.22, adotou-se uma temperatura de referência, já que as temperaturas iniciais do sistema matriz-fluido não foram constantes no decorrer dos experimentos. As curvas apresentadas foram obtidas por ajuste polinomial, de modo a facilitar a visualização e comparação entre os perfis de temperatura obtidos.

A inserção de termopares em posições diferentes na amostra de alumínio poroso teve o objetivo de investigar a forma como ocorre o fenômeno da difusão do calor provocado pela fonte laser.

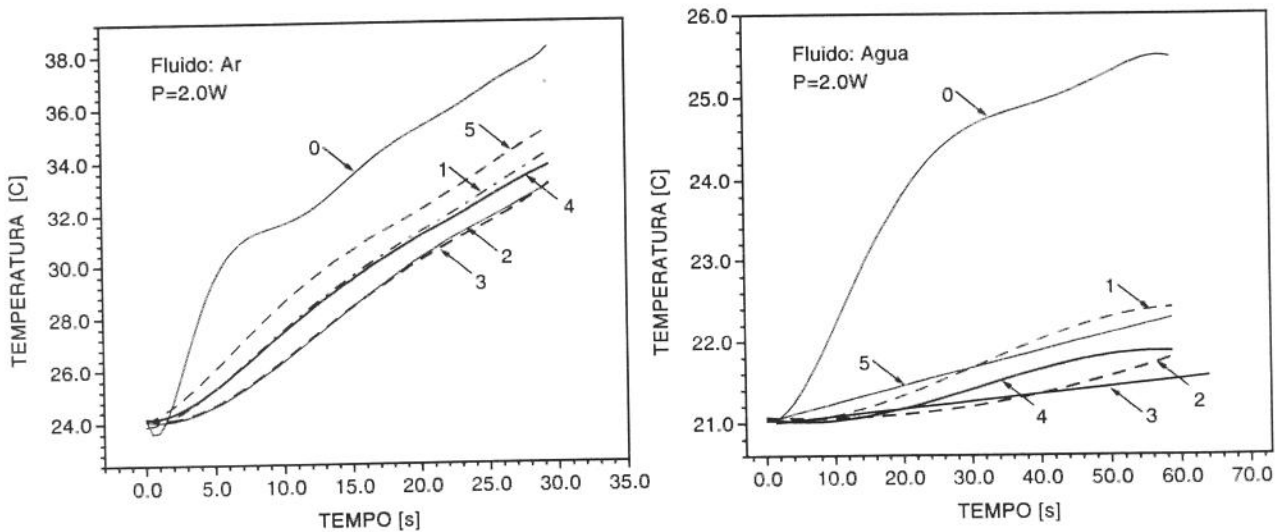


Figura 5.17: Perfis dos termopares 0 a 5, Ar e Água; $P = 2,0 \text{ W}$

Com a incidência da radiação laser, três níveis de temperatura são identificados. No

primeiro estão os termopares 0 e 5, com as maiores temperaturas registradas. No segundo, os termopares 1 e 4, e no terceiro encontram-se os termopares 2 e 3. A identificação deste agrupamento de perfis mostra o comportamento da difusão do calor no sentido radial, que tende a diminuir em regiões distantes do ponto de aplicação da radiação. Este comportamento fica mais evidente nos experimentos onde a matriz porosa está saturada com ar (Figura 5.17), mas pode também ser observado, embora com menor nitidez, nos ensaios realizados com outros fluidos (Figura 5.18).

A diferença entre os valores de temperatura registrados pelos termopares 0 e 5 mostra que a propagação da intensidade de energia depositada sobre a superfície da matriz porosa é dramaticamente atenuada no sentido axial. Este comportamento confirma as expectativas quanto ao modo de propagação da fronteira de calor no interior da amostra.

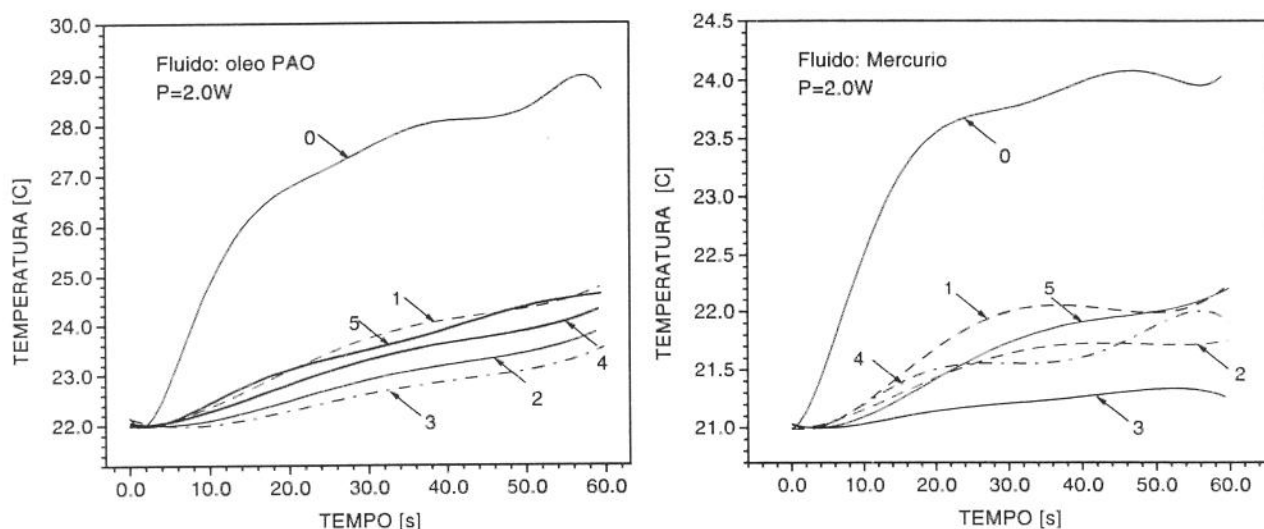


Figura 5.18: Perfis dos termopares 0 a 5, óleo PAO e Mercúrio; $P = 2,0 \text{ W}$

Através das Figuras 5.19 e 5.20 nota-se que a variação da temperatura é diretamente proporcional à densidade de energia depositada sobre a amostra.

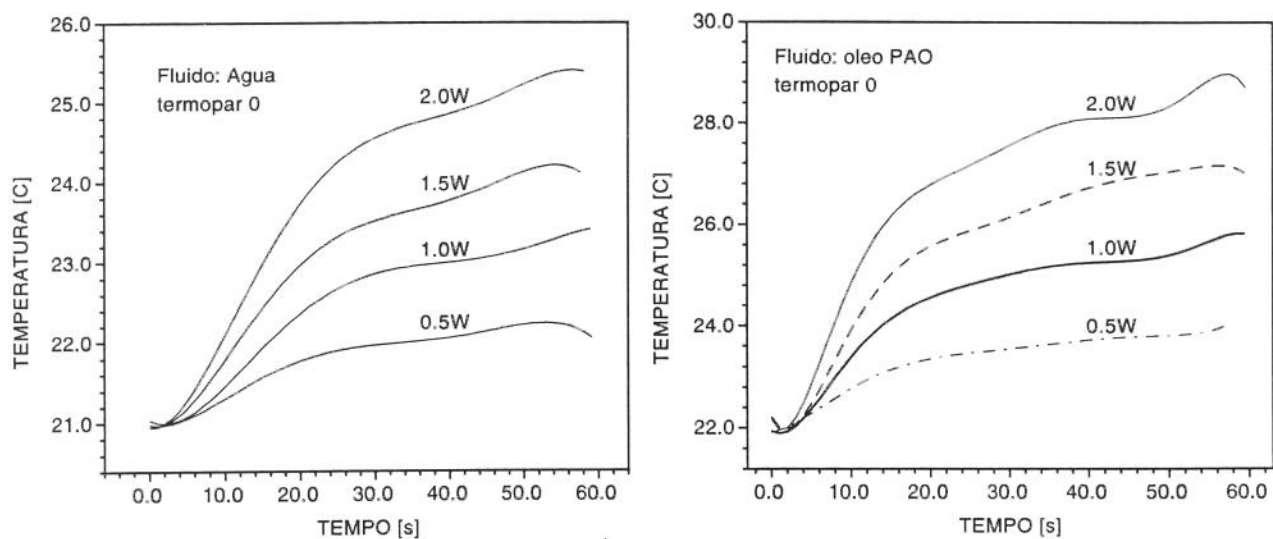


Figura 5.19: Variação da potência, Ar e Água (termopar 0)

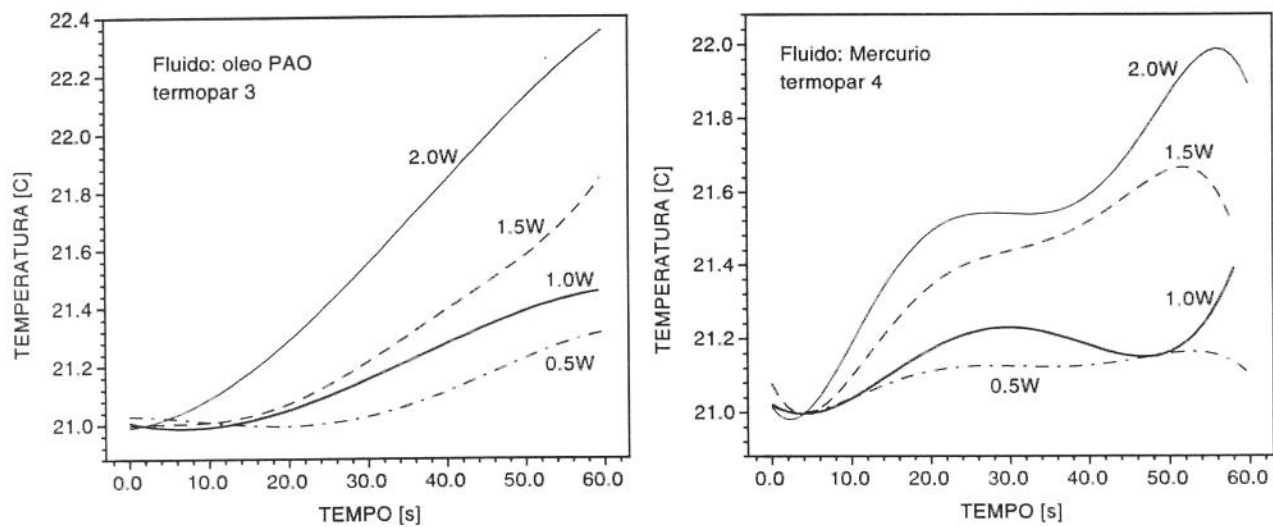


Figura 5.20: Variação da potência, óleo PAO (termopar 3) e Mercúrio (termopar 4)

Com respeito aos termopares distantes do ponto de aplicação da radiação, a exemplo dos termopares 3 e 4 mostrados na Figura 5.20, nota-se novamente a influência da difusão do calor radial. O aspecto comum às duas figuras apresentadas é que, em geral, quanto menor a potência aplicada maior o tempo requerido para o início do processo de aquecimento.

A influência das propriedades físicas do meio poroso submetido à radiação laser pode ser observada através das Figuras 5.21 e 5.22. Por se tratar de um fenômeno altamente difusivo, espera-se que a condutividade térmica do meio seja um fator de grande influência no processo.

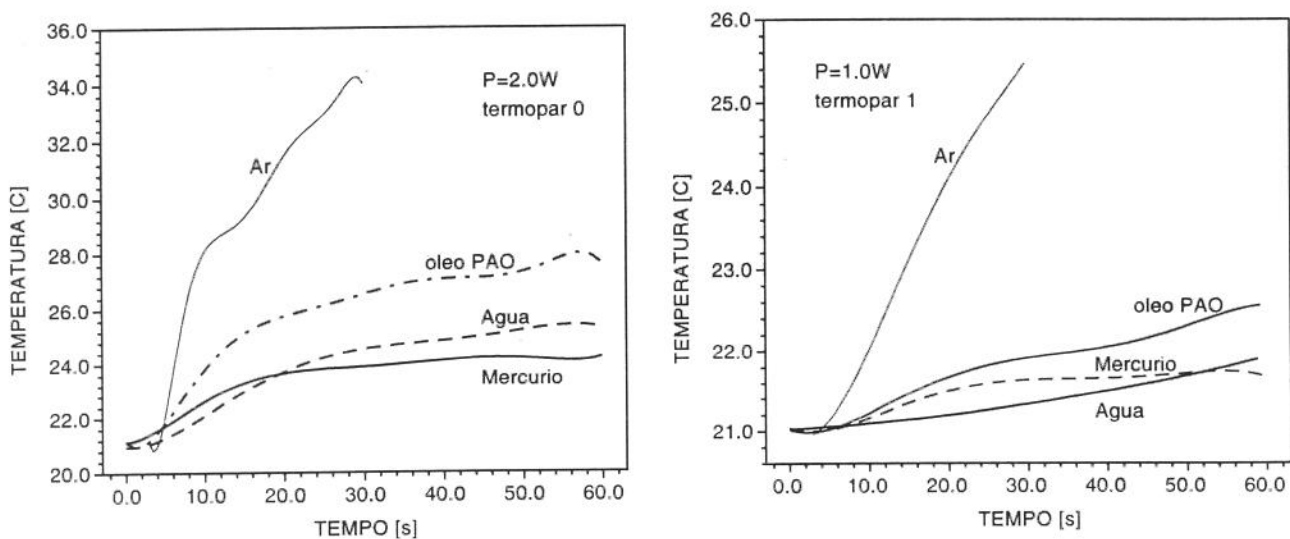


Figura 5.21: Variação dos fluidos de saturação, $P=2,0$ W (termopar 0); $P=1,0$ W (termopar 1)

Considerando-se que os valores da condutividade do meio (matriz + fluido) apresentados são bastante próximos, exceção feita ao caso do mercúrio (vide Tabela 5.5), nota-se que o caso da matriz saturada com ar apresenta as maiores temperaturas, pois o ar possui

a menor capacidade térmica (ρc) dentre os fluidos considerados. Nota-se, no entanto, que a difusão do calor na matriz imersa em água é mais lenta, já que a água possui a maior capacidade térmica dentre os fluidos utilizados.

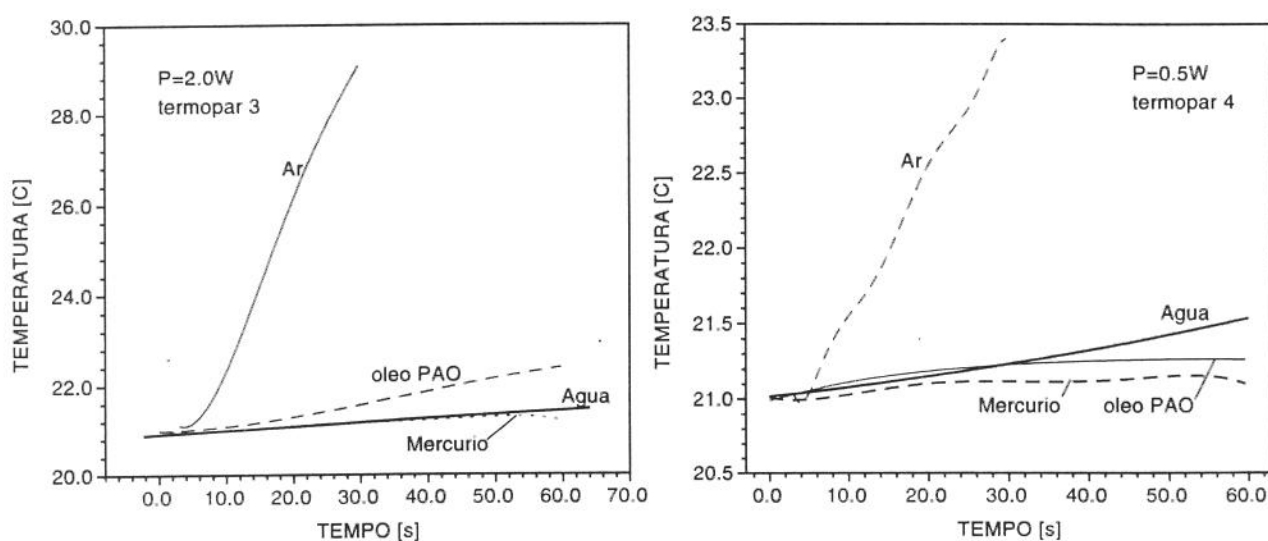


Figura 5.22: Variação dos fluidos de saturação, $P=2,0$ W (termopar 3); $P=0,5$ W (termopar 4)

5.2.2 Uso das Relações Empíricas em Convecção Natural

Esta seção tem o objetivo de buscar parâmetros que permitam a realização de uma análise, em termos quantitativos, do fenômeno de aquecimento da matriz porosa, com base nos resultados obtidos em laboratório.

Sabe-se que o problema sob investigação trata do aquecimento da superfície de uma amostra porosa imersa em fluido estacionado, isto é, sem movimento relativo do fluido em relação às fronteiras do corpo.

A estagnação do fluido no interior do meio indica que o gradiente de temperatura provocado pela atuação da fonte de radiação laser é o único fator responsável pela formação de correntes convectivas no interior do corpo. O movimento do fluido decorrente da atuação de forças de empuxo caracteriza os fenômenos governados pela convecção natural.

Em face do exposto, a análise dos resultados experimentais obtidos é feita à luz das relações empíricas para a convecção natural [30], sendo que as relações para a placa plana com superfície superior aquecida apresentaram-se como a melhor opção, devido à semelhança com o problema experimental analisado. Ainda que as relações a serem empregadas sejam referentes a uma placa sólida, considera-se que os resultados desta análise, relativos a uma amostra porosa, possam ser úteis numa primeira interpretação do fenômeno.

Nos problemas de convecção natural, a influência de parâmetros relacionados às propriedades do fluido e características da geometria a ser investigada pode ser quantificada através de dois grupos adimensionais, chamados número de Grashof (Gr) e o número de Prandtl (Pr).

O número de Grashof (Gr), que representa a relação entre as forças de arraste e as forças viscosas que atuam no fluido, é definido como

$$Gr = \frac{g\beta^*L^{*3}(T_{sp} - T_{\infty})}{\nu^2} \quad (5.1)$$

onde g é a aceleração da gravidade, β^* representa o coeficiente de expansão térmica a pressão constante, L^* é o comprimento característico. A definição do número de Grashof traz ainda a diferença entre a temperatura na superfície (T_{sp}) e a temperatura ambiente do fluido (T_{∞}).

O número de Prandtl (Pr), que relaciona a difusão da quantidade de movimento com a difusão do calor na camada de fluido, é descrito a seguir:

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha} \quad (5.2)$$

onde ν representa a viscosidade cinemática do fluido e α é a difusividade térmica do fluido.

Os coeficientes médios de transferência de calor podem ser determinados através do uso de uma expressão onde o número de Nusselt (Nu) é obtido como função dos números de Grashof e Prandtl, definidos à temperatura da superfície analisada. Assim:

$$\overline{Nu} = C(Gr \cdot Pr)^m \quad (5.3)$$

onde C e m são parâmetros empíricos.

A equação (5.3) representa o número de Nusselt, que é interpretado como a relação entre a transferência de calor por convecção e condução no interior de uma camada de fluido, em um determinado comprimento característico do corpo.

$$\overline{Nu} = \frac{\overline{h}L^*}{k_f} \quad (5.4)$$

onde \overline{h} representa o coeficiente médio de transferência de calor na superfície, L^* é a dimensão característica, aqui considerada como sendo a média das dimensões do corpo e k_f é a condutividade térmica na camada de fluido.

Em fenômenos de convecção natural provocada por transferência de calor o produto $Gr \cdot Pr$ é chamado número de Rayleigh (Ra), que é descrito como sendo

$$Ra = \frac{g\beta L^3(T_p - T_\infty)}{\nu \cdot \alpha} \quad (5.5)$$

Então, a equação (5.3) passa a ser escrita da seguinte forma:

$$\overline{Nu} = C \cdot Ra^m \quad (5.6)$$

Para a determinação do coeficiente médio de transferência de calor da matriz porosa imersa, parte-se inicialmente da determinação do número de Rayleigh - equação 5.5. Em seguida utiliza-se a expressão (5.6), onde os parâmetros empíricos C e m são determinados de acordo com o número de Rayleigh.

O valor máximo do número de Rayleigh em cada experimento é obtido usando a máxima temperatura da matriz durante o processo de aquecimento. Considerando que o termopares 0 e 5 situam-se, respectivamente, nos níveis superior e inferior da amostra e são os mais próximos do ponto de aplicação da radiação, o valor máximo do número de Rayleigh será obtido em função destes termopares.

A determinação do coeficiente médio de transferência de calor é útil para a obtenção de informações relativas ao comportamento da frente de calor que atinge as superfícies da amostra. O número de Biot é o grupo adimensional que quantifica a influência do resfriamento devido à perdas de calor nas fronteiras do corpo. Ele representa a razão entre a resistência térmica superficial e a resistência térmica interna do corpo, representada pela condutividade térmica efetiva do meio poroso imerso, sendo definido por:

$$Bi = \frac{h \cdot L^*}{k_m} \quad (5.7)$$

onde k_m é condutividade térmica efetiva do meio poroso.

As Tabelas 5.1 a 5.4 apresentam os valores dos números de Rayleigh, Nusselt e os coeficientes de transferência de calor (em $W/m^2 \cdot K$) referentes aos experimentos realizados. Os subscritos t e b referem-se às fronteiras superior (topo) e inferior (base), respectivamente. São consideradas as quatro situações de matriz porosa imersa. Cabe ressaltar que no arranjo experimental a fronteira superior da matriz porosa está ao nível do fluido, assim, será considerado que o topo da amostra está em contato com o ar ambiente.

Os valores de C e m introduzidos na equação (5.6) foram, respectivamente, para a superfície superior, 0,54 e 1/4 e para a superfície inferior, 0,58 e 1/5 [30].

Tabela 5.1: Ra, Nu e \bar{h} no topo e na base da matriz porosa: caso Ar

$P[W]$	Ra_t	Ra_b	Nu_t	Nu_b	h_t	h_b	h_r
2,0	$2,6 \cdot 10^4$	$2,1 \cdot 10^4$	6,9	4,2	11,06	6,7	1,6
1,5	$2,1 \cdot 10^4$	$1,7 \cdot 10^4$	6,5	4,1	10,4	6,5	1,6
1,0	$1,4 \cdot 10^4$	$1,1 \cdot 10^4$	5,9	3,8	9,4	6,1	1,5
0,5	$6,9 \cdot 10^3$	$6,1 \cdot 10^3$	4,9	3,3	8,0	5,3	1,5

Tabela 5.2: Ra, Nu e \bar{h} no topo e na base da matriz porosa: caso Água

$P[W]$	Ra_t	Ra_b	Nu_t	Nu_b	h_t	h_b	h_r
2,0	$1,2 \cdot 10^6$	$4,8 \cdot 10^5$	17,7	7,9	28,2	286,0	0,1
1,5	$7,8 \cdot 10^5$	$2,8 \cdot 10^5$	16,0	7,1	25,5	257,0	0,1
1,0	$6,0 \cdot 10^5$	$3,0 \cdot 10^5$	15,1	7,2	24,1	260,6	0,1
0,5	$3,5 \cdot 10^5$	$2,0 \cdot 10^5$	13,1	6,7	20,9	242,5	0,1

Tabela 5.3: Ra, Nu e \bar{h} no topo e na base da matriz porosa: caso óleo PAO

$P[W]$	Ra_t	Ra_b	Nu_t	Nu_b	h_t	h_b	h_r
2,0	$1,5 \cdot 10^6$	$6,0 \cdot 10^5$	18,9	8,3	30,1	72,3	0,4
1,5	$1,2 \cdot 10^6$	$5,1 \cdot 10^5$	17,8	8,0	28,4	70,0	0,4
1,0	$8,5 \cdot 10^5$	$4,7 \cdot 10^5$	16,4	7,9	26,2	68,8	0,4
0,5	$3,8 \cdot 10^5$	$2,2 \cdot 10^5$	13,4	6,8	21,4	59,2	0,4

Tabela 5.4: Ra, Nu e \bar{h} no topo e na base da matriz porosa: caso Mercúrio

$P[W]$	Ra_t	Ra_b	Nu_t	Nu_b	h_t	$h_b \cdot 10^{-3}$	h_r
2,0	$1,8 \cdot 10^5$	$1,1 \cdot 10^5$	11,1	5,9	17,7	3,1	0,01
1,5	$1,5 \cdot 10^5$	$9,6 \cdot 10^4$	10,6	5,8	19,9	3,0	0,01
1,0	$9,0 \cdot 10^4$	$6,0 \cdot 10^4$	9,4	5,2	15,0	2,7	0,01
0,5	$5,4 \cdot 10^4$	$4,8 \cdot 10^4$	8,2	5,0	13,1	2,6	0,01

Através do gráfico mostrado nas Figuras 5.23 a 5.25 pode-se verificar a influência da potência da fonte laser sobre os números de Rayleigh nas fronteiras superior e inferior do corpo nos quatros casos de fluidos no interior da matriz porosa.

Como comportamento comum a todos os casos analisados, percebe-se que o aumento da potência de aplicação implica no aumento de Ra. O aumento das forças de campo, causadas pelo aquecimento devido à fonte de radiação, são verificadas através do aumento do termo $T_p - T_\infty$, que aparece no numerador da expressão (5.5), que define o número de Rayleigh. Valores do número de Rayleigh são maiores na superfície superior como era esperado. Para valores baixos de potência os números de Rayleigh no topo e na base da matriz não apresentam diferença significativa. Isto ocorre porque os perfis de temperatura neste casos são praticamente coincidentes.

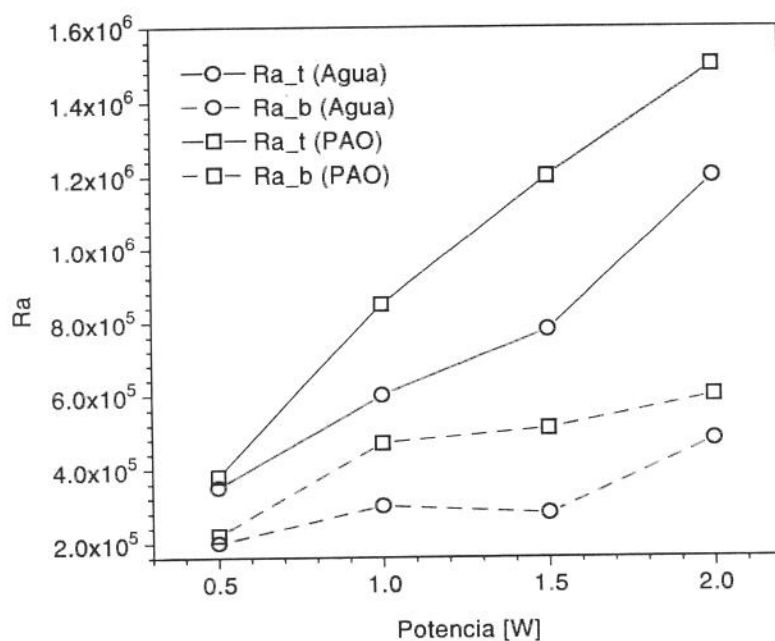


Figura 5.23: Número de Rayleigh baseado nos experimentos: Água e Óleo PAO

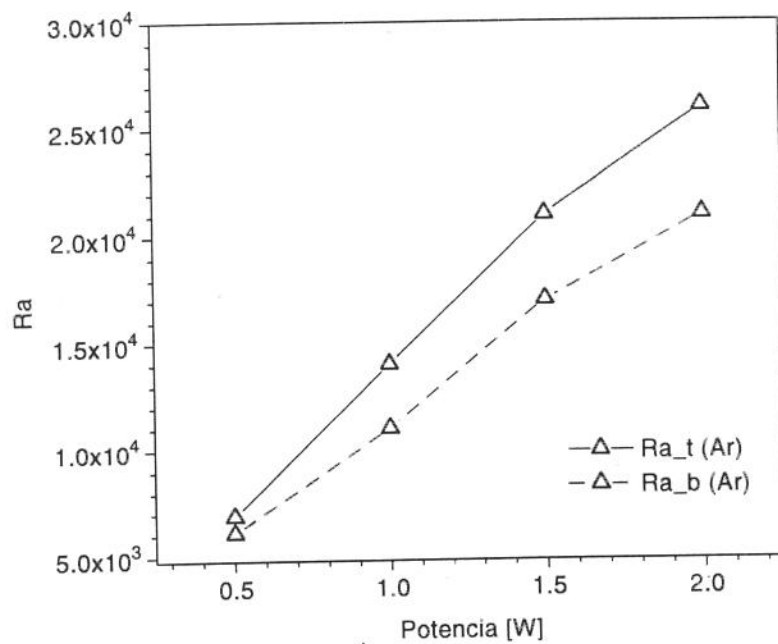


Figura 5.24: Número de Rayleigh baseado nos experimentos: Ar

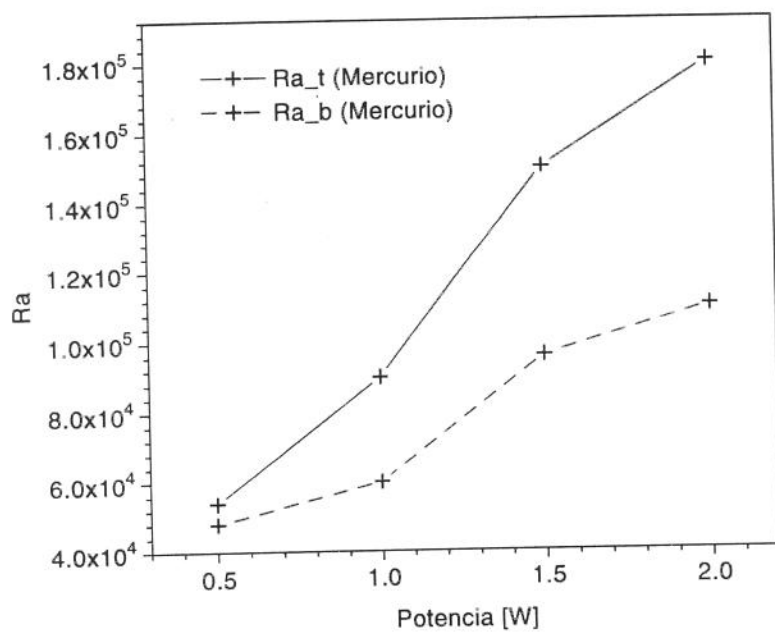


Figura 5.25: Número de Rayleigh baseado nos experimentos: Mercúrio

Por possuir os maiores valores de viscosidade cinemática (ν) e difusividade térmica (α) entre os fluidos empregados, o ar (Figura 5.24) apresenta os menores números de Rayleigh. Na Figura 5.23 observa-se que a semelhança entre os valores da viscosidade cinemática e da difusividade, nos casos da água e do óleo sintético (PAO), se reflete na ordem de grandeza dos números de Rayleigh destes fluidos.

As Figuras 5.26 e 5.27 são gráficos que mostram a variação do número de Nusselt médio no topo e na base da matriz, provocados pelo aumento da potência de aplicação. Os valores de Nu na superfície superior (Nu_t) são maiores que na base da matriz, indicando a ocorrência de maior transferência de calor por convecção em regiões próximas à parte superior da amostra. De modo geral, na faixa de potência utilizada, os valores de Nu_b apresentaram pequena variação com o aumento da potência.

Os valores de Nu_t e Nu_b relativos à água e ao óleo sintético, apresentados no gráfico da Figura 5.27, mostram novamente a semelhança entre as características destes dois fluidos. A menor condutividade térmica do óleo polialfaolefina implica em um maior número de Nusselt.

A Figura 5.26 mostra a representação gráfica do grupo adimensional Nu_t e Nu_b para as situações nas quais a amostra está saturada com ar e com mercúrio. O elevado valor da condutividade térmica dos metais líquidos, como o mercúrio, quando comparado com o de outros fluidos, concorre para a redução do número de Nusselt apresentado pelo mercúrio.

A situação na qual a amostra está saturada com ar apresenta os menores valores de Nu_t e Nu_b . Isto pode ser explicado pelos baixos valores do coeficiente de transferência de calor e condutividade térmica do ar.

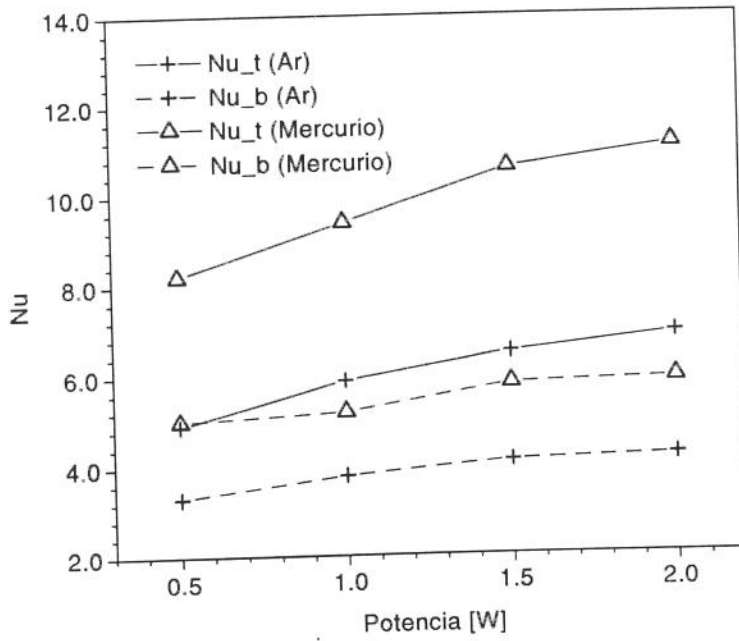


Figura 5.26: Número de Nusselt baseado nos experimentos: Ar e Mercúrio

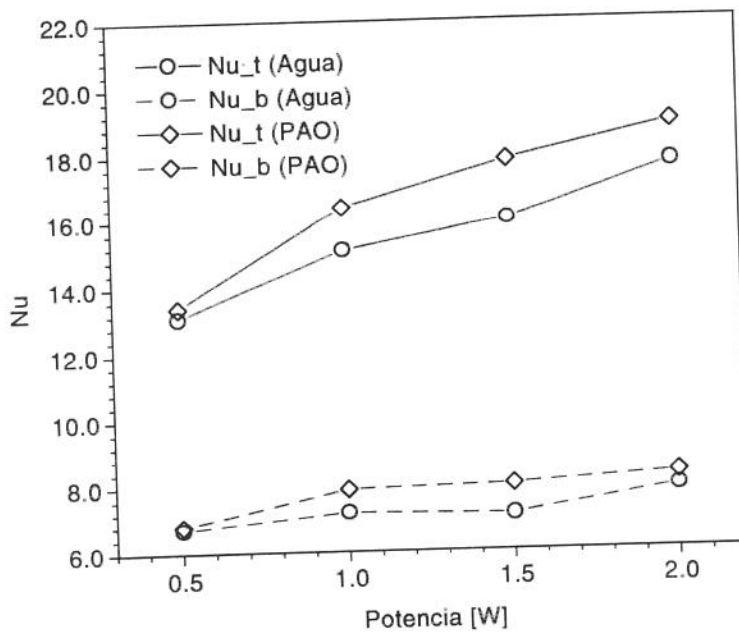


Figura 5.27: Número de Nusselt baseado nos experimentos: Água e Óleo PAO

Nas Figuras 5.28 a 5.33 encontram-se os gráficos que mostram a influência da potência da fonte laser sobre o grupo adimensional de Biot (Bi), determinado para as superfícies inferior e superior da matriz porosa.

Note que em relação aos valores de condutividade da matriz imersa, em todas as situações de matriz-fluido analisadas, a contribuição da condutividade da liga de alumínio é maior quando comparada com a condutividade dos fluidos utilizados, mesmo observando-se o elevado valor da porosidade do material. Isto pode ser observado através dos valores de condutividade do meio saturado da Tabela 5.5. Nesta tabela, com exceção feita ao caso do mercúrio, os valores de k_m são bastante próximos. Sendo assim, na análise dos resultados experimentais em função do número de Biot, o coeficiente de transferência de calor do fluido tem importância fundamental.

Tabela 5.5: Condutividade térmica do meio

Sistema Matriz/fluido	k_m [W/m °C]		k_r
	Maxwell	MSF	
Al/Ar	13,1	6,7	~ 2,0
Al/Água	13,6	7,2	~ 2,0
Al/Óleo PAO	13,2	7,0	~ 2,0
Al/Mercúrio	21,0	14,0	1,5

Esta análise inclui ainda o emprego de um método alternativo para a determinação da condutividade térmica equivalente do meio (Apêndice C). O modelo de Maxwell [32] é usado por se tratar de um modelo pioneiro e vastamente empregado na literatura. O segundo método trata-se de um modelo alternativo, proposto por Hsu et al [33], onde é considerado que o meio poroso possui estrutura similar à de uma esponja de modo que cada fase está continuamente conectada, apresentando simetria entre as fases sólida e

líquida.

Os valores da condutividade do meio segundo os dois métodos adotados são apresentados na Tabela 5.5, com base na formulação apresentada no Apêndice C e nas propriedades físicas apresentadas no capítulo anterior, onde k_r representa a razão entre as condutividades térmicas efetivas segundo as duas metodologias.

Assim, os números de Biot apresentados são relativos aos dois métodos usados para a determinação da condutividade térmica efetiva da matriz porosa (Tabela 5.5). As Figuras 5.28 a 5.30 referem-se aos números de Biot calculados segundo o modelo de Maxwell e as Figuras 5.31 a 5.33 referem-se ao modelo de simetria de fase.

De modo geral, os resultados mostram que a superfície superior é mais sensível ao aumento da intensidade de radiação aplicada, apresentando maior variação no valor de Bi_t . O valor de k_r é observado ao se comparar os números de Biot calculados pelos dois métodos para a determinação de k_m .

No gráfico mostrado na Figura 5.29, os números de Biot relativos à matriz imersa em água são maiores que os determinados no caso da matriz imersa em óleo sintético. Isto pode ser explicado pelo fato de a água possuir maior coeficiente de transferência de calor, uma vez que as condutividades térmicas efetivas nos dois casos são muito próximas.

O fato de o Mercúrio possuir o maior coeficiente de transferência de calor (h) entre os fluidos analisados, verifica-se nos valores de Bi_t e Bi_b apresentados na Figura 5.30.

No caso em que matriz encontra-se saturada com ar (Figura 5.28), os valores de Bi_t e Bi_b calculados são os menores dentre as demais combinações matriz-fluido. Isto se deve ao fato de o ar possuir um valor baixo de coeficiente de transferência de calor.

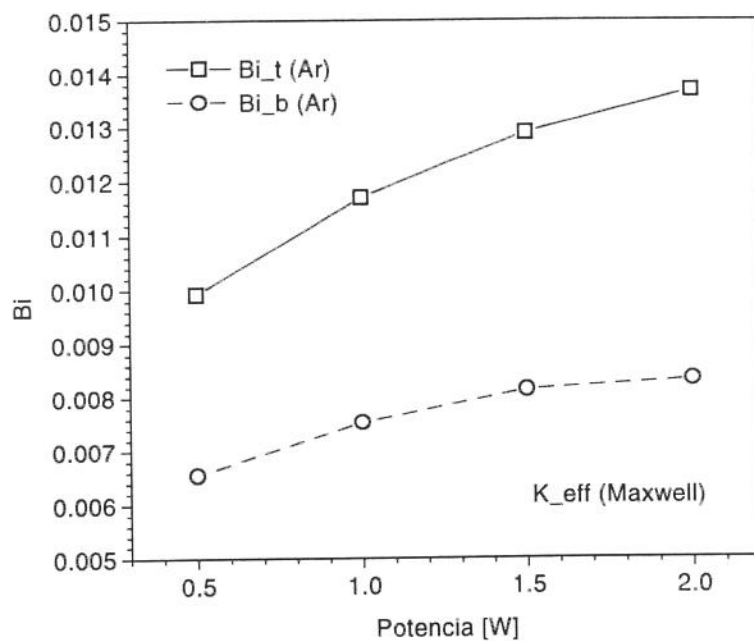


Figura 5.28: Número de Biot baseado nos experimentos: Ar

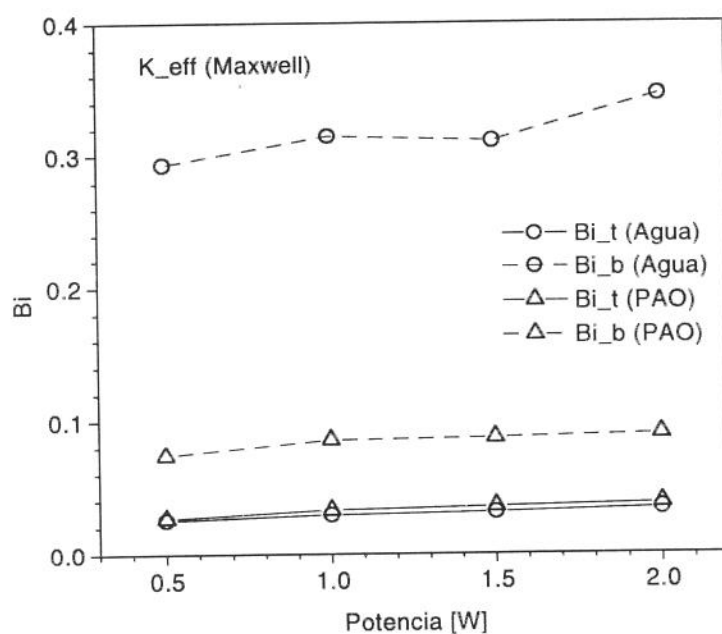


Figura 5.29: Número de Biot baseado nos experimentos; Água e Óleo PAO

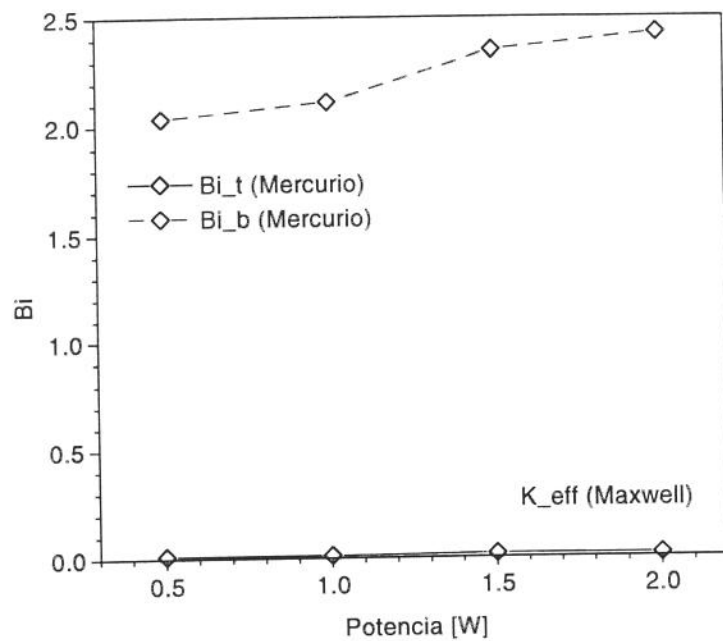


Figura 5.30: Número de Biot baseado nos experimentos: Mercúrio

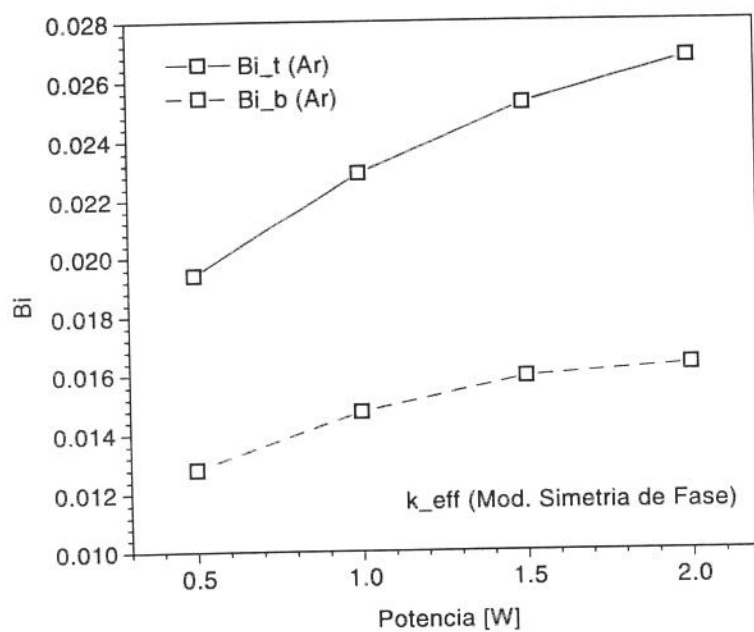


Figura 5.31: Número de Biot baseado nos experimentos: Ar

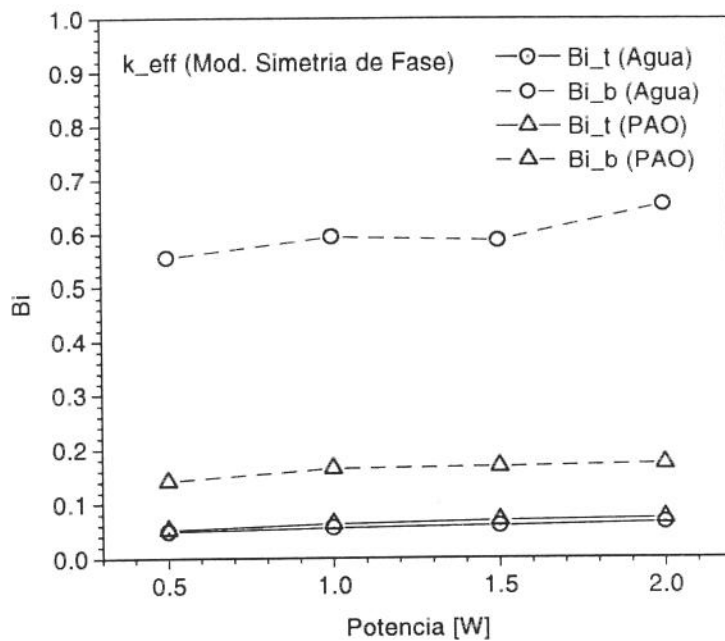


Figura 5.32: Número de Biot baseado nos experimentos: Água e Óleo PAO

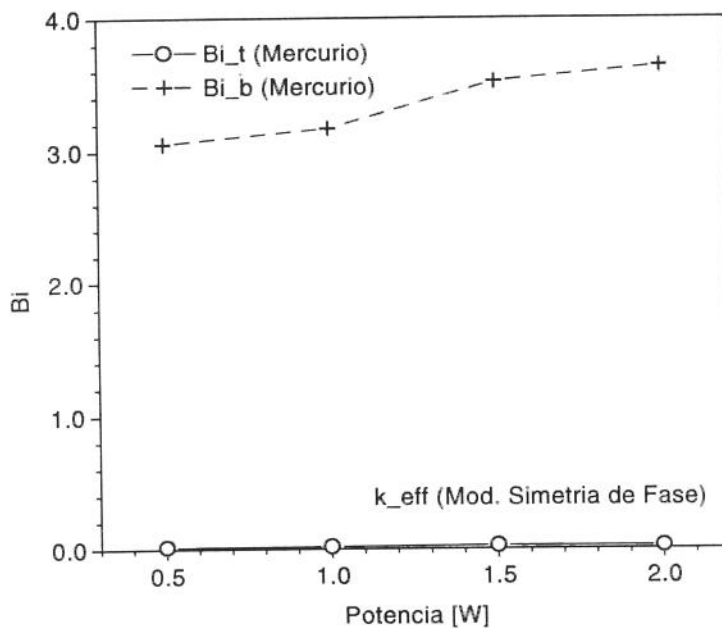


Figura 5.33: Número de Biot baseado nos experimentos: Mercúrio

Capítulo 6

Determinação do Coeficiente de Atenuação do Meio

O problema investigado neste capítulo refere-se à matriz porosa de alumínio 6101 imersa em fluido, com as dimensões apresentadas na Figura 4.3. As posições dos termopares instalados na amostra porosa estão registradas na Tabela 4.2.

O objetivo principal dos testes executados é a determinação do coeficiente de atenuação do meio poroso caracterizado neste trabalho. Considerando-se que a atenuação da radiação sobre o meio é um parâmetro inerente ao modelo numérico proposto, o coeficiente de atenuação do meio será considerado como sendo o valor de χ introduzido no código de cálculo que produza resultados numéricos compatíveis com os experimentais apresentados no capítulo anterior.

Os resultados numéricos apresentados referem-se a um malha numérica não uniforme de 40×20 , com base igual a 10^{-3} (direção axial) e incremento de tempo adimensional igual a 10^{-2} .

6.1 Geometria do Problema e Condições de Contorno

O domínio numérico adimensional, cilíndrico e finito é apresentado através da Figura 6.1, onde $0 \leq \xi \leq 1$ e $0 \leq \eta \leq 1.5$. Observe que L corresponde à metade do comprimento da matriz, de acordo com a hipótese de simetria da amostra.

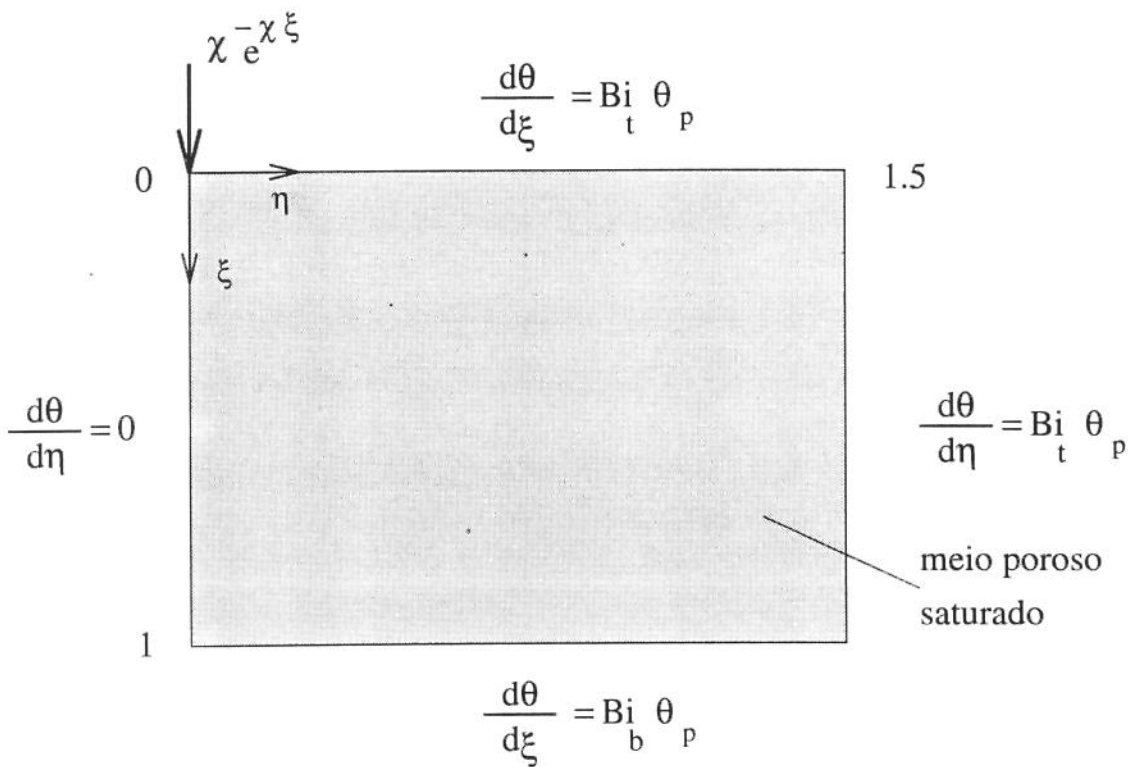


Figura 6.1: Domínio bidimensional da matriz porosa saturada e condições de contorno

Sendo que Bi é um parâmetro numérico já definido no capítulo 3.

A equação do transporte do calor adimensional, obtida partindo-se das relações entre as variáveis adimensionais e as variáveis dimensionais apresentadas no capítulo 3, é reescrita a seguir:

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{1}{\eta} \frac{\partial \theta}{\partial \eta} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial \eta^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} + \chi e^{-\chi \xi} \quad (6.1)$$

Antes de se proceder as simulações com vistas à determinação do valor correto de χ , fez-se necessário estabelecer os valores dos números de Biot superior e inferior, que regulam a taxa de resfriamento convectivo das fronteiras do corpo. Note que os números de Biot presentes na Figura 6.1 são parâmetros inerentes ao código numérico e aparecem como consequência da adimensionalização da expressão da condição de contorno nas fronteiras do corpo, onde é estabelecido que:

$$\frac{(\theta_p - \theta_{in})}{\delta} = Bi(\theta_\infty - \theta_p) \quad (6.2)$$

Em valores adimensionais, θ_p representa a temperatura na superfície, θ_∞ é a temperatura do fluido, θ_{in} é a temperatura no ponto interior próximo à parede. O valor de δ representa a distância na qual ocorre a condução do calor entre um ponto na superfície e outro imediatamente interno ao corpo.

Isolando-se θ_p em (6.2), segue-se que

$$\theta_p = \frac{Bi\delta\theta_\infty + \theta_{in}}{1 + Bi\delta} \quad (6.3)$$

Explicitando-se h na expressão que define o número de Biot pode-se determinar o valor do coeficiente de transferência de calor numérico relativo à superfície em questão:

$$h^n = \frac{Bi^n \cdot k_m}{H} \quad (6.4)$$

6.2 Metodologia para a Determinação do Coeficiente de Atenuação

A determinação do coeficiente de atenuação é independente dos coeficientes de transferência de calor da amostra, pois pode ser obtido num intervalo de tempo pequeno, uma vez que através dos resultados experimentais apresentados no capítulo 5, nota-se que nos instantes iniciais do processo de aquecimento, a temperatura varia linearmente com o tempo, caracterizando um regime transiente, onde a temperatura não sofre influência das fronteiras da amostra.

No capítulo 3, onde foi proposto o modelo matemático e o método de resolução do problema aqui investigado, considerou-se a ocorrência do resfriamento convectivo nas fronteiras do corpo, tendo sido adotado um valor único para o número de Biot, de modo a representar a ocorrência de um resfriamento uniforme ao longo das fronteiras do domínio. Nas simulações iniciais, os termopares 0 e 3, respectivamente, o mais próximo e o mais distante do ponto de aplicação, foram usados como referência justamente por representarem casos críticos em termos de proximidade do alvo da energia incidente.

Na Figura 6.2 encontram-se gráficos que representam os resultados numéricos referentes aos perfis de temperatura em graus Celsius em função do tempo dimensional de aplicação do laser para os termopares 0, 3 e 5, usando água como fluido de imersão e potência de aplicação de 2 Watts. Nesta simulação, que utilizou a malha numérica não uniforme de 40×20 ($base=10^{-3}$), foram tomados como base os termopares 0 e 3, tendo sido adotado um coeficiente de transferência de calor único em todas as fronteiras da matriz.

Independente dos métodos utilizados para a determinação da condutividade efetiva, os resultados numéricos mostrados nos gráficos na Figura 6.2 apresentam boa concordância com relação aos resultados experimentais dos termopares analisados, a menos do termo-

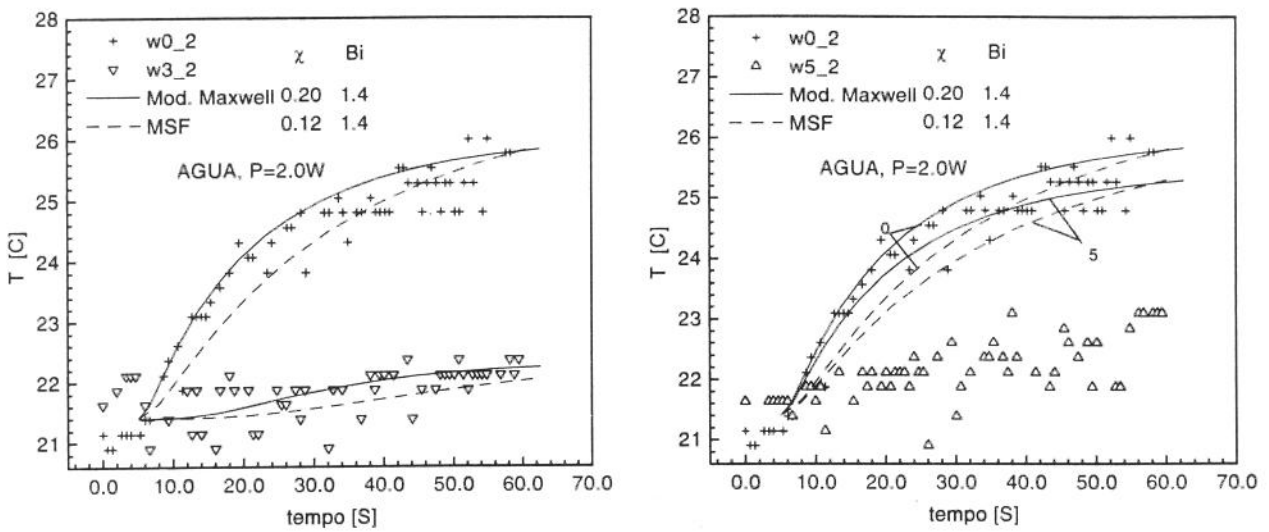


Figura 6.2: Simulação para $\chi=0,20$, $Bi=1,4$; Fluido: Água; $P = 2,0$ W

par número 5. Tal resultado indicou que os parâmetros χ e Bi considerados não eram os melhores resultados, visto que os perfis de temperatura reproduzidos com relação aos termopares 0 e 5 mostraram-se extremamente próximos. Com isto, tornou-se necessário buscar outros valores de χ e Bi de modo a também obter resultados satisfatórios para o perfil do temperatura do termopar 5. A colocação deste problema serviu de motivação para a realização dos testes cujos resultados estão apresentados nos gráficos das Figuras 6.3 e 6.4 apresentados na próxima seção.

6.2.1 Variações do Coeficiente de Atenuação

O gráfico da Figura 6.3 mostra a influência da variação do parâmetro χ no processo, através do termo fonte $e^{-\chi\xi}$, presente na equação (6.1), em função da variável ξ . Da forma como está descrito, este termo pode também ser interpretado como sendo o coeficiente de

transmissão da radiação incidente ($I(\xi)/I(0)$).

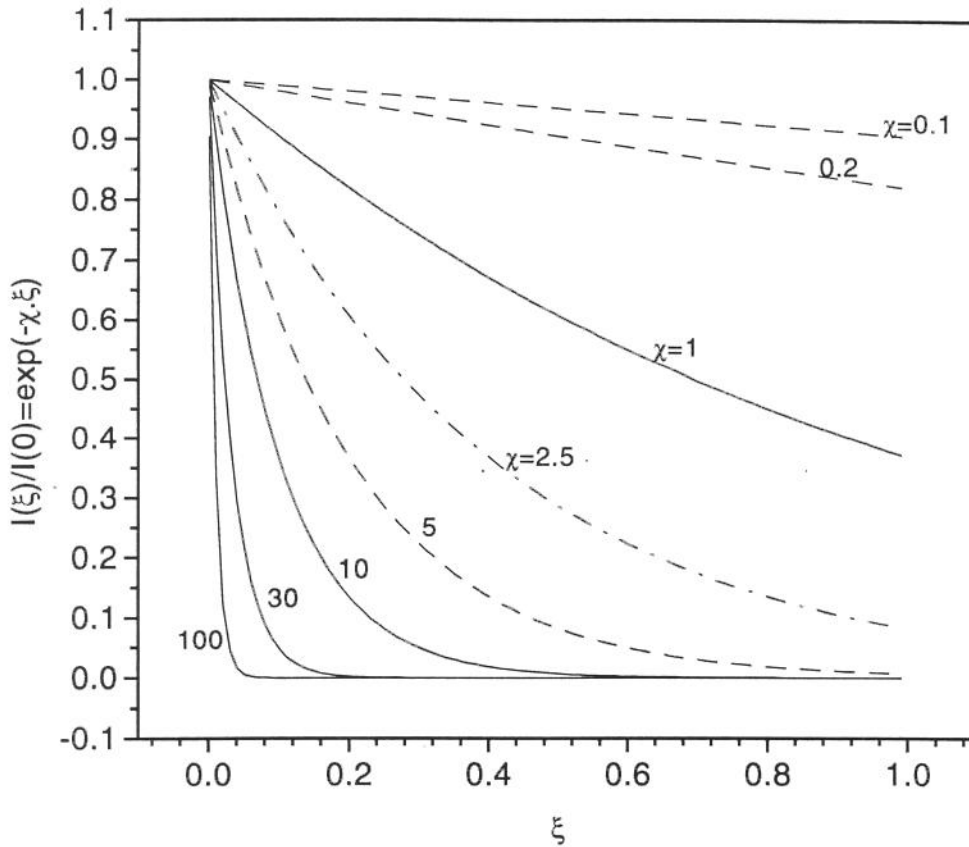


Figura 6.3: Coeficiente de transmissão da radiação incidente em função de ξ

Na Figura 6.3 verifica-se que o aumento do valor de χ acentua o comportamento exponencial da função, que assume valores cada vez mais próximos de zero para valores de ξ próximos à superfície. Isto significa que a quantidade de radiação que se propaga para o interior da matriz é pequena. Nesta situação, a atenuação da radiação é grande. Por outro lado, à medida que χ diminui, a penetração da energia radiante é maior, fazendo com que a diferença entre os valores da função em $\xi=0$ e $\xi=1$ diminua.

No gráfico apresentado na Figura 6.4 estão representadas graficamente as diferenças

entre as máximas temperaturas atingidas pelos termopares 0 e 5 durante o processo de aquecimento da matriz, em função do coeficiente de atenuação χ , considerando-se $Bi=1$ em todas as fronteiras da amostra.

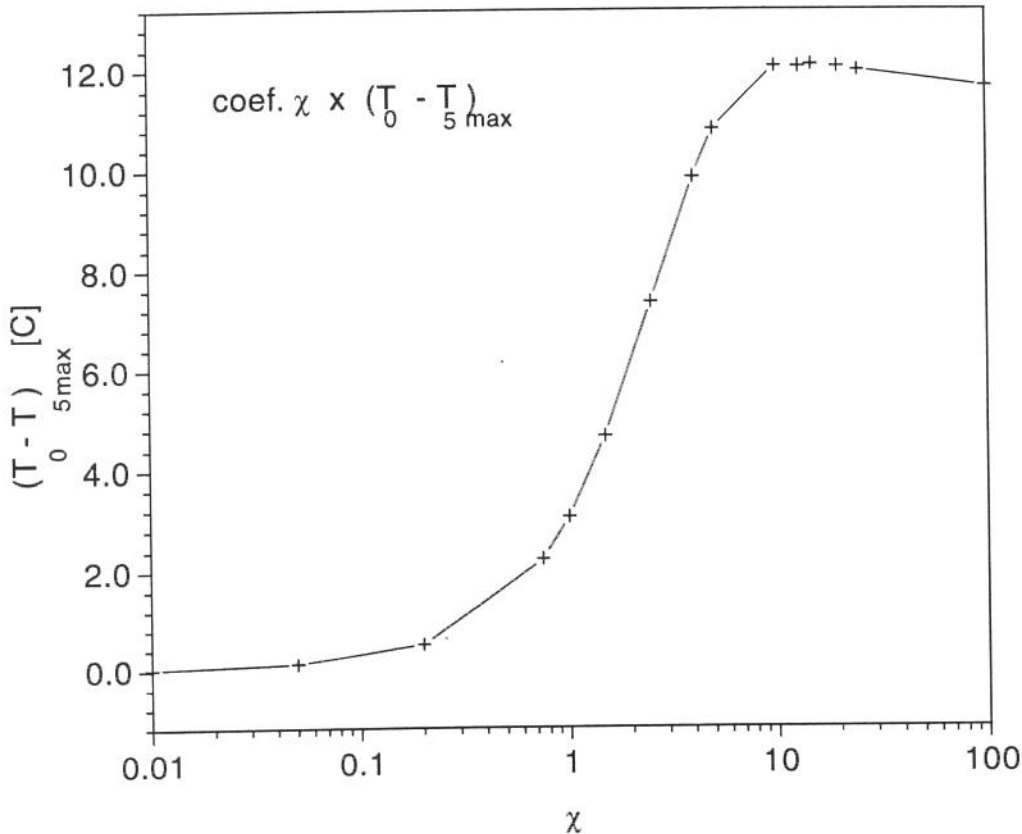


Figura 6.4: Diferença de temperatura máxima entre os termopares 0 e 5 em função de χ

O gráfico da Figura 6.4 revela que o aumento do coeficiente de atenuação provoca o aumento da diferença de temperatura entre os dois termopares cujo comportamento é investigado. A Figura 6.3 ajuda a interpretação desta questão. O aumento de χ concorre para o aumento do efeito superficial, uma vez que a maior parte da radiação incidente permanece na superfície da amostra. Neste caso a diferença entre as temperaturas dos dois termopares é maior. A diminuição de χ provoca o efeito contrário, ou seja, a diferença

entre os perfis dos termopares 0 e 5 tende a diminuir, devido à maior penetração da radiação.

Outro aspecto revelado através da análise da Figura 6.4 é o fato de que quando χ assume valores muito pequenos ($\chi \leq 0,1$), ou muito grandes ($\chi \geq 10$), a diferença entre as temperaturas dos termopares 0 e 5 tende a permanecer constante. Nos casos de valores extremamente elevados de χ , ao intensificar-se o efeito superficial, a penetração da radiação tende a se anular.

Retornando à situação mostrada na Figura 6.2, nota-se que a única maneira de variar o perfil de temperatura do termopar 5 é considerar a existência de um fluxo de fluido próximo à base da matriz, assumindo-se a possibilidade de ocorrência de valores diferentes do coeficiente de transferência de calor na parte superior e na base da matriz, indicando a necessidade de se introduzir números de Biot distintos para as duas superfícies. Tal opção encontrou respaldo na análise dos resultados experimentais realizada no capítulo 5, onde foram usadas as relações empíricas para a convecção natural.

Desta forma, introduziu-se mais um parâmetro na simulação numérica do processo, que passou a depender do coeficiente de atenuação do meio e dos coeficientes de transferência de calor referentes ao topo e à base da matriz porosa.

6.3 Resultados Obtidos com o Modelo Computacional

Nesta seção, os resultados alcançados a partir das simulações realizadas, com referência aos quatro casos de matriz porosa imersa, são confrontados com os resultados obtidos através do arranjo experimental.

A busca do valor do coeficiente de atenuação do meio poroso caracterizado (matriz

+ fluido) foi feita a partir da introdução dos parâmetros χ , Bi_t^n e Bi_b^n no código numérico, usando como referência a potência de aplicação de 2.0 Watts e os resultados experimentais referentes aos termopares 0 e 5, por se tratarem dos termopares mais próximos do eixo axial que contém os termos fontes volumétricos.

As figuras a seguir são gráficos da temperatura em função do tempo, em valores dimensionais, referentes aos seis termopares instalados no interior da amostra. A temperatura inicial introduzida no código de cálculo refere-se à média das temperaturas registradas pelos termopares no momento em que o laser foi acionado.

A expressão (6.4) foi empregada para obter os valores dos coeficientes de transferência de calor a partir dos valores dos números de Biot introduzidos no código numérico.

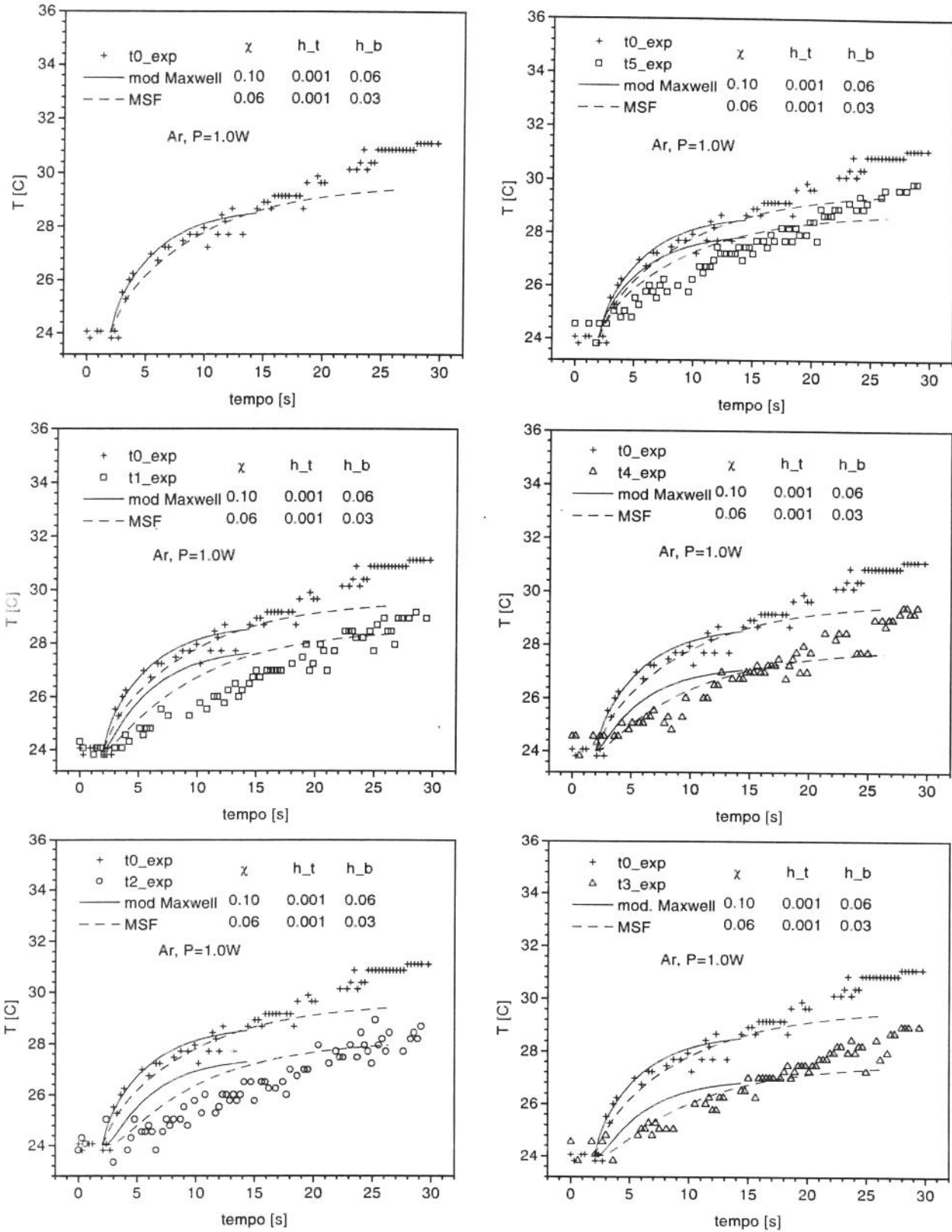


Figura 6.5: Resultados experimentais vs numéricos; 1,0W, fluido: Ar

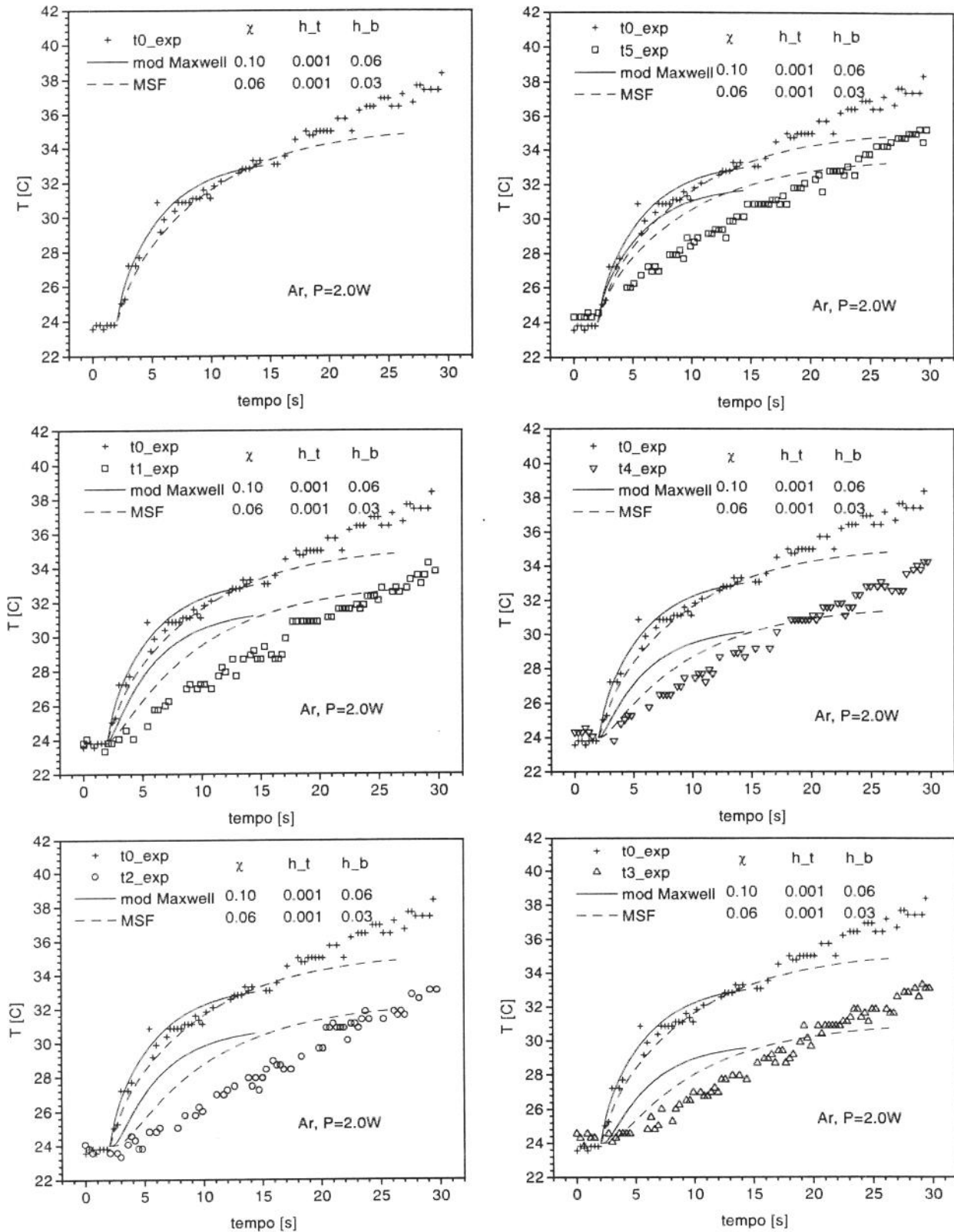


Figura 6.6: Resultados experimentais vs numéricos; 2,0W, fluido: Ar

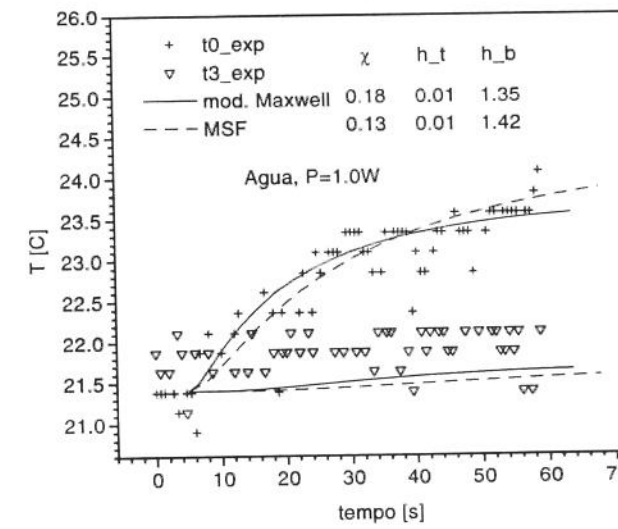
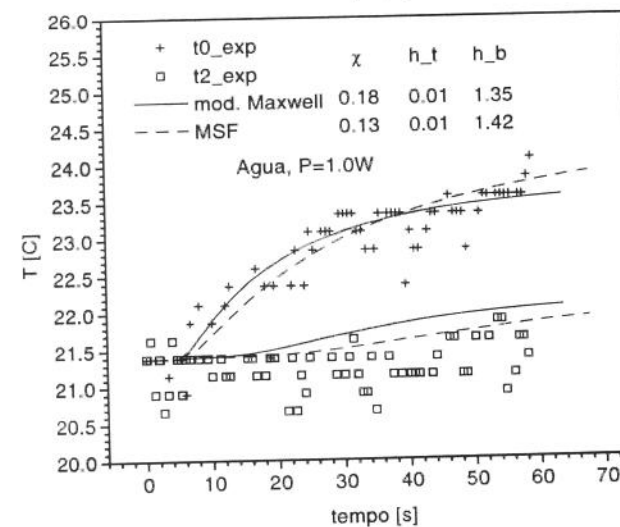
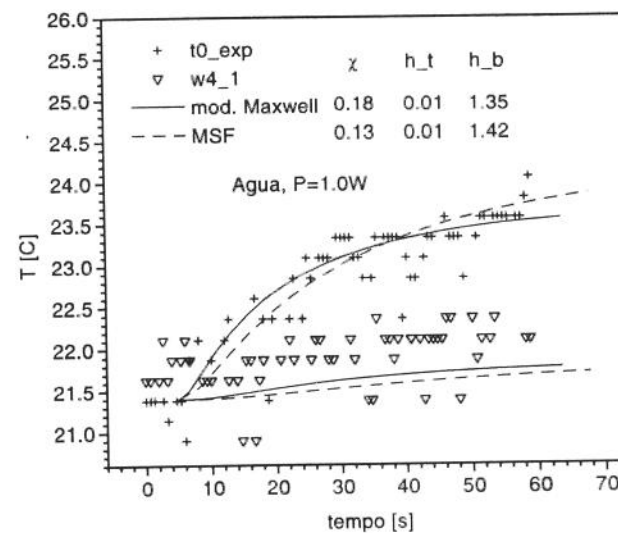
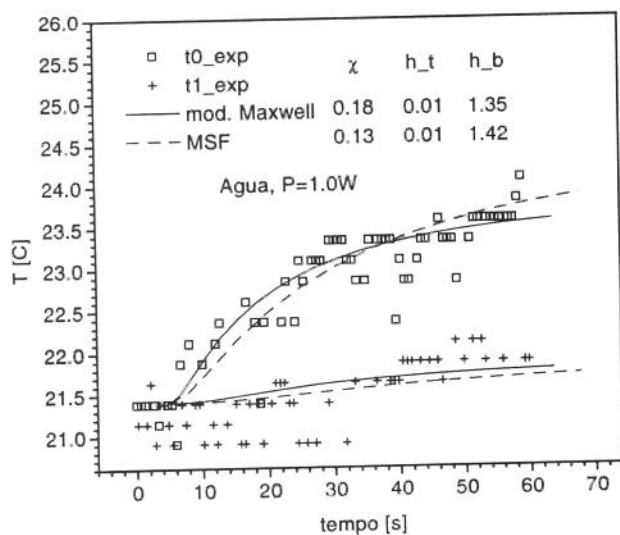
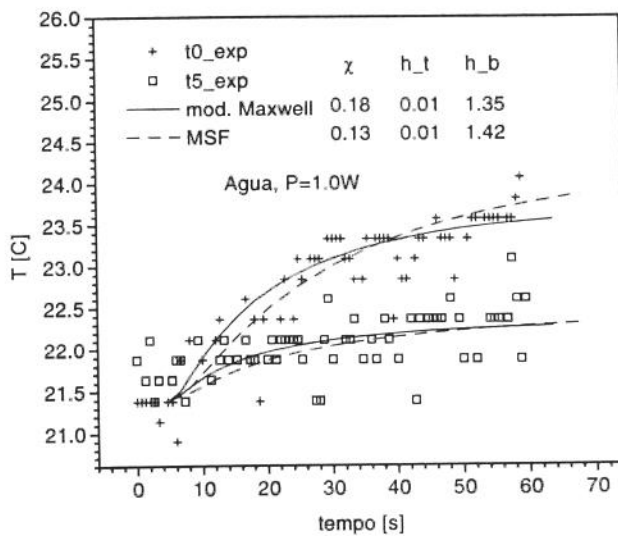
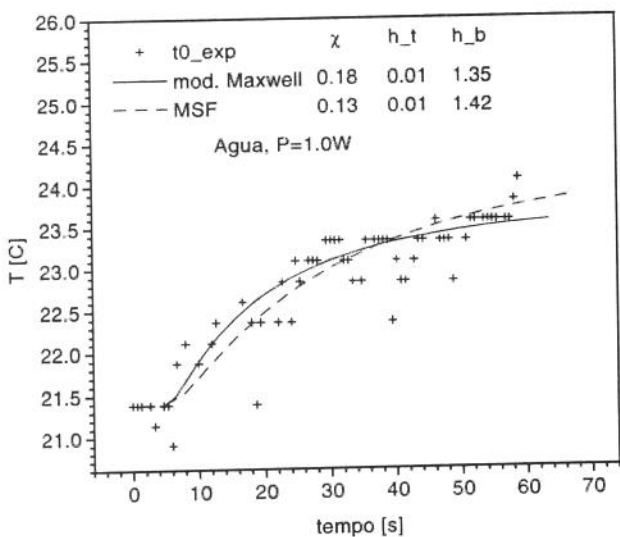


Figura 6.7: Resultados experimentais vs numéricos; 1,0W, fluido: Água

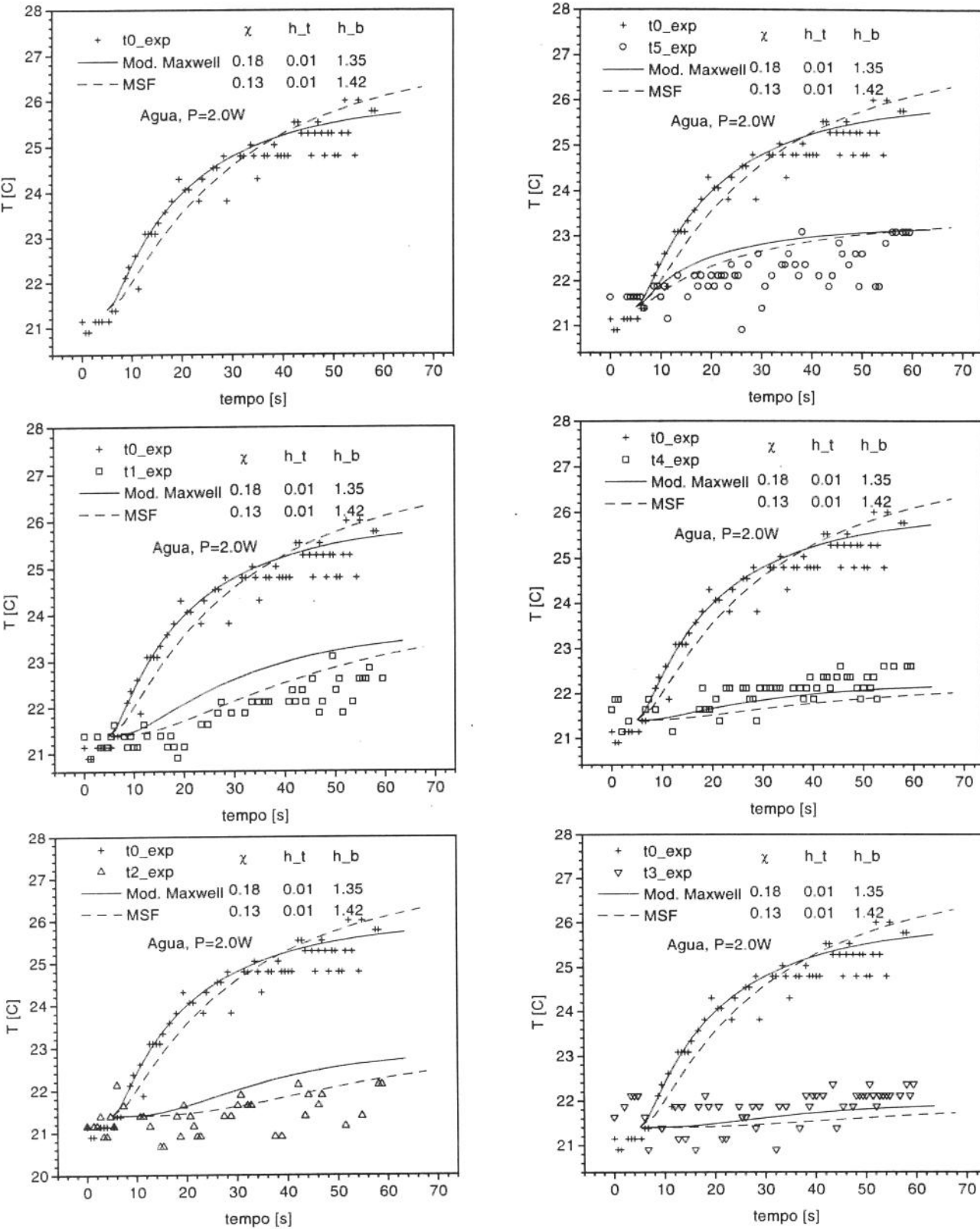


Figura 6.8: Resultados experimentais vs numéricos; 2,0W, fluido: Água

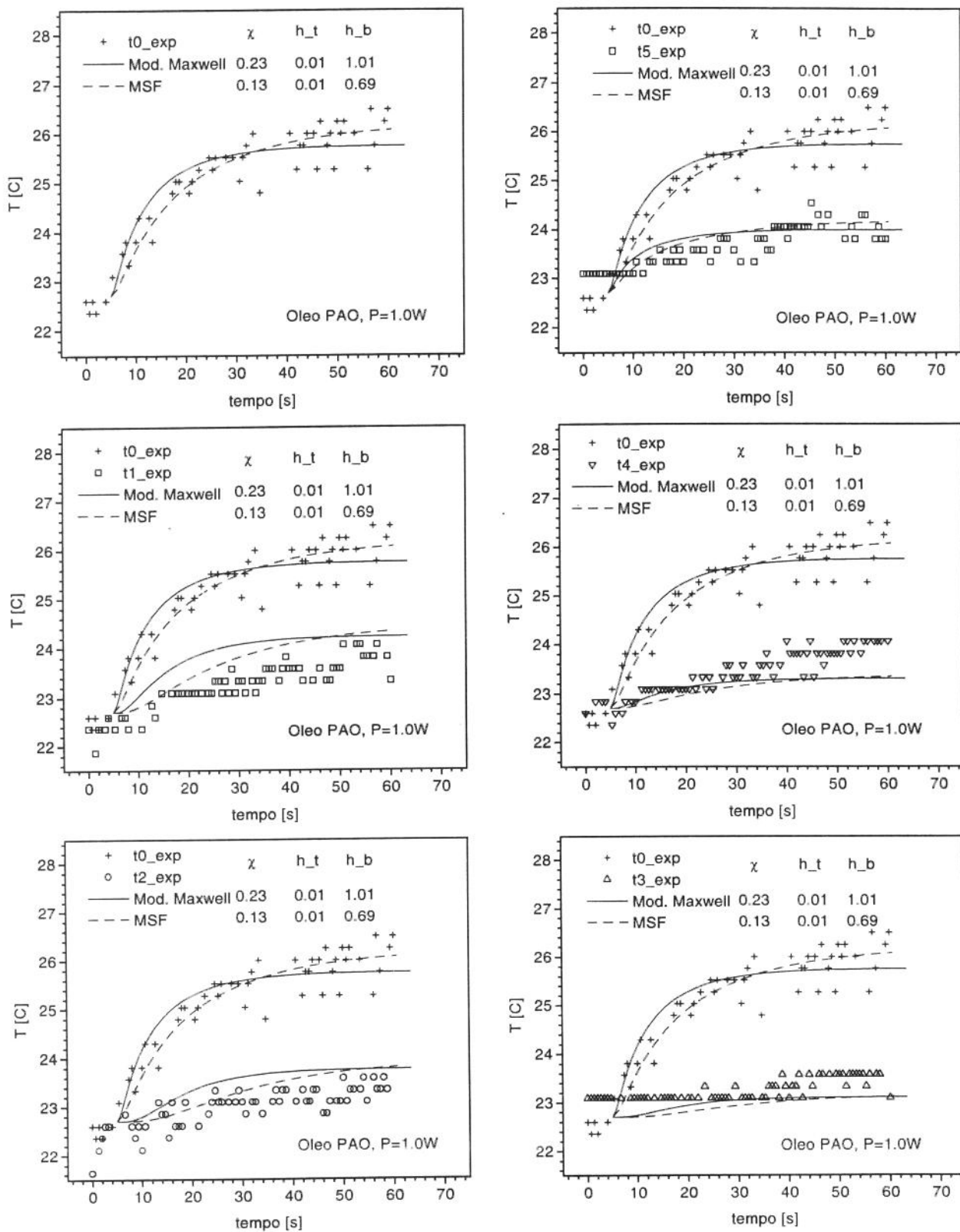


Figura 6.9: Resultados experimentais vs numéricos; 1,0W, fluido: Óleo PAO

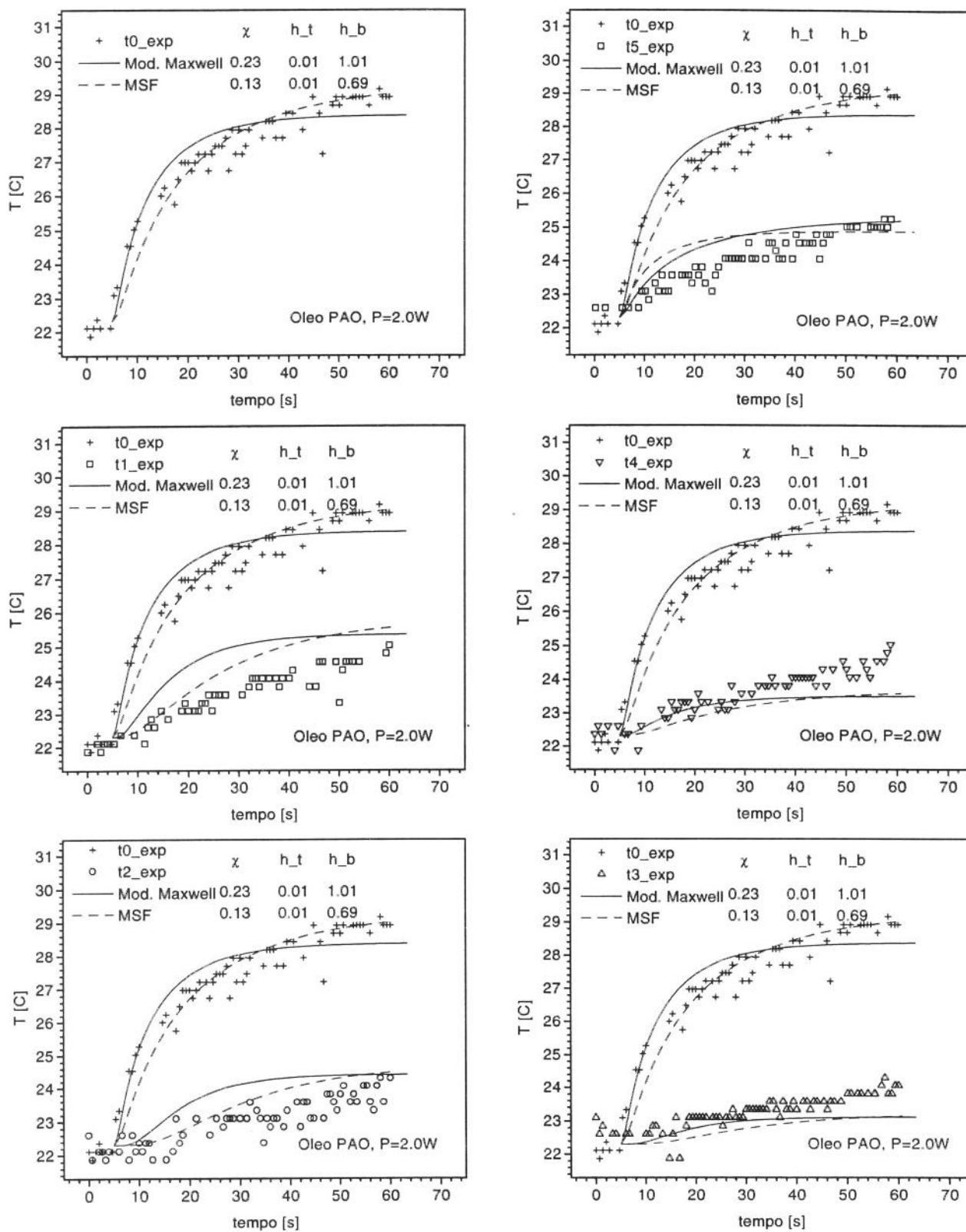


Figura 6.10: Resultados experimentais vs numéricos; 2,0W, fluido: Óleo PAO

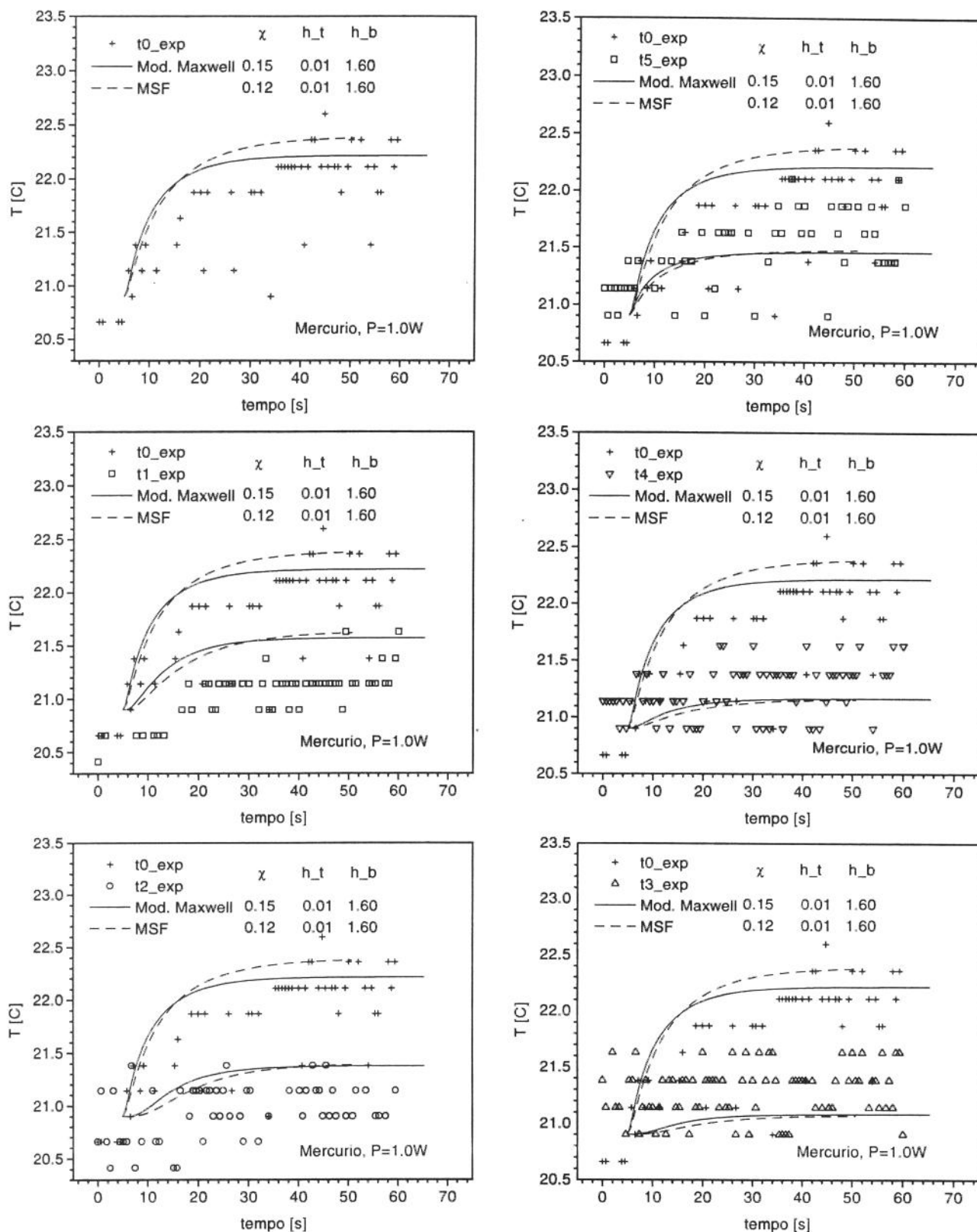


Figura 6.11: Resultados experimentais vs numéricos; 1,0W, fluido: Mercúrio

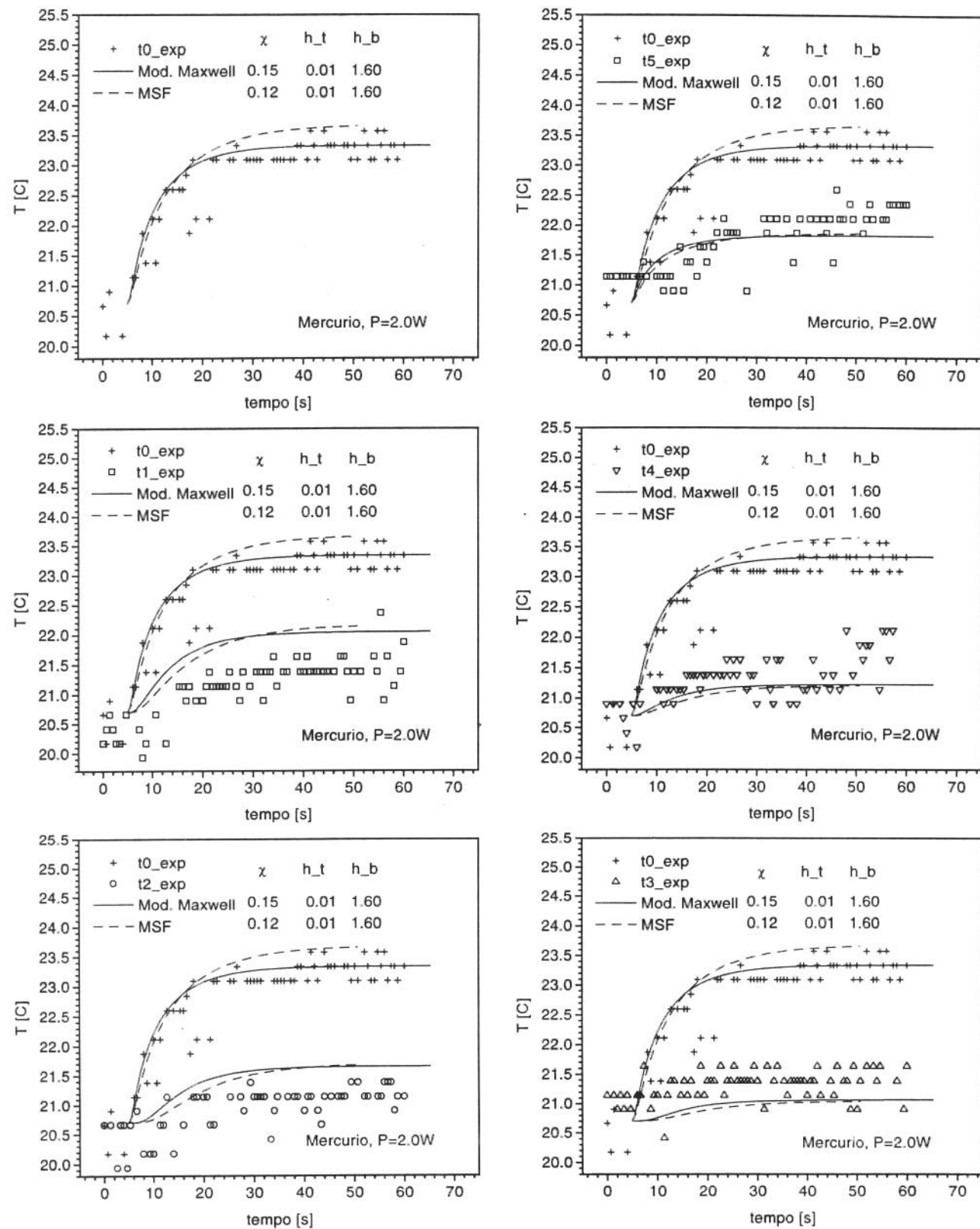


Figura 6.12: Resultados experimentais vs numéricos; 2,0W, fluido: Mercúrio

6.4 Análise dos Resultados

A determinação do coeficiente de atenuação foi feita inicialmente estimando um valor único para o coeficiente de transferência de calor (h) para as superfícies superior e inferior. A verificação do comportamento da evolução temporal durante um regime intermediário de tempo serviu para a determinação do h da superfície superior. A determinação do coeficiente de transferência de calor da superfície inferior foi feita tomando-se como base a média dos valores da relação entre os coeficientes de transferência de calor de convecção natural das superfícies sólidas (h_r), presentes nas Tabelas 5.1 a 5.4. Finalmente, a comparação entre a estimativa numérica e os resultados experimentais foi feita considerando o regime final, ou seja, até o ponto em que a fronteira vertical começa a influenciar os resultados. Vale ressaltar que a partir deste ponto quaisquer resultados obtidos pela simulação em coordenadas cilíndricas não mais possuem significado físico e o problema tem de ser resolvido em três dimensões.

De maneira geral, os perfis reproduzidos pelo modelo computacional proposto neste trabalho apresentaram resultados bastante satisfatórios. O modelo numérico adotado mostrou-se habilitado a reproduzir o rápido aumento da temperatura nos instantes iniciais do processo de aquecimento, fato que confirma a importância da participação da condução térmica no processo.

Como era esperado, a reprodução dos perfis de temperatura relativos aos termopares 0 e 5 apresentaram melhor concordância com os resultados experimentais. Os perfis relativos aos demais termopares situam-se, de maneira geral, na faixa de incerteza das temperaturas registradas experimentalmente, estabelecidas em $\pm 0,5^{\circ}C$, no caso dos termopares tipo K.

No caso do sistema matriz-ar, observa-se que os resultados foram menos precisos, já que somente o perfil do termopar 0 apresentou resultado satisfatório, ainda assim apenas nos instantes iniciais do processo de aquecimento. Quanto aos demais termopares, observa-se uma concordância apenas razoável.

As causas para tal comportamento dos resultados do sistema matriz-ar podem ser várias. O fato de o sistema matriz-ar não estar claramente definido, em termos de contorno, pode ter prejudicado os resultados obtidos. Note que os demais sistemas matriz-fluido apresentam fronteiras definidas. Há que se considerar ainda a possibilidade da existência de escoamento por convecção natural através da fronteira superior da amostra.

Outra possível explicação para a dificuldade de se reproduzir os perfis de temperatura no caso matriz-ar, é o fato de o ar possuir características bastante diversas dos demais fluidos. Sendo os valores de densidade e condutividade térmica do ar muito menores que os da liga de alumínio, a condução do calor provocada pelo laser ocorre fundamentalmente na parte sólida do meio poroso.

Os gráficos mostrados nas Figuras 6.5 a 6.12 não deixam dúvidas quanto à necessidade de se considerar coeficientes de transferência de calor diferentes para as fronteiras superior e inferior da matriz. A comparação dos resultados apresentados nas Figuras 6.8 e 6.2, relativa aos termopares 0, 3 e 5, mostra que a adoção de um coeficiente de transferência de calor referente à base da amostra produziu melhores resultados, independente do método usado no cálculo da condutividade efetiva do meio.

O uso de números de Biot distintos para as superfícies da matriz não causou mudança representativa no resultado relativo ao termopar 3, indicando que as variações de temperatura, em regiões distantes do ponto de aplicação da radiação, dependem mais da condução do calor radial.

Embora a obtenção do coeficiente de atenuação e dos coeficientes h tenha sido baseada nos experimentos realizados com potência de 2 Watts, os resultados numéricos alcançados relativos às outras potências mostram resultados igualmente satisfatórios. Com base em tal fato, pode-se concluir que uma vez obtidos o coeficiente de atenuação e os coeficientes de transferência de calor superior e inferior, estes valores são únicos para qualquer ponto da amostra. Isto mostra que os valores de β_m e dos coeficientes h são independentes do local escolhido para comparação. Ensaio numéricos realizados mostraram que a variação dos valores dos coeficientes de transferência de calor não provocam mudança representativa nos valores do coeficiente de atenuação determinados.

Vale ressaltar também que a adimensionalização proposta para a temperatura tratou-se de uma boa escolha, já que a temperatura adimensional integrou parâmetros inerentes ao experimento, tais como a temperatura inicial da matriz saturada e a quantidade de calor dispensada pela fonte laser.

6.4.1 Influência da Condutividade Térmica Efetiva sobre o Coeficiente de Atenuação β_m

Quanto aos métodos de cálculo da condutividade térmica efetiva da matriz porosa, pode-se afirmar que o método de simetria de fase (MSF) é o mais indicado para as simulações do processo analisado. Tal afirmação deve-se ao fato de que o uso do método de simetria de fase requerer um tempo de simulação aproximadamente 50% menor que o método de Maxwell. Esta relação entre os tempos de simulação requeridos vem da razão entre os valores condutividade calculada através dos métodos em questão (Tabela 5.5). Sendo a condutividade térmica diretamente proporcional à difusividade térmica do meio, quanto menor a difusividade térmica, menor será o domínio de tempo adimensional do problema

numérico. Deve-se considerar também que o uso do modelo de simetria de fase é indicado ao se tratar de meios de aparência similar à de uma esponja, como é o caso da matriz porosa utilizada neste trabalho.

A diferença entre os valores da condutividade térmica efetiva calculadas pelos métodos apresentados reflete-se também nos respectivos valores do coeficiente de atenuação dimensional encontrados, como mostra a Tabela 6.1, onde $\beta_m = \chi/H$

Tabela 6.1: Coeficientes de atenuação dimensional do meio

Sistema	β_m [m ⁻¹]	
	Maxwell	MSF
Al/Ar	7,6	4,5
Al/Água	13,7	9,9
Al/Óleo PAO	17,6	10,7
Al/Mercúrio	11,4	7,6

Se considerarmos que a variável tempo adimensional, definida no capítulo 3, representa a relação entre o calor transferido por condução e o calor armazenado pelo corpo, é possível concluir que quanto maior for esta relação, mais profunda será a penetração do calor no corpo. Sendo a penetração do calor inversamente proporcional ao conceito de atenuação, era de se esperar que o valor de χ determinado pelo método usual (Maxwell) fosse menor que o estabelecido para o método de simetria de fase. Embora tal fato não se verifique nos resultados apresentados, nota-se todavia, que se elevarmos os valores de χ referentes ao MSF, sem prejuízo dos resultados numéricos obtidos, tal observação encontrará confirmação. Contudo, pode-se concluir que o valor do coeficiente de atenuação encontrado depende do método escolhido para a determinação da condutividade do meio (k_m).

6.4.2 Relação entre o Coeficiente de Atenuação β_m e o Número de Prandtl efetivo Pr_m

O objetivo desta seção é o de examinar a existência de relações entre os coeficientes de atenuação determinados e os parâmetros característicos do meio poroso saturado, tais como os coeficientes de transferência de calor determinados, a difusividade térmica do meio e grupos adimensionais influentes no processo investigado. Devido aos aspectos relativos ao sistema matriz-ar mencionados anteriormente, optou-se por manter tais resultados fora da análise a seguir.

As Figuras 6.13 e 6.14 mostram o comportamento dos coeficientes de transferência de calor relativos à superfície superior e inferior em função da difusividade térmica do meio poroso saturado (α_m), segundo os dois métodos de determinação da condutividade térmica efetiva.

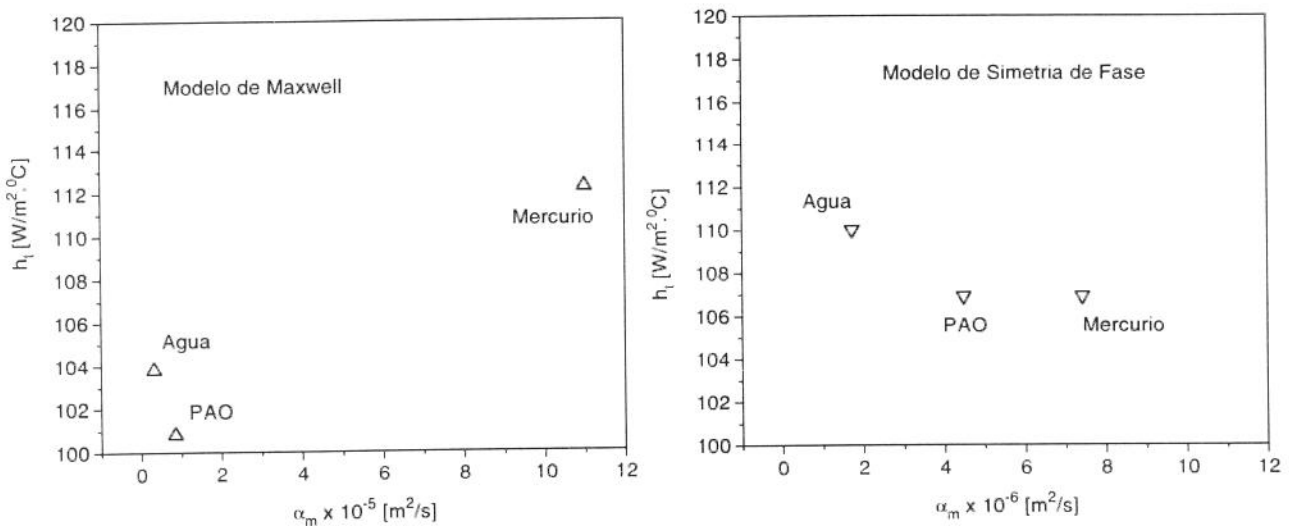


Figura 6.13: Coeficientes de transferência de calor na face superior em função da difusividade térmica efetiva.

A relação entre os valores de α_m obtidos segundo os dois modelos de condutividade térmica efetiva é a mesma entre as condutividades térmicas calculadas. Observa-se que a faixa de variação dos valores de h_t e h_b apresentados pelos dois métodos, não excede 10%. Isto indica que dentro de uma determinada margem de erro, o coeficiente de transferência de calor no topo da amostra porosa independe do fluido. A diferença de ordem de grandeza entre os valores de h_t e h_b apresentados pode ser devido às características dos sistemas matriz/fluido analisados, onde a parte superior da matriz está exposta ao ar e a superfície inferior esta imersa em fluido.

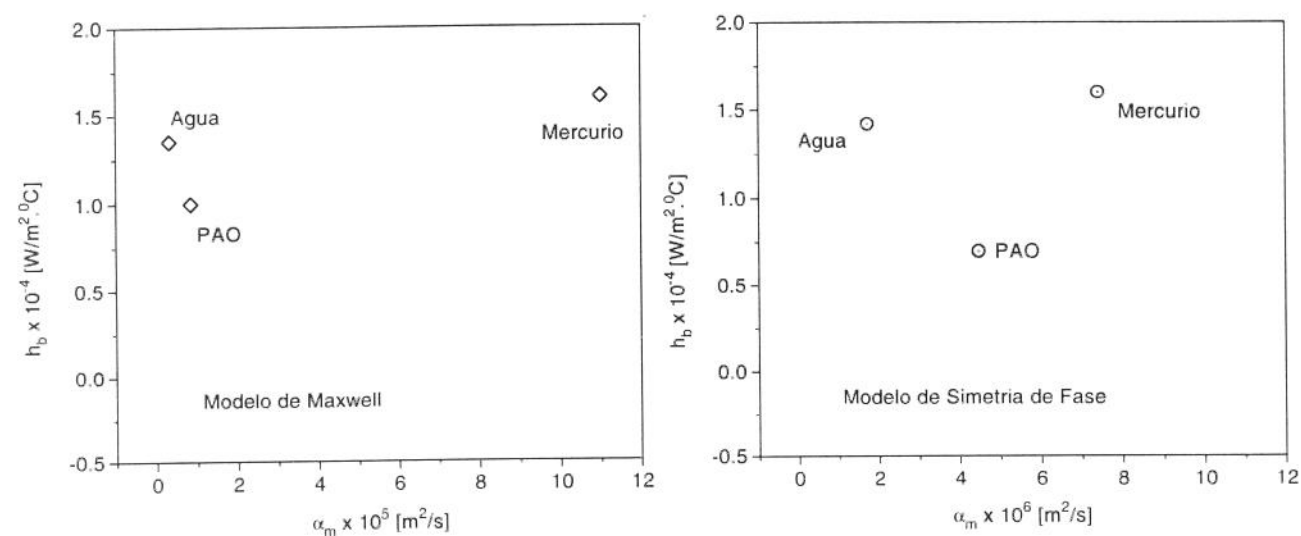


Figura 6.14: Coeficientes de transferência de calor na base em função da difusividade térmica efetiva

A Figura 6.15 mostra que segundo os dois métodos de condutividade térmica efetiva empregados, as correlações obtidas são negativas. Tal comportamento comprova o fato de que o aumento da difusividade térmica efetiva do meio, ao contribuir para uma maior penetração da radiação, causa conseqüentemente, um menor índice de atenuação.

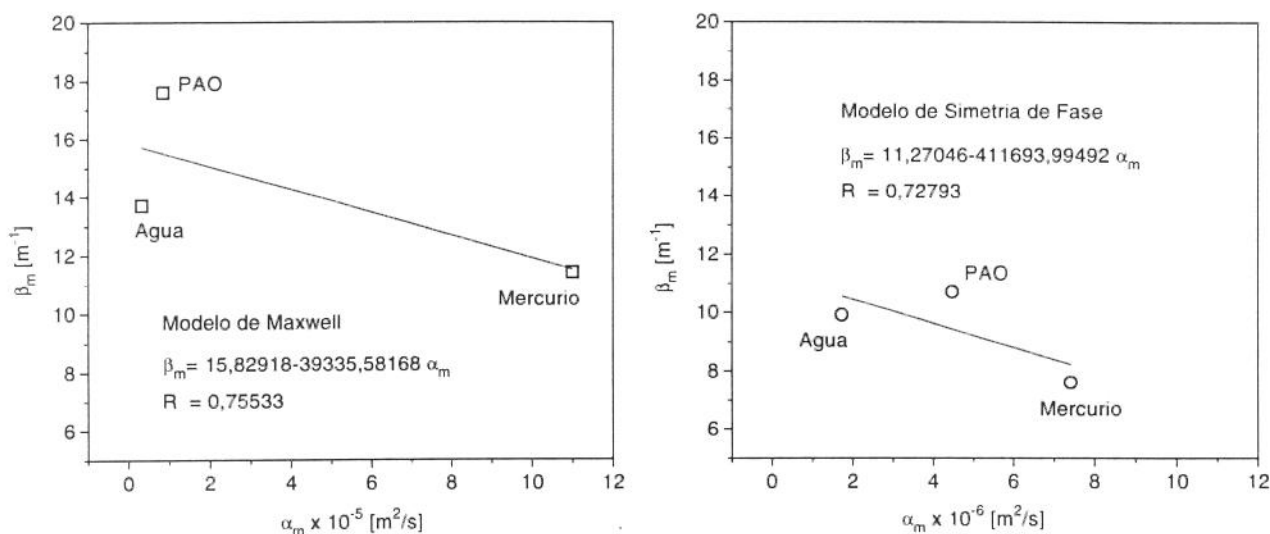


Figura 6.15: Coeficiente de atenuação β_m em função da difusividade térmica efetiva α_m

O grupo adimensional escolhido para auxiliar a análise dos resultados obtidos pelo modelo numérico foi o número de Prandtl (Pr_m), definido em relação à difusividade térmica do meio poroso:

$$Pr_m = \frac{\nu}{\alpha_m} = \frac{\mu \cdot c_p}{k_m} \quad (6.5)$$

A utilidade de se definir um número de Prandtl para o conjunto matriz/fluido objetiva incorporar à análise as propriedades termofísicas do meio, em sua parte sólida e líquida.

De modo geral, o grupo adimensional Pr_m mantém o mesmo comportamento observado em relação aos números de Prandtl dos respectivos fluidos. O sistema matriz-óleo sintético possui o maior Pr_m . A única mudança ocorre com o Pr_m calculado para o sistema matriz-mercúrio, quando comparado ao sistema matriz-Ar. Embora o número de Prandtl do ar seja maior que o do mercúrio, tal situação inverte-se no que se refere a Pr_m .

A representação gráfica mostrada da Figura 6.16 estabelece uma correlação entre os valores do coeficiente de atenuação dimensional (β_m) da matriz imersa em fluido (Tabela 6.1) e os valores de Pr_m .

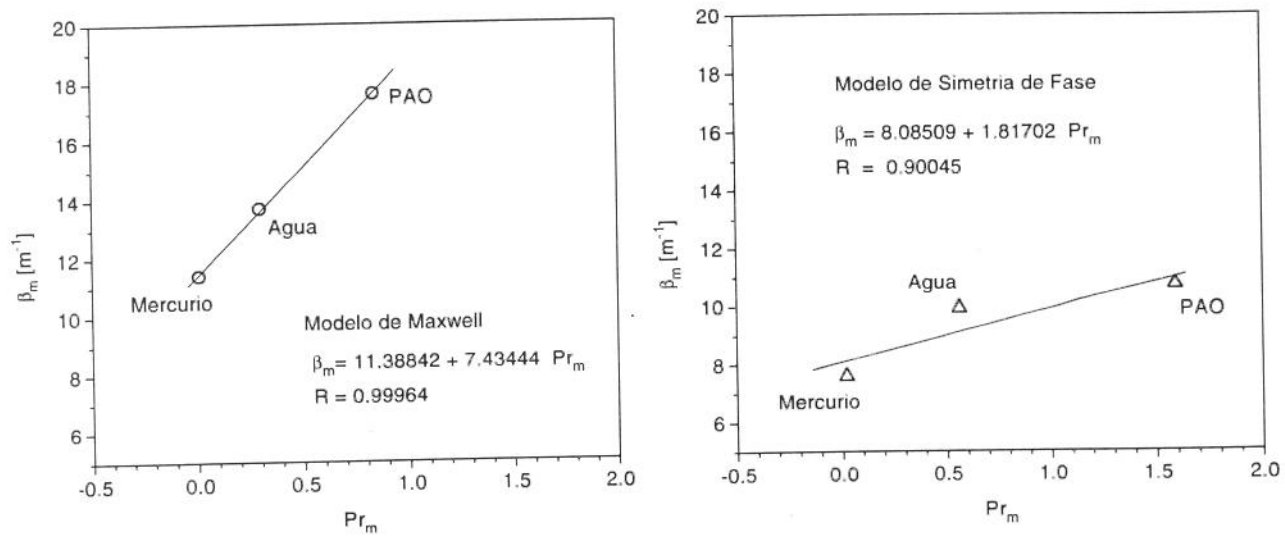


Figura 6.16: Variação do coeficiente de atenuação β_m em função de Pr_m .

As relações lineares confirmam-se através dos valores do coeficiente de correlação linear determinados, já que em ambos os casos, os coeficientes de correlação (R) calculados indicam uma correlação positiva forte ($0,75 \leq R \leq 1$). Note-se que o comportamento das correlações obtidas nas Figuras 6.15 e 6.16 são inversas devido ao fato de o número de Prandtl relativo ao meio poroso saturado ser inversamente proporcional à difusividade térmica do meio.

Embora os coeficientes de correlação calculados indiquem a existência de uma relação linear entre β_m e Pr_m , sugere-se a realização do mesmo experimento utilizando outras combinações de materiais e fluidos, de modo a verificar a tendência dos resultados apresentados.

Com a obtenção das equações de correlação apresentadas nas Figuras 6.15 e 6.16 torna-se possível a determinação do coeficiente de atenuação (β_m) para outras combinações matriz-fluido.

Capítulo 7

Conclusões

A presente dissertação investigou o fenômeno da transferência de calor em um meio poroso submetido à radiação proveniente de uma fonte laser, objetivando a determinação do coeficiente de atenuação de uma matriz porosa saturada.

As etapas do trabalho envolveram a elaboração de um modelo matemático, seguido da montagem e calibração de uma fonte emissora de laser de Argônio e o desenvolvimento de um sistema de aquisição de dados.

O emprego de instrumentos virtuais mostrou-se uma ferramenta fundamental na realização da parte experimental deste trabalho. Sua principal contribuição vem do fato de se tratar de uma técnica nova, que simplifica as tarefas de aquisição e tratamento matemático/estatístico dos dados. O sistema de aquisição de dados desenvolvido neste trabalho, que possibilitou o registro de temperaturas em intervalos de tempo da ordem de μs , contribuiu para melhorar representação gráfica da difusão do calor do processo investigado.

As adimensionalizações adotadas na proposição do modelamento matemático, sim-

plificaram a análise do processo, já que a equação adimensional do calor obtida tornou-se dependente somente do coeficiente de atenuação e dos parâmetros relativos ao resfriamento dos contornos do corpo. A adoção do termo fonte volumétrico, presente na equação do transporte do calor, mostrou a importância da participação da lei de Beer no processo.

Para a resolução numérica do problema, foi desenvolvido um código de cálculo empregando o método dos volumes finitos. O emprego de uma técnica que distribui as faces dos volumes de controle segundo uma série de potência mostrou-se útil na construção da malha numérica não uniforme utilizada nas simulações do processo.

O emprego das relações empíricas para a convecção natural foi útil na análise dos resultados experimentais obtidos, ao fornecer informações relativas ao comportamento do fluxo de calor nas fronteiras da matriz de alumínio poroso. Os resultados desta análise serviram como uma primeira aproximação com vistas à determinação dos coeficientes de transferência de calor a serem introduzidos no código de cálculo.

O processo térmico aqui investigado pode ser dividido em três fases: A fase inicial, caracterizada por ser um processo fortemente transiente, onde o aumento rápido da temperatura ocorre sem que as condições de contorno nas superfícies superior e inferior afetem o resultado. Um regime intermediário, identificado no momento em que parte substancial da energia gerada dentro do meio poroso começa a ser perdida pela superfície superior da amostra. É durante fase que o valor de h_t afeta os resultados, sendo necessário a comparação entre resultados numéricos e experimentais para se determinar o valor mais correto de h_t . A partir deste momento temos a fase final do aquecimento, durante a qual o valor de h_b influencia os resultados. Assim, pode-se afirmar que os dois primeiros intervalos servem à uma determinação mais precisa do coeficiente de atenuação α_m e h_t , e na fase final pode-se determinar h_b . É importante salientar que resultados obtidos atestam que

a variação dos coeficientes de transferência de calor nas fronteiras da matriz de alumínio não afeta os valores do coeficiente de atenuação determinados.

A análise das respostas obtidas nas simulações numéricas, tendo-se considerado a saturação da amostra por quatro fluidos distintos, revela que o modelo matemático desenvolvido foi capaz de reproduzir o fenômeno de irradiação da amostra porosa com boa precisão, principalmente nos instantes iniciais do aquecimento.

A imprecisão dos resultados alcançados com relação ao sistema matriz/ar, indicam a necessidade de se encontrar uma representação mais fiel das condições de contorno do sistema. Nota-se, entretanto, que nos instantes iniciais do aquecimento, quando não há indícios do resfriamento convectivo, os perfis de temperatura obtidos experimentalmente e os numéricos apresentam boa concordância.

Os coeficientes de atenuação β_m determinados dependem do método empregado para calcular a condutividade térmica equivalente do meio poroso saturado. Além de ser indicado no tratamento de meios porosos de aparência semelhante a uma esponja metálica, o método de simetria de fase, comparado ao método usual (Maxwell), apresentou a vantagem de consumir cerca de metade do tempo de simulação do processo.

Como resultado final do presente trabalho foi obtida uma correlação linear positiva, que estabelece a dependência do coeficiente de atenuação do meio poroso e os números de Prandtl equivalentes para o meio, referentes aos dois métodos de determinação de k_m apresentados. Desta forma, o conhecimento das características e propriedades termofísicas da porção sólida e líquida do meio, torna possível a obtenção do coeficiente de atenuação de qualquer combinação matriz porosa/fluido.

A seqüência deste trabalho prevê a inclusão da equação do momentum para meios

porosos às equações que governam o processo. Serão identificados os grupos adimensionais que quantificam a presença da convecção natural interna em cavidades porosas preenchidas com fluido saturado e submetidas à radiação laser.

Apêndice A

O Sistema de Aquisição de Dados

A.1 O Conceito de Instrumento Virtual

Um instrumento físico realiza tarefas tais como medir valores, gerar ou transformar sinais. Exemplos de instrumentos incluem voltímetros, que servem para medir o potencial elétrico, termômetros, para medir temperaturas, etc. Instrumentos convencionais apresentam um painel onde se localizam os controles e indicadores do processo sendo que os sinais físicos registrados são transformados em elétricos na maioria dos casos e então convertidos em valores numéricos. Seu funcionamento é devido à componentes eletrônicos situados atrás do painel de controle. Para se comunicarem com computadores, instrumentos necessitam interfaces.

Instrumento virtual é um software que possui as mesmas características de um instrumento convencional, com os seguintes componentes básicos:

1. um painel digitalizado na tela do computador, cujos controles podem ser operados por teclado ou “mouse”;

2. uma rotina fluxograma do circuito que contém as conexões entre os componentes do painel frontal, que controlam a entrada e saída dos dados;
3. e uma unidade central que faz a interligação entre o software e o computador.

Ao usuário cabe a tarefa de controlar o instrumento através do painel frontal, que por sua vez pode acionar outros instrumentos virtuais.

A.2 Software LabVIEW II

A aplicação de linguagens de programação de alto nível é a vantagem oferecida por softwares que automatizam o procedimento de aquisição de dados utilizando o conceito de instrumentos virtuais, como no caso do Software LabVIEW II. Geralmente, usando linguagens de baixo nível, tais como C ou Basic, o computador pode realizar uma determinada tarefa através de instruções detalhadas. Com o uso de uma linguagem de programação de alto nível, esta tarefa pode ser realizada por um programa intermediário, tal como um banco de dados ou uma planilha eletrônica. O programador necessita unicamente informar ao computador qual o tratamento a ser dado aos dados coletados, em termos matemáticos e estatísticos.

A.3 Hardware MacADIOS II

Desenvolvido pela GW Instruments numa versão compatível com computadores da linha Apple Macintosh, o hardware MacADIOS II, juntamente com a placa mãe e derivadas, pertence a uma família de hardwares que opera em tempo real e é capaz de realizar a

conversão do sinal na forma analógica para a forma digital em alta velocidade e alta resolução, de maneira a realizar, rápida e facilmente, a aquisição e o tratamento dos dados.

A.4 Ligação Hardware/Software

A ligação entre o LabVIEW e o MacADIOS é realizada por uma rotina biblioteca chamada TurboDriver, que utiliza um código de baixo nível para interpretar as informações colhidas pelas placas de entrada e saída (MacADIOS II). Cada parâmetro neste código é representado por um conector no ambiente de programação LabVIEW II. A vantagem da operação de registro de dados em tempo real dá ao hardware a capacidade de executar medidas em intervalos da ordem de μs .

A.4.1 Termopares

Na parte experimental do presente trabalho, que envolveu o registro da temperatura histórica causada pela radiação laser aplicada sobre uma matriz porosa saturada com fluido, optou-se por empregar termopares, uma vez que tais componentes são versáteis e utilizado com frequência tanto na indústria quanto em laboratórios.

Produzidos pela OMEGA ENGINEERING, Inc., os termopares empregados durante os experimentos são do tipo K (compostos por Chromel e Alumel) e trabalham na faixa entre 0 e 1000°C. Como característica, estes termopares apresentam isolamento de teflon e possuem diâmetro de 40 AWG (0,38 mm). O isolamento de teflon permite que este tipo de sensores trabalhem em ambientes críticos, apresentando também bom comportamento em baixas temperaturas e em vácuo.

A.4.2 Amplificadores de Sinal

Num termopar encontram-se dois metais diferentes, com uma das extremidades conectada e a outra extremidade constituindo um circuito aberto. Uma diferença de potencial elétrico dependente da temperatura aparece na junção dos dois metais. Em um sistema de aquisição de dados, esta diferença de potencial deverá ser lida pelo computador. Considerando-se que este sinal (voltagem) é pouco intenso, torna-se necessário o emprego de amplificadores de modo que este sinal possa ser captado por um conversor analógico/digital.

A função de um amplificador em um sistema de aquisição de dados é colher o sinal analógico vindo do sensor (termopar) e conectá-lo ao hardware. Amplificadores de sinal estão disponíveis através de várias empresas, incluindo a GW Instruments. Os amplificadores modelo GWI-5B47K-04, empregados no procedimento experimental deste trabalho, foram projetados para operar com termopares do tipo K, e fornecem voltagens linearizadas na faixa de 0 a 5 Volts proporcional á escala de temperaturas situadas entre 0°C e 500°C, com precisão de $\pm 0,05$ %.

No caso particular deste trabalho, o instrumento virtual criado para armazenar e decodificar os dados usou uma rotina Turbdriver chamada DIGITIZE VI, cujo painel e diagrama estão representados nas Figuras A.1 e A.2, respectivamente.

Basicamente, o instrumento virtual DIGITIZE VI tem a capacidade de digitalizar até oito sinais análogos empregando o conversor analógico/digital MacADIOS. Isto implica que a placa na qual os amplificadores são instalados é capaz de proceder leituras de até oito termopares (canais 0 a 7, na Figura A.2). Esta rotina permite também a definição do número de pontos a serem lidos e qual a duração (tempo de coleta) das leituras, podendo inclusive realizar coleta de dados em intervalos de tempo tão pequenos quanto 80 μs

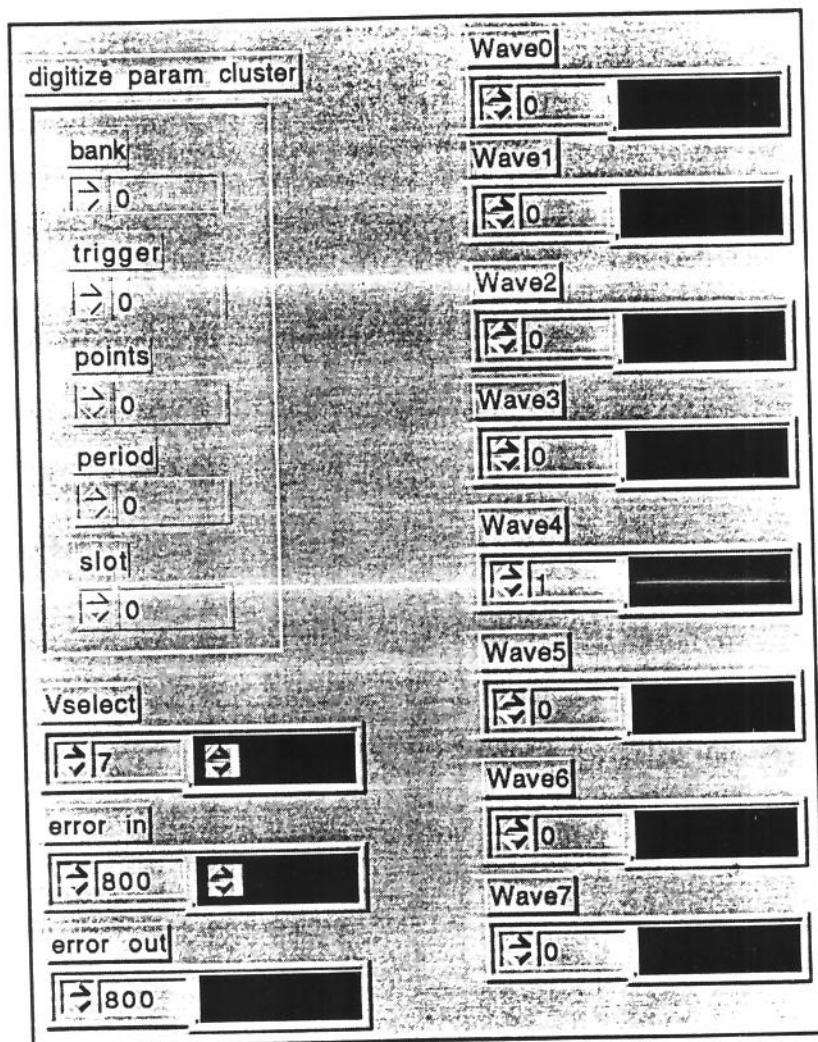


Figura A.1: Painel da rotina turbodriver DIGITIZE VI

(para o caso de se utilizar oito canais). Todos os procedimentos relativos ao tratamento matemático e estatístico dos dados é realizado pelo instrumento virtual LabVIEW.

A Figura A.3 é apresentada para ilustrar a hierarquia envolvida no sistema de aquisição da dados desenvolvido neste trabalho.

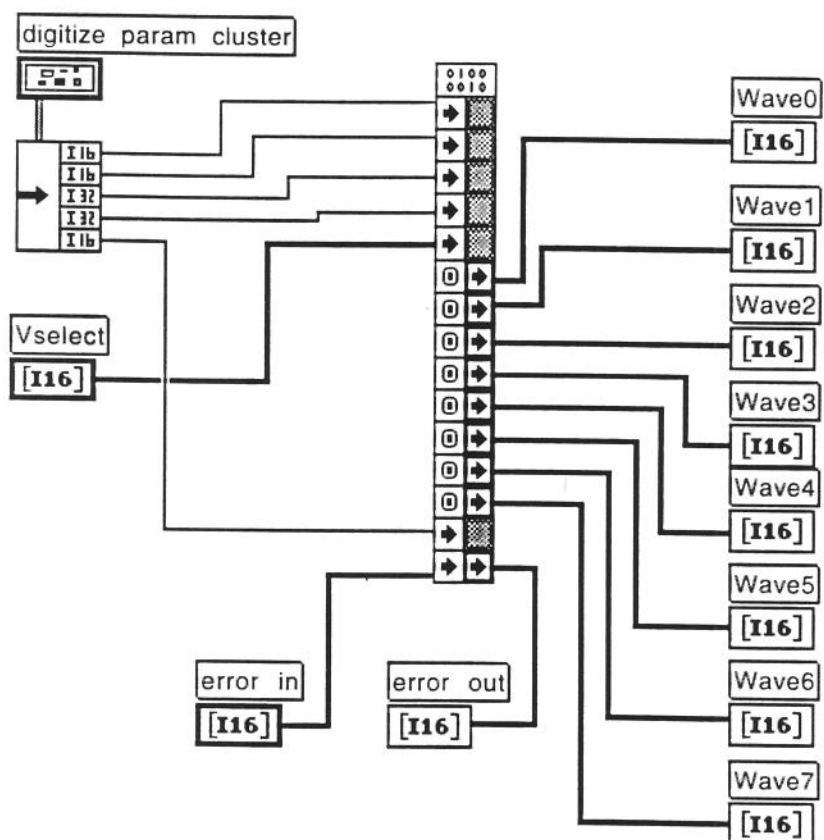
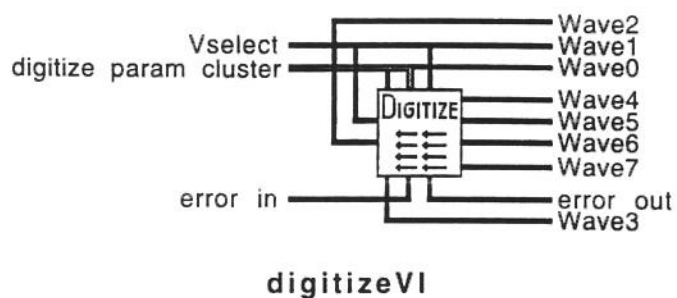


Figura A.2: Diagrama da rotina turbodriver DIGITIZE VI

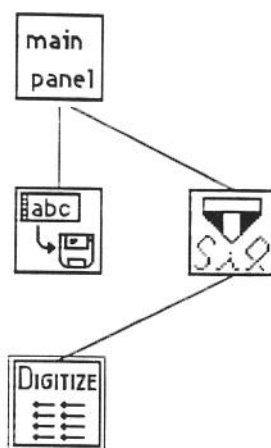


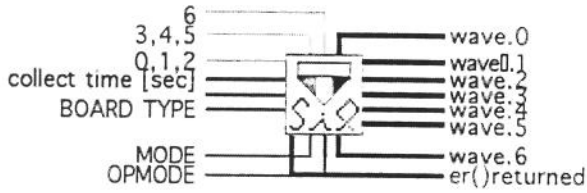
Figura A.3: Hierarquia do sistema de aquisição de dados desenvolvido

Com o início da aquisição dos dados, o fluxo de dados é captado por um instrumento virtual secundário, cujo painel principal está representado pela Figura A.4.

Observando-se o diagrama da Figura A.5, pode-se notar que a rotina DIGITIZE VI é solicitada deste painel, que retorna qualquer mensagem de erro que possa ocorrer durante a aquisição dos dados.

A tarefa relativa ao controle do tempo de duração e da fixação do número de leituras a serem realizadas é feita através do painel principal, mostrado na Figura A.6.

A Figura A.7 é a representação do diagrama correspondente ao painel principal. Este diagrama mostra que através do painel principal aciona-se outra unidade a qual armazena os dados coletados num arquivo.



sil.MacAdiosII-II/16

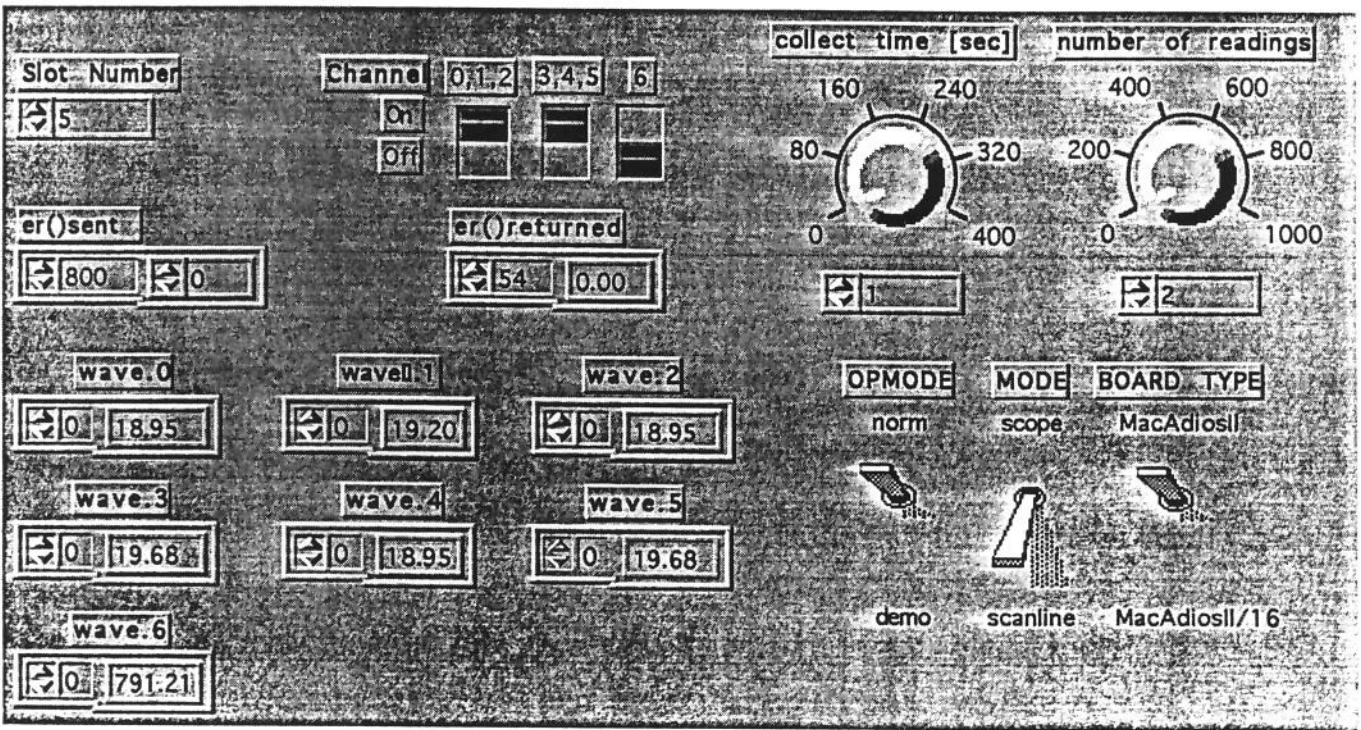


Figura A.4: Painel do instrumento virtual secundário

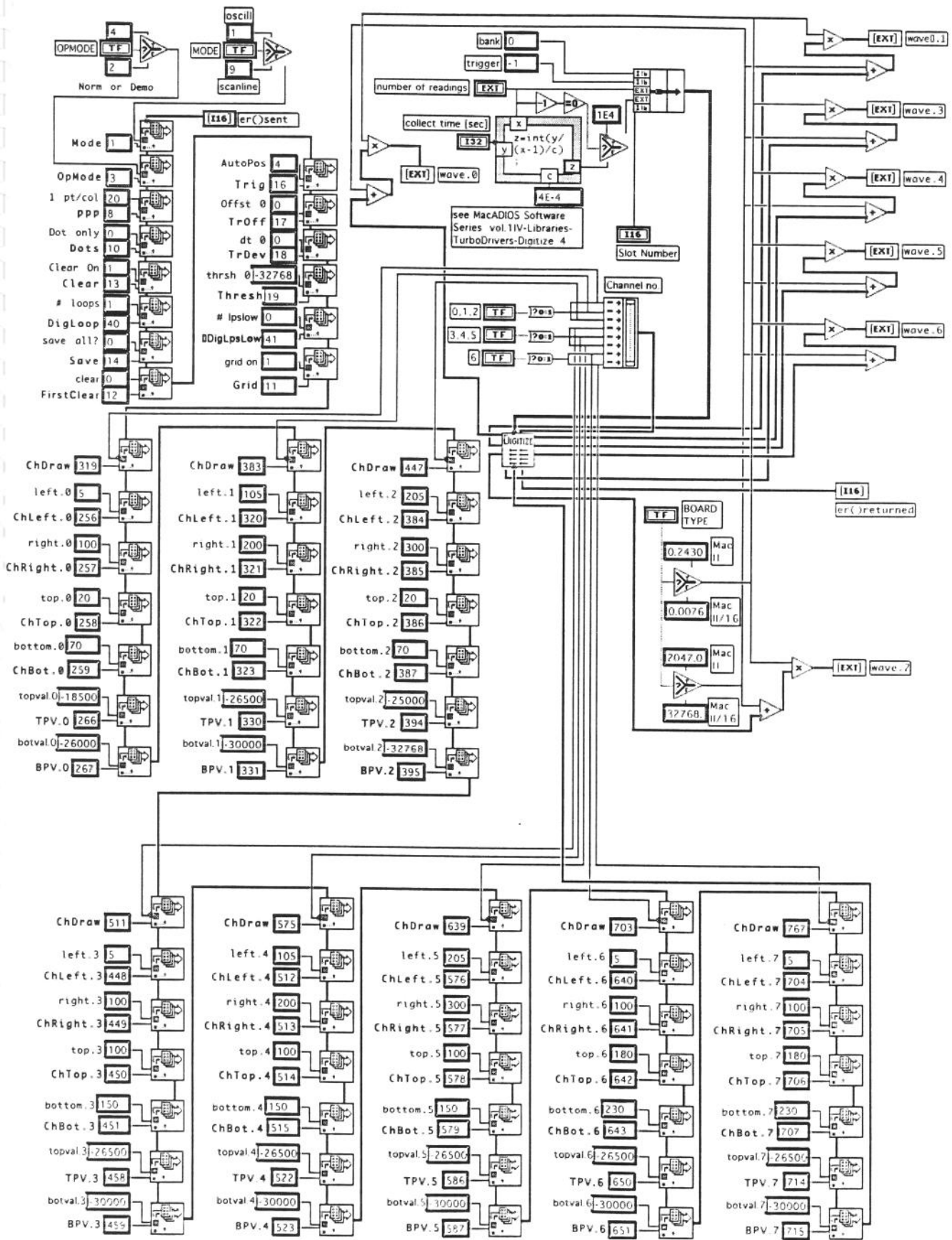


Figura A.5: Diagrama do instrumento virtual secundário

main
panel

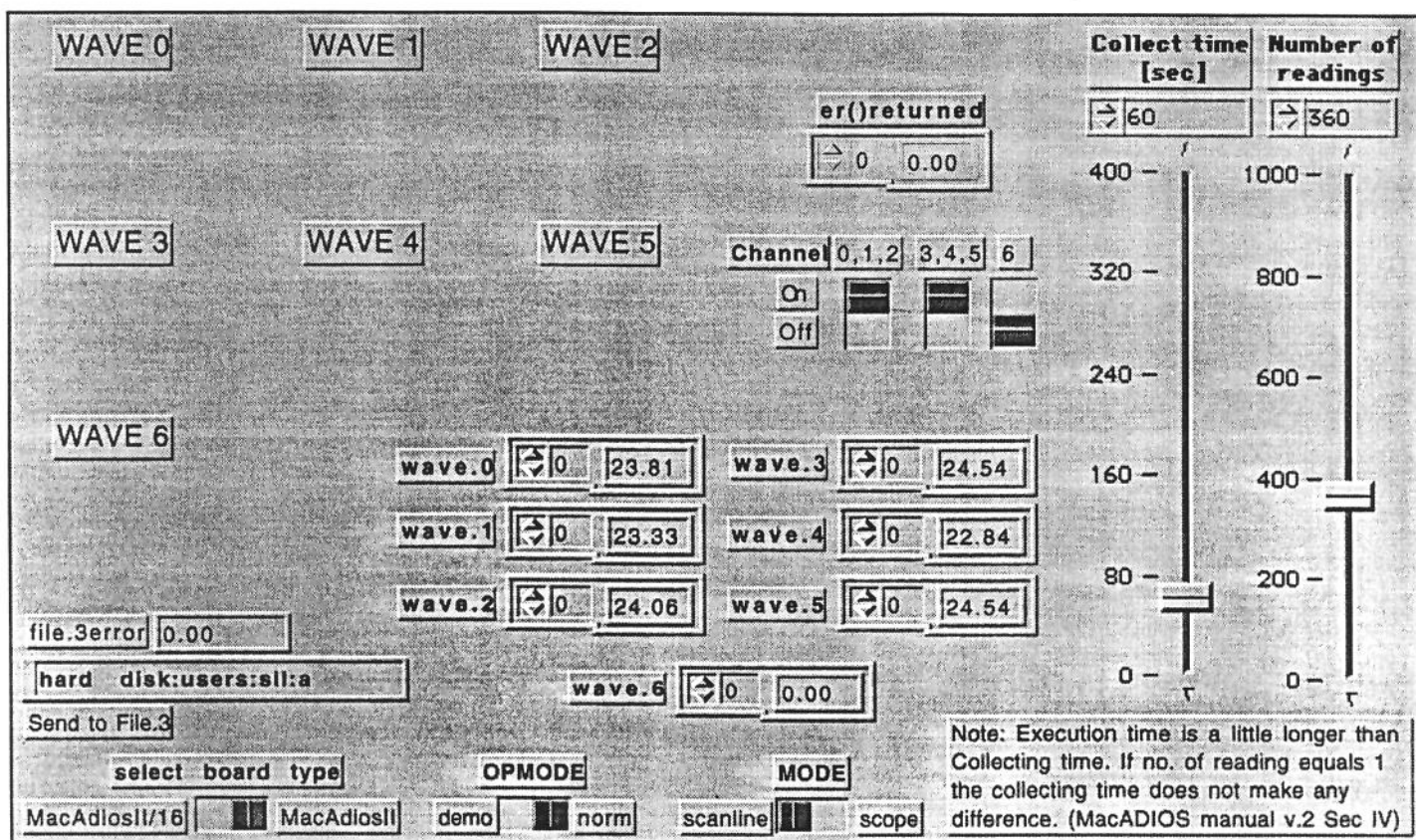


Figura A.6: Painel do instrumento virtual principal

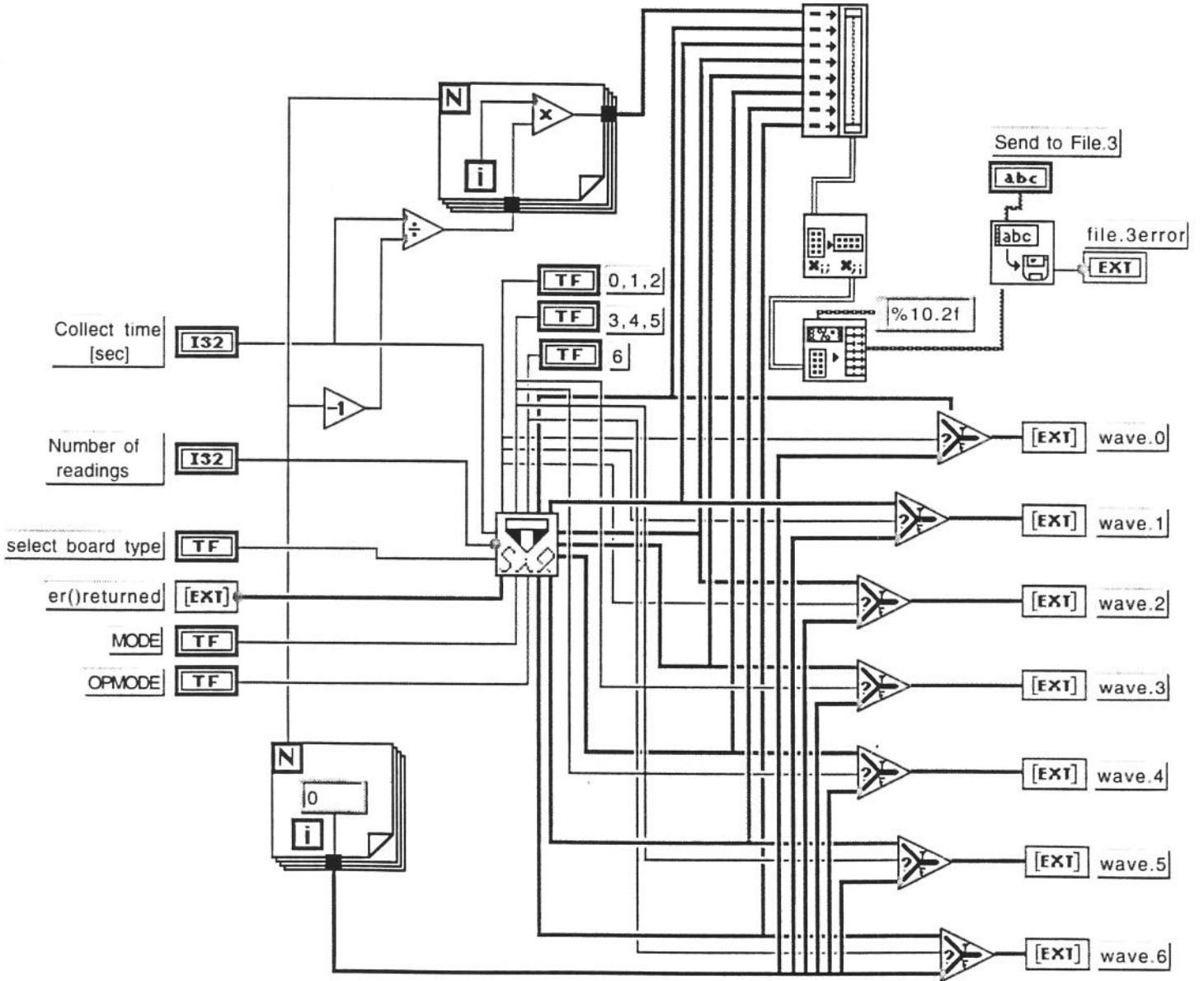


Figura A.7: Diagrama do instrumento virtual principal

Apêndice B

Filtro dos Dados Experimentais

Durante a coleta dados experimentais, é comum a existência de dados que não contribuem para a interpretação do fenômeno observado, uma vez que tais dados não possuem significado físico. Neste caso, torna-se necessária a adoção de técnicas que visem eliminar este tipo de dados indesejáveis.

São muitos os softwares gráficos que permitem a realização da filtragem de dados experimentais. Neste trabalho, esta tarefa é realizada com a ajuda do software KaleidaGraph para Macintosh.

A metodologia de filtragem dos dados coletados usa como referência a média entre um grupo de dados consecutivos. O objetivo é desconsiderar os dados que residam fora de uma margem de erro pré estabelecida pela curva de referência. O erro é composto por dois componentes, um erro fixo (E_{fixo}) e um relativo ($E_{relativo\%}$), este último calculado automaticamente em função do grupo de pontos que formam a curva de referência. A expressão para o erro é escrita a seguir:

$$E_{total} = E_{fixo} + \frac{E_{relativo\%}}{100} valor \quad (B.1)$$

No caso dos dados experimentais apresentados neste trabalho, a curva de referência foi baseada sobre grupos de dados formados por três pontos consecutivos. O erro total foi estabelecido em 1,2 % e o erro fixo foi considerado nulo. Como resultado, foram ignorados cerca de 25 % dos dados registrados pelo sistema de aquisição .

Apêndice C

Modelos de Condutividade Térmica Equivalente

Vários trabalhos teóricos contribuíram para o estudo da condutividade térmica efetiva de meios porosos. Maxwell [32] propôs a primeira expressão para a condutividade térmica equivalente ao investigar um meio poroso formado por esferas. A expressão determinada por Maxwell coloca a condutividade em termos da fração da porosidade do meio:

$$k_m = (1 - \phi)k_s + \phi k_f \quad (\text{C.1})$$

onde ϕ é a porosidade do meio, k_s e k_f é condutividade da porção sólida e líquida, respectivamente. Este modelo considera uma geometria na qual as esferas em contato estão suficientemente dispersas, o que é válido no limite quando a porosidade tende a unidade ($\phi \rightarrow 1$). Posteriormente, vários estudos foram realizados no sentido de estender a solução de Maxwell para meios porosos que apresentassem a parte sólida predominante, ou seja, com valor de $(\phi-1)$ elevado. Uma revisão destes modelos foi apresentada por Churchill [34].

Estudos recentes indicam que o valor da condutividade térmica efetiva de um meio

poroso não depende somente da porosidade, da condutividade térmica e da porção sólida e líquida, mas também do nível de contato entre as partículas que constituem o meio.

O primeiro modelo a considerar o contato entre as partículas do meio foi proposto por Disseler e Eian [35], que determinaram uma expressão analítica para a condutividade térmica considerando os seis pontos de contato entre uma esfera colocada no interior de cubo. Um modelo similar, proposto por Kunii e Smith [36], estabeleceu que a condução do calor entre o cubo e a esfera em seu interior obedece dois caminhos paralelos: o primeiro representa a condução do calor através dos espaços preenchidos por gás e o segundo leva em consideração o fluxo do calor através das fases sólida e líquida. Neste segundo caminho, os autores assumem que a resistência térmica equivalente das fases sólida e líquida estão em série. Zehner e Schlunder [37], usando um método similar ao de Kunii e Smith [36], obtiveram uma solução semi-empírica para a condutividade térmica de um meio poroso que foi bastante usada na literatura.

O fato de tanto os modelos que consideram quanto os que não consideram o contato entre as partículas estabelecerem que a condutividade térmica efetiva tende a zero em condições de vácuo, aponta para a importância da extensão da área de contato entre as partículas, uma vez que no vácuo a condução do calor é dramaticamente reduzida, mas continua existindo. Trabalhos de Ogniewicz e Yovanovich [38] e Chan e Tien [39] trataram a questão da condução do calor no vácuo em um meio formado por esferas deformadas. Em situações práticas, pode-se considerar que tal deformidade é devida à ação de cargas externas ou mesmo ao próprio peso do meio. Este mecanismo de condução de calor é desprezado nos modelos que consideram apenas o contato puntual entre as partículas, já que a resistência térmica entre dois pontos em contato é infinita e como consequência a condução de calor pode ser desprezada sob condições de pressão atmosférica.

Um importante estudo, realizado por Wakao e Kato [40], investigou a influência de área de contato entre esferas sobre o valor da condutividade térmica efetiva em um meio poroso formado por partículas de forma ortorrômbica, resolvendo o problema da condução do calor nas porções sólida e líquida através da técnica de diferenças finitas. A conclusão do trabalho citado salienta que o efeito da área de contato entre as esferas sobre a determinação da condutividade térmica do meio aumenta nos casos em que a relação entre a condutividade do sólido e do líquido (k_s/k_l) assume valores altos. Nozad et al [41] estudaram a condutividade térmica em um meio poroso e chegaram a uma conclusão similar à apresentada por Wakao e Kato [40].

A segunda abordagem para a determinação da condutividade térmica equivalente do meio poroso a ser apresentada neste trabalho, parte de um modelo inicialmente proposto por Zehner e Schlunder [37] e posteriormente modificado por Hsu et al [33].

Estudos realizados por Hsu et al [33] e Kaviany [42] ressaltam que o fato de o estudo apresentado por Zehner e Schlunder [37] considerar a existência de pontos de contato entre as esferas do meio poroso o faz produzir resultados menos precisos para a condutividade térmica efetiva para os casos nos quais a relação entre a condutividade do sólido/líquido é alta ($k_s/k_l > 10^3$). Assim, a modificação proposta por Hsu e colaboradores ocorre no sentido de considerar a ocorrência de áreas de contato finita entre as esferas através da introdução de um fator de forma nas equações obtidas por Zehner e Schlunder.

Como extensão à modificação proposta ao modelo de Zehner e Schlunder [37], Hsu e colaboradores buscaram um modelo para a determinação da condutividade térmica equivalente de um meio poroso cuja principal característica é apresentar uma aparência semelhante à de uma esponja, onde as partículas se encontram continuamente conectadas, com simetria entre as fases sólida e líquida.

Os valores da razão k_s/k_l , considerando-se a condutividade térmica dos fluidos utilizados nos experimentos, são apresentados na Tabela C.1:

Tabela C.1: Razão k_s/k_l para os sistemas matriz/fluidos considerados

Matriz/fluido	$\frac{k_s}{k_f}$
Al/Ar	$8,4 \times 10^3$
Al/Água	$3,7 \times 10^2$
Al/Óleo PAO	$1,5 \times 10^3$
Al/Mercúrio	25,76

Observando-se a extensa faixa em que se encontram os valores de k_s/k_l apresentados na Tabela C.1, fica evidenciada a relevância de se analisar um modelo de condutividade térmica efetiva mais adequado às características da espuma metálica de liga Alumínio investigada. Assim, o modelo de simetria de fase é fortemente indicado para a análise realizada neste trabalho.

C.1 O Modelo de Simetria de Fase

A Figura C.1 ilustra o esquema da célula unitária usada para a determinação da condutividade térmica de um meio com simetria de fase. A célula consiste de três camadas paralelas: uma camada sólida ($0 \leq r \leq r_s$), uma líquida ($1 \leq r \leq R$) e uma camada intermediária onde se situa a interface sólido/líquido ($r_s \leq r \leq 1$).

Se admitirmos a ocorrência de condução do calor unidimensional na célula mostrada na Figura C.1, a expressão para a condutividade térmica equivalente será:

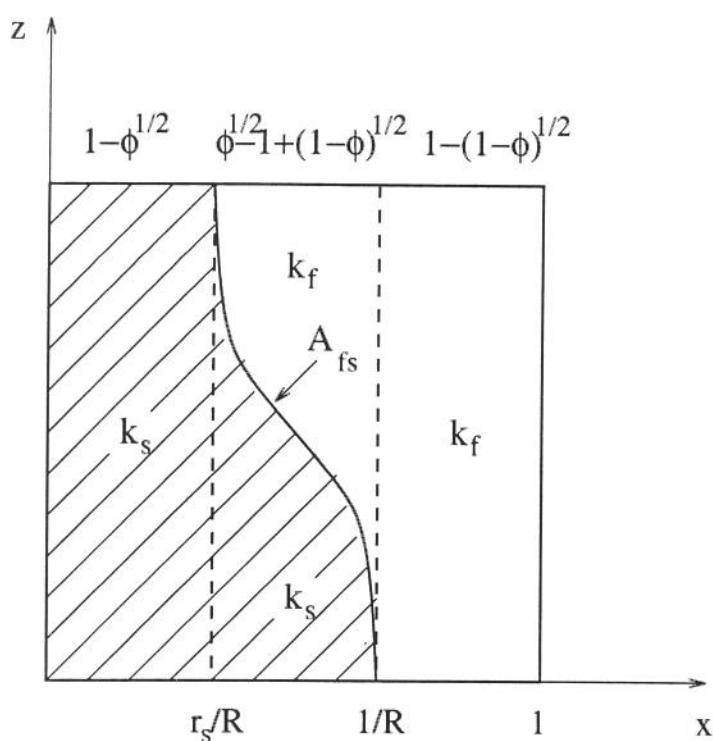


Figura C.1: Esquema da célula unitária com simetria de fase

$$k_e = \left(\frac{r_s}{R}\right)^2 k_s + \left(\frac{1-r_s^2}{R^2}\right) k_{fs} + \left(1 - \frac{1}{R^2}\right) k_f \quad (\text{C.2})$$

onde k_{fs} é a condutividade térmica equivalente da região intermediária. Note que a equação acima depende do valor de R .

O modelo de Zehner e Schlunder traz uma expressão que traduz a relação entre R e a porosidade do meio, partindo da consideração de que a razão entre a difusividade do meio poroso saturado e do fluido é função da porosidade:

$$\frac{D_e}{D_f} = 1 - \sqrt{(1-\phi)} \quad (\text{C.3})$$

onde D_e é a difusividade do um meio poroso saturado por líquido e D_f é a difusividade da parte líquida. Valendo-se da hipótese de que a condução do calor em um meio constituído por partículas não condutoras envoltas por gás é análoga à condução de massa em um meio poroso, Zehner e Schlunder colocam que:

$$\lim_{k_s/k_f \rightarrow 0} k_e/k_f = D_e/D_f = 1 - \sqrt{(1 - \phi)} \quad (\text{C.4})$$

e com respeito ao modelo de simetria entre as fases de Hsu et al [33], vem:

$$\lim_{k_e/k_s \rightarrow 0} k_e/k_s = D_e/D_s = 1 - \sqrt{\phi} \quad (\text{C.5})$$

Admitindo-se que as resistências térmicas no interior da fase composta estão em série, tem-se que $k_{f_s} \rightarrow k_s$, e como consequência, $k_e/k_s \rightarrow 0$. Comparando-se as equações (C.3) e (C.4), chega-se a:

$$\frac{1}{R^2} = \sqrt{1 - \phi} \quad (\text{C.6})$$

Substituindo (C.3) em (C.4) resulta tem-se

$$k_e = (1 - \sqrt{\phi}) k_s + [\sqrt{(1 - \phi)} + \sqrt{\phi} - 1] k_{f_s} + [1 - \sqrt{(1 - \phi)}] k_f \quad (\text{C.7})$$

O valor de k_{f_s} dependerá da forma da interface sólido/líquido A_{f_s} cuja expressão vem a ser

$$x + \frac{z}{b - (b - 1)z} = 1 \quad (\text{C.8})$$

onde b é o fator de forma que representa a forma da interface. Admitindo-se um gradiente de temperatura constante ao longo das resistências térmicas, pode-se afirmar que as fases sólida e líquida estão em série. Assim, com o auxílio da equação (C.8), a expressão de k_{fs} vem a ser

$$\frac{k_{fs}}{k_f} = \frac{b(1 - \lambda^*)}{(1 - \lambda^*b)^2} \ln \frac{1}{\lambda^*b} - \frac{b - 1}{1 - \lambda^*b} \quad (\text{C.9})$$

onde $\lambda^* = k_f/k_s$.

Com a substituição da equação (C.7) em (C.9) pode-se determinar a expressão para a condutividade efetiva do meio:

$$\begin{aligned} \frac{k_e}{k_f} = & \frac{(1 - \sqrt{\phi})}{\lambda^*} + [1 - \sqrt{(1 - \phi)}] \\ & + [\sqrt{(1 - \phi)} + \sqrt{\phi} - 1] \left(\frac{b(1 - \lambda^*)}{(1 - \lambda^*b)^2} \ln \frac{1}{\lambda^*b} - \frac{b - 1}{1 - \lambda^*b} \right) \end{aligned} \quad (\text{C.10})$$

Note que a equação (C.10) é perfeitamente simétrica com relação à fração volumétrica e às razões de condutividade entre as fases sólida e líquida, sendo que no limite onde $\lambda^*b \rightarrow 1$, a equação anterior reduz-se a

$$\frac{k_e}{k_f} = \frac{(1 - \sqrt{\phi})}{\lambda^*} + [1 - \sqrt{(1 - \phi)}] + [\sqrt{(1 - \phi)} + \sqrt{\phi} - 1] \left(\frac{b + 1}{2} \right) \quad (\text{C.11})$$

No modelo de simetria de fase, o fator de forma b pode ser escrito em função da porosidade do meio, onde a fração volumétrica da parte sólida presente na camada intermediária é dada por

$$F = \frac{\sqrt{\phi} - \phi}{\sqrt{(1 - \phi) + \sqrt{\phi}} - 1} \quad (\text{C.12})$$

todavia, o valor de F pode ser calculado também através da integração

$$F = \int_0^1 \frac{bz}{[b - (b - 1)z]^2} dz = \frac{b}{(b - 1)^2} (b - 1 - \ln b) \quad (\text{C.13})$$

e igualando-se as equações (C.12) e (C.13) determina-se a expressão que relaciona a porosidade ϕ e o fator de forma b :

$$\frac{\sqrt{\phi} - \phi}{\sqrt{(1 - \phi) + \sqrt{\phi}} - 1} = \frac{b}{(b - 1)^2} (b - 1 - \ln b) \quad (\text{C.14})$$

A resolução da equação (C.14) pode ser obtida por iterações, sendo que cada valor de ϕ corresponde a um valor de b . Mas, da mesma maneira que no modelo de Zehner e Schlunder, Hsu e colaboradores encontram uma equação que representa uma boa aproximação para a equação (C.14), cujos valores da porosidade em função do fator de forma estão apresentados na Figura C.2. Assim:

$$b = C^* \left(\frac{1 - \phi}{\phi} \right)^{m^*} \quad (\text{C.15})$$

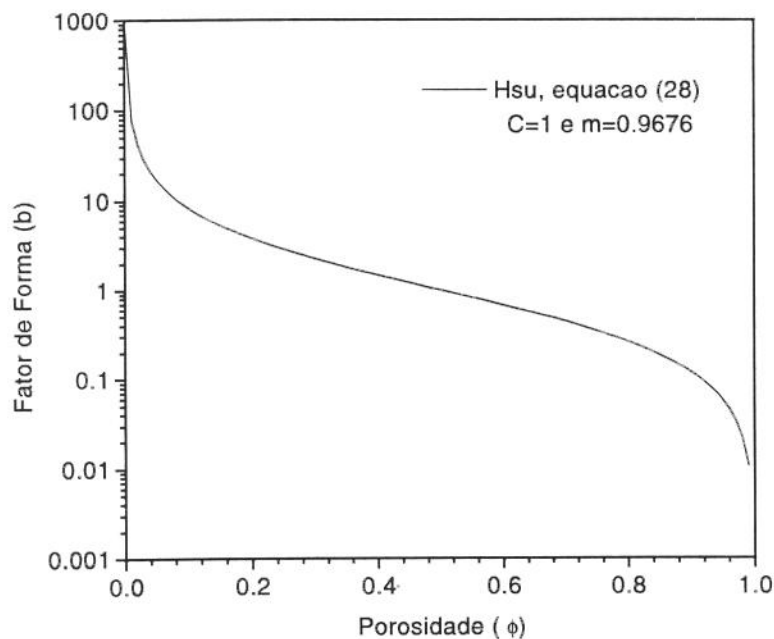


Figura C.2: Fator de forma para o Modelo de Simetria de Fase

sendo que para $C^*=1$ e $m^*=0,9676$ a equação (C.15) fornece resultados que satisfazem a equação (C.14), obedecendo inclusive as restrições para o caso onde $\phi \rightarrow 0$ e $\phi \rightarrow 1$, quando $b \rightarrow \infty$ e $b \rightarrow 0$, respectivamente.

Sabendo-se que a porosidade da amostra é igual 0,94, através da Figura C.2 tem-se que o fator de forma (b) a ser utilizado é igual a 0,07.

Bibliografia

- [1] Maurer, A., *Lasers, Light Wave of the Future*, Arco Publishing, New York, NY, 1982
- [2] Dixon, J.A., "Surgical applications of lasers", *Proc. IEEE*, vol. 70, No. 6, pp. 579-588, 1982.
- [3] Berns, M.W., "Viewpoint lasers in biomedicine", *Laser Focus*, vol. 19, NO. 6, pp. 66-81, 1983.
- [4] Soares, O.D.D. e Perez-Amor, M., *Applied Laser Tooling*, Martinus Nijhoff, The Netherlands, 1987.
- [5] Ready, J. F., *Industrial Applications of Lasers*, Academic Press, New York, 1978.
- [6] Duley, W. W., *CO₂ Lasers: Effects and Applications*, Academic Press, New York, 1976.
- [7] Rosenthal, D., "The theory of moving sources of heat and its application to metal treatments", *Trans. ASME*, vol. 68, pp. 849-866, 1946.
- [8] Carslaw, H.S. e Jaeger, J.C., *Conduction of Heat in Solids*, Oxford University Press, Oxford, 1959.
- [9] Cline, H.E. e Anthony, T.R., "Heat treating and melting material with a scanning laser or electron beam", *J. Appl. Phys.*, vol. 48, pp. 3895-3900, 1977.

- [10] Ashby, M.F. e Easterling, K.E., "The transformation hardening of steel surfaces by laser beams - I. Hypoeutectic steels", *Acta Metall*, vol. 32, pp. 1935-1948, 1984.
- [11] Mazumder, J., "Laser heat treatment - the state of the art", *J. Metals*, May, pp. 18-26, 1983.
- [12] Nowak, T. e Pryputniewicz, R.J., "Theoretical and experimental investigation of laser drilling in a partially transparent medium", *J. Electr. Pack*, vol. 114, pp. 71-80, 1992.
- [13] Ramanathan, S. e Modest, M.F., "Single and multiple pass cutting of ceramics with a moving CW laser", in *Proceedings of the XXII ICHMT Intl. Symposium on Manufacturing and Materials Processing*, Dubrovnik, Yugoslavia, 1990.
- [14] Adawi, M.K., Abdel-Naby, M.A. e Shalaby, S. A., "Laser heating of a two-layer system with constant surface absorption: an exact solution", *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol.38, No. 5, pp. 947-952, 1995.
- [15] Shercliff, H.R. e Ashby, M.F., "The prediction of case depth in laser transformation hardening", *Metall. Trans.*, vol. 22A, pp. 2459-2466, 1991.
- [16] Ehrhard, P., Hölle, C. e Karcher, C., "Temperature and penetration depth prediction for a three-dimensional field below a moving heat source", *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 36, No. 16, pp. 3997-4008, 1993.
- [17] Lim, J. e Chan, L.C., "A computational analysis of deep penetration laser welding", in *Intl. Symposium on Transport Phenomena in Thermal Engineering*, Seoul, Korea, pp. 153-158, 1993.
- [18] Chan, C., Mazunder, J. and Chen, M M., "A Two-dimensional transient model for convection in laser melted pool", *Metall. Trans.*, vol. 15A, pp. 2175-2184, 1984.

- [19] Mazunder, J. e Steen, W.M., "Heat transfer model for cw laser material processing", *J. Appl. Phys.*, vol. 51, No. 2, pp. 941-947, 1980.
- [20] Molian, P.A., "Engineering applications and analysis of hardening data for laser heat treated ferrous alloys", *Surf. Engng*, vol.2, pp. 19-28, 1986.
- [21] Roy, S. e Modest, R., "CW laser machining of hard ceramics - I. effects of three-dimensional conduction, variable properties and various laser parameters", *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 36, No. 14, pp. 3515-3528, 1993.
- [22] Elder, P., Jerrick, T. e Birkeland, J.W., "Determination of radial profile of absorption and emission coefficients and temperature in cylindrically symmetric sources with self absorption", *Applied Optics*, vol. 4, No. 5, pp. 589-592, 1965.
- [23] Mills, T.E., Bishop, P.J. e Minardi, A., "Measurement of extinction coefficients of laser-produced aluminum plumes", *J. Thermophysics and Heat Transfer*, vol. 8, No. 2, pp. 223-228, 1994.
- [24] Özişik, M. Necati, *Heat Transfer*, 4th ed., McGraw-Hill, New York, 1989.
- [25] Patankar, S. V., *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, Hemisfere, New York, 1980.
- [26] Manole, D.M e Lage, J.L., "Nonuniform grid accuracy test applied to the natural convection flow within a porous medium cavity", *Numer. Heat Transfer, Part B*, vol. 23, pp. 351-368, 1993.
- [27] Javan, A., Bennett, W.R. e Herriot, D.R., "Population inversion and continuous optical maser oscillation in a gas discharge containing a He-Ne mixture", *Phys. Rev. Lett*, vol. 6, 1961.

- [28] Patel, C.N.K., "High power carbon dioxide lasers", *Sci. Am.* pp. 23, 1968.
- [29] Ross, M., *Laser Applications*, Academic Press, 1971.
- [30] Holman, J.P., *Heat Transfer*, McGraw-Hill, New York, 1983.
- [31] Bejan, A., *Heat Transfer*, John Wiley & Sons, New York, 1993.
- [32] Maxwell, J.C., *A Treatise on Electricity and Magnetism*, vol. 1, 1873.
- [33] Hsu, C.T., Cheng, P. e Wong, K. W., "Modified Zehner-Schlunder models for stagnant thermal conductivity of porous media", *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 37, No. 17, pp. 2751-2759, 1994.
- [34] Churchill, S.W., "The thermal conductivity of dispersions and packed beds - an illustration of the unexploited potential of limiting solutions for correlation", *Adv. Transport Processes*, vol. 4, pp. 394-418, 1986.
- [35] Disseler, R.D. e Eian, C.S., "Investigation of effective thermal conductivities of powders", NACA RM E52C05, 1952.
- [36] Kunii, D. e Smith, J.M., "Heat transfer characteristics of porous rocks", *A.I.Ch.E.*, vol. 6, pp. 71-78, 1960.
- [37] Zehner, P. e Schlunder, E.U., "Thermal conductivity of granular materials at moderate temperatures (in German)", *Chemie. Ingr.-Tech*, vol. 42, pp. 933-941, 1970.
- [38] Ogniewicz, Y. e Yovanovich, M.M., "Effective conductivity of regularly packed-spheres: basic cell model with constriction, heat transfer and thermal control systems", in *Progress in Astronautics and Aeronautics*, vol. 60, edited by L.S. Fletcher, AIAA, Inc., Washington, DC, 1978.

- [39] Chan, C.K. e Tien, C.L., "Conductance of packed-spheres in vacuum", *Trans. ASME*, August, pp. 302-308, 1973.
- [40] Wakao, N. e Kato, K., "Effective conductivity of packed beds", *J. Chem. Engng, Jap.*, vol.2, pp. 24-32, 1969.
- [41] Nozad, S., Carbonell, R.G. e Whitaker, S., "Heat conduction in multiphase systems. I: theory and experiments for two-phase systems", *Chem. Engng. Sci.*, vol. 40, pp. 843-855, 1985.
- [42] Kaviany, M., *Principles of Heat Transfer in Porous Media*, Springer-Verlag, New York, 1991.
- [43] Nield, D. A. and Bejan, A., *Convection in Porous Media*, Springer-Verlag, New York, 1992.