

Universidade Federal de Santa Catarina
Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica

CONDUÇÃO DE CALOR NA SOLDAGEM
COM PULSAÇÃO TÉRMICA

tese submetida por

Luciano Amaury dos Santos

como requisito parcial para a obtenção do
título de Doutor em Engenharia Mecânica



03430090

Florianópolis, dezembro de 2001

CONDUÇÃO DE CALOR NA SOLDAGEM COM PULSAÇÃO TÉRMICA

Luciano Amaury dos Santos

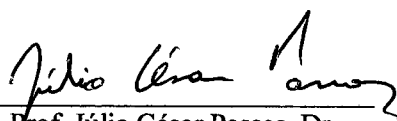
ESTA TESE FOI JULGADA PARA A OBTENÇÃO DO TÍTULO DE

DOUTOR EM ENGENHARIA

ESPECIALIDADE ENGENHARIA MECÂNICA E APROVADA EM SUA FORMA
FINAL PELO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA



Prof. Antônio Fábio Carvalho da Silva, Dr. Eng.
(orientador)



Prof. Júlio César Passos, Dr.
(coordenador do programa)

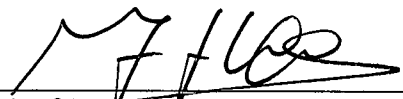


Prof. Augusto José de Almeida Buschinelli, Dr. Ing.
(co-orientador)

BANCA EXAMINADORA



Prof. Antônio Fábio Carvalho da Silva, Dr. Eng.
(presidente)



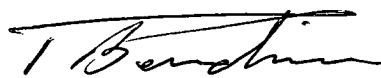
Prof. Ivan Guerra Machado, Ph.D.
(relator)



Prof. Osvaldo Vidal Trevisan, D.Sc.



Prof. Paulo César Philippi, Dr.



Prof. Pedro Amedeo Nannetti Bernardini, Dr. Eng.

Agradecimentos

À CAPES pelo apoio financeiro para a realização deste trabalho.

Aos professores António Fábio Carvalho da Silva e Augusto José de Almeida Buschinelli, pela orientação. Ao Prof. Carlos Enrique Niño pelo auxílio ao longo de toda a realização desta tese.

Aos laboratórios do Departamento de Engenharia Mecânica da UFSC que colaboraram para a realização dos experimentos utilizados nesta tese, especialmente ao Laboratório de Soldagem, ao Núcleo de Pesquisa em Refrigeração Ventilação e Condicionamento de Ar, ao Laboratório de Energia Solar e Tubos de Calor e ao Laboratório de Materiais. Ao Laboratório de Metalografia da ETFSC.

Aos colegas do programa de pós-graduação em Eng. Mecânica. Especialmente ao Eng. Luís Carlos Delgado, que permitiu que fosse utilizada para ensaios dedicados à esta tese a bancada que montou para o seu trabalho de mestrado e ainda ajudou a fazer as adaptações que foram necessárias para esta utilização; ao Eng. Vítor Tiago Lacerda, pelo auxílio no uso do LabVIEW, aos engenheiros Erwin Werner Teichmann e Raul Gohr Jr. pela ajuda na aquisição de corrente e tensão de soldagem; ao Eng. Rubens Mari-bondo do Nascimento pela orientação e auxílio no uso de equipamentos do Laboratório de Materiais e ao Eng. André Coelho da Silva (então bolsista de I.C.) pela preparação de diversos corpos de prova para metalografia.

Aos professores Ivan Guerra Machado, Osvaldo Vidal Trevisan, Paulo César Phillipi e Pedro Amedeo Nannetti Bernardini, membros da banca examinadora, pela leitura atenta desta tese e pelos comentários e sugestões que fizeram.

Sumário

Lista de Figuras	ix
Lista de Tabelas	xiv
Simbologia	xvii
Resumo	xxi
Abstract	xxiii
1 Introdução	1
1.1 Limitações e Aplicações	2
1.2 Organização desta Tese	3
2 Revisão de Aspectos da Tecnologia da Soldagem	5
2.1 Informações Genéricas	5
2.1.1 Operações de soldagem	6
2.1.2 Efeitos térmicos da soldagem	7
2.1.3 Diluição e composição química da solda	10

2.2	Processos de Soldagem a Arco Voltaico	10
2.2.1	Processos de soldagem com eletrodo consumível	11
2.2.2	Processos de soldagem com eletrodo permanente	12
2.3	Soldagem a Arco com Corrente Pulsada	13
2.3.1	Efeitos primários da pulsação térmica	14
2.3.2	Efeitos metalúrgicos da pulsação térmica	16
3	Revisão de Aspectos da Física da Soldagem	21
3.1	Introdução	21
3.2	O Arco Voltaico	22
3.2.1	Observações	24
3.3	A Fusão de Eletrodos Consumíveis	25
3.3.1	Força eletromagnética (de Lorentz)	26
3.3.2	Tensão superficial	27
3.3.3	Soldagem MIG/MAG com pulsação de corrente	28
3.3.4	Modelo de Ueguri <i>et al.</i> (1985)	29
3.3.5	Taxa de aquecimento do eletrodo	31
3.3.6	Modelos mais simples	32
3.4	A Poça de Metal Líquido	33
3.4.1	Modelos para a oscilação da superfície da poça	38
3.5	A Condução de Calor no Metal Base	41
3.5.1	Eficiência térmica	44
3.5.2	Condutividade e difusividade térmicas	46

3.5.3	Soluções de Rosenthal (1941)	47
3.5.4	Fórmulas para temperatura máxima	49
3.5.5	Fórmulas para taxa (tempo) de resfriamento	53
3.5.6	Soluções analíticas mais recentes	56
3.6	Uso dos Ciclos Térmicos de Soldagem na Previsão de Transformações Metalúrgicas	58
3.6.1	Diagramas TTT	58
3.6.2	Crescimento de grão	63
3.7	Conclusão	64
4	Fonte de Calor Puntual e Domínio Semi-infinito	67
4.1	Introdução	67
4.2	Desenvolvimento	68
4.2.1	Resposta a um impulso térmico	69
4.2.2	Fonte de calor operada continuamente	70
4.2.3	Fonte de calor móvel	71
4.3	Sobre a Solução de Rosenthal	75
4.4	Pulsção Térmica	77
4.4.1	Observações	79
4.5	Conclusão	82
5	Soldagem Circunferencial de Tubos de Parede Fina	85
5.1	Introdução	85
5.2	Desenvolvimento	87

5.2.1	Resposta a um impulso térmico	88
5.2.2	Resposta à atuação contínua de fonte móvel	91
5.3	Resultados	92
5.4	Conclusão	94
6	Fonte de Calor Distribuída e Chapa de Qualquer Espessura	95
6.1	Introdução	95
6.2	Desenvolvimento	96
6.2.1	Resposta a um impulso térmico — formulação	96
6.2.2	Resposta a um impulso térmico — solução	98
6.2.3	Norma das autofunções	101
6.2.4	Impulso em um ponto qualquer da superfície	103
6.2.5	Resposta à atuação instantânea de distribuição gaussiana de fluxo de calor	104
6.2.6	Resposta à atuação contínua de distribuição gaussiana móvel de fluxo de calor	105
6.2.7	Resposta à pulsação térmica	106
6.3	Procedimentos Numéricos	106
6.3.1	Integração numérica	106
6.3.2	Soma parcial	107
6.3.3	Cálculo dos autovalores	108
6.3.4	Cálculo de temperatura máxima	108
6.4	Estimando η_t e σ_t	109

6.4.1	Estimando η_t e σ_t a partir de seção transversal do cordão de solda	111
6.5	Resultados	112
6.5.1	Comparação com resultados de Boo e Cho (1990)	112
6.5.2	Comparação com resultados experimentais	113
6.5.3	Previsão do crescimento de grão	116
6.6	Conclusão	122
7	Experimentos	125
7.1	Equipamento de Soldagem	125
7.2	Condições de Soldagem	126
7.3	Medição de Temperatura	127
7.3.1	Equipamento de medição	127
7.3.2	Incerteza de medição	128
7.3.3	Localização dos termopares	128
7.3.4	Resultados	131
7.4	Medição de Grandezas Elétricas	141
7.4.1	Equipamento de medição	141
7.4.2	Resultados típicos	141
7.5	Algumas Dificuldades	143
7.5.1	No planejamento dos experimentos	143
7.5.2	Durante os ensaios	144
7.6	Conclusão	145

8	Alguns Efeitos Desconsiderados nas Soluções Analíticas	147
8.1	Introdução	147
8.2	Desenvolvimento	148
8.2.1	Condições de contorno	149
8.2.2	Método numérico	151
8.3	Resultados	154
8.4	Conclusão	158
9	Conclusão	159
9.1	Sugestões para Trabalhos Futuros	161
	Referências Bibliográficas	163
	Apêndices	175
A	Aleta Aquecida Periodicamente	175
A.1	Equação Básica	175
A.2	Solução Analítica	176
A.3	Analogia com a Soldagem de Chapas de Materiais e/ou Espessuras Diferentes	178
A.4	Discussão	179
B	Solução Fundamental	181
B.1	Solução Unidimensional	183
B.1.1	Análise dimensional	184

B.1.2	Obtenção da E.D.O.	186
B.1.3	Solução	187
B.2	Solução Tridimensional	188
C	Pulsção Térmica e Eficiência de Fusão	191
C.1	Eficiência de Fusão	191
C.1.1	Potência constante	192
C.2	Modelo Simplificado para a Soldagem com Pusação Térmica .	193
C.2.1	Energia necessária para fundir uma poça	194
C.2.2	Sobreposição ótima das poças	195
C.2.3	Cálculo da eficiência de fusão	196
C.3	Discussão	197
C.4	Espessura da ZTA	199
D	Soma à Cesàro	203

Lista de Figuras

1.1	Solda do tipo cordão sobre chapa	3
2.1	Tipos de junta — (a) de topo, (b) em T, (c) em L	7
2.2	Esboço da seção transversal de um cordão de solda	8
2.3	Macrografia da seção transversal de um cordão de solda ataca- cada com nital (reproduzida do trabalho de Dutra (1976), com autorização)	9
2.4	Representação dos processos MIG/MAG: (1) eletrodo con- sumível, (2) contato elétrico deslizante, (3) bocal, (4) gás de proteção, (5) gota de metal, (6) arco voltaico e (7) poça de soldagem	12
2.5	Representação do processo TIG: (1) eletrodo permanente, (2) bo- cal, (3) gás de proteção, (4) metal de adição, (5) arco voltaico e (6) poça de soldagem	13
2.6	Representação das regiões de um cordão de solda produzido com pulsação térmica em que pode ocorrer refino de grão: (a) durante a solidificação e (b) por transformação no estado sólido	17
2.7	Formas de pulso de corrente: sem (a) e com (b) modulação de alta frequência da rampa de queda da corrente	18
3.1	Força eletromagnética: (a) entre dois condutores retilíneos e (b) distribuída no interior de uma gota metálica	27
3.2	Tensão superficial	28

3.3	Efeito Marangoni	34
3.4	Modos de oscilação da superfície da poça, (a): $J_0(4,79 r/D_p)$, (b): $J_0(11,04 r/D_p)$ e (c): $J_1(7,66 r/D_p)$	40
3.5	Esboço das linhas de fluxo de calor e isotermas da solução de Rosenthal (1941). De topo (a) e em corte transversal (b)	48
3.6	Curvas de sensitização (a): $T_{eq.} = 920^\circ\text{C}$, $\bar{D} = 18 \mu\text{m}$, (b): $T_{eq.} = 800^\circ\text{C}$, $\bar{D} = 18 \mu\text{m}$ e (c): $T_{eq.} = 920^\circ\text{C}$, $\bar{D} = 72 \mu\text{m}$	62
4.1	Sistema de coordenadas esféricas	69
4.2	Perfis de temperatura em função da distância do ponto em que atuou instantaneamente uma fonte de calor, $Q = 3 \text{ kJ}$	71
4.3	Ciclos térmicos sofridos por pontos a diferentes distâncias do ponto em que atuou instantaneamente uma fonte de calor, $Q = 3 \text{ kJ}$	72
4.4	Sistema de coordenadas (x', y, z) movendo-se com velocidade v em relação ao sistema fixo na peça, (x, y, z)	73
4.5	Isotermas em torno de fonte de calor móvel de potência constante: (a) $v = 0,1 \text{ m/min}$, (b) $v = 1 \text{ m/min}$, $q/v = 960 \text{ kJ/m}$	75
4.6	Pulsação da potência da fonte	78
4.7	Macrografias da seção longitudinal de cordões de solda obtidos utilizando (a) pulsação térmica e (b) potência constante	80
4.8	Ciclos térmicos no ponto $x = 2,1 \text{ mm}$, $y = 1,25 \text{ mm}$ da chapa mostrada na figura 4.7	82
5.1	Geometria do tubo	87
5.2	Linhas nas quais é prevista a temperatura máxima de 652°C para diversas formas de variação da potência da fonte de calor	93
6.1	Geometria da chapa	96

6.2	Linhas de temperatura máxima de 1495°C	112
6.3	Ciclo térmico previsto pela equação (6.41) comparado com resultado experimental	114
6.4	Seção transversal do cordão obtido no ensaio 2-2, com linhas de temperatura máxima de 1500 e 1000°C, previstas através da equação (6.41)	115
6.5	Seção transversal do cordão obtido no ensaio 4, com linhas de temperatura máxima de 1500 e 1100°C previstas através da equação (6.41)	115
6.6	Macrografias da seção longitudinal de corpos de prova soldados (a) com pulsação térmica a 1 Hz, (b) com potência constante, (c) com pulsação térmica a 0,5 Hz	118
6.7	Micrografias das regiões assinaladas na figura 6.6 (a micrografia A mostra o metal base)	119
6.8	Ciclos térmicos na região do fundo das poças	120
6.9	Ciclos térmicos na região de encontro de poças	120
7.1	Coordenadas utilizadas para descrever a localização dos termopares	129
7.2	Ciclos térmicos correspondentes ao ensaio 1-1	133
7.3	Ciclos térmicos correspondentes ao ensaio 1-2	134
7.4	Ciclos térmicos correspondentes ao ensaio 1-3	135
7.5	Ciclos térmicos correspondentes ao ensaio 2-2	136
7.6	Ciclos térmicos correspondentes ao ensaio 2-3	137
7.7	Ciclos térmicos correspondentes ao ensaio 3-2	138
7.8	Ciclos térmicos correspondentes ao ensaio 3-3	139
7.9	Ciclos térmicos correspondentes ao ensaio 4	140

7.10	Corrente elétrica através do arco voltaico durante o ensaio 2-2	142
7.11	Tensão elétrica através do arco voltaico durante o ensaio 2-2	142
7.12	Potência dissipada no arco voltaico durante o ensaio 2-2	143
8.1	Domínio (com furo) e sistema de coordenadas	149
8.2	Variação das propriedades termofísicas com a temperatura	152
8.3	Efeito das propriedades termofísicas dependentes da temperatura	154
8.4	Efeito do furo nos ciclos térmicos	155
8.5	Seção longitudinal de solda (realizada no ensaio 2-2) mostrando furo para posicionamento de tempopar	156
8.6	Perfis de temperatura máxima	157
A.1	Perfis de temperatura máxima nas chapas 1 e 2	178
C.1	Um cordão de solda a partir de três pulsos de energia.	193
C.2	Eficiências de fusão para soldagem com potência constante e com pulsação térmica	197
C.3	Perfis de temperatura máxima através da ZTA	200
D.1	Representação em série de Fourier de $\delta(x)$, com 11 termos	204

Lista de Tabelas

3.1	Eficiências térmicas de alguns processos na soldagem de aços e alumínio, segundo Radaaj (1992)	45
3.2	Eficiências térmicas de alguns processos de soldagem, segundo Grong (1994)	46
3.3	Condutividade e difusividade térmicas	47
3.4	Fatores para tempo de resfriamento quando a solda é de topo (junta preparada em simples V ou duplo V) ou de filete (junta em T ou L)	54
4.1	Condições de soldagem utilizadas nos experimentos 8 (com pulsação térmica) e 2 (com potência constante) de Santos <i>et al.</i> (1998)	81
5.1	Dados utilizados na preparação da figura 5.2	92
6.1	Diâmetro médio de grão \bar{D} [μm] nas diversas micrografias	117
7.1	Condições de soldagem selecionadas	126
7.2	Limites de erro para termopares tipo K padrão	128
7.3	Posições dos termopares nos ensaios	130
7.4	Dados utilizados no cálculo dos ciclos térmicos	131
7.5	Incertezas na medição de grandezas elétricas	141

Simbologia

- A_0 [J/mol] Constante relacionada ao potencial de nucleação heterogênea.
- \mathbf{b} [Wb/m²] Vetor campo magnético.
- B [Wb/m²] Vetor campo magnético.
- c_p [J/(kg K)] Calor específico a pressão constante.
- c_l [—] Fração mássica de líquido.
- \dot{c}_l [1/s] Termo de geração de fração mássica de líquido.
- d [m] Profundidade de penetração.
- \mathbf{d}_{sl} [kg/(m²s)] Fluxo difusivo de líquido através da zona pastosa.
- D [m²/s] Coeficiente de difusão de massa.
- \bar{D} [μm] Diâmetro médio de grão.
- D_p [m] Diâmetro da poça de fusão idealizada.
- \mathbf{f}_e [N/m³] Força eletromagnética distribuída.
- E_D [J/mol] Energia de ativação do processo de difusão de massa.
- E_C [J/mol] Energia de ativação aparente do processo de crescimento de grão.
- F_e [N] Força eletromagnética.
- F_s [N] Força devida à tensão superficial.
- \mathbf{g} [m²/s] Vetor aceleração da gravidade.
- h [J/kg] Entalpia específica (no capítulo 3).

- h [J/m³] Entalpia por unidade de volume (no capítulo 8).
- h_s [W/(m² K)] Coeficiente de transferência de calor através de superfície.
- H [m] Espessura da chapa (ou metade dela).
- I [A] Corrente elétrica.
- \mathbf{j} [A/m²] Vetor densidade de corrente elétrica.
- J_n [—] Função de Bessel de primeira espécie e ordem n .
- k [W/(m K)] Condutividade térmica.
- L [m] Extensão do eletrodo após o bico de contato.
- m_g [kg] Massa de uma gota.
- M_C [$\mu\text{m}^n/\text{s}$] Constante relacionada à mobilidade dos contornos de grão.
- n [—] Expoente ou índice com diferentes significados em diferentes equações.
- p [Pa] Pressão.
- P [W] Fluxo de calor entregue ao metal base.
- P/v [J/m] Aporte térmico.
- q [W] Fluxo de calor entregue ao meio.
- \dot{q} [K/s] Termo de geração de temperatura.
- \mathbf{q} [W/m²] Fluxo difusivo de calor por unidade de área.
- r [m] Coordenada radial cilíndrica.
- R [m] Coordenada radial esférica.
- \bar{R} [J/(mol K)] Constante universal dos gases perfeitos (8,31441 J/(mol K)).
- R_e [m] Raio do eletrodo.
- s [W/m³] Termo de geração de calor.
- S [m²] Área de seção transversal do eletrodo.
- t [s] Tempo.

t^* [s] Tempo necessário para que se precipite uma certa fração, X_C , de uma nova fase, a uma temperatura qualquer, T .

t_r^* [s] Tempo necessário para que se precipite uma certa fração, X_C , de uma nova fase, a uma temperatura de referência, T_r .

t_p [s] Tempo (duração) de pulso (pico) de corrente.

t_b [s] Tempo de base de corrente.

T [°C] ou [K] Temperatura.

\mathbf{T}' [Pa] Tensor tensão efetiva.

\mathbf{u} [m/s] Vetor velocidade.

U [V] Tensão elétrica.

v [m/s] Velocidade de soldagem.

v_a [m/s] Velocidade de alimentação do eletrodo.

V_f [m³] Volume de material fundido em uma solda.

V_g [m³] Volume de uma gota.

X [—] Fração transformada (no equilíbrio, $X = 1$).

w [m] Largura.

x [m] Coordenada espacial.

y [m] Coordenada espacial.

z [m] Coordenada espacial.

Símbolos Especiais

Δh_{sl} [J/m³] Calor latente de fusão/solidificação por unidade de volume.

ΔT_{sl} [K] Intervalo de temperaturas de fusão/solidificação.

$\Delta t_{8/5}$ [s] Tempo de resfriamento entre 800 e 500°C.

α [m²/s] Difusividade térmica.

- ϕ [rad] Coordenada zenital.
- ϕ_e [V] Função trabalho.
- φ [m²/s] Potencial de velocidade.
- γ [N/m] Tensão superficial.
- Γ [s] Período.
- η_f [—] Eficiência de fusão.
- η_t [—] Eficiência térmica.
- λ [1/m] Número de onda.
- μ [Pa s] Viscosidade dinâmica.
- μ_e [—] Permeabilidade magnética.
- π [—] 3,14159265359...
- ρ [kg/m³] Massa específica.
- σ_e [1/ Ω m] Condutividade elétrica.
- σ_t [m] Parâmetro de distribuição de fonte de calor gaussiana.
- θ [rad] Coordenada azimutal.
- ζ [m] Elevação da superfície da poça.
- ω [1/s] Freqüência angular.

Resumo

Nesta tese são desenvolvidas três soluções analíticas para a condução de calor que ocorre no metal base durante a soldagem com pulsação térmica. A primeira descreve o aquecimento de uma placa de espessura infinita, por uma fonte de calor puntual que se move sobre a sua superfície. A segunda descreve a condução de calor durante a soldagem circunferencial de tubos de pequeno diâmetro e parede fina. A terceira descreve a dissipação do calor proveniente de uma fonte de calor distribuída (gaussiana), através de uma chapa de espessura finita que perde calor através de suas superfícies.

A terceira solução, que constitui um modelo bastante completo para a condução de calor durante a realização de soldas do tipo cordão sobre chapa, recebeu, nesta tese, mais atenção do que as outras. Seus resultados são comparados com dados obtidos em experimentos realizados ao longo do desenvolvimento desta tese. Soluções numéricas são utilizadas para investigar as causas de diferenças observadas entre resultados teóricos e experimentais. Finalmente uma discussão do crescimento de grão durante a soldagem com pulsação térmica é utilizada para mostrar a utilidade deste tipo de solução analítica em estudos de metalurgia da soldagem.

Palavras-chave: Condução de Calor, Soldagem, Pulsação Térmica

Abstract

In this thesis three analytical solutions for the heat conduction that occurs during welding with thermal pulsing are developed. The first describes the heating of an infinitely thick plate by a point heat source that travels over its surface. The second describes the heat conduction during circumferential welding of small diameter tubes that have a thin wall. The third describes the dissipation of the heat from a distributed (gaussian) heat source through a finite thickness plate that loses heat to the environment by its surfaces.

The third solution, that constitutes a somewhat complete model for the heat conduction during bead-on-plate welding, receives, in this thesis, more attention than the others. Its results are compared with data obtained in experiments performed along the development of this thesis. Numerical solutions are utilized to investigate the causes of the observed differences between theoretical and experimental results. Finally a discussion of the grain growth during welding with thermal pulsing is utilized to show the usefulness of this kind of analytical solution in welding metallurgy studies.

Key-words: Heat Conduction, Welding, Thermal Pulsing

Capítulo 1

Introdução

Nesta tese são desenvolvidas e avaliadas algumas soluções analíticas para a condução de calor que ocorre no metal base durante a soldagem com pulsação térmica. Este trabalho foi feito tendo-se em mente os processos a arco voltaico, embora as soluções desenvolvidas aqui possam ser aplicadas a outros tipos de processos de soldagem. O trabalho clássico de Rykalin *et al.* (1978) sobre processos de soldagem e corte por laser, por exemplo, explora a versatilidade das soluções de problemas de condução de calor usadas no estudo da soldagem.

O interesse específico pelos processos de soldagem a arco voltaico é decorrente de não se ter procurado apenas soluções para alguns problemas de condução que aparecem no estudo da soldagem. Além disso foram procuradas maneiras de utilizar estas soluções no estudo da soldabilidade de peças metálicas, com o objetivo de facilitar o uso destas soluções por engenheiros envolvidos mais diretamente com a pesquisa e o desenvolvimento de processos e procedimentos de soldagem. Nesta investigação da aplicação das soluções foram importantes a realização de ensaios (nos quais utilizou-se o processo TIG de soldagem a arco voltaico) e a convivência com professores, pesquisadores e estudantes do Departamento de Engenharia Mecânica da UFSC que estavam envolvidos com processos de soldagem a arco.

A própria focalização do presente trabalho na pulsação térmica foi motivada pelo desenvolvimento de fontes de energia adequadas para a realização da soldagem a arco voltaico com pulsação térmica (Gohr Jr., 1992) e pela pesquisa de procedimentos de soldagem (que utilizam estas máquinas) que vêm ocorrendo no Laboratório de Soldagem deste departamento.

1.1 Limitações e Aplicações

Desde o início do trabalho aqui apresentado procurou-se levar em conta a dificuldade da aplicação de previsões teóricas em um processo que envolve uma diversidade de fenômenos físicos e químicos tão grande como a encontrada na soldagem a arco. Por isso não foram buscados os métodos mais sofisticados disponíveis para a solução dos problemas de condução considerados. Ao invés disso foram buscadas soluções suficientemente simples para que as potencialidades e limitações da sua aplicação pudessem ser avaliadas de forma satisfatória com o auxílio de experimentos também simples e de baixo custo.

A aplicação mais frequentemente encontrada para soluções analíticas como as desenvolvidas no presente trabalho tem sido o estudo da metalurgia da soldagem. Este tipo de solução é muito útil como embasamento para a interpretação de resultados encontrados em ensaios (metalográficos principalmente) do material das zonas termicamente afetadas por soldas como se vê, por exemplo, no trabalho de Ravi Vishnu (1996). Este tipo de solução também pode ser utilizado para prever a geometria da solda (largura, profundidade e área da seção transversal do cordão de solda), tempo de resfriamento e dureza nas zonas termicamente afetadas. Entretanto, para estas finalidades, abordagens mais apoiadas na pesquisa experimental costumam ser preferidas (vide o trabalho de Chan e Bibby (1995)).

A maior parte das soluções desenvolvidas aqui são diretamente aplicáveis a soldas do tipo *cordão sobre chapa* (vide figura 1.1). Este tipo de solda é muito utilizado no estudo da metalurgia e dos processos de soldagem¹. Na prática da soldagem são encontradas normalmente geometrias bem mais complexas que as encontradas na solda cordão sobre chapa. Entretanto as dificuldades de aplicação da teoria disponível, mesmo para este tipo mais simples de solda, são suficientes para justificar o esforço dedicado ao estudo do caso mais simples.

No capítulo 5 é apresentada uma solução que poderia ser útil no desenvolvimento de sistemas de controle para a soldagem circunferencial de tubos de pequeno diâmetro e pequena espessura. Esta aplicação foge, porém, do escopo do presente trabalho. Aqui, portanto, esta solução é usada apenas para mostrar a utilidade da pulsação térmica na soldagem desses tubos.

¹Nos ensaios descritos no capítulo 7 foram realizadas soldas deste tipo. O processo TIG (autógeno em quase todos os ensaios) utilizado já não é tão comum.

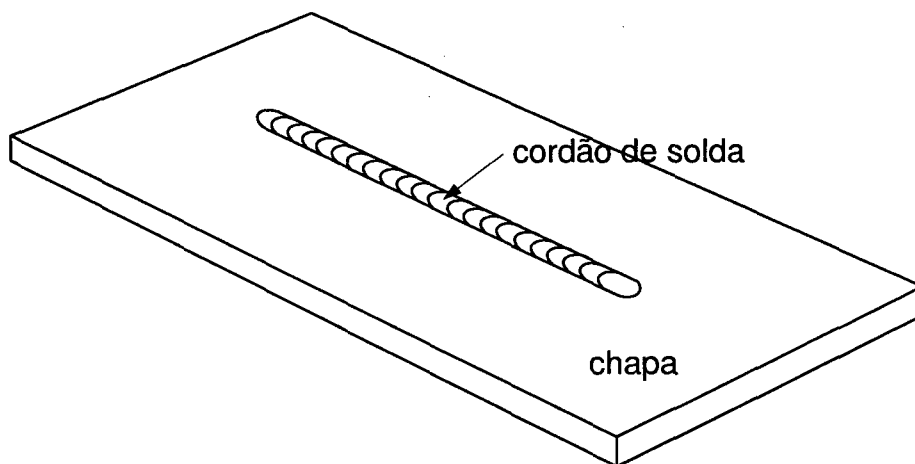


Figura 1.1: Solda do tipo cordão sobre chapa

1.2 Organização desta Tese

Embora as soluções desenvolvidas nesta tese tenham sido elaboradas com a preocupação de atender necessidades de engenheiros envolvidos com processos de soldagem, esta tese foi escrita por um engenheiro especializado na área térmica tendo em mente a possibilidade de outro engenheiro, com a mesma formação, desejar continuá-lo. Por esta razão a revisão bibliográfica ocupa dois capítulos.

No capítulo 2 são revisados alguns aspectos da tecnologia de soldagem a arco voltaico (e da ciência que a suporta) que são importantes para a compreensão dos capítulos posteriores, em que as soluções de problemas de condução são desenvolvidas e experimentadas, e também de muitas das referências bibliográficas utilizadas. Os aspectos básicos desta revisão são extraídos dos trabalhos de Connor (1987), Machado (1996), Niño (1995), Quites e Dutra (1979) e Wainer *et al.* (1992).

No capítulo 3 são abordados vários aspectos da física da soldagem a arco voltaico, nos quais os fenômenos de transporte (de energia, massa e quantidade de movimento) têm um papel importante. Esta revisão, de certa forma mais abrangente do que o usual, foi feita com o propósito de evitar que o leitor tenha a impressão de que no estudo da condução de calor encontram-se as aplicações mais sofisticadas que as ciências térmicas têm hoje na soldagem.

Uma revisão bibliográfica que procura abranger esta gama de assuntos

tem a desvantagem de não permitir (em um espaço razoável) analisar à exaustão os trabalhos desenvolvidos a respeito de cada um dos assuntos. Entretanto, esta abordagem tem a virtude de mostrar um pouco mais da complexidade de um problema maior que seria a descrição (física e matemática) da soldagem a arco voltaico. Os problemas de condução tratados no desenvolvimento desta tese são uma pequena parte deste problema maior.

Na seção em que são revisados os trabalhos sobre a condução de calor, procura-se dar uma noção de como são as soluções mais usadas para este problema e de como têm evoluído estas soluções, para que o leitor possa contextualizar o presente trabalho. Poucas soluções são reproduzidas naquela seção e não são fornecidos muitos detalhes sobre como utilizá-las, mas diversos trabalhos nos quais este tipo de informação pode ser buscado são referenciados.

No capítulo 4 é que inicia-se o desenvolvimento da tese propriamente dito. Embora nele ainda apareçam resultados previamente conhecidos (com o objetivo de mostrar como o desenvolvimento elaborado aqui é continuação do realizado anteriormente, por outros autores), ali é apresentada uma das principais contribuições desta tese, que é o modelo para a soldagem com pulsação térmica que encontra-se na subseção 4.4.

O desenvolvimento continua nos capítulos 5 e 6, em que soluções ainda mais importantes (nesta tese) do que aquela do capítulo 4 são mostradas. No capítulo 7 são descritos os experimentos utilizados para verificar o quanto próximos da realidade se encontram os resultados fornecidos pela solução desenvolvida no capítulo 6. Em seguida vêm a discussão (baseada em soluções numéricas) apresentada no capítulo 8 e a conclusão no capítulo 9.

Capítulo 2

Revisão de Aspectos da Tecnologia da Soldagem

2.1 Informações Genéricas

Em princípio, a soldagem, definida como um processo de união de materiais que promove a continuidade das suas propriedades químicas e físicas, não exige o aquecimento dos materiais às suas temperaturas de fusão para realizar-se. Mesmo no estado sólido, no caso do aço, os processos de difusão e as forças interatômicas podem promover a união dos materiais e a continuidade de suas propriedades; como ocorre, de fato, sob condições especiais de limpeza, rugosidade e pressão entre as superfícies, no processo de soldagem por difusão (vide Connor (1987) e Lison (1998)). Isto ocorreria sempre, se não houvessem rugosidade e contaminação das superfícies, nas condições em que normalmente se encontram.

A separação entre superfícies que a rugosidade provoca, bem como a presença de camadas de óxidos, gorduras, pós, umidade e gases adsorvidos na superfície de peças metálicas, impedem que os mecanismos atômicos de atração e difusão atuem com eficácia. A tarefa primordial da maioria dos processos de soldagem de materiais metálicos é a remoção destas barreiras à união dos materiais.

A eliminação da rugosidade e de contaminantes das interfaces pode ser feita por meios basicamente mecânicos, como na soldagem por fricção. Porém a sua realização através da fusão de partes das peças a serem unidas, durante

a qual comumente se faz a adição de material para preenchimento de vãos entre elas e para controle das propriedades da junta, tem se revelado um processo extremamente flexível e economicamente interessante. Para materiais metálicos, um modo conveniente de promover a fusão é através da abertura de um arco voltaico entre as peças a serem unidas e um eletrodo projetado para essa finalidade. É isso o que, de um modo geral, ocorre nos processos de soldagem a arco voltaico. Outros processos de soldagem por fusão são, por exemplo, a soldagem por chama, a por feixe de elétrons e a por laser.

Além de unir os materiais, a soldagem por fusão geralmente provoca profundas alterações na sua microestrutura, na sua composição química, e na sua distribuição física, com o possível surgimento de porosidades, inclusões, segregação de solutos, falta de fusão e trincas na junta. Transformações ocorrem não somente na zona fundida, mas também nas regiões sólidas próximas a ela, que sofrem um severo ciclo de aquecimento e resfriamento. A previsão dessas transformações e suas conseqüências nas propriedades mecânicas da junta soldada é muito importante na especificação de um procedimento de soldagem. O conhecimento do ciclo térmico sofrido pelo material é importante em uma boa previsão desse tipo. Para conhecer este ciclo térmico é necessário preocupar-se, em maior ou menor grau, com a transferência de calor.

2.1.1 Operações de soldagem

A soldagem por fusão não serve apenas para unir peças com geometrias bem definidas. As operações típicas de soldagem são listadas a seguir.

União: A união de duas ou mais peças é a aplicação mais comum da soldagem. São diversas as formas de peças, de preparação de junta e os processos que podem ser utilizados para esta finalidade. A figura 2.1 mostra alguns exemplos simples dos tipos mais conhecidos de junta soldada.

Reparo: O reparo é feito quando, após algum tempo de serviço, uma peça metálica apresenta na sua superfície trincas, sinais de desgaste e/ou outros defeitos que devem ser removidos por motivos estéticos e de segurança da estrutura. Frequentemente esses defeitos são removidos por esmerilhamento e então faz-se o preenchimento da cavidade resultante utilizando um processo de soldagem por fusão.

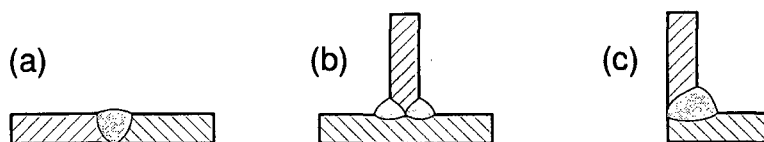


Figura 2.1: Tipos de junta — (a) de topo, (b) em T, (c) em L

Revestimento: Os processos de soldagem a arco voltaico são utilizados na aplicação de revestimentos duros, resistentes contra os diversos tipos de desgaste provocados mecanicamente (abrasivo, por adesão, por erosão e por cavitação).

E há ainda as *técnicas conexas* à soldagem. São processos de corte, brasagem e aspersão térmica (usada para aplicação revestimento para proteção contra corrosão — de alumínio, tipicamente, sobre chapas de aço — como se vê no trabalho de Cortés (1998)) que não se enquadram na definição de processos de soldagem, mas que utilizam fontes de calor semelhantes às usadas nos processos de soldagem por fusão. Seu estudo se baseia nas mesmas disciplinas que orientam o estudo dos processos de soldagem por fusão, portanto.

2.1.2 Efeitos térmicos da soldagem

Em torno da região fundida na soldagem (chamada zona fundida, ZF), há uma zona termicamente afetada (ZTA, também conhecida como zona afetada pelo calor — ZAC) na peça. Nesta zona o material, embora não tenha se fundido, pode ter sofrido transformações de fase no estado sólido, recristalização e/ou crescimento de grãos. Na ZTA pode ainda ocorrer a precipitação ou dissolução de substâncias presentes no material da peça. A cada um destes fenômenos está associada uma temperatura característica, na qual ele começa a ocorrer.

Assim, de acordo com o fenômeno considerado, a ZTA é definida como a região que foi levada acima de uma certa temperatura crítica (na qual o fenômeno se inicia), mas sem chegar à temperatura de fusão. Para os aços-carbono, muitas vezes a temperatura crítica é a temperatura de início da austenitização (A_{c1}), que fica acima de 720°C . Na região mais afastada do

cordão de solda, como mostra a figura 2.2, fica o *metal base* (MB) praticamente inalterado pela soldagem.

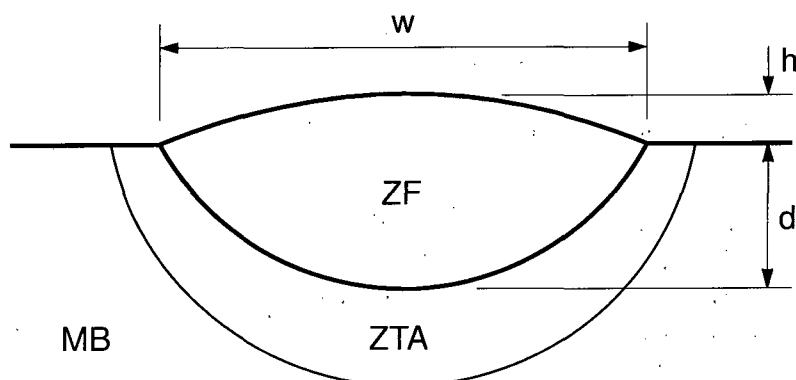


Figura 2.2: Esboço da seção transversal de um cordão de solda

Freqüentemente se subdivide a ZTA em diferentes regiões, nas quais são observadas microestruturas peculiares. Define-se assim, por exemplo, para os aços-carbono, a ZTA de grãos grosseiros (ZTA-GG), também chamada de região de crescimento de grãos, a ZTA intercrítica, também conhecida como região parcialmente transformada, e assim por diante (vide Grong (1994, Fig. 7.21), Wainer *et al.* (1992, Fig. 8.52) e Kou (1987, Fig. 17-7))

O metal contido dentro da zona fundida é chamado de *metal de solda*. Em diversas partes desta tese há referência à “condução de calor no *metal base*”. Esta expressão é usada aqui de forma não-rigorosa, para designar a condução de calor que se dá, a partir da superfície da peça em contato com o arco voltaico, através da zona fundida e da ZTA até chegar ao metal base. Mesmo sendo imprecisa e deixando de chamar a atenção para o fato de que uma das principais motivações para o estudo desta condução de calor é o desenvolvimento de modelos para a formação da ZTA, esta expressão foi adotada, por ser curta e indicar que não se está tratando, por exemplo, da condução de calor em eletrodos consumíveis.

As zonas que aparecem em torno de um cordão de solda são descritas através de medidas realizadas em uma seção transversal do cordão, cortada, polida e atacada por reagente apropriado. Na figura 2.2 são indicadas a penetração d e a largura w da zona fundida, assim como o reforço h_r que surge normalmente quando a solda é realizada com adição de material. O ataque com nital, na seção transversal de uma chapa de aço carbono, revela as zonas em torno do cordão de solda, como se vê na figura 2.3.

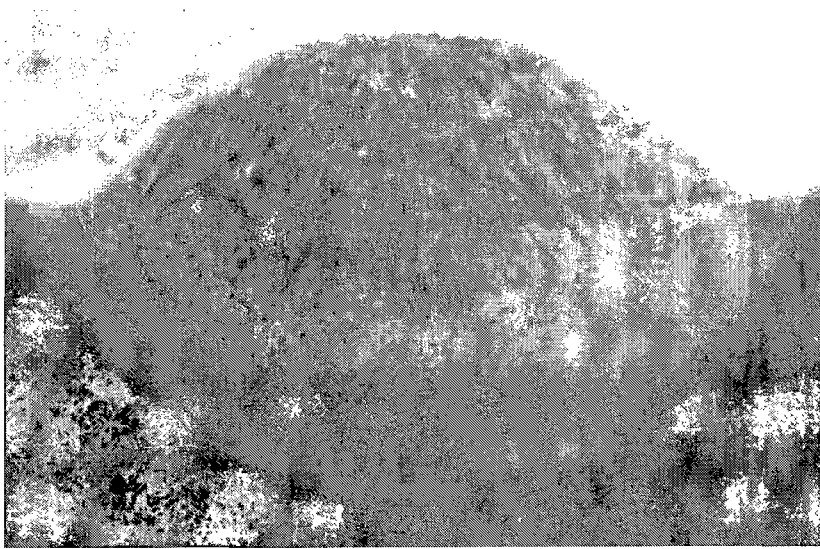


Figura 2.3: Macrografia da seção transversal de um cordão de solda atacada com nital (reproduzida do trabalho de Dutra (1976), com autorização)

Além das transformações que ocorrem no material durante a soldagem, um importante fenômeno observado neste processo é a deformação da peça soldada. Quando o material da peça começa a ser aquecido ele se expande, provocando em torno de si um campo de tensões compressivas que facilmente gera deformações plásticas, já que a alta temperatura normalmente diminui a tensão de escoamento dos metais. Por causa destas deformações plásticas, quando o material se resfria, e se contrai, aparece um campo de tensões residuais trativas na região da solda. Entre outros malefícios, estas tensões trativas diminuem a resistência à fadiga da junta soldada e geralmente provocam uma distorção importante na geometria da peça.

Há, hoje em dia, diversos livros sobre os efeitos térmicos da soldagem. Masubuchi (1980) e Radaj (1992), por exemplo, tratam principalmente das tensões residuais e da distorção causadas pela soldagem. Já Kou (1987) e Grong (1994), tratam principalmente das transformações metalúrgicas sofridas pelo material, não só na chamada zona termicamente afetada, mas também na zona fundida.

2.1.3 Diluição e composição química da solda

Para obter as propriedades desejadas na solda, freqüentemente é adicionado à poça de metal líquido um metal de composição diferente daquela do metal base. Tão ou mais importante que conhecer o ciclo térmico sofrido pelo material da solda é conhecer a sua composição.

Muitas vezes a composição química do metal de solda é estimada, a partir das composições do metal base (ou dos metais base, no caso de soldas unindo peças de materiais diferentes) e do metal de adição, utilizando-se a fração do total da área da zona fundida (medida em uma seção transversal como a mostrada na figura 2.3), que fazia parte da seção transversal das peças antes da solda. Esta fração é usada como fator de proporcionalidade no cálculo da diluição do metal de adição no metal base (vide Kou (1987, p. 207; 1996, §9.1.6)). Portanto a estimativa das dimensões da zona fundida ou, pelo menos, da *eficiência de fusão* (DuPont e Marder, 1996) é importante na previsão da composição química da solda.

2.2 Processos de Soldagem a Arco Voltaico

Os principais processos de soldagem a arco voltaico utilizados hoje são os processos de soldagem com arco submerso (SAW¹), com eletrodo revestido (SMAW²), com eletrodo consumível protegido por gás (GMAW³ ou MIG/-MAG⁴), com eletrodo tubular (FCAW⁵), com eletrodo permanente (de tungstênio) protegido por gás (GTAW⁶ ou TIG⁷) e por plasma (PAW⁸).

A seguir são apresentados alguns aspectos fundamentais destes processos. Eles estão agrupados segundo o tipo de eletrodo utilizado e são mostradas figuras, bem simplificadas, referentes a apenas um processo de cada grupo.

¹ *Submerged Arc Welding*, de acordo com a *American Welding Society*, AWS.

² *Shielded Metal Arc Welding*, segundo a AWS.

³ *Gas Metal Arc Welding*, segundo a AWS.

⁴ *Metal Inert Gas/Metal Active Gas*, de acordo com a nomenclatura da *International Organization for Standardization*, ISO.

⁵ *Flux Cored Arc Welding*, segundo a AWS.

⁶ *Gas Tungsten Arc Welding*, segundo a AWS.

⁷ *Tungsten Inert Gas*, segundo a ISO.

⁸ *Plasma Arc Welding*, segundo a AWS.

2.2.1 Processos de soldagem com eletrodo consumível

A soldagem por **arco submerso** é um processo normalmente mecanizado, utilizado para chapas e placas de porte, soldadas na posição horizontal. Um *fluxo*⁹ granular é alimentado através de dispositivo que acompanha a pistola de soldagem (por onde é alimentado o arame que desempenha o papel de eletrodo consumível), de modo que o arco fica submerso em uma camada deste fluxo fundido. Trata-se de um processo economicamente muito vantajoso, quando aplicável, se o volume da produção e a taxa de deposição de material pretendidas justificarem o investimento no equipamento que não tem muita flexibilidade de uso.

A soldagem com **eletrodo revestido** é, normalmente, um processo manual bastante utilizado em serviços de construção e manutenção de estruturas metálicas. Ele é especialmente comum em pequenas oficinas e serralherias, em função do baixo custo do equipamento de que necessita. Este equipamento costuma ser facilmente transportável e adaptável a diversas aplicações.

A *alma* do eletrodo revestido lhe confere resistência mecânica e participa da solda, como metal de adição. Já o revestimento tem um papel semelhante ao dos fluxos encontrados nos processos por arco submerso e soldagem com eletrodo tubular. Ele é constituído de substâncias que poderão reagir com o metal líquido, produzir escória e produzir uma atmosfera que, além de proteger o metal que se funde, contém vapores de baixo potencial de ionização, sendo favorável, portanto, à estabilidade do arco voltaico.

A soldagem **MIG/MAG** têm encontrado uma crescente aplicação na indústria em todo o mundo, já sendo, há algum tempo, a classe de processos mais utilizada na Europa, segundo Qites (1989). Tratam-se de processos adaptáveis a uma grande variedade de aplicações, de boa produtividade e adequados à automatização.

Nos processos MIG/MAG o eletrodo é um arame automaticamente alimentado através da pistola de soldagem. O gás de proteção é levado à região da solda através de um bocal colocado na pistola em torno do eletrodo, como mostra a figura 2.4.

A soldagem com **eletrodo tubular** utiliza um equipamento semelhante

⁹Em metalurgia a palavra *fluxo* é utilizada para designar substâncias depositadas em um banho de metal líquido para alterar suas propriedades. Seu significado é tão abrangente que inclusive os gases de proteção da soldagem são chamados de fluxos.

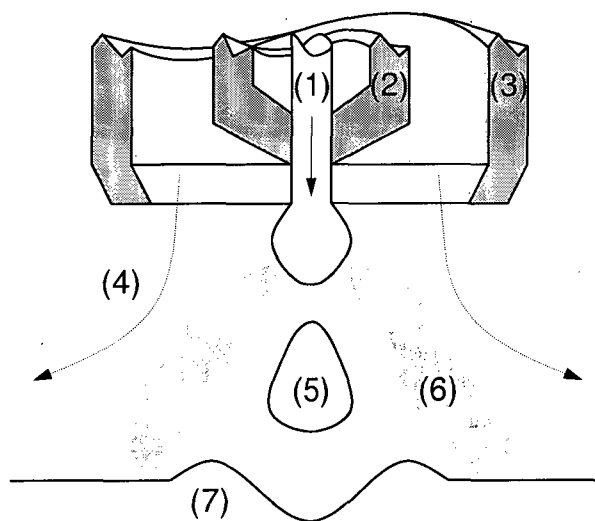


Figura 2.4: Representação dos processos MIG/MAG: (1) eletrodo consumível, (2) contato elétrico deslizante, (3) bocal, (4) gás de proteção, (5) gota de metal, (6) arco voltaico e (7) peça de soldagem

ao dos processos MIG/MAG, mas nele o eletrodo, sendo oco, pode conter um fluxo como os utilizados nos eletrodos revestidos ou na soldagem com arco submerso. Por isso, no processo com eletrodo tubular, o uso de gases de proteção não é obrigatório.

2.2.2 Processos de soldagem com eletrodo permanente

O **TIG**, mostrado na figura 2.5 é um processo que permite obter soldas de melhor qualidade que as obtidas, de um modo geral, pelos demais processos. Em compensação ele não alcança uma produtividade (em termos de volume de material fundido por unidade de tempo) tão alta. É um processo bastante flexível e às vezes é automatizado.

No processo TIG o eletrodo de tungstênio não deve se fundir, sendo muitas vezes refrigerado à água. O metal de adição, quando utilizado (na versão não-autógena do processo), deve ser acrescentado lateralmente.

A soldagem **plasma** é normalmente automatizada e realizada na posição horizontal plana. Trata-se de um processo de alta concentração de energia, que permite a obtenção de soldas de alta penetração, com uma pequena zona

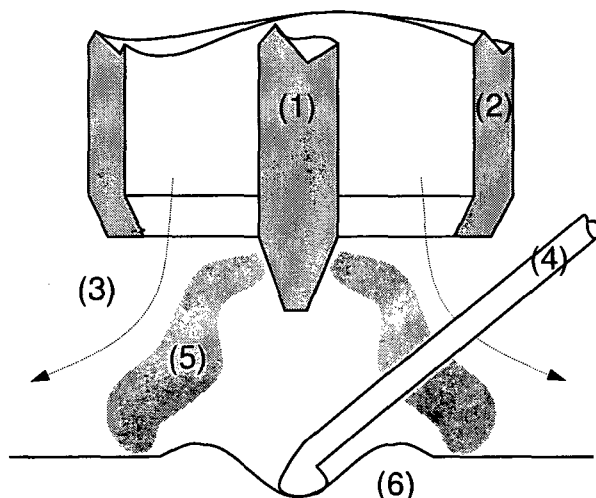


Figura 2.5: Representação do processo TIG: (1) eletrodo permanente, (2) bocal, (3) gás de proteção, (4) metal de adição, (5) arco voltaico e (6) poça de soldagem

termicamente afetada.

O arco é aberto, no processo de soldagem por plasma, entre eletrodos permanentes de tungstênio, contidos na própria pistola de soldagem. O plasma é projetado em direção à peça soldada, por meio de um fluxo a alta velocidade de gás inerte (chamado gás de plasma). Em torno do gás de plasma é injetado um fluxo, a menor velocidade, de gás de proteção. Se a velocidade do gás de plasma for suficiente, ele pode atravessar toda a espessura da chapa, formando-se uma zona fundida na forma de um tronco de cone em torno do orifício (*keyhole*) aberto pelo gás.

2.3 Soldagem a Arco com Corrente Pulsada

A pulsação da corrente tem sido utilizada com diferentes objetivos em diversos processos de soldagem a arco voltaico. Nos processos MIG/MAG a corrente pulsada é utilizada principalmente para controlar o modo de transferência do metal do eletrodo para a peça. Já no processo TIG, normalmente a corrente é pulsada com o objetivo de controlar o aquecimento e fusão do metal base. Este procedimento (empregado pioneiramente no processo TIG, mas, hoje em dia, utilizado também em outros processos) é chamado de

pulsação térmica.

Na **pulsação de corrente para controle da transferência metálica** dos processos MIG/MAG, deseja-se fundir uma gota do metal do eletrodo a cada pulso de corrente, e transferi-la, impelida por força eletromagnética significativa (associada ao uso de corrente elevada) em direção à peça que é soldada. Entre os pulsos de corrente elevada é utilizada uma corrente de baixo valor para manter o arco aceso. A frequência de pulsação da corrente pode ser variada para controlar o valor da corrente eficaz de soldagem; e geralmente fica em torno de 200 Hz.

Na **pulsação térmica**, como o que se pretende controlar é o aquecimento e fusão do metal base (que de um modo geral representa uma massa de material bem maior que a envolvida na fusão de uma gota do material dos eletrodos utilizados nos processos MIG/MAG) os tempos de pulso envolvidos são mais longos e portanto as frequências mais baixas, em torno de 1 Hz.

Atualmente, especialmente com o uso das chamadas fontes *sinérgicas* de soldagem, é possível associar a pulsação térmica, nos processos MIG/MAG (com eletrodo tubular, inclusive), com a pulsação de corrente para controle da transferência metálica. Esta associação, no entanto, não é muito simples, porque variações na taxa de aquecimento da peça estão acopladas a variações na taxa de transferência do material do eletrodo para a peça, o que pode levar a dificuldades de obtenção de cordões de solda livres de defeitos e com reforço adequadamente uniforme (Barra, 1997).

Um valioso resumo do conhecimento disponível a respeito de diversas formas de pulsação de parâmetros envolvido na soldagem a arco voltaico foi elaborado por Street (1990).

2.3.1 Efeitos primários da pulsação térmica

A pulsação térmica foi experimentada inicialmente com o objetivo de controlar a não-uniformidade da penetração na solda TIG de tubos de pequeno diâmetro. Estas não-uniformidades ocorrem porque não há tempo, durante a soldagem a corrente constante, para que o calor se dissipe convenientemente. Assim a junta se aquece durante todo o processo, o regime permanente não é alcançado, de modo que há um aumento pronunciado da penetração da solda à medida que a soldagem avança.

Com a pulsação térmica, entre os pulsos de corrente elevada (suficiente para que haja a fusão de uma poça de soldagem de tamanho adequado, e portanto uma penetração da solda adequada) há um intervalo de tempo em que a corrente é mantida em um valor mínimo, suficiente apenas para manter um arco voltaico estável. Durante esse período o calor se dissipa. Deste modo é possível que, logo no início da soldagem da junta, o regime permanente seja alcançado. Assim a penetração da solda deixa de variar significativamente ao longo do cordão. Porém a velocidade de soldagem deverá ser bem mais baixa que aquela utilizada normalmente com corrente constante.

De fato o tempo necessário para que o regime permanente periódico seja alcançado não é menor do que aquele necessário para que se alcance o regime permanente com potência constante. Mas a pulsação térmica permite que a soldagem seja realizada a uma velocidade bastante baixa, sem que, durante o tempo maior empregado na soldagem, a peça se aqueça excessivamente.

Outro interessante efeito da pulsação térmica é buscado durante a soldagem de peças com capacidades de dissipar calor muito distintas, sejam chapas de tamanhos muito diferentes, ou peças de materiais com propriedades termofísicas muito diferentes. A tendência nesses casos, com corrente constante, é haver um excesso de fusão do material da peça com menor capacidade de dissipar calor, e pouca penetração da solda na peça que dissipe calor com maior facilidade, como reportado por Street (1990).

Com a pulsação térmica é possível concentrar os efeitos da fonte de calor: não há tempo para que o calor seja dissipado na peça durante o pulso de energia. Assim é favorecida a formação de uma poça de tamanho adequado na peça que dissipa calor com eficiência. Por outro lado, entre os pulsos de energia, essa dissipação deve ter tempo para ocorrer, evitando que a peça que tem pouca capacidade de dissipar calor se aqueça em demasia. Além disso, na soldagem com potência constante, as baixas velocidades de soldagem, as dimensões e a condutividade térmica da peça são muito importantes. Na soldagem com pulsação térmica, a condutividade e as dimensões perdem esta importância para a massa específica e o calor específico do material da peça. Para discutir melhor estas influências da espessura e das propriedades termofísicas dos materiais, um problema que guarda certa analogia com a soldagem de duas chapas distintas é analisado no apêndice A.

Além de a pulsação térmica concentrar os efeitos do calor e facilitar a obtenção de cordões com penetração mais uniforme, ela mantém a poça fundida (na sua dimensão máxima) por pouco tempo, evitando o escorrimento

em soldas realizadas sobre a cabeça e proporcionando uma geometria mais adequada para o cordão de solda produzido (Delgado, 2000).

2.3.2 Efeitos metalúrgicos da pulsação térmica

Resumindo o que foi exposto na subseção anterior, pode-se dizer que a pulsação térmica permite que se obtenha:

- uma boa penetração da solda com baixo *aporte térmico* (uma *eficiência de fusão*¹⁰ elevada);
- uma concentração do aquecimento e, portanto, entre outros benefícios, uma ZTA estreita;
- um melhor controle da distribuição de temperatura na soldagem de chapas com espessuras e/ou propriedades termofísicas diferentes;
- mais uniformidade na penetração da solda, na soldagem de cordões curtos.

Enfim, a soldagem com pulsação térmica permite um maior controle da distribuição de calor na soldagem, especialmente quando ela é realizada utilizando baixas velocidades de soldagem.

Estes efeitos refletem basicamente a distribuição das temperaturas *máximas* alcançadas nas diversas regiões da peça soldada. Mas o complicado *ciclo térmico* que o material sofre nestas diversas regiões desperta a curiosidade sobre o que acontece na *macro* e *micro-estrutura* do material durante a soldagem com pulsação térmica.

Na soldagem multi-passe, em que diversos cordões de solda são depositados uns sobre os outros, um ponto da solda sofre uma sucessão de ciclos de aquecimento e resfriamento, de forma semelhante à observada na soldagem com pulsação térmica.

Se o material soldado sofre transformação alotrópica (como o aço carbono) pode-se esperar que, analogamente ao que acontece na soldagem multi-passe,

¹⁰Diversas expressões destacadas em itálico nesta seção serão rerepresentadas com mais cuidado ao longo da tese.

quando o material da zona fundida (e termicamente afetada) em um primeiro pulso (passe) for aquecido pelos pulsos (passes) subseqüentes, possa haver um refino da estrutura formada no primeiro pulso (passe) e inclusive revenido de martensita eventualmente formada no primeiro pulso (passe) que seja adequadamente reaquecida pelos subseqüentes. Estes efeitos ocorreriam nas ZTA de cada pulso, indicadas na figura 2.6 pela letra (b).

Além disso, mesmo em materiais que não sofrem transformação na fase sólida é possível obter uma estrutura refinada do metal de solda, durante a solidificação, através do incremento dos mecanismos de nucleação da fase sólida na fase líquida. Na figura 2.6 a letra (a) indica o centro da poça de soldagem, onde mecanismos de nucleação eficientes podem fazer surgir grãos de sólido equiaxiais.

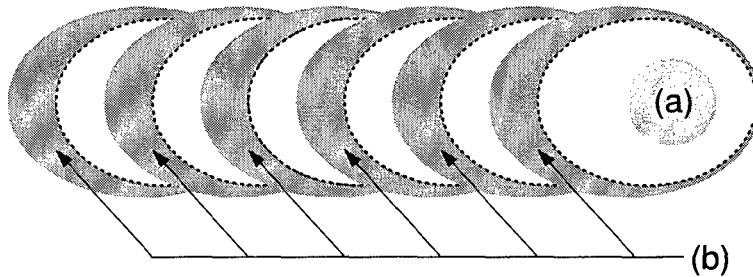


Figura 2.6: Representação das regiões de um cordão de solda produzido com pulsação térmica em que pode ocorrer refino de grão: (a) durante a solidificação e (b) por transformação no estado sólido

Normalmente, durante a solidificação predomina o crescimento (*epitaxial*) de grãos colunares a partir da região não-fundida do metal. Esta estrutura de grãos colunares, de um modo geral não é favorável a obtenção de boas propriedades mecânicas no metal de solda. E o avanço direcional da frente de solidificação favorece uma concentração das impurezas segregadas nesse processo junto à linha de centro da solda, que se torna assim uma região muito suscetível ao aparecimento de defeitos.

Pelo menos três distintas formas de obter-se um incremento da nucleação da fase sólida na fase líquida, utilizando pulsação de corrente, são mencionadas na literatura. A primeira seria aumentar o subresfriamento do líquido (resfriamento do líquido abaixo da temperatura de solidificação do material), através do aumento da velocidade com que este resfriamento se dá. Este aumento da taxa de resfriamento foi obtido, segundo Kou (1987, §7.5), na soldagem de alumínio, usando velocidades de soldagem elevadas

e pulsos bastante curtos de corrente. A segunda, mencionada por Street (1990) em termos genéricos, é a agitação do líquido através da pulsação de corrente com frequência elevada, por efeito de forças eletromagnéticas. A terceira, mostrada por Street (1990) é a modulação da queda de corrente em rampa utilizada em cada pulso de corrente, como mostra a figura 2.7. A queda de corrente em rampa (que não é utilizada sempre) tem a finalidade de evitar a formação de poros e de cratera a cada pulso de corrente. Com a modulação faz-se com que a frente de solidificação avance para dentro da poça de forma intermitente, favorecendo a quebra do crescimento de grãos colunares contínuos, e a nucleação de novos grãos, promovendo assim o refino da estrutura do material.

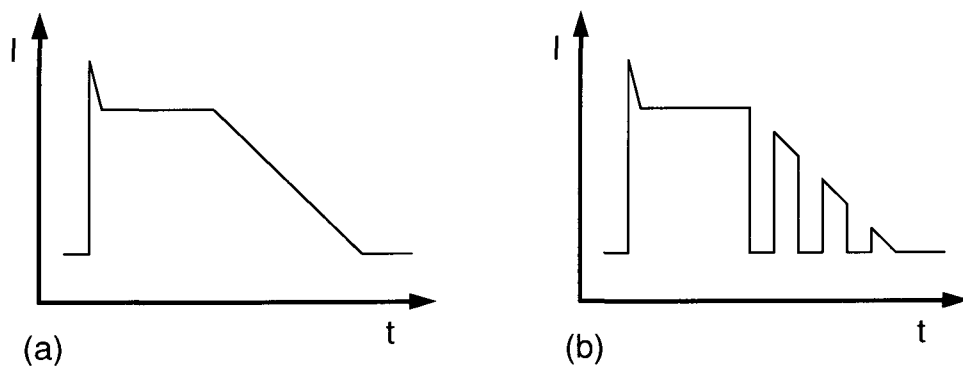


Figura 2.7: Formas de pulso de corrente: sem (a) e com (b) modulação de alta frequência da rampa de queda da corrente

O refino através da transformação no estado sólido, nos aços-carbono, é obtido, segundo Kou (1987, §17.2) através da nucleação de diversas pequenas colônias de perlita (ferrita e cementita arranjadas na forma de lamelas) no interior de cada grão de austenita formado em um ciclo térmico cuja temperatura de pico chega pouco acima da temperatura crítica superior Ac_3 . Este ciclo térmico permite que haja a formação da austenita, a partir da microestrutura original, mas o material não permanece a altas temperaturas por tempo suficiente para que haja um crescimento exagerado dos seus grãos.

Becker e Adams Jr. (1979) reportaram a obtenção de refino de grão em aço baixo-carbono por efeito de transformação no estado sólido. Valores de duração de corrente baixa em torno de 1 s e de duração de corrente de pico como 0,17 s, foram utilizadas por aqueles autores. Devido à estreiteza da camada de metal que era austenitizada a cada pulso de corrente e à necessidade de realizar vários ciclos (em torno de 3) com uma mesma porção de material indo ao campo austenítico, para obter-se um refino significativo, foi

necessário, segundo aqueles autores, trabalhar com uma grande sobreposição das poças fundidas em cada pulso. Como a capacidade de resfriar-se da peça (ditada principalmente pela sua espessura e pelas suas propriedades termofísicas) impõe um limite superior para a frequência com que se pode fazer efetivamente a pulsação térmica, a necessidade de sobreposição das poças limitou a velocidade de soldagem a valores muito baixos, em torno de 2 cm/min, para a ocorrência de refino efetivo. Ravi Vishnu e Easterling (1993) chegaram a conclusões idênticas, considerando um aço temperado e revenido, utilizando soluções analíticas semelhantes às desenvolvidas no presente trabalho e experimentos mais sofisticados que os de Becker e Adams Jr.

Capítulo 3

Revisão de Aspectos da Física da Soldagem

3.1 Introdução

Neste capítulo são revisados modelos teóricos, utilizados no estudo da física da soldagem, que envolvem especificamente fenômenos de transporte (de calor, massa e quantidade de movimento). Dentro desta revisão aparecem as soluções analíticas para a condução de calor que ocorre no metal base durante a soldagem, que são os modelos mais diretamente relacionados a esta tese.

Nesta revisão é seguida uma separação de assuntos que é encontrada na maior parte dos trabalhos consultados: em uma seção é estudado o arco voltaico, noutra a fusão de eletrodos consumíveis, noutra a convecção na poça de metal líquido, noutra a condução de calor no metal base e em outra ainda algumas transformações metalúrgicas. Mas é importante reconhecer que estes fenômenos não ocorrem independentemente: é evidente que a fusão de um eletrodo é profundamente afetada pelo calor gerado no arco voltaico, cujo comprimento, por sua vez, depende da taxa com que aquele eletrodo é fundido, por exemplo¹. O fato é que, embora todos estes fenômenos estejam normalmente acoplados entre si, esta divisão que aparece na literatura

¹A maneira como este problema é tratado através do uso das curvas características estáticas de arco, da fonte de energia e de curvas de consumo de eletrodo (Quites e Dutra, 1979, Cap. 5) é instrutiva.

permite a análise detalhada de partes de um todo que é muito complexo. Em geral uma análise teórica de uma parte do processo trata as informações dependentes das outras partes como conhecidas (elas são freqüentemente obtidas através da experimentação).

3.2 O Arco Voltaico

O arco voltaico é uma forma de descarga elétrica através de um meio gasoso que separa dois eletrodos. Para haver a passagem de corrente através de um gás é preciso que haja a sua ionização. Gases ionizados, obtidos a baixa pressão e alta diferença de potencial elétrico, tem aplicações tecnológicas como as lâmpadas fluorescentes e o processo de nitretação por plasma. O arco voltaico, por sua vez, ocorre sob pressões mais elevadas e diferenças de potencial elétrico mais baixas. A densidade de corrente elétrica é muito mais elevada no arco do que nos gases ionizados a baixa pressão. Isto causa um aquecimento significativo do gás no arco, que auxilia a manutenção do seu estado ionizado e também gera o calor utilizado nos processos de soldagem, assim como em diversos fornos da indústria siderúrgica.

Em princípio o arco voltaico pode ser descrito, na linguagem da mecânica do contínuo, através das equações da magnetohidrodinâmica. As dificuldades associadas à descrição do comportamento do gás ionizado, principalmente aquelas relacionadas às variações das propriedades eletro-termofísicas do gás e ao transporte de energia por radiação através dele, no entanto, são grandes o suficiente para que diversos autores prefiram falar de uma plasmadinâmica separadamente. Além da ionização, necessária para a passagem de corrente, se o gás não for monoatômico pode ocorrer dissociação de moléculas do gás significativa e, eventualmente, reações químicas, especialmente com o metal líquido da poça de soldagem. A dissociação, as reações químicas e a presença de vapores metálicos afetam as propriedades do arco, a distribuição de temperatura no seu interior e a transferência de calor para a peça soldada.

Um exemplo da forma como o arco voltaico tem sido modelado é encontrado no trabalho de Tsai e Kou (1990) no qual é estudado o efeito da forma da ponta do eletrodo em um arco típico do processo TIG.

Tsai e Kou (1990) utilizaram as equações de conservação de massa, quan-

tidade de movimento e energia para regime permanente, escritas como:

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (3.1)$$

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) = -\nabla p + \nabla \cdot (\mu \nabla \mathbf{u}) + \mathbf{j} \times \mathbf{b} \quad (3.2)$$

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{u} h) = \nabla \cdot \left(\frac{k}{c_p} \nabla h \right) + s_J + s_e - s_R \quad (3.3)$$

onde o termo s_J representa a geração de energia por efeito Joule, $s_J = \frac{\mathbf{j}^2}{\sigma_e}$ e o termo s_e é o termo de transporte de entalpia devido ao deslocamento dos elétrons (efeito Thompson), deslocamento que ocorre a uma velocidade bem maior que a do gás. Este termo vale, de acordo com Hsu *et al.* (1983), $s_e = \frac{5}{2} \frac{k_B}{e} \left(\frac{\mathbf{j}}{c_p} \cdot \nabla h \right)$ onde k_B é a constante de Boltzmann e e é a carga do elétron. O termo s_R representa a perda de energia pela radiação ópticamente fina (transmitida através do gás). Sua magnitude foi estimada a partir de um trabalho experimental de Evans e Tankin (1967). O termo $\mathbf{j} \times \mathbf{b}$, na equação de conservação da quantidade de movimento, representa a força eletromagnética (de Lorentz) atuante no gás.

O valor da corrente elétrica pode ser obtido a partir de

$$\mathbf{j} = \frac{1}{\mu_e} \nabla \times \mathbf{b} \quad (3.4)$$

se for conhecido o campo magnético \mathbf{b} . Em um sistema de coordenadas cilíndricas (r, θ, z) , se $j_\theta = 0$ e $\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial \theta} = \mathbf{0}$, então apenas a componente b_θ do campo magnético pode ser diferente de zero. Mas para um campo magnético estacionário, o campo elétrico é irrotacional, de modo que $\nabla \times \frac{\mathbf{j}}{\sigma_e} = \mathbf{0}$. Nessa situação, axissimétrica e de regime permanente, pode-se escrever uma equação de difusão para a única componente não nula do campo magnético,

$$\nabla \cdot \left(\frac{1}{\mu_e \sigma_e} \nabla b_\theta \right) = 0 \quad (3.5)$$

Esta equação foi empregada por Tsai e Kou (1990) para o cálculo do campo

magnético, seguindo o exemplo de McKelliget e Szekely (1986). Equações de validade mais geral podem ser encontradas no livro de Kaviany (1994). As propriedades eletro-termofísicas utilizadas por Tsai e Kou foram obtidas no trabalho de Liu (1977).

As condições de contorno utilizadas por Tsai e Kou (1990), que não serão detalhadas aqui, foram especificadas com base em uma variedade de trabalhos experimentais reportados na literatura. A partir desses trabalhos foram estimadas as distribuições de temperatura e densidade de corrente elétrica nas superfícies do eletrodo e da peça. Tanto nas simulações realizadas por Tsai e Kou (1990) como nos resultados experimentais utilizados por eles, a pistola de soldagem está parada sobre um eletrodo de cobre refrigerado por corrente de água, que substitui a peça que seria soldada.

O método utilizado para a solução das equações é o de volume finitos, de acordo com o que é exposto no livro de Patankar (1980).

É interessante notar que o escoamento do gás de proteção observado na prática não é turbulento. Isto não acontece por acaso: a turbulência favoreceria a contaminação da região da solda com o ar atmosférico, portanto ela é evitada controlando-se a vazão de gás de proteção.

Tsai e Kou (1990) compararam resultados das suas simulações com resultados experimentais reportados por diversos autores. A proximidade entre os resultados teóricos e experimentais parece confirmar a aplicabilidade da metodologia utilizada por Tsai e Kou a estudos como aquele (da influência da geometria do eletrodo no processo TIG).

Choo *et al.* (1990) aplicaram metodologia semelhante ao estudo dos efeitos da deformação da superfície da peça de soldagem, tanto no comportamento do arco como no comportamento do metal líquido na peça. Jönsson *et al.* (1995) na mesma linha de trabalho, estudaram o processo MIG, analisando a influência de diferentes gases de proteção e da presença de vapores metálicos no arco.

3.2.1 Observações

Existem soluções analíticas e semi-analíticas, que descrevem o comportamento do arco voltaico utilizando simplificações mais fortes e um trabalho de análise matemática mais demorado que o apresentado por Tsai e Kou

(1990), antes de partir para a aplicação de métodos numéricos. Um trabalho fundamental nesta linha é o de Sozou e Pickering (1975), cujos resultados são explorados por Lancaster (1984). Atualmente, no entanto, parece que este tipo de solução já não é muito utilizado.

É interessante observar, ainda, que em uma fina camada limite junto aos eletrodos, além de gradientes elevados de temperatura velocidade e principalmente potencial elétrico, há (assim como na periferia do arco) desvio da condição de *equilíbrio térmico local* (assumida no desenvolvimento do modelo utilizado por Tsai e Kou (1990)). Isto significa que nestas regiões os elétrons não estão à mesma temperatura que as partículas mais pesadas do gás. Estes e outros fenômenos² que ocorrem ali, levam ao uso de aproximações especiais nas regiões do domínio adjacentes aos eletrodos, conforme comentam Jönsson *et al.* (1995).

Finalmente cabe mencionar que no Brasil há pesquisadores envolvidos com a medição de perfis de temperatura no interior do plasma, por métodos espectrométricos, embora seu trabalho, hoje, não tenha ligação direta com a soldagem (Toukhvatouline e Feldmann, 2000). Este tipo de medição, além de trazer informações importantes sobre o arco em si, é usada na validação de modelos como o de Tsai e Kou (1990).

3.3 A Fusão de Eletrodos Consumíveis

No estudo da transferência do material do eletrodo para a poça de soldagem, são analisadas as forças que atuam sobre o metal que se funde no eletrodo consumível e é analisada a taxa com que o calor é fornecido ao eletrodo, promovendo a sua fusão. De acordo com o tipo e magnitude das forças atuantes sobre o material fundido no eletrodo, tem-se diversos modos de transferência metálica, caracterizados por diversos tamanhos e trajetórias das gotas, e mesmo pela ausência do desprendimento de gotas, na transferência por curto-circuito. A taxa de aquecimento do eletrodo, por sua vez,

²Há teorias separadas para o eletrodo positivo (*ânodo*), onde os elétrons são absorvidos; para o eletrodo negativo refratário (*cátodo termoiônico*), que alcança temperaturas altas o suficiente para que ocorra emissão termoiônica de elétrons na sua superfície; e para o eletrodo negativo que se funde e vaporiza (*cátodo não-termoiônico*), não alcançando as temperaturas necessárias para haver emissão termoiônica significativa na sua superfície. Ainda não se compreende bem o que acontece no cátodo não-termoiônico, embora fenômenos associados a ele, como a limpeza catódica que ocorre na soldagem de alumínio, tenham grande importância tecnológica (Lancaster, 1984).

está diretamente ligada à velocidade com que o eletrodo é consumido e à temperatura alcançada pelo material fundido que deixa o eletrodo.

No processo de soldagem com eletrodo revestido, por exemplo, são atuantes sobre o líquido que se forma no eletrodo as forças: gravitacional, de tensão superficial, eletromagnética e de pressão, tanto dos gases formados na decomposição do revestimento do eletrodo quanto dos gases dissolvidos na alma de eletrodos fabricados com aços efervescentes. Além destas forças, alguns autores consideram ainda a presença da força de arraste das gotas de metal líquido pelo gás do plasma.

Os processos MIG/MAG, pela maior facilidade com que são automatizados e principalmente por causa do desenvolvimento da pulsação de corrente para controlar a transferência metálica, têm motivado a elaboração de modelos mais detalhados para descrever esta transferência metálica. Os modelos escolhidos para aparecer nesta seção são para processos MIG/MAG com pulsação de corrente.

Antes de discutir a transferência metálica nos processos MIG/MAG é conveniente recordar o modo como aparecem as principais forças, que não o próprio peso do metal líquido, atuantes neste processo.

3.3.1 Força eletromagnética (de Lorentz)

Na figura 3.1 procura-se estabelecer uma analogia entre a força eletromagnética F_{21} (em N/m) provocada pela atuação da componente B_1 do campo eletromagnético induzido pela corrente I_1 sobre o condutor da corrente I_2 , e a força \mathbf{f}_e (em N/m³) distribuída ao longo do fluido percorrido por uma densidade de corrente elétrica \mathbf{j} (em A/m²). A densidade de corrente elétrica no fluido, induz um campo magnético \mathbf{b} (Wb/m²) ao seu redor. Os círculos com ponto no centro na figura 3.1 (b) representam o vetor campo magnético apontando para fora da página.

Para os dois condutores mostrados na figura 3.1(a) tem-se $B_1 = \frac{\mu_e 2I_1}{4\pi r_{12}}$ e $F_{12} = I_2 \times B_1$, sendo μ_e a permeabilidade magnética do meio entre os dois condutores (adimensional) e r_{12} a distância entre eles. Em um fluido condutor de corrente os fenômenos são mais complexos, mas Amson (1965) mostrou que pode-se obter um valor para a força eletromagnética total (em newtons, já integrada sobre o volume do fluido) que atua sobre uma gota de metal presa à ponta do eletrodo, através de uma expressão como (3.6), que

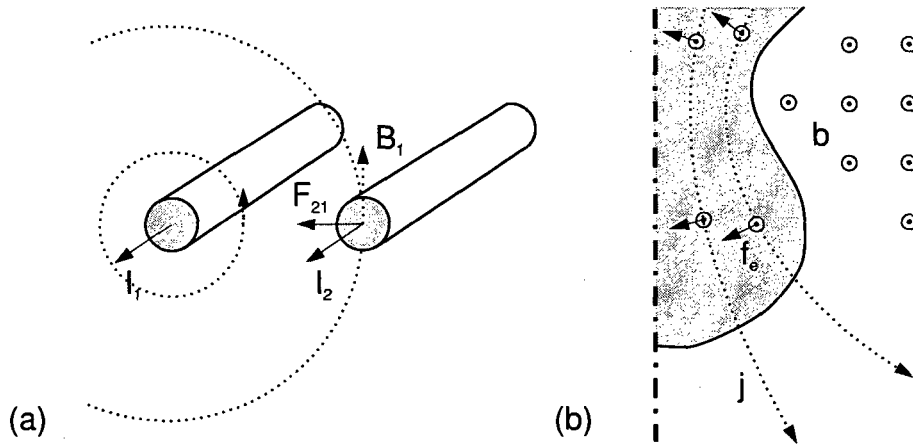


Figura 3.1: Força eletromagnética: (a) entre dois condutores retilíneos e (b) distribuída no interior de uma gota metálica

será vista na subseção 3.3.4.

Deseja-se evidenciar que a força eletromagnética distribuída ao longo do fluido tem diversas direções, de acordo com a distribuição da densidade de corrente elétrica no seu interior. Pode-se obter componentes dessa força atuantes no sentido de impelir a gota contra a peça soldada, mas também componentes no sentido contrário. Uma distribuição conveniente de corrente no interior da gota é importante para que o metal do eletrodo se transfira de modo adequado para a peça soldada. Como as linhas de fluxo de corrente elétrica se abrem ao partirem do eletrodo em direção à peça, normalmente predominam as componentes da força eletromagnética que apontam em direção à peça.

3.3.2 Tensão superficial

A figura 3.2 procura ilustrar o modo como a tensão superficial produz uma força capaz de suportar o peso de uma gota.

A tensão superficial γ é dada em N/m, e pode ser integrada ao longo de diversos caminhos fechados sobre a superfície de uma gota, levando a diferentes valores de força para diferentes caminhos (força que equilibra a resultante da pressão atuando sobre o trecho de superfície delimitado pelo caminho de integração). Mas há um caminho, em torno do *pescoço* que

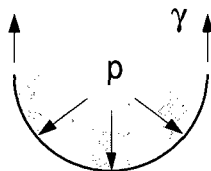


Figura 3.2: Tensão superficial

une a gota ao eletrodo, que leva exatamente à força de tensão superficial que contrabalança os efeitos da gravidade e de força eletromagnética que atuam sobre uma gota pendente no eletrodo de soldagem. Esta é a força que procura-se calcular. com o auxílio de equações como a (3.7), que aparece na subseção 3.3.4.

3.3.3 Soldagem MIG/MAG com pulsação de corrente

Mantidas constantes as demais condições de soldagem, de acordo com o valor de corrente utilizado, observam-se diferentes modos de transferência metálica no processo MIG/MAG. Quando é usada uma alta corrente de soldagem as gotas de metal fundido, ainda pequenas, são impelidas pela força eletromagnética, a alta velocidade, em direção à peça. Este é o chamado modo de transferência metálica por aerossol. Pode-se obter com ele uma solda de excelente qualidade, com um mínimo de salpicagem.

Quando é usada uma corrente de soldagem bem mais baixa, a taxa com que o eletrodo é fundido diminui, tornando-se menor do que a velocidade com que ele é alimentado através da pistola de soldagem. Assim a ponta do eletrodo irá mergulhar na poça de soldagem. No momento em que isto acontece, a corrente se eleva rapidamente, provocando a fusão, e eventualmente evaporação rápida (explosiva) do material do eletrodo. Isto causa pronunciada salpicagem de metal fundido em torno da solda. Este é o chamado modo de transferência por curto-circuito.

Entre estas duas faixas para o valor da corrente, ocorre ainda o modo de transferência globular, em que uma gota de grande volume se forma na ponta do eletrodo. Facilmente a distribuição de densidade de corrente elétrica no interior desta gota torna-se inconveniente, fazendo com que a força eletromagnética promova a repulsão da gota em direções outras que não a da poça

de soldagem. A transferência metálica torna-se irregular e é produzido muito salpico.

Então, é desejável obter uma solda de alta qualidade, com um mínimo de salpico, característica da transferência no modo aerossol, que ocorre a correntes de soldagem elevadas. Por outro lado é interessante utilizar correntes eficazes de soldagem baixas, que favorecem a obtenção de uma poça de soldagem pequena, mais fácil de controlar sem que haja escorrimento do metal líquido e/ou excesso de penetração, e que criam uma zona termicamente afetada pequena, mesmo a baixas velocidades de soldagem. Pode-se conciliar estes dois interesses, já que a corrente eficaz de soldagem pode ser menor que o valor instantâneo da corrente, que controla a transferência metálica. Este objetivo é alcançado através da pulsação de corrente. Utiliza-se a corrente elevada por um curto intervalo de tempo, suficiente apenas para a liberação de uma gota de metal líquido. Entre estes pulsos de corrente elevada, limita-se a corrente a um valor suficiente apenas para manter o arco aceso.

Espera-se que a justificativa para o uso de corrente pulsada esteja clara, embora a explicação dos parágrafos anteriores seja muito simplificada. Na literatura é detalhada uma maior variedade de modos de transferência metálica, e ainda é considerada a influência dos gases de proteção (para teores elevados de CO₂ adicionado ao argônio a transferência por aerossol não é obtida na prática, por exemplo). Deve-se notar, ainda, que a transferência por curto-circuito é desejada em certas aplicações, quando pode ser otimizada também para a obtenção de quantidade de salpico aceitável.

3.3.4 Modelo de Ueguri *et al.* (1985)

Ueguri *et al.* (1985) procuraram estabelecer um modelo matemático para estimar o valor mínimo de duração do pulso de corrente, t_p , para que houvesse a liberação de uma gota de metal líquido por pulso, em diferentes condições de soldagem. O valor mínimo de t_p é o mais interessante, visto que pulsos mais curtos tornam possível o uso de uma faixa mais ampla de frequências de pulsação. É conveniente separar a tarefa de determinação da duração mínima do pulso de corrente em etapas. Estas etapas são discutidas no trabalho de Ueguri *et al.* (1985), mas não da mesma forma e nem na mesma ordem em que aparecem aqui. Elas seriam as seguintes:

1. A partir da corrente de soldagem conhecer a força eletromagnética sobre

uma gota pendente na ponta do eletrodo. Esta força pode ser calculada através de

$$F_e = \frac{\alpha}{4\pi} \mu_e I^2 \quad (3.6)$$

onde μ_e é a permeabilidade magnética do metal líquido e α é um fator dependente da forma da gota e da distribuição da densidade de corrente elétrica que atravessa a sua superfície. O fator α dificilmente é conhecido. Geralmente sua dependência das condições de soldagem é obtida a partir de resultados de experimentos que permitem estimar a força eletromagnética F_e , como os realizados por Waszink e Graat (1983).

2. A partir da relação entre a força eletromagnética e a força devida à tensão superficial conhecer o volume com que uma gota se desprende da ponta do eletrodo. Quanto maior a força eletromagnética, menor o volume que uma gota tem de ter para que a soma do seu peso com aquela força seja suficiente para vencer a tensão superficial, desprendendo a gota do eletrodo³. A força devida à tensão superficial pode ser escrita como

$$F_s = 2\pi R_e \gamma f \quad (3.7)$$

onde R é o raio do eletrodo γ é a tensão superficial do metal líquido e f é um fator dependente da geometria da gota (este valor pode ser obtido em tabelas como a encontrada em Adamson (1990, §II-6), a partir da razão entre o raio do eletrodo e a raiz cúbica do volume das gotas que caem). Aparentemente Ueguri *et al.* (1985) determinaram experimentalmente o peso das gotas que caem como uma função de um parâmetro adimensional N que representa a razão F_e/F_s .

3. Conhecer a taxa de aquecimento do material do eletrodo. Um modelo para a taxa de aquecimento média do eletrodo é dado por

$$q_m = \phi_e I_m + \underbrace{\frac{1}{\sigma_e} \left(\frac{I_{rms}}{S} \right)^2 \frac{L}{v_a}}_{\text{efeito, Joule}} \quad (3.8)$$

onde ϕ_e é a função trabalho da superfície do eletrodo, σ_e é o valor da condutividade elétrica do material do eletrodo, I_{rms} é o valor médio

³Segundo Ueguri *et al.* (1985) este critério baseado no equilíbrio estático das forças, só é válido para a transferência metálica observada com o uso de corrente pulsada.

quadrático da corrente, I_m o valor médio da corrente, S é a área da seção transversal do eletrodo, L é a extensão do eletrodo após o bico de contato elétrico com a pistola e v_a é a velocidade de alimentação do eletrodo. ϕ_e é determinada experimentalmente e será discutida na seção 3.3.5.

4. Finalmente os parâmetros da pulsação de corrente são relacionados, com o auxílio de um balanço de energia

$$\Gamma q_m = m_g h_0 \quad (3.9)$$

onde Γ é o período de pulsação de corrente, m_g é a massa das gotas e h_0 (em J/kg) é a entalpia (tomada como referência a entalpia do eletrodo à temperatura ambiente) com que elas se desprendem do eletrodo, determinada experimentalmente.

Nesta última etapa são utilizados os resultados de todas as etapas anteriores. Os valores de tempo de pulso t_p , período Γ , corrente de pulso I_p e corrente de base I_b são usados no cálculo da corrente média I_m e da corrente média quadrática I_{rms} . Não obtém-se, portanto, uma expressão explícita para I_p ou t_p neste modelo. E então é necessária a solução iterativa de um sistema de equações não-lineares.

3.3.5 Taxa de aquecimento do eletrodo

A energia necessária para a fusão da ponta do eletrodo é obtida principalmente a partir do calor gerado no arco voltaico e do calor gerado no próprio eletrodo. O calor do arco é transmitido para o eletrodo por radiação, convecção e por condensação de elétrons⁴, quando o arame é o ânodo (o que é típico dos processos MIG/MAG). O calor gerado no próprio eletrodo surge por efeito Joule.

Para o aquecimento do eletrodo, Ueguri *et al.* (1985) utilizaram um modelo fortemente simplificado, representado pela equação (3.8). São desprezadas todas as perdas de energia que não se dão através das gotas de metal fundido. Todo o aquecimento do eletrodo que não o por efeito Joule

⁴Do ponto de vista da teoria cinética da matéria, os processos de evaporação e condensação de uma substância e os processos de emissão termoiônica (no cátodo) e absorção de elétrons (no ânodo) são muito semelhantes, segundo Feynman *et al.* (1963).

é considerado proporcional à corrente de soldagem, a exemplo do modelo tradicional de aquecimento por condensação de elétrons,

$$q_c = \phi_e I \quad (3.10)$$

onde ϕ_e é a *função trabalho*, cujo valor é proporcional à energia necessária para arrancar um elétron da superfície do material⁵. A avaliação experimental de ϕ_e feita por Ueguri *et al.*, no entanto, é tal que ela pode incorporar outros efeitos de transferência de calor, além da condensação de elétrons. Assim a constante ϕ_e passa a ter um papel semelhante ao da eficiência térmica η_t discutida na seção 3.5.1.

3.3.6 Modelos mais simples

O modelo de Ueguri *et al.* (1985), para a transferência metálica nos processos MIG/MAG com corrente pulsada, é bem apoiado na Física e provavelmente reproduz corretamente a influência dos principais parâmetros importantes naquele fenômeno.

No entanto os experimentos necessários para a determinação dos valores de entalpia das gotas que se desprendem do eletrodo e do volume (ou peso) daquelas gotas não são usuais. Sem esses valores não se pode utilizar o modelo de Ueguri *et al.*

Assim, em outros modelos, como os apresentados por Amin (1983) e Dutra (1989), o balanço de forças é substituído por uma equação empírica da forma

$$(I_p)^n t_p = K \quad (3.11)$$

Amin sugeriu a possibilidade de se utilizar sempre $n = 2,3$ com base em suas experiências com aços e alumínio. Dutra reportou o uso de $n = 2$. Os valores de K , para diferentes diâmetros, composições de eletrodo e volumes da gota liberada, são obtidos através ensaios em que a transferência por aerossol ocorre a corrente constante. Neste caso faz-se $K = I^n t_d$, sendo t_d o tempo para destacamento de uma gota, que pode ser estimado através da

⁵ ϕ_e é dada em volts, a referida energia é obtida multiplicando-a pela carga do elétron, em coulombs.

análise do oscilograma de tensão do arco.

Naqueles trabalhos também são feitas simplificações da equação para a taxa de aquecimento do eletrodo, colocando-a na forma de uma equação para a taxa de fusão do eletrodo, e expressando-a como uma função linear do tempo de pico t_p e/ou da corrente média I_m . Amim determinou as constantes da sua equação para o consumo de eletrodo (*burnoff characteristic*) empiricamente. De fato a equação empregada por Dutra também tem constantes ajustadas em ensaios (simples, realizados com corrente constante). Mas a equação empregada por Dutra tem a virtude de preservar explícita a dependência que existe entre a taxa de fusão e a extensão do eletrodo a partir do bico de contato.

Finalmente, naqueles trabalhos, a partir da condição de que uma gota é liberada por pulso, escreve-se uma equação para determinação do volume das gotas V_g em função do raio do eletrodo R_e , da sua velocidade de alimentação v_a e do período de pulsação da corrente Γ . Obtém-se essa fórmula igualando o volume da gota desprendida ao volume de eletrodo consumido ao longo de um período,

$$V_g = \pi R_e^2 v_a \Gamma \quad (3.12)$$

Essa mesma equação é usada, com o tempo t_d no lugar do período de pulsação Γ , para estimar o volume das gotas liberadas nos ensaios de determinação da constante empírica de destacamento de gota, K .

3.4 A Poça de Metal Líquido

Uma grande variedade de fenômenos tem lugar na poça de metal fundido sob o arco. Pode haver, por exemplo, importantes reações químicas entre o metal líquido com os gases de proteção e com a escória que existe em alguns processos. Há, além disso, fenômenos magneto-hidrodinâmicos, de mudança de fase, e fenômenos relacionados ao equilíbrio mecânico que determina o comportamento da interface entre o gás de proteção e o metal líquido. Tudo isto pode afetar muito as propriedades da solda resultante. A própria geometria da zona fundida pode ser profundamente afetada pela convecção no interior da poça.

Na figura 3.3 deseja-se mostrar as correntes de fluido provocadas por

variações da tensão superficial ao longo da superfície livre da poça. A tensão superficial varia com a temperatura podendo aumentar ou diminuir com o aumento da temperatura. Este é o chamado *efeito Marangoni*. O sentido de movimento mostrado na figura, corresponde a uma redução da tensão superficial com a temperatura. A linha tracejada representa o eixo de simetria da poça, coincidente com a máxima temperatura da sua superfície. Ali haveria, no caso ilustrado, a mínima tensão superficial e o fluido seria puxado dali pela tensão mais elevada reinante nas regiões mais frias da superfície da poça.

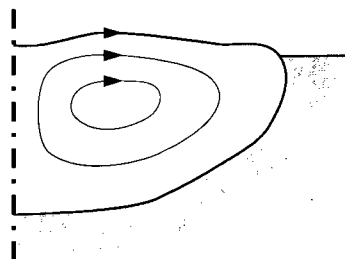


Figura 3.3: Efeito Marangoni

Outras forças importantes no escoamento dentro da poça de soldagem são a força eletromagnética e a força de empuxo devida à variações de peso específico do líquido com a temperatura. A força de empuxo tende a favorecer o escoamento na direção mostrada na figura 3.3, uma vez que as temperaturas mais altas são encontradas no centro da poça. Já a força eletromagnética favorece o escoamento no sentido contrário ao indicado naquela figura.

Zacharia *et al.* (1988) apresentaram um modelo bastante completo para o escoamento do líquido na poça de soldagem. Naquele trabalho não é feita referência ao cálculo do campo magnético e da distribuição de densidade de corrente. Expressões analíticas para estes campos, em situação axissimétrica e regime permanente, podem ser obtidas a partir da equação (3.5), considerando as propriedades σ_e e μ_e constantes. Expressões assim são mostradas por Kou (1987, Apd. 2; 1996, §8.5.3). Elas podem representar uma boa aproximação para o campo magnético e de densidade de corrente elétrica na situação simulada por Zacharia *et al.*

Zacharia *et al.* (1988) utilizaram equações de conservação da massa, de fração mássica de líquido c_l , de quantidade de movimento e energia.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (3.13)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho c_l) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} c_l) = \rho \dot{c}_l - \nabla \cdot \mathbf{d}_{sl} \quad (3.14)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \mathbf{u}) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) = -\nabla p + \nabla \cdot \mathbf{T}' + \rho \mathbf{g} + \mathbf{j} \times \mathbf{b} \quad (3.15)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} h) = -\rho \dot{c}_l h_{sl} - \nabla \cdot (\mathbf{q} - \mathbf{d}_{sl} h_{sl}) \quad (3.16)$$

Naquele artigo foram omitidas as expressões para o cálculo do fluxo difusivo de líquido através do sólido⁶ \mathbf{d}_{sl} , do tensor \mathbf{T}' e do fluxo difusivo de calor \mathbf{q} . No cálculo dessas quantidades foi reportado o uso de um modelo de turbulência baseado no trabalho de Smagorinsky (1963). Nas equações acima \dot{c}_l é a taxa de aumento da fração mássica de líquido, h_{sl} é o calor latente de fusão do material e \mathbf{g} é o vetor aceleração da gravidade. Pode-se notar que Zacharia *et al.* não fizeram uso da aproximação de Boussinesq, tendo levado em conta a variação da massa específica em todos os termos das equações.

Zacharia *et al.* levaram em conta a expansão do líquido da poça e ainda o material de adição, acrescentando à sua formulação uma elevação ζ da superfície da poça em relação a um plano horizontal de referência. Utilizando um sistema de coordenadas cartesianas (x, y, z) , com o eixo z na vertical, tem-se $\zeta = \zeta(x, y)$. De acordo com o aumento de ζ a malha computacional (de volumes finitos) se expande na direção vertical z .

A elevação é utilizada também para o cálculo da tensão normal à superfície da poça, em função da curvatura da mesma. Este cálculo é feito através da equação de Laplace, válida para superfícies quase planas. De acordo com Landau e Lifshitz (1987, §62),

$$(p - T'_{zz}) - p_0 = \gamma \nabla_s^2 \zeta = \gamma \left(\frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \zeta}{\partial y^2} \right) \quad (3.17)$$

sendo p_0 a pressão do gás acima da superfície. $(p - T'_{zz})$ é a tensão normal à superfície, que atua no metal líquido vizinho àquela interface.

⁶Trata-se de uma forma de modelar o que acontece na *região pastosa* que surge entre o material sólido e o líquido

A variação da tensão superficial γ devida às variações de temperatura ao longo da superfície da poça de soldagem tem um efeito muito forte sobre o escoamento do metal líquido na poça de soldagem. Este efeito é levado em conta fazendo-se $\mathbf{n} \cdot \mathbf{T}' \cdot \mathbf{t} = \frac{\partial \gamma}{\partial T} \nabla T \cdot \mathbf{t}$ ao longo da superfície, onde \mathbf{n} é o vetor unitário normal à superfície e \mathbf{t} qualquer vetor unitário ortogonal a \mathbf{n} . T é a temperatura local. Assim, Zacharia *et al.* fizeram

$$T'_{zx} = \frac{\partial \gamma}{\partial T} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right) \quad \text{e} \quad T'_{zy} = \frac{\partial \gamma}{\partial T} \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right) \quad (3.18)$$

ao longo da superfície da poça.

As demais condições de contorno não apresentam interesse especial e não serão discutidas aqui.

O trabalho de Zacharia *et al.* (1988) é bastante sofisticado, permitindo uma simulação do escoamento transiente na poça, com as oscilações da sua superfície e inclusive a eventual formação de um reforço na solda devido à adição de material durante a soldagem. Por outro lado uma simulação como essa, tridimensional e transiente, é bastante dispendiosa computacionalmente. De acordo com as conclusões daqueles autores, no entanto, há aspectos da soldagem não-autógena (em que há adição de material) que não são representados convenientemente em modelos mais simples.

Em trabalhos que tratam simplesmente da intensidade dos efeitos das forças eletromagnéticas, de empuxo e da tensão superficial no escoamento dentro da poça, como aqueles discutidos por Kou (1987, §4), são utilizadas, de um modo geral, as hipóteses de regime permanente e escoamento axisimétrico. Também são desprezados os efeitos da curvatura da superfície nesses trabalhos. Um modelo deste tipo foi utilizado por Zheng (1997) para estudar o escoamento em uma poça de soldagem considerando o uso de pulsação térmica. Ko *et al.* (2001) também estudaram a pulsação térmica, mas levaram em conta a deformação da superfície e o efeito da pressão do arco sobre esta deformação. É importante mencionar ainda o trabalho mais simplificado e mais analítico de Sozou e Pickering (1976), em que não são considerados nem efeitos de tensão superficial nem da transferência de calor (sendo estabelecida a priori a geometria, hemisférica, da poça). Em artigo recente de Joshi *et al.* (1997) todos os efeitos de tensão superficial são desconsiderados, mas um modelo tridimensional (em regime permanente) é utilizado para simular o escoamento não-axisimétrico encontrado em ensaios experimentais. Nos trabalhos referenciados acima, neste parágrafo, o

efeito do movimento da tocha de soldagem não foi levado em conta. Kou e Wang (1986) desenvolveram um modelo tridimensional em regime permanente (baseado em um sistema de coordenadas que acompanha o movimento da fonte de calor) capaz de reproduzir o efeito Marangoni, as forças de empuxo, a força eletromagnética e ainda o efeito do movimento da fonte de calor, mas consideraram a superfície da poça plana. Cao e Dong (1998) utilizaram um modelo semelhante, porém capaz de descrever a deformação da superfície da poça, para avaliar os efeitos do impacto das gotas do metal de adição na geometria de soldas produzidas pelo processo MIG/MAG.

Tem se confirmado numérica e experimentalmente que o efeito Marangoni é muito importante na determinação da forma da poça de soldagem e da seção transversal da solda, conseqüentemente. Especialmente no caso da soldagem TIG de aços inoxidáveis (Zacharia *et al.*, 1989). Um problema que existe, no entanto, é a dificuldade de encontrar valores confiáveis para as propriedades termofísicas (dependentes da temperatura) necessárias para simular a poça de soldagem (Mundra *et al.*, 1992). É um problema maior, não só para quem elabora previsões teóricas, mas também para quem faz um trabalho prático ou experimental, é o fato de que o modo como a tensão superficial dos aços depende da temperatura é fortemente influenciada pelo teor de elementos como enxofre e oxigênio (Sahoo *et al.*, 1988), cuja presença nas soldas é difícil de controlar.

Para simular o processo de soldagem por plasma pela técnica do *keyhole*, Keanini e Rubinsky (1993), desconsideraram as forças eletromagnéticas na poça em torno do *keyhole*. O escoamento se dá basicamente como resultado da ação das forças de empuxo gravitacional, de atrito do gás que atravessa o *keyhole* com a superfície do líquido, e daquela força devida à variação de tensão superficial com a temperatura, ao longo da superfície do líquido (o efeito Marangoni). O efeito da tensão superficial associado à curvatura da superfície foi utilizado na determinação da forma dessa superfície. Foi empregada, para isso, uma versão da equação de Young-Laplace mais sofisticada que (3.17). O modelo de Keanini e Rubinsky é tridimensional, e as suas equações foram resolvidas pelo método dos elementos finitos.

Um modelo bidimensional, para o mesmo processo de soldagem, foi utilizado por Kim *et al.* (1994). Nesse modelo a única causa do escoamento é o movimento da tocha de soldagem, e conseqüentemente, do *keyhole* através da linha de solda. Não são levadas em conta nem a tensão superficial, nem o empuxo gravitacional e nem as forças eletromagnéticas. O raio do *keyhole* (que é considerado cilíndrico) é prescrito, e o resultado da simulação

consiste basicamente na geometria da interface líquido/sólido. As equações deste modelo foram resolvidas pelo método de volumes finitos.

3.4.1 Modelos para a oscilação da superfície da poça

Finalmente é interessante⁷ observar o uso de modelos que prevêem as oscilações da superfície da poça considerando o líquido que ela contém invíscido. Nestes modelos o escoamento é considerado irrotacional, podendo obter-se o campo de velocidade através de $\mathbf{u} = \nabla\varphi$, sendo φ a função potencial de velocidade. Assumindo que o escoamento seja incompressível, a condição de divergência nula leva a

$$\nabla^2\varphi = 0 \quad (3.19)$$

Considerando uma geometria cilíndrica para a poça de soldagem, a função potencial que satisfaz (3.19) pode ser encontrada na forma de uma combinação linear de autofunções (modos de vibração) como

$$\varphi_{n\lambda} = \cos(\omega t) \sinh(\lambda z) \cos(n\theta) J_n(\lambda r) \quad (3.20)$$

onde J_n é a função de Bessel de primeira espécie e ordem n . O fator $\cos(\omega t)$ já leva em conta a oscilação não-amortecida da superfície. A relação entre os valores de ω , λ e n , é obtida a partir das condições de contorno. Na superfície livre vale

$$\rho g \frac{\partial \varphi}{\partial z} + \rho \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = \gamma \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \theta^2} \right] \quad (3.21)$$

obtida a partir de (3.17) seguindo Landau e Lifshitz (1987, §62), mas aqui particularizada para coordenadas cilíndricas. No contorno, $r = D_p/2$, e no fundo da poça, $z = 0$, faz-se $\frac{\partial \varphi}{\partial z} = 0 \Rightarrow \varphi = 0$. Note-se que fazendo $\frac{\partial \varphi}{\partial z} = 0$ no contorno da poça evita-se que a poça tenha movimento vertical ali. Mas, como $\frac{\partial \varphi}{\partial r} \neq 0$, o contorno da poça não é impermeável.

⁷Um dos motivos do interesse por estes modelos é o fato de eles representarem aplicações à soldagem de soluções analíticas de equações diferenciais parciais fora do contexto da condução de calor.

Assim, de acordo com Xiao e Ouden (1993), obtém-se

$$\omega^2 = \left(g\lambda + \frac{\gamma}{\rho}\lambda^3 \right) \tanh(\lambda d) \quad (3.22)$$

onde d é a profundidade da poça, ρ a massa específica do metal líquido e g a aceleração da gravidade. Valores de λ são obtidos, para cada modo de vibração n , a partir das raízes da equação $J_n(\lambda D_p/2) = 0$.

No caso de penetração total, considera-se que a poça oscila como uma membrana de espessura $2H$, o equilíbrio dinâmico entre forças de inércia e de tensão superficial leva a

$$\rho H \frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} = \gamma \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \zeta}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \zeta}{\partial \theta^2} \right] \quad (3.23)$$

Os modos de vibração são então da forma

$$\zeta_{n\lambda} = \cos(\omega t) \cos(n\theta) J_n(\lambda r) \quad (3.24)$$

Substituindo esta função em (3.23) obtém-se

$$\omega^2 = \frac{\gamma \lambda^2}{\rho H} \quad (3.25)$$

A condição de contorno $\zeta = 0$ em $r = D_p/2$, leva à equação $J_n(\lambda D_p/2) = 0$, de cujas raízes se obtém os valores de λ .

Na figura 3.4 são ilustrados os modos de vibração correspondentes às duas primeiras raízes de $J_n(\lambda D/2) = 0$, que são $\lambda \approx 4,79/D_p$ e $\lambda \approx 11,04/D_p$ para $n = 0$ e a primeira raiz para $n = 1$, $\lambda \approx 7,66/D_p$.

O primeiro modo de vibração, correspondente a $n = 0$ e $\lambda \approx 4,79/D_p$, não é observado quando há apenas penetração parcial da solda. Isto não é difícil de entender: a interface sólido/líquido é praticamente impermeável, de modo que a poça não pode aumentar de volume ao sabor das oscilações da sua superfície. Por outro lado, quando há penetração total, supõe-se que a superfície inferior acompanhe o movimento da superfície superior da poça, de modo que este modo de vibração ocorre sem aumento do volume da poça. E de fato, para uma poça de penetração total suficientemente larga é este o

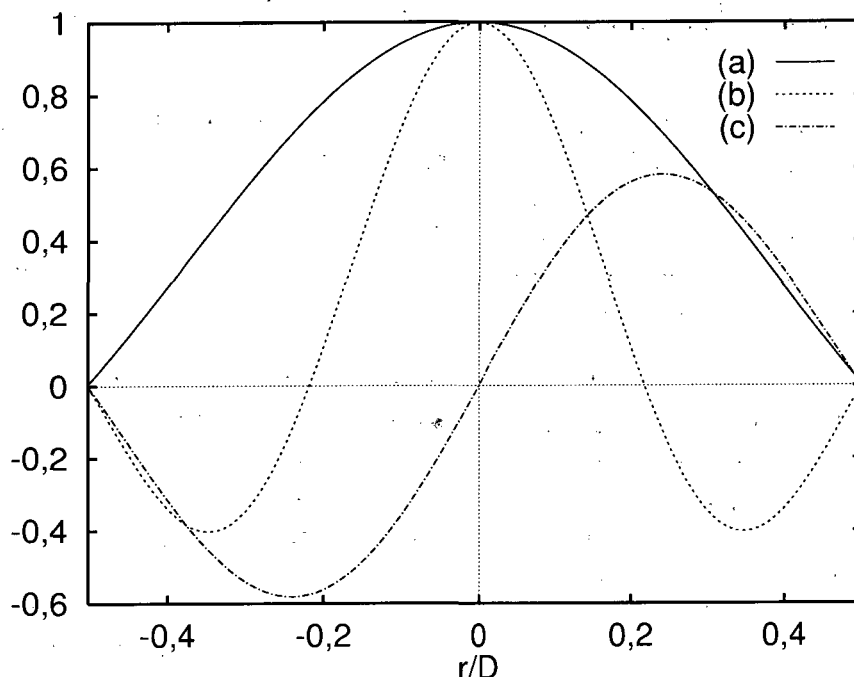


Figura 3.4: Modos de oscilação da superfície da poça, (a): $J_0(4,79 r/D_p)$, (b): $J_0(11,04 r/D_p)$ e (c): $J_1(7,66 r/D_p)$

modo de vibração dominante de acordo com Xiao e Ouden (1993).

Quando a penetração é parcial o modo de vibração dominante é o segundo ($n = 0$ e $\lambda \approx 11,04/D_p$) ou, eventualmente, o terceiro ($n = 1$ e $\lambda \approx 7,66/D_p$), que é considerado prejudicial para a qualidade da solda.

Xiao e Ouden (1993) estudaram a possibilidade de, através da comparação de medidas da frequência de oscilação da tensão elétrica do arco com os valores obtidos de (3.22) e (3.25), monitorar a ocorrência de penetração total na soldagem pelo processo TIG. Isto é importante, visto que a irregularidade da penetração é frequentemente um problema naquele processo. Além disso aqueles autores estudaram a escolha de parâmetros para minimizar a ocorrência do modo de oscilação da superfície da poça que é prejudicial à qualidade da solda. Ouden *et al.* (1993) consideraram também a possibilidade de minimizar a salpicagem no processo de soldagem MIG/MAG com transferência por curto-circuito sincronizando a frequência de curto-circuitos com a frequência de oscilação da poça.

3.5 A Condução de Calor no Metal Base

A condução tem grande importância para os fenômenos discutidos nas seções precedentes, visto que grande parte do calor gerado no arco voltaico se dissipa por condução através da peça soldada. Além disso o estudo da condução de calor no metal base permite a previsão de diversos efeitos térmicos da soldagem, relacionados às transformações da microestrutura e às deformações plásticas que ocorrem em torno da solda, como mostra Radaj (1992).

Os efeitos térmicos da soldagem no metal base estão acoplados entre si, através de equações constitutivas como as estudadas por Inoue e Wang (1985). Assim as tensões e deformações que se desenvolvem no material (e todas as propriedades mecânicas do mesmo) dependem das transformações metalúrgicas que ele sofre, assim como da temperatura a que ele está sujeito. Mas as transformações metalúrgicas e o próprio campo de temperatura também sofrem influência dos campos de tensões e deformações que se estabelecem no material ao longo da soldagem. Apesar disso, para obter-se os campos de tensões e deformações durante a soldagem, são utilizados modelos que consideram apenas a dependência das propriedades do material com a temperatura. E, por outro lado, na modelagem das transformações metalúrgicas, geralmente não são levados em conta os campos de tensões e deformações que se desenvolvem ao mesmo tempo que aquelas transformações.

Até cerca de uma década atrás o problema termoelastoplástico que determina as tensões residuais e distorções causadas pela soldagem e o problema das transformações metalúrgica que ocorrem durante o mesmo processo eram estudados separadamente, já que cada um destes problemas já é por si bastante complexo. Pode-se notar na literatura, inclusive, uma preferência dos autores que trabalham com o problema termo-mecânico pelo uso de métodos de elementos finitos na determinação do campo de temperatura. É provável que esta escolha deva-se ao hábito adquirido na utilização daquele tipo de métodos na solução de problemas de mecânica dos sólidos. Um bom e velho exemplo de trabalho que segue esta tendência é dado por Friedman (1975). É verdade, também, que o mesmo problema de termoelastoplasticidade pode ser resolvido usando outros métodos numéricos, de volumes finitos por exemplo (Demirdžić e Martinović, 1993), e mesmo através de abordagens mais simplificadas, como a de Mandal e Sundar (1997) e mistas (analíticas para a temperatura e numéricas para as tensões) adotadas por Muraki *et al.* (1975) e Dye *et al.* (2001).

Por sua vez, os autores que trabalham com modelos para o desenvolvimento da microestrutura da solda, vinham fazendo uso de modelos semi-empíricos para o ciclo térmico sofrido pelo material, como se observa nos trabalhos de Svensson *et al.* (1986) ou de soluções analíticas para a condução de calor na peça (chapa), como as usadas por Ion *et al.* (1984), Miranda e Fortes (1989) e por Myhr e Grong (1991).

Recentemente métodos de elementos finitos têm sido aplicados em metodologias nas quais se calcula o campo de temperatura, que então é usado para calcular transformações da microestrutura, que por sua vez é utilizada (juntamente com a temperatura, a taxa de deformação e o grau de deformação) na determinação da resistência ao escoamento usada para calcular as deformações plásticas de ligas de alumínio⁸ (Myhr *et al.*, 1998). Em um trabalho ainda mais ousado (a convecção no interior da peça de soldagem é considerada detalhadamente), em que foi utilizado um método de volumes finitos, Mundra *et al.* (1997) estudaram o ciclo térmico e as transformações metalúrgicas no metal de solda em aços baixa-liga.

Nos modelos que utilizam métodos de elementos finitos é comum o uso de propriedades termofísicas variáveis com a temperatura. Geralmente o calor latente de fusão é representado prescrevendo-se valores altos para o calor específico dentro do intervalo de temperaturas de fusão (na maioria das ligas metálicas não existe uma temperatura de fusão, mas um intervalo de fusão/solidificação dentro do qual, a cada temperatura diferentes proporções de líquido e sólido, com composições químicas bem determinadas, coexistem em equilíbrio). Os modelos são, em geral, para regime transiente, servindo-se da equação da conservação da energia na forma

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho c_p T) = \nabla \cdot (k \nabla T) + s \quad (3.26)$$

onde s representa uma fonte de calor distribuída (cuja intensidade é dada em W/m^3).

Nestes modelos numéricos, a equação (3.26) muitas vezes não é utilizada na sua forma representativa do fluxo tridimensional do calor, mesmo quando se estuda a condução de calor em chapas grossas. Neste caso são frequentemente utilizados modelos em que admite-se que o calor se difunde apenas ao longo do plano transversal à solda (*two dimensional cross sectional models*),

⁸Note-se que as ligas de alumínio têm um comportamento metalúrgico, de um modo geral, bem mais simples que o dos aços.

como se vê no trabalho de Bonifaz (2000). A escolha de uma distribuição espacial adequada de geração de calor pode minimizar o erro introduzido por esta hipótese, de acordo com Kamala e Goldak (1993). Para resolver com precisão o problema de condução tridimensional transiente presente na soldagem, em condições bastante genéricas, é importante utilizar métodos adaptativos eficientes, como o usado por Holm e Klokkehaug (1998).

Nos modelos numéricos as perdas de calor pela superfície da peça são facilmente levadas em conta, e é usual modelar o efeito do escoamento no interior da poça de soldagem através da distribuição de geração de calor pela região correspondente do domínio, conforme Goldak *et al.* (1986). O efeito da adição de material pode ser considerado acrescentando (ou ativando) elementos na malha utilizada para discretizar o domínio (que representa a peça), da maneira mostrada por Tekriwal e Mazumder (1988).

Utilizando um método de volumes finitos Na e Lho (1996) modelaram a condução de calor durante a soldagem circunferencial de tubos. Eles utilizaram a posição da frente de mudança de fase determinada deste modo, como dado de entrada para um modelo para a deformação da superfície da poça de metal líquido baseado nas equações diferenciais mostradas na seção 3.4.1 (resolvidas por diferenças finitas). Um resultado de Na e Lho é comparado com os resultados da solução desenvolvida no capítulo 5 desta tese.

Um trabalho muito interessante, no qual é utilizado um método que poderia ser classificado como de volumes finitos, mas cujas simplificações o tornam *inconsistente* com a equação que representa a condução de calor (3.26) escrita para domínios bidimensionais, que o método efetivamente modela, é o de Blodgett (1984). Este método é utilizado principalmente para estimar de forma rápida as taxas de resfriamento na zona fundida e na ZTA, que são importantes na determinação da tenacidade da junta soldada. Este método tem a vantagem, em relação às soluções analíticas, de levar em conta com facilidade efeitos da fusão do material, das variações de propriedades termofísicas com a temperatura e de alguns detalhes da geometria da junta. Ele é muito mais rápido e simples que os métodos numéricos convencionais para a solução do mesmo problema.

No restante desta seção serão discutidas algumas soluções analíticas propostas por Rosenthal (1941) e fórmulas simplificadas, desenvolvidas a partir daquele trabalho pioneiro, que são utilizadas até hoje. Além disso serão citados alguns trabalhos mais recentes que devem servir para situar as contribuições desta tese no contexto dos desenvolvimentos da linha de pesquisa

em que ela se insere. Não convém detalhar aqui toda a variedade de soluções encontrada na literatura. Grande parte delas é reproduzida e comentada no livro de Machado (2000). As mais importantes podem ser encontradas também no livro de Kou (1996, §8.4).

Antes de revisar algumas destas soluções, entretanto, é conveniente discutir a maneira como costuma ser descrita a passagem do calor do arco voltaico (ou em termos genéricos, da fonte de calor envolvida no processo) para o metal base da peça processada.

3.5.1 Eficiência térmica

Apesar de todos os progressos feitos nas descrições matemáticas do arco voltaico, conforme o exposto na seção 3.2, e da transferência de metal líquido do eletrodo para a poça de soldagem (seção 3.3), a magnitude do fluxo de calor que deixa o arco e o eletrodo para chegar à peça soldada (que é um dado necessário para a solução do problema de condução de calor no metal base) é quase sempre determinada experimentalmente.

Os resultados dos experimentos realizados para determinação do fluxo de calor entregue à peça, são normalmente expressos utilizando a *eficiência térmica de soldagem* (também chamada de eficiência de arco⁹ ou de rendimento térmico), definida como

$$\eta_t = \frac{P}{UI} \quad (3.27)$$

onde P é o fluxo total de calor (em watts) que a peça recebe, U é a tensão elétrica através do arco e I é a corrente de soldagem. Em processos de soldagem nos quais o arco voltaico não é a fonte de calor, este produto tensão-corrente é substituído por medidas adequadas da potência consumida pelo processo.

Christensen *et al.* (1965), publicaram valores de η_t para alguns processos de soldagem. Os resultados de Christensen *et al.* foram utilizados por Radaj

⁹DuPont e Marder (1996; 1995) distinguem dois fatores de eficiência térmica: a eficiência de arco (que é o que está sendo chamado aqui de eficiência térmica) e a eficiência de fusão. Na literatura são definidos diversos parâmetros de eficiência e rendimento para os processos de soldagem e para as juntas soldadas. É necessário cuidado para evitar confusões, já que não há uma nomenclatura padronizada.

(1992), em conjunto com outras referências, na elaboração da tabela 3.1.

Tabela 3.1: Eficiências térmicas de alguns processos na soldagem de aços e alumínio, segundo Radaj (1992)

processo	P [kW]	v [mm/s]	P/v [kJ/mm]	η_t [—]
arco submerso	5 – 125	< 25	< 10	0,85 – 0,95
eletrodo revestido	1 – 20	< 5	< 3,5	0,65 – 0,90
MIG/MAG	5 – 100	< 15	< 2	0,65 – 0,90
TIG	1 – 15	< 15	< 1	0,20 – 0,50

Os valores mostrados nesta tabela encontram-se em faixas muito amplas, e não é esclarecida a forma como variáveis importantes da soldagem afetam esta eficiência térmica. Sabe-se, por exemplo, que a composição do gás de proteção é importante, assim como a polaridade da peça e o estado da sua superfície (de acordo com Quigley *et al.* (1973)¹⁰, aproximadamente 56% da transferência da energia para a peça, quando ela é o ânodo, ocorre por condensação de elétrons). A magnitude desta transferência depende, portanto, da função trabalho ϕ_e da superfície da peça e logo das condições daquela superfície (o que representa um argumento contra o uso de experimentos com eletrodos resfriados a água no lugar da peça, como o descrito por Kou (1986, §2.1)).

A tabela 3.2 mostra valores de η_t recomendados por Grong (1994).

Giedt *et al.* (1989), compararam os valores de eficiência térmica que obtiveram em seus experimentos utilizando um calorímetro (baseado em um envelope de fluxímetros de calor que é fechado em torno do corpo de prova, um pedaço de chapa comum, logo após a soldagem) com resultados disponíveis na literatura, e chegaram à conclusão de que grande parte da dispersão dos valores encontrados em tabelas como 3.1 e 3.2 se deve aos diferentes modos de calcular a eficiência térmica empregados. Alguns autores, como Christensen *et al.* (1965), estimaram as eficiências térmicas fazendo medições de temperatura nos seus corpos de prova e, com o auxílio de soluções analíticas como as de Rosenthal (1941), calculando o fluxo de calor recebido pelo corpo de prova. As simplificações presentes nestas soluções analíticas levam a valores sistematicamente subestimados (comparados com os obtidos

¹⁰No trabalho de Quigley *et al.* pode ser encontrada uma descrição sucinta dos diversos mecanismos de transferência de calor do arco para a peça atuantes no processo TIG, acompanhada de estimativas da importância de cada um desses mecanismos.

Tabela 3.2: Eficiências térmicas de alguns processos de soldagem, segundo Grong (1994)

processo	η_t	
	faixa	média
arco submerso (aço)	0,91 – 0,99	0,95
eletrodo revestido (aço)	0,66 – 0,85	0,80
MAG (CO ₂ - aço)	0,75 – 0,93	0,85
MIG (Ar - aço)	0,66 – 0,70	0,70
TIG (Ar - aço)	0,25 – 0,75	0,40
TIG (He - alumínio)	0,55 – 0,80	0,60
TIG (Ar - alumínio)	0,22 – 0,46	0,40

em calorímetros) de eficiência térmica. As medições de Giedt *et al.* apresentaram boa concordância com resultados obtidos em calorímetros de ânodo de cobre resfriado à água (Tsai & Eagar, 1985). Eles observaram ainda que os valores de eficiência térmica utilizados em soluções teóricas se aproximam dos determinados através de calorímetros à medida que os modelos teóricos são aperfeiçoados.

Na prática a eficiência térmica acaba servindo como uma constante de calibração dos modelos teóricos para a condução de calor. Nos modelos em que a determinação do fluxo de calor P a partir de temperaturas conhecidas no domínio não é tão fácil (quanto é nos modelos lineares¹¹ como os de Rosenthal (1941)), a calibração pode acontecer de uma forma relativamente automatizada, utilizando métodos de otimização para a estimação de parâmetros análogos à eficiência térmica, como propõe Khalidy (1997), ou pode ser feita diretamente pelo usuário do modelo, por tentativa e erro.

3.5.2 Condutividade e difusividade térmicas

A condutividade k e a difusividade $\alpha = k/(\rho c_p)$ térmicas das ligas metálicas de um modo geral variam significativamente na faixa de temperaturas alcançadas durante a soldagem. Para a previsão do ciclo térmico e das temperaturas máximas atingidas na ZTA, utilizando modelos que desprezam esta

¹¹Nestes modelos a diferença entre a temperatura em um ponto qualquer do domínio e a temperatura inicial da chapa é diretamente proporcional à intensidade do fluxo de calor que entra na peça.

variação, os valores médios destas propriedades fornecidos por Grong (1994) e reproduzidos na tabela 3.3, são considerados bastante satisfatórios e foram utilizados para obter a maior parte dos resultados teóricos mostrados nesta tese.

Tabela 3.3: Condutividade e difusividade térmicas

material	k [W/(m K)]	α [m ² /s]
aço carbono	40	8×10^{-6}
liga de Al-Mg-Si	167	62×10^{-6}

Algumas expressões para o cálculo de valores destas propriedades termodinâmicas em função da temperatura e de condições de soldagem foram reunidas no trabalho de Machado (2000, §3.4).

3.5.3 Soluções de Rosenthal (1941)

Rosenthal em seu trabalho mais conhecido, publicado em 1941, apresenta soluções analíticas capazes de representar a distribuição de temperatura nos eletrodos consumíveis, em chapas grossas aquecidas por fonte de calor puntual móvel (considerando que as chapas tenham espessura infinita), em chapas finas (considerando uniforme o perfil de temperatura através da sua espessura), chapas finas de largura finita (que também podem representar tubos soldados longitudinalmente) e em chapas de qualquer espessura¹². Além disso, ele propõe aproximações capazes de representar o processo de *oxicorte*, dá exemplos de uso de suas soluções para calcular taxas de resfriamento (importantes para prever tenacidade) em soldas e ainda discute a forma como o calor do arco se distribui entre eletrodo, peça e perdas para o ambiente. Aqui será mostrada apenas a solução para a condução de calor em chapas grossas.

Considerando uma fonte de calor puntual se movendo à velocidade v , que entrega uma potência P (em watts) à uma chapa espessa¹³, inicialmente à

¹²Esta solução para chapas de qualquer espessura é a base da discussão apresentada por Myhr e Grong (1990) e aparece com destaque também no trabalho de Taniguchi (1992).

¹³A espessura da peça aquecida não é a única variável determinante da aplicabilidade deste tipo de modelo. Conforme discutem Myhr e Grong (1990), em pontos suficientemente próximos da trajetória da fonte de calor, mesmo em chapas de pequena espessura, o fluxo de calor é tridimensional e o tipo de modelo discutido aqui é apropriado durante grande

temperatura T_0 , Rosenthal obteve o campo de temperatura dado pela expressão

$$T(x', y, z) = T_0 + \frac{P}{2\pi R' k} \exp\left[-\frac{v(x' + R')}{2\alpha}\right] \quad (3.28)$$

onde k e α são a condutividade e a difusividade térmicas. O sistema de coordenadas (x', y, z) se move juntamente com a fonte de calor, estando o eixo x' paralelo à velocidade v . $R' = \sqrt{(x')^2 + y^2 + z^2}$. Neste sistema de coordenadas, a solução é independente do tempo (está em regime permanente) embora cada ponto da chapa sofra um ciclo de aquecimento e resfriamento. Esta solução é representada¹⁴ na figura 3.5.

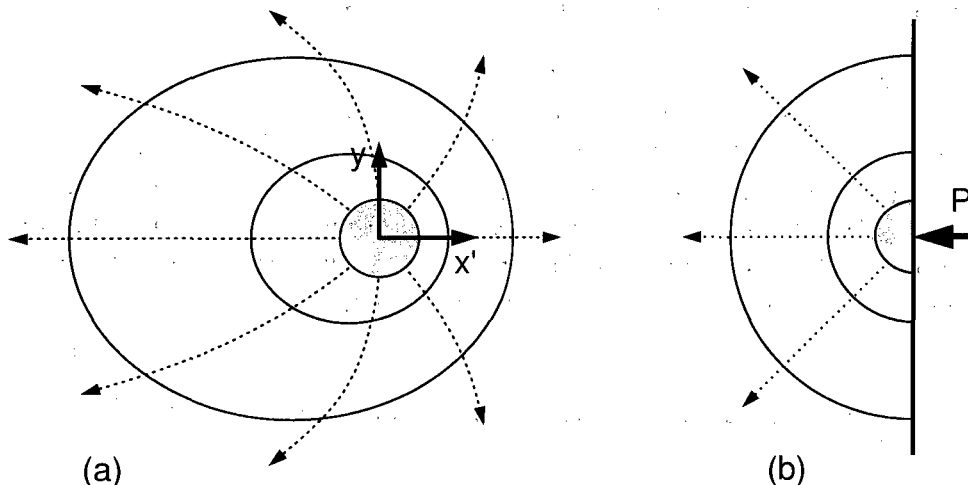


Figura 3.5: Esboço das linhas de fluxo de calor e isotermas da solução de Rosenthal (1941): De topo (a) e em corte transversal (b)

Equações como a mostrada anteriormente permitem a obtenção do campo de temperatura na chapa, bem como a obtenção do ciclo térmico sofrido pelo

parte do ciclo térmico sofrido pelo material. À medida que se considera um ponto mais distante daquela trajetória (e instantes mais afastados daquele em que a fonte de calor passa perto deste ponto) a espessura da chapa torna-se mais importante e é necessário utilizar modelos que a levem em conta. Há ainda, em soldagem, situações nas quais a fonte de calor puntual não representa adequadamente o que acontece (por exemplo, na soldagem por plasma pela técnica do *keyhole*). Nestes casos, modelos bidimensionais para a condução de calor (chamados freqüentemente de modelos para chapas finas) são geralmente mais apropriados que o apresentado agora.

¹⁴Note-se que, como o sistema de coordenadas está em movimento, as linhas de fluxo não são perpendiculares às isotermas na figura 3.5.

material situado à uma distância $r = \sqrt{y^2 + z^2}$ da linha de solda. Para a obtenção do ciclo térmico deve-se notar que, em relação à um sistema de coordenadas fixo na peça (x, y, z) , tem-se $x' = x - vt$.

A obtenção da equação (3.28) será apresentada no capítulo 4. Aqui cabe salientar que esta equação utiliza valores constantes das propriedades termofísicas do material, e, naturalmente, não leva em conta a fusão que deve ocorrer junto à fonte de calor.

Em trabalho posterior Rosenthal (1946) mostra como o uso de fontes de calor distribuídas elimina as temperaturas infinitas que são previstas junto a fontes de calor concentradas e também mostra como incluir o efeito das perdas de calor pelas superfícies de uma chapa fina (através do procedimento usual nos modelos de aletas). Além disso ele mostra novas possibilidades de aplicação da teoria das fontes de calor móveis no processamento de materiais.

As descrições, bastante completas, do campo de temperatura que se desenvolve em torno da fonte de calor e do ciclo térmico sofrido pelo material, que equações como (3.28) fornecem, não são, entretanto, muito simples de utilizar na prática. É mais conveniente, em grande parte das situações, calcular apenas alguns parâmetros representativos do que acontece com o material. São muito utilizados os valores da taxa (ou do tempo) de resfriamento do material e da temperatura máxima que ocorre em um certo ponto da peça.

3.5.4 Fórmulas para temperatura máxima

Para obter a temperatura máxima que ocorre em um determinado ponto da chapa a partir das soluções como (3.28), é preciso utilizar um procedimento iterativo. Para contornar esta dificuldade, expressões aproximadas, capazes de fornecer diretamente este valor, foram desenvolvidas.

Para a obtenção das temperaturas máximas que ocorreriam de acordo com a equação de Rosenthal (3.28), por exemplo, Adams Jr. (1958) utilizou o procedimento apresentado a seguir. Em primeiro lugar escreve-se a equação (3.28), na forma

$$T(x', r) - T_0 = \frac{P}{2\pi k \sqrt{(x')^2 + r^2}} \exp\left[-\frac{v}{2\alpha} \left(x' + \sqrt{(x')^2 + r^2}\right)\right] \quad (3.29)$$

onde $r = \sqrt{y^2 + z^2}$ é o afastamento da linha da solda. Para cada valor T_1 de T essa equação representa uma curva de forma ovalada, como as que aparecem na figura 3.5 (a). Pode-se imaginar que estas isotermas viajam através da chapa, acompanhando o movimento da fonte de calor. A temperatura T_1 é a máxima temperatura que ocorre no ponto (x'_1, r_1) que é o ponto da isoterma $T = T_1$ cujo afastamento da linha de solda é máximo (visto que as outras isotermas que passarão sobre aquele ponto são de temperaturas mais baixas). Portanto o ponto sobre uma isoterma $T = T_1$ que obedece à condição de máximo

$$\left(\frac{\partial r}{\partial x'} \right)_{T=T_1} = 0 \quad (3.30)$$

é o ponto para o qual $T_{max} = T_1$. Aplicando a regra de derivação de funções implícitas e a condição (3.30), pode-se chegar, a partir de (3.29), à condição

$$(x')^2 + r^2 = -x' \left(\frac{2\alpha}{v} + \sqrt{(x')^2 + r^2} \right) \quad (3.31)$$

Para obter a temperatura máxima que ocorre a um afastamento $r = r_1$ da linha de centro da solda, obtém-se $x = x'_1$ usando a equação (3.31), e então substitui-se esses valores na equação (3.29). O problema é que (3.31) é uma equação não-linear, que para ser resolvida exige um procedimento iterativo. Para evitar isso Adams Jr. utilizou uma expansão em série de Taylor da função raiz quadrada em torno do valor $(x')^2$. De acordo com esta expansão,

$$\sqrt{(x')^2 + r^2} \approx \pm x' \left[1 + \frac{r^2}{2(x')^2} \right] \quad (3.32)$$

déprezando-se os termos de grau maior que 2 em r . Esta aproximação é válida para $r/x' \ll 1$.

Substituindo (3.32), com sinal negativo¹⁵, em (3.31), obtém-se $x' \approx -\frac{vr^2}{4\alpha}$. Substituindo essa expressão em (3.29), utilizando novamente (3.32), obtém-se

$$T_{max}(r) - T_0 \approx \left\{ 2\pi k\alpha \left[\left(\frac{vr}{2\alpha} \right)^2 + 2 \right] \exp(1) \right\}^{-1} Pv \quad (3.33)$$

¹⁵Note-se que os dois lados da igualdade em (3.31) devem ser quantidades positivas, o que serve de guia para a escolha dos sinais.

Como no modelo de Rosenthal, que serviu de base para (3.33), não são levados em conta efeitos da variação das propriedades termofísicas com a temperatura, nem os fenômenos que ocorrem no interior da poça de soldagem, Adams Jr. propôs uma forma de calibrar esta equação. Ele se baseou no fato de que na linha de fusão $r = r_f$ (facilmente identificável no cordão de solda), a temperatura máxima alcançada pelo material é a temperatura em que se inicia a fusão do material, $T_{max} = T_f$.

Utilizando o afastamento em relação à linha de fusão $r' = r - r_f$, pode-se escrever $r^2 = r_f^2 + 2r_f r' + (r')^2$. Substituindo em (3.33) obtém-se

$$T_{max}(r') - T_0 \approx \left\{ \frac{\pi k v}{2P\alpha} [2r_f r' + (r')^2] \exp(1) + \frac{1}{T_f - T_0} \right\}^{-1} \quad (3.34)$$

Esta aproximação deveria ser idêntica à equação (6A) de Adams Jr. (1958), mas não é. A equação (6A) naquela referência é muito parecida com a expressão (3.33). Provavelmente a equação (6A) de Adams Jr. (1958) é fruto de uma confusão na composição daquele artigo, visto que ela não respeita a condição que justificaria o seu uso: para $r' = 0$ ela deveria fornecer exatamente o valor $T_{max} = T_f$, o que não acontece. É possível que o problema tenha passado despercebido porque Adams Jr. se concentrou em outras equações aproximadas, válidas para chapas finas, em que o fluxo de calor é basicamente bidimensional, que estão corretamente escritas naquele artigo.

É lamentável que a expressão errada no artigo de Adams Jr. (1958) tenha sido reproduzida em um dos livros mais conhecidos na metalurgia da soldagem (Kou, 1987). Em artigos posteriores, dos quais Adams Jr. é coautor, expressões corretas (equivalentes a (3.34)) são apresentadas (Barry *et al.*, 1963; Paley *et al.*, 1964). Infelizmente estes artigos são menos conhecidos, pois além de trazerem a aproximação corrigida, eles trazem novas aproximações, válidas para chapas de qualquer espessura, discutem mais profundamente os critérios para uso de expressões desenvolvidas para chapas finas ou grossas (os critérios para escolha da expressão a utilizar para cálculo de temperatura máxima são diferentes dos critérios de escolha de expressão para cálculo de taxa de resfriamento) e também aprofundam a discussão das dificuldades encontradas na medição de temperaturas na soldagem.

Expressões como a (3.34) são utilizadas para avaliar a espessura da zona termicamente afetada (ZTA) da solda. A geometria da solda (da zona fundida principalmente, mas também a da ZTA) é relativamente difícil de estimar

por causa das influências da convecção no interior da poça de soldagem, da distribuição do fluxo de calor e corrente elétrica sobre a superfície desta poça, do metal de adição utilizado e ainda das variações das propriedades termofísicas dos materiais com a temperatura. Grong (1994, §1.10:8) mostra algumas correlações utilizadas para avaliar a geometria da solda, a partir de valores de corrente, tensão, velocidade de soldagem e parâmetros que descrevem a deposição do metal de adição. Valores de taxa (ou tempo) de resfriamento na solda e mesmo ciclos térmicos que o material sofre (dada a temperatura máxima alcançada, que é importante para ajustar as equações) são previstos com mais facilidade.

Rykalin (1957), utilizando a aproximação (3.32) diretamente em (3.29) e sua análoga para chapa fina, desenvolveu equações válidas no limite quando $P \rightarrow \infty$ e $v \rightarrow \infty$ mantida constante a razão P/v (conhecida como *aporte térmico*). Neste limite, (3.29) pode ser escrita como¹⁶

$$T(r, t) = T_0 + \frac{P}{2\pi kvt} \exp\left(-\frac{r^2}{4\alpha t}\right) \quad (3.35)$$

Derivando-se essa equação em relação ao tempo, obtém-se

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\left(1 - \frac{r^2}{4\alpha t}\right) \frac{P}{2\pi kvt^2} \exp\left(-\frac{r^2}{4\alpha t}\right) \quad (3.36)$$

e daí

$$T_{max}(r) = T_0 + \frac{2\alpha P}{\pi kvr^2} \exp(-1) \quad (3.37)$$

Expressões análogas podem ser desenvolvidas para chapas de espessura média e fina e de largura finita, inclusive considerando uma distribuição do fluxo de calor na superfície da chapa (no lugar da fonte de calor puntual considerada acima). Os campos de aplicabilidade das equações (3.35), (3.29) e suas análogas para chapas espessas e finas, foram analisados por Myhr e Grong (1990).

¹⁶Esta equação pode ser vista também como a resposta de um meio bidimensional à atuação instantânea de uma fonte de calor de magnitude P/v . Este tipo de equivalência deve se tornar mais clara com o auxílio dos desenvolvimentos apresentados nos capítulos posteriores.

Antes de encerrar esta discussão das aproximações desenvolvidas a partir das soluções de Rosenthal, vale a pena investigar o caso limite representativo da situação em que é utilizada velocidade de soldagem muito baixa. Então, quando $v = 0$, tem-se de (3.28),

$$T(R) = T_0 + \frac{P}{2\pi Rk} \quad (3.38)$$

com $R = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$. Neste caso, obviamente $\frac{\partial T}{\partial t} = 0$ e $T_{max} = T$.

3.5.5 Fórmulas para taxa (tempo) de resfriamento

Para a estimativa da taxa de resfriamento do material da solda, Adams Jr. (1958) recomendou o procedimento proposto por Rosenthal (1941). Aquele procedimento faz uso do fato de que as taxas de resfriamento máximas ocorrem na linha de solda $z = 0$. Particularizando a equação (3.29) para aquela posição (assumindo que $x' < 0$), e utilizando $x' = x - vt$, é fácil diferenciá-la em relação ao tempo, obtendo

$$\frac{dT}{dt} = -\frac{2\pi kv}{P}(T - T_0)^2 \quad (3.39)$$

Algumas fórmulas utilizadas para estimar a dureza máxima¹⁷ encontrada na ZTA de aços baixa-liga, como as analisadas no trabalho de Niño Bohórquez (1989), utilizam como parâmetro característico do ciclo térmico sofrido pelo material o tempo $\Delta t_{8/5}$ decorrido entre o instante em que ele está a 800°C e aquele em que chega a 500°C. Para obter este tempo de resfriamento pode-se integrar no tempo equações como (3.39), obtendo, no caso,

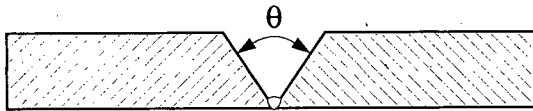
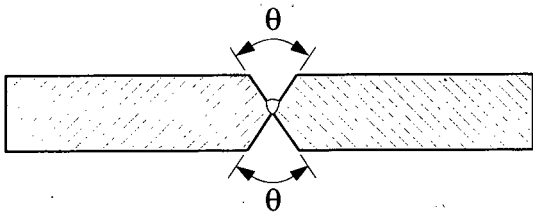
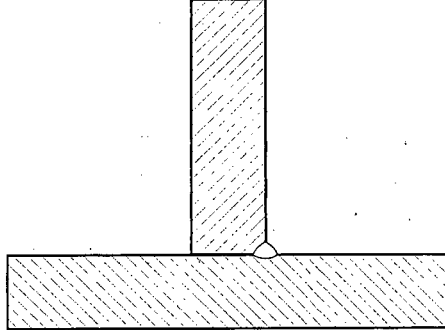
$$\Delta t_{8/5} = \frac{P}{2\pi kv} \left(\frac{1}{500^\circ\text{C} - T_0} - \frac{1}{800^\circ\text{C} - T_0} \right) \quad (3.40)$$

A tabela 3.4 (Grong, 1994, §1.10.7), mostra fatores utilizados para multiplicar o resultado da equação (3.40) (ou dividir o resultado da equação (3.39),

¹⁷A tenacidade de um aço geralmente diminui com o aumento da dureza (especificamente quando o aumento da dureza reflete um aumento do teor de martensita de alta dureza no aço). Algumas normas para construção e reparo de vasos de pressão e outras estruturas estabelecem limites máximos para a dureza admissível em juntas soldadas.

quando se deseja calcular o tempo (ou taxa) de resfriamento após a execução do passe de raiz em juntas realizadas entre chapas grossas. Nas expressões mostradas nesta tabela o ângulo θ é dado em graus.

Tabela 3.4: Fatores para tempo de resfriamento quando a solda é de topo (junta preparada em simples V ou duplo V) ou de filete (junta em T ou L)

geometria	fator
	$\frac{180^\circ}{180^\circ - \theta}$
	$\frac{180^\circ}{360^\circ - 2\theta}$
	$\frac{180^\circ}{270^\circ}$

O cálculo da taxa (ou tempo) de resfriamento não é tão simples quando a chapa tem uma espessura intermediária (não é tão fina que o fluxo de calor na direção da espessura possa ser desprezado e nem é tão grossa que a espessura não precise ser levada em conta¹⁸). Adams Jr. (1958) propõe que

se utilize a maior taxa de resfriamento (correspondente ao menor tempo de resfriamento) das calculadas pelas duas fórmulas mais simples (a válida para chapas grossas e a válida para chapas finas). Paley *et al.* (1964) propõem o uso de um parâmetro adimensional chamado espessura relativa de chapa, RPT (*relative plate thickness*), e apresentam um gráfico que fornece, dada a RPT, um fator usado para multiplicar a taxa de resfriamento dada por (3.39). A RPT aparece também em manuais que tratam do assunto (Connor, 1987; Tsai e Tso, 1994). Tsai e Tso alertam para o fato de que, quando leva-se em conta a espessura da chapa, é importante levar em conta, por exemplo, o caso em que a junta é em T e o calor se distribui com mais facilidade do que na solda cordão sobre chapa. Para a junta em T eles sugerem que multiplique-se a taxa de resfriamento calculada (através de fórmulas desenvolvidas para solda cordão sobre chapa ou de topo) por 3/2.

Para aços baixa-liga, podem ser encontradas na literatura correlações empíricas para o cálculo da taxa de resfriamento (Tsai e Tso, 1994) ou tempo de resfriamento $\Delta t_{8/5}$ (Thier e Eisenbeis, 1997)¹⁹. Thier e Eisenbeis propõem um aperfeiçoamento da forma tradicional de tratar a solda de chapas de espessuras diferentes (que é utilizar uma média aritmética das espessuras das chapas). Quando aplicáveis, as correlações empíricas são mais convenientes que as fórmulas obtidas analiticamente, pois além de refletirem a realidade encontrada nos experimentos (sem o efeito das simplificações envolvidas na dedução das expressões analíticas) elas dispensam o usuário da tarefa de selecionar os valores das propriedades termofísicas envolvidas nestas expressões (elas são consideradas constantes nas soluções analíticas, mas nos aços baixa-liga elas variam significativamente com a temperatura, de modo que é necessário escolher um valor *médio* adequado para cada uma das propriedades que aparecem nestas soluções).

É importante lembrar que as fórmulas para cálculo de taxa (ou tempo) de resfriamento discutidas nesta seção foram desenvolvidas tendo-se em mente o problema da fragilidade a frio dos aços baixa-liga (que é mais agudo quando as taxas de resfriamento são maiores e os tempos menores). Por razões de segurança estas fórmulas normalmente vão superestimar as taxas de resfriamento e subestimar os tempos de resfriamento. Quando a taxa (ou o tempo) de resfriamento for calculada(o) com outros objetivos, é possível que esta

¹⁸Note-se que nas expressões (3.40) e (3.39) o valor da espessura da chapa não aparece.

¹⁹Aparentemente há alguma confusão de unidades neste artigo. Nas equações de (1) a (4) as espessuras devem ser expressas em cm e os aportes térmicos em J/cm. Porém, nas demais equações apresentadas no artigo, foi necessário utilizar espessuras em mm e aportes térmicos em kJ/cm para obter resultados coerentes com os reportados pelos autores.

tendência seja prejudicial.

3.5.6 Soluções analíticas mais recentes

Distribuições de fontes de calor diferentes daquelas imaginadas por Rosenthal podem ser usadas para obter-se uma melhor representação da forma da zona fundida e da zona afetada pelo calor encontradas em certos processos. Exemplos da utilização deste recurso encontram-se nos trabalhos de Kasuya e Yurioka (1993) e Grong (1994). Além disso pode-se explorar as soluções em regime transiente para analisar ciclos térmicos em soldagem multipasse, como Suzuki *et al.* (1997) e Rykalin (1957), ou os efeitos da pulsação da potência da fonte como Karkhin *et al.* (1999), Santos *et al.* (1998), Zubair e Chaudry (1994), Ravi Vishnu e Easterling (1993), Ravi Vishnu *et al.* (1991), Tsai e Hou (1988) e Modest e Abakians (1986).

Suzuki *et al.* (1997) e Ravi Vishnu e Easterling (1993), usando a transformação de Kirchhoff (discutida nos livros de Özışık (1968), Arpacı (1966) e Carslaw e Jaeger (1959)), permitem que se leve em conta uma variação linear das propriedades termofísicas com a temperatura nas suas soluções analíticas. Para aplicar a transformação de Kirchhoff a problemas em regime transiente é preciso assumir que $\frac{\partial}{\partial T}k = \frac{\partial}{\partial T}(\rho c_p)$. Esta é uma hipótese razoável para os aços inoxidáveis austeníticos, mas geralmente ela não é satisfeita pelas outras ligas metálicas de uso freqüente na engenharia.

Em alguns modelos procura-se introduzir o efeito da fusão do material. Kang e Chang (1975) utilizaram um procedimento essencialmente ligado ao método dos elementos de contorno. Com seu procedimento, aqueles autores puderam levar em conta o calor latente de fusão e a diferença entre as propriedades termofísicas do sólido e do líquido. Nunes Jr. (1983) propôs o uso de distribuições discretas de fontes e sumidouros de calor para modelar o efeito do calor latente e do escoamento no interior da poça de soldagem. Malmuth (1976) e Andrews e Atthey (1979) utilizaram métodos de perturbação para levar em conta o calor latente nas suas soluções analíticas. O número de trabalhos publicados utilizando este tipo de métodos parece ter diminuído ultimamente, talvez porque os métodos de elementos finitos, volumes finitos e diferenças finitas venham se mostrando mais simples e eficazes no tratamento das não-linearidades da equação da condução de calor que representam os fenômenos ligados a mudanças de fase.

Tzou (1997) desenvolveu expressões para o campo de temperatura provo-

cado por uma fonte de calor puntual que move-se a velocidades próximas da velocidade de propagação das ondas térmicas (*phónons*) no sólido. Nestas velocidades a lei de Fourier, usada para escrever (3.26) já não é aplicável. Este tipo de solução é interessante para estudar efeitos térmicos que ocorrem na propagação de trincas em sólidos. Tzou analisa também o uso de equações não-baseadas na lei de Fourier para descrever o aquecimento através de laser com pulsação ultra-rápida de potência. Este processo de aquecimento é utilizado na indústria de semicondutores. São pulsos com duração de picosegundos (10^{-9} s) cujo efeito sobre filmes da espessura de décimos de micrometro é analisado. No mesmo livro Tzou (1997) considera ainda a aplicação das suas equações para a condução de calor (mais abrangentes que a deduzida a partir da lei de Fourier) a problemas de transferência de calor em meios porosos. O tempo necessário para que ocorra localmente a equalização de temperatura entre o sólido poroso e o gás que ele contém, de modo que o conjunto possa ser descrito usando uma condutividade térmica média e a lei de Fourier, pode ser de segundos. Mas, enfim, nem a microestrutura dos materiais utilizados, nem as escalas de tempo e comprimento encontradas, normalmente, na soldagem, justificam a busca de modelos mais sofisticados que os derivados da lei de Fourier, para descrever a condução de calor que ocorre no metal base.

Algumas das soluções analíticas apresentadas por Suzuki *et al.* (1997) e Kasuya e Yurioka (1993) levam em conta a perda de calor por radiação e convecção através da superfície da peça, de uma forma menos simplificada que a utilizada por Rosenthal (1946).

Boo e Cho (1990) desenvolveram uma solução tridimensional transiente para a condução de calor em chapas de espessura finita qualquer, na qual é considerada a perda de calor pelas superfícies das chapas. Há um problema com esta solução, quando os coeficientes de transferência de calor através da superfície superior e da superfície inferior da chapa são diferentes. Este problema é corrigido e analisado no capítulo 6 do presente trabalho.

Jeong e Cho (1997a e 1997b) adaptaram a solução de Boo e Cho (1990) para a previsão do campo de temperatura em soldas de filete (juntas em L). É uma adaptação discutível, já que se baseia no uso de mapeamentos conformes. Os mapeamentos conformes, como mostram Carslaw e Jaeger (1959, §16.8), são mudanças de coordenadas que mantêm a validade de soluções da equação linear da condução bidimensional de calor em regime permanente, $\nabla^2 T(x, y) = 0$. Se aplicados a problemas tridimensionais transientes, no entanto, os mapeamentos conformes não levam a soluções que satisfaçam a

equação diferencial parcial (3.26) nos dois sistemas de coordenadas (original e transformado).

3.6 Uso dos Ciclos Térmicos de Soldagem na Previsão de Transformações Metalúrgicas

Nesta seção procura-se apresentar alguns usos dos ciclos térmicos de soldagem, calculados teoricamente ou obtidos experimentalmente, na previsão de transformações metalúrgicas que ocorrem no estado sólido (na ZTA principalmente) durante a soldagem.

É claro que a condução de calor tem uma influência importante no comportamento do material durante a solidificação da poça de soldagem e nas reações químicas que ocorrem naquela poça, como mostra Grong (1994). Este tipo de problema não será abordado aqui principalmente porque outros fenômenos, presentes nos diversos processos de soldagem, são também muito importantes nele e teriam de ser abordados com mais profundidade.

Por outro lado há usos práticos, bem conhecidos, não dos ciclos térmicos de soldagem completos, mas de informações a respeito dele, como o tempo de resfriamento e/ou a taxa de resfriamento a uma certa temperatura. Estes usos não serão abordados aqui.

A intenção aqui é chamar atenção para alguns usos que vêm sendo feitos de todo o ciclo térmico que ocorre durante a soldagem na previsão de transformações metalúrgicas. Para isto alguns aspectos básicos da metalurgia da soldagem são rapidamente revisados.

3.6.1 Diagramas TTT

Diagramas **tempo, temperatura, transformação** são gráficos que trazem no eixo das abscissas o tempo decorrido a partir do início de um determinado processo e no eixo das ordenadas a temperatura em que ele se dá. Nestes gráficos são traçadas curvas correspondentes a uma certa fração do total do produto de uma transformação (reação) já formado (até aquele instante naquela temperatura). Por exemplo, pode-se traçar uma curva em 1 %, para marcar o início de uma transformação e outra em 99 % para marcar o

momento em que ela se completa.

Estes diagramas são utilizados no estudo dos tratamentos térmicos das ligas metálicas. Grande parte deles é construído a partir de ensaios nos quais amostras do material são aquecidas até uma temperatura em que ele se apresenta em uma única fase e se aguarda o tempo necessário para que a concentração dos solutos nesta fase se torne uniforme. Então as amostras são mergulhadas em banhos isotérmicos (de sal ou chumbo derretido), cujas temperaturas são mais baixas que a de homogeneização (suficientemente baixas para que novas fases se precipitem), e o desenvolvimento das suas transformações é acompanhado, por dilatométrica, por exemplo, ou temperando (em água) algumas amostras, após determinados tempos de transformação e analisando-as metalograficamente (Cottrell, 1975, §20.4). Este tipo de diagrama é conhecido como **isotérmico** já que as transformações acontecem à temperatura uniforme do banho em que cada amostra do material foi mergulhada.

Há outros tipos de diagramas TTT utilizados no estudo da soldagem que não serão discutidos aqui. O livro de Radaj (1994, §2.4.1) traz uma boa revisão (voltada para os aços baixa-liga) deste tópico. Aqui dar-se-á ênfase a alguns aspectos fundamentais dos diagramas TTT que podem ser usados nas previsões teóricas de transformações metalúrgicas a partir dos ciclos térmicos de soldagem.

Quando uma fase sólida é nucleada e cresce no interior de uma matriz também sólida, a cinética desta transformação (que ocorre fora do equilíbrio termodinâmico) normalmente é determinada pelos dois fatores enumerados a seguir.

1. A maior estabilidade da nova fase, na temperatura e pressão em que está ocorrendo a transformação. Esta estabilidade é descrita quantitativamente pelos valores de energia livre de Gibbs da matriz e da nova fase nucleada. A diferença de estabilidade faz com que os átomos *se fixem* na configuração que caracteriza esta nova fase tão mais rapidamente quanto maior for a diferença entre a energia livre da matriz original e a da nova distribuição de fases.
2. O movimento dos átomos (o processo de difusão), que permite que eles mudem de configuração, é um processo termicamente ativado. Quanto maior a temperatura, mais intensamente ocorre o movimento

dos átomos e isto se reflete na variação do coeficiente de difusão²⁰ (utilizado na lei de Fick) com a temperatura. Esta variação é descrita, aproximadamente, pela equação de Arrhenius

$$D = D_0 \exp\left(-\frac{E_D}{\bar{R}T}\right) \quad (3.41)$$

onde \bar{R} é a constante universal dos gases perfeitos e T é a temperatura absoluta do material. A energia de ativação do processo de auto-difusão nos metais pode ser estimada por $E_D \approx 20\bar{R}T_f$, sendo T_f (em kelvins) a temperatura de fusão do material. A constante D_0 varia, neste caso, entre 10^{-5} e 10^{-3} m²/s (Cottrell, 1975, §12.4)²¹.

Quando uma amostra de material, com uma certa distribuição de fases, é levada abaixo da temperatura em que uma nova fase passaria a existir neste material em equilíbrio termodinâmico, diz-se que a amostra está *subresfriada*. Quanto maior o grau de subresfriamento (diferença entre a temperatura em que a nova fase surgiria no equilíbrio e a temperatura atual do material) maior é a estabilidade da nova fase e, portanto, maior tende a ser a taxa de nucleação da nova fase. Por outro lado a redução de temperatura reduz a mobilidade dos átomos e atua também no sentido de reduzir a taxa de nucleação da nova fase. Por causa da competição destes dois efeitos, as transformações que ocorrem por nucleação e crescimento²² de precipitados são representadas, em diagramas TTT, por curvas em forma de *C*. Os menores tempos para início e fim das transformações ocorrem a temperaturas abaixo da temperatura *solvus* de equilíbrio (na qual a nova fase se dissolve ou se forma, em equilíbrio, na matriz original). A temperaturas próximas da temperatura de equilíbrio a transformação é lenta e ela volta a ser lenta também a temperaturas muito baixas.

²⁰Note-se que a condutividade térmica nos sólidos, determinada pela dinâmica de fónons e elétrons, varia com a temperatura de formas muito diferentes desta, apesar da analogia que existe entre este coeficiente de difusão de átomos (ou de espécies químicas, em um contexto mais geral) e a difusividade térmica.

²¹A difusão de um soluto em uma liga metálica depende de alguns outros fatores que dificultam a estimativa de E_D e D_0 . No caso de soluções substitucionais, o coeficiente de difusão do soluto, na liga, fica próximo do coeficiente de auto-difusão do solvente, não sendo mais que 10 vezes maior ou menor do que ele (Cottrell, 1975, §18.8). Os coeficientes de difusão de solutos intersticiais (como o carbono no aço), são geralmente bem maiores que os de auto-difusão, como se pode calcular a partir de tabelas mostradas no livro de Kou (1996, Tabs. 3.1-3 e 4).

²²Há transformações, como a formação da martensita nos aços, que não ocorrem por nucleação e crescimento, mas por um movimento súbito e coordenado dos átomos da rede cristalina, que se realinham na configuração característica da nova fase.

Estas curvas em forma de C podem ser descritas por equações como

$$t^* = t_r^* \left(\frac{N_v^*}{N_v} \right) \exp \left\{ \frac{A_0}{R} \left[\frac{(T_{eq.})^2}{T(T_{eq.} - T)^2} - \frac{(T_{eq.}^*)^2}{T_r(T_{eq.}^* - T_r)^2} \right] + \frac{E_D}{R} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_r} \right) \right\} \quad (3.42)$$

utilizando dados extraídos do diagrama TTT de uma liga de referência, a densidade de sítios de nucleação por unidade de volume na liga considerada, N_v , e na liga de referência N_v^* , e as temperatura solvus de equilíbrio destas ligas, $T_{eq.}$ e $T_{eq.}^*$. Um modo de obter os valores de t_r^* , T_r , A_0 e E_D a partir do diagrama TTT da liga de referência é mostrado por Grong (1994, §6.2.2).

A equação (3.42) permite estimar os efeitos de variações nos teores dos elementos de liga do material e de variações na sua microestrutura (que determina a densidade de sítios de nucleação *heterogênea*) sobre as curvas em C dos diagramas TTT. A densidade de sítios de nucleação freqüentemente é considerada inversamente proporcional ao diâmetro médio de grão \bar{D} da matriz, uma vez que os contornos de grão são locais muito propícios para a nucleação de novas fases (e quanto maiores os grãos menos contornos de grão há). Por causa disto o tamanho de grão é um parâmetro que precisa ser estimado cuidadosamente, como será discutido na subseção 3.6.2.

A figura 3.6 mostra os efeitos do teor de carbono e do tamanho de grão sobre a curva de *sensitização* de um aço inoxidável austenítico do tipo 304, desenhada de acordo com a equação (3.42) seguindo exemplo de Grong (1994, §6.4.1). A sensitização consiste basicamente na precipitação (indesejável) de carboneto de cromo. A redução no teor de carbono deste aço, de 0,07 para 0,04 %, provoca a redução na temperatura de equilíbrio solvus do carboneto de cromo, de 920 para 800°C, que se reflete na modificação das curvas em C mostradas na figura 3.6.

A simples comparação de curvas em C permite algumas conclusões. Por exemplo, na figura 3.6, nota-se que a redução no teor de carbono dificulta (atrasa) a ocorrência da sensitização. Nota-se ainda que um aumento do tamanho de grão, \bar{D} , também dificulta a ocorrência da sensitização (embora não seja desejável, porque degrada as propriedades mecânicas do material).

Mais interessante do que isto, no entanto, é prever o progresso da trans-

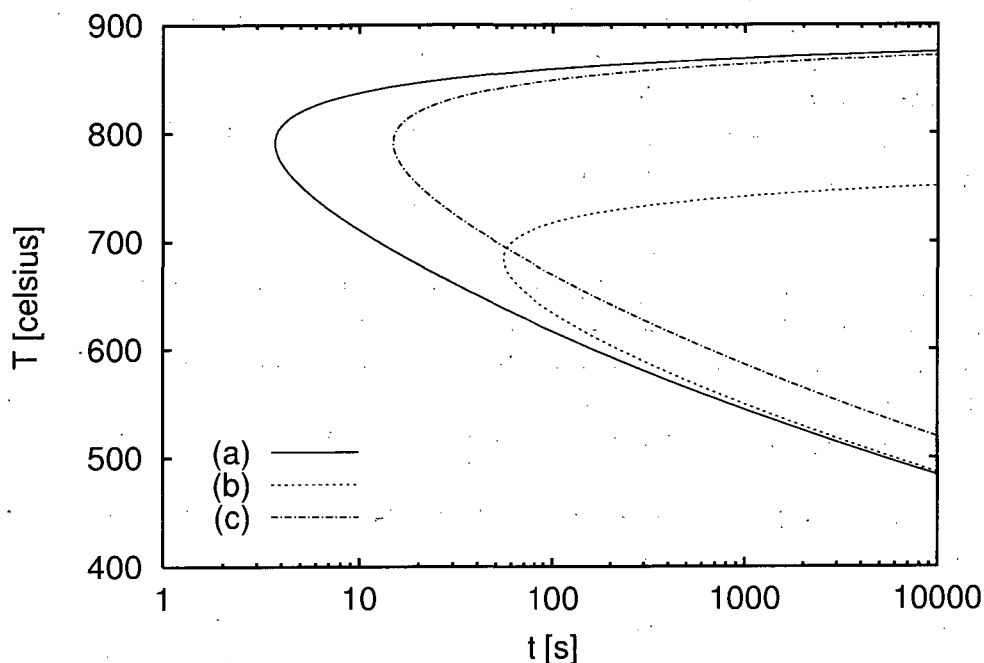


Figura 3.6: Curvas de sensibilidade (a): $T_{eq.} = 920^{\circ}\text{C}$, $\bar{D} = 18 \mu\text{m}$, (b): $T_{eq.} = 800^{\circ}\text{C}$, $\bar{D} = 18 \mu\text{m}$ e (c): $T_{eq.} = 920^{\circ}\text{C}$, $\bar{D} = 72 \mu\text{m}$

formação a partir de equações como

$$X = 1 - (1 - X_C)^a \quad \text{onde} \quad a = \left\{ \int_0^t \frac{1}{t^*[T(\tau)]} d\tau \right\}^n \quad (3.43)$$

sendo X a fração (dos produtos) da transformação formada e X_C é a fração correspondente à curva em C que t^* fornece. Note-se a composição de funções usada na expressão de a , onde o tempo para a fração X_C da transformação completar-se, t^* , é uma função da temperatura (absoluta), T , que por sua vez é uma função do tempo decorrido a partir do início do processo, τ . A função $T(\tau)$ representa o ciclo térmico sofrido pelo material durante o processo (de soldagem, por exemplo). O expoente n é escolhido de acordo com o comportamento da taxa de nucleação durante a transformação, conforme discute Grong (1994, §6.2.4).

Grong (1994, §6.4.2) apresenta um exemplo de aplicação da equação (3.43) para prever a área sensitizada em torno da solda de topo de duas chapas finas (2 mm) de aço inoxidável austenítico 304 (deste exemplo foram

extraídos os dados utilizados para preparar a figura 3.6). Na região da chapa que sofre ciclos térmicos tais que $X \approx 1$, a precipitação do carboneto de cromo Cr_{23}C_6 ocorre até praticamente todo o carbono da austenita ser consumido. Como este precipitado é nucleado preferencialmente nos contornos de grão, estes contornos tornam-se pobres em cromo, naquela região da chapa, e portanto mais sujeitos à corrosão.

A equação (3.43) é baseada na equação de Avrami²³ e no princípio da aditividade de Scheil, conforme explica Grong (1994, §6.2.5). No seu desenvolvimento admite-se que a taxa de crescimento dos precipitados é constante e que a sua taxa de nucleação depende apenas da temperatura (conforme t^*), n sendo constante. O modelo para o progresso de uma transformação que a equação (3.43) representa não se aplica ao importante caso do crescimento de precipitados limitado por processos de difusão de espécies químicas²⁴ (isto acontece na maior parte das transformações responsáveis pelo desenvolvimento da microestrutura dos aços baixa-liga).

Há modelos matemáticos também para as transformações que a equação (3.43) não descreve adequadamente. Nestes modelos as curvas em C dos diagramas TTT isotérmicos não têm um papel tão importante (Watt *et al.*, 1988; Bhadeshia *et al.*, 1985; Ion *et al.*, 1984), embora a equação (3.43) ainda possa ser usada para prever o tempo de *incubação* para início das transformações, como no trabalho de Bhadeshia *et alii*.

Nos modelos para processos em que a velocidade de transformação é controlada pela difusão, soluções de problemas de difusão, como as utilizadas nos trabalhos de Svoboda *et al.* (2001), Jacot e Rappaz (1997) e Trivedi (1970), têm naturalmente um papel destacado.

3.6.2 Crescimento de grão

Conforme mencionado na subseção 3.6.1 o tamanho de grão afeta profundamente o comportamento do material durante as suas transformações de fase. Assim, por exemplo, o material encontrado na chamada ZTA de grãos grosseiros de soldas em aço baixa-liga é mais temperável (forma martensita com mais facilidade) que o material do restante da ZTA (onde os grãos

²³A equação de Avrami, para transformações isotérmicas, é $X = 1 - \exp[-(t/t_c)^n]$, onde t_c é uma constante. Quando $n = 4$ ela torna-se a equação de Johnson-Mehl.

²⁴O progresso das transformações representadas por (3.43) é controlado pela taxa de nucleação.

de austenita não chegam a ser tão grandes). Por esta razão autores como Ion *et al.* (1984) têm desenvolvido modelos para o crescimento de grãos (especialmente dos grãos de austenita na ZTA de aços). Os modelos mais completos levam em conta o efeito de partículas e impurezas no movimento dos contornos dos grãos da matriz, conforme discute Grong (1994, §5.2), considerando o crescimento ou dissolução destas partículas durante o ciclo térmico de soldagem.

Na ausência de partículas (precipitados) especialmente estáveis (como as presentes nos aços *microligados*) pode-se modelar o crescimento de grãos, como fizeram Miranda e Fortes (1989), utilizando simplesmente a equação

$$\bar{D}^n - \bar{D}_0^n = M_C \int_0^t \exp\left[-\frac{E_C}{RT(\tau)}\right] d\tau \quad (3.44)$$

onde \bar{D} é o diâmetro médio de grão no instante t , \bar{D}_0 é o diâmetro médio de grão no instante 0, M_C é uma constante relacionada à mobilidade dos contornos de grão e E_C é a energia de ativação aparente do processo de crescimento de grão. Note-se que o ciclo térmico $T(\tau)$ usado nesta equação, deve ser dado em uma escala absoluta de temperatura. Na ausência de interações significativas dos contornos de grão com precipitados e impurezas da matriz, espera-se que o expoente n (que nada tem a ver com o expoente n da equação (3.43)) seja 2. Este valor de expoente foi adotado por Santos *et al.* (2000a) para obter alguns resultados que serão utilizados no capítulo 6 desta tese.

O crescimento de grãos também é simulado através de autômatos celulares, como se vê no trabalho de Geiger *et al.* (2001), em que são empregados métodos de Monte Carlo, como o utilizado por Saito (1997). Este tipo de simulação normalmente é aplicado a situações simplificadas (bidimensionais) nas quais são feitas análises da sensibilidade do crescimento de grão aos diversos parâmetros que o afetam.

3.7 Conclusão

Esta revisão bibliográfica mostrou um pouco dos fenômenos de transporte presentes na soldagem, inclusive alguns fenômenos (como a absorção de elétrons, a emissão termoiônica, o efeito Thomson, o efeito Marangoni, a mag-

netohidrodinâmica, a ionização e a dissociação de gases, reações químicas) cujo estudo não faz parte do dia a dia da maioria dos profissionais ligados à engenharia e às ciências térmicas. Por outro lado o estudo de fenômenos de transporte não faz parte do dia a dia da maioria dos profissionais envolvidos com a soldagem. O que se pode concluir disto é que há muitos aspectos pouco estudados nesta área. Para estudá-los é conveniente a colaboração de especialistas em várias disciplinas.

A condução de calor no metal base certamente é a parte da transferência de calor presente na soldagem cujo estudo mais encontra aplicações práticas diretas. Ela é estudada para prever distorções e tensões residuais em estruturas soldadas e seu estudo também é utilizado por metalurgistas, para interpretar resultados de ensaios que eles realizam. Esta tese, por exemplo, foi desenvolvida a partir da colaboração de seu autor com engenheiros envolvidos com a metalurgia da soldagem, no Departamento de Engenharia Mecânica da UFSC.

Algo que não favorece a popularização de modelos sofisticados para outros fenômenos de transporte presentes na soldagem é a relativa facilidade com que operações de soldagem são otimizadas experimentalmente. Ainda assim algumas operações de soldagem são otimizadas com o auxílio de modelos de transferência de calor, massa e quantidade de movimento, como esta revisão bibliográfica procurou mostrar.

Mesmo reconhecendo os importantes progressos recentes dos modelos teóricos para diversos fenômenos envolvidos no estudo da soldabilidade dos materiais, Buchmayr (1995) chama a atenção para a importância que ainda hoje têm, nesta área, as correlações empíricas e a análise estatística multivariada. Há dificuldades, por exemplo, na previsão teórica das microestruturas encontradas em soldas e há dificuldades maiores ainda na previsão das propriedades mecânicas (dureza, tenacidade, resistência ao escoamento, à ruptura e à fadiga) associadas a estas microestruturas. Buchmayr conclui que estas dificuldades são causadas pela falta de conhecimento sobre os fenômenos (determinantes das microestruturas e das propriedades mecânicas, no caso) e que a pesquisa experimental é fundamental para que estas dificuldades sejam superadas.

Capítulo 4

Fonte de Calor Puntual e Domínio Semi-infinito

4.1 Introdução

Neste capítulo é mostrado o desenvolvimento de soluções analíticas para a condução de calor em um domínio semi-infinito aquecido por uma fonte de calor puntual que atua sobre a sua fronteira. Estas soluções servem de modelo para o aquecimento do metal base, produzido pela fonte de calor utilizada na soldagem, quando a chapa é grossa o suficiente para que se possa desprezar o efeito de sua espessura (ao menos durante boa parte do ciclo térmico sofrido pelo material da região próxima à solda).

Estas soluções são desenvolvidas a partir do conhecimento da resposta do meio a um impulso¹ térmico, a chamada *solução fundamental*. Uma distribuição qualquer de fontes de energia no interior ou na superfície do domínio, cuja intensidade varie no tempo, pode ser descrita como uma superposição de impulsos térmicos. Se for adotado um modelo linear para a condução do calor, pode-se utilizar o princípio da superposição de efeitos e obter o campo de temperatura resultante da superposição de impulsos térmicos, como a superposição (somatório) dos campos que seriam devidos a

¹Esta denominação para o campo de temperatura causado pela atuação instantânea de uma fonte de calor puntual em um meio inicialmente a $T = 0$, motivada pela analogia que há entre este campo e a resposta impulsiva de um sistema mecânico, não é usual, mas será adotada nesta tese.

cada um dos impulsos individualmente.

Esta idéia tem seu lugar, no estudo das equações diferenciais parciais lineares, como um caso particular do uso da função de Green associada ao problema (a função de Green depende da equação diferencial, da geometria do domínio e do tipo de condições de contorno). Assim, as considerações que justificam o uso da função de Green, servem também para justificar o procedimento mostrado aqui. Tais considerações desenvolvidas com rigor matemático, podem ser encontradas em livros como o de Özişik (1980) ou o de Zauderer (1989).

A seguir, os passos empregados na construção das soluções são mostrados. A abordagem feita neste capítulo, embora menos abrangente, pouco difere no que se refere à maneira de apresentar as soluções, da encontrada nos livros de Grong (1994), Radaj (1992), Grigull e Sandner (1984) e Rykalin (1957).

Os resultados mostrados ao longo deste capítulo foram obtidos utilizando-se as propriedades do aço carbono que aparecem na tabela 3.3 do capítulo anterior.

4.2 Desenvolvimento

Para obter soluções analíticas para a condução de calor que ocorre durante a soldagem é usual adotar, para as propriedades termofísicas do material, valores constantes (independentes da temperaturas) representativos dos valores médios dessas propriedades ao longo da faixa de temperaturas que o material atravessa durante o ciclo térmico da soldagem.

Para um meio com propriedades constantes, a equação da conservação da energia térmica (3.26) pode ser reescrita como

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \nabla^2 T + \dot{q} \quad (4.1)$$

onde $\alpha = k/(\rho c_p)$ é a difusividade térmica do material considerado e $\dot{q} = s/(\rho c_p)$ é o termo de geração de energia (s representa a sua forma mais usual, na qual fica expresso em W/m^3).

4.2.1 Resposta a um impulso térmico

Em coordenadas esféricas (vide fig. 4.1) o laplaciano da temperatura pode ser escrito como

$$\begin{aligned} \nabla^2 T = & \frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial R} \left(R^2 \frac{\partial T}{\partial R} \right) \\ & + \frac{1}{R^2 \sin^2 \phi} \frac{\partial^2 T}{\partial \theta^2} + \frac{1}{R^2 \sin \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \left(\sin \phi \frac{\partial T}{\partial \phi} \right) \end{aligned} \quad (4.2)$$

O significado de cada termo de (4.2) não será discutido aqui. Esta discussão pode ser encontrada em livros, como o de Incropera e De Witt (1994, Cap. 2).

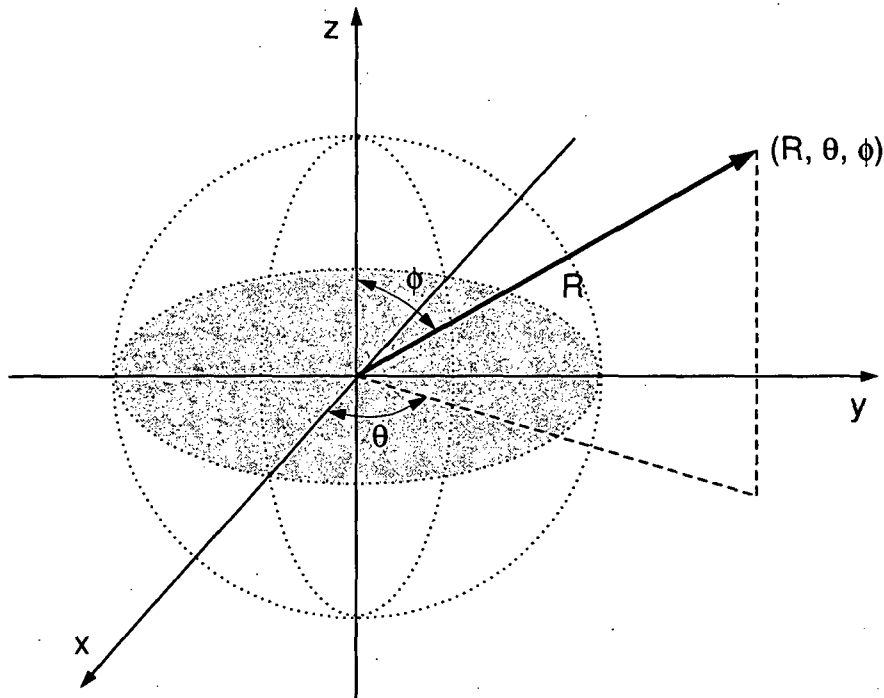


Figura 4.1: Sistema de coordenadas esféricas

Assumindo-se que a temperatura não varia nas direções zenital, ϕ , e azimutal, θ , pode-se reescrever a equação (4.1) como

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\alpha}{R^2} \frac{\partial}{\partial R} \left(R^2 \frac{\partial T}{\partial R} \right) + \dot{q} \quad (4.3)$$

Para a condição inicial $T(R, 0) = T_0$ e com o termo fonte dado por²

$$\dot{q} = \frac{\delta(t)\delta(R)}{4\pi R^2} \frac{Q}{\rho c_p} \quad (4.4)$$

onde δ é a função impulso unitário (delta de Dirac), tem-se a solução³

$$T(R, t) - T_0 = \frac{Q}{(4\pi\alpha t)^{3/2}\rho c_p} \exp\left(-\frac{R^2}{4\alpha t}\right) \quad (4.5)$$

Esta solução representa a resposta térmica do material à atuação instantânea (durante um intervalo de tempo muito curto, em torno de $t = 0$) de uma fonte de calor puntual localizada na origem do sistema de coordenadas, que libera ao todo uma quantidade de energia Q (expressa em joules).

Gráficos obtidos desta solução são mostrados nas figuras 4.2 e 4.3.

4.2.2 Fonte de calor operada continuamente

A solução (4.5) pode ser convertida em uma expressão para o aumento de temperatura dT , à distância R da origem do sistema de coordenadas e no instante t , devido à atuação durante o intervalo de tempo infinitesimal $d\tau$, em torno do instante $t = \tau$, de uma fonte de calor, localizada na origem, cuja potência (variável com o tempo) é $q(t)$ (expressa em watts). Assim,

$$dT(R, t) = \frac{q(\tau)d\tau}{[4\pi\alpha(t - \tau)]^{3/2}\rho c_p} \exp\left[-\frac{R^2}{4\alpha(t - \tau)}\right] \quad (4.6)$$

De acordo com o princípio da superposição dos efeitos, aplicável à equação (4.1) que é linear, a resposta à atuação de uma fonte operada continuamente pode ser obtida através do somatório dos efeitos da sua atuação ao longo de

²Isto é o que está sendo chamado de impulso térmico.

³Uma discussão desta solução é encontrada no apêndice B deste trabalho.

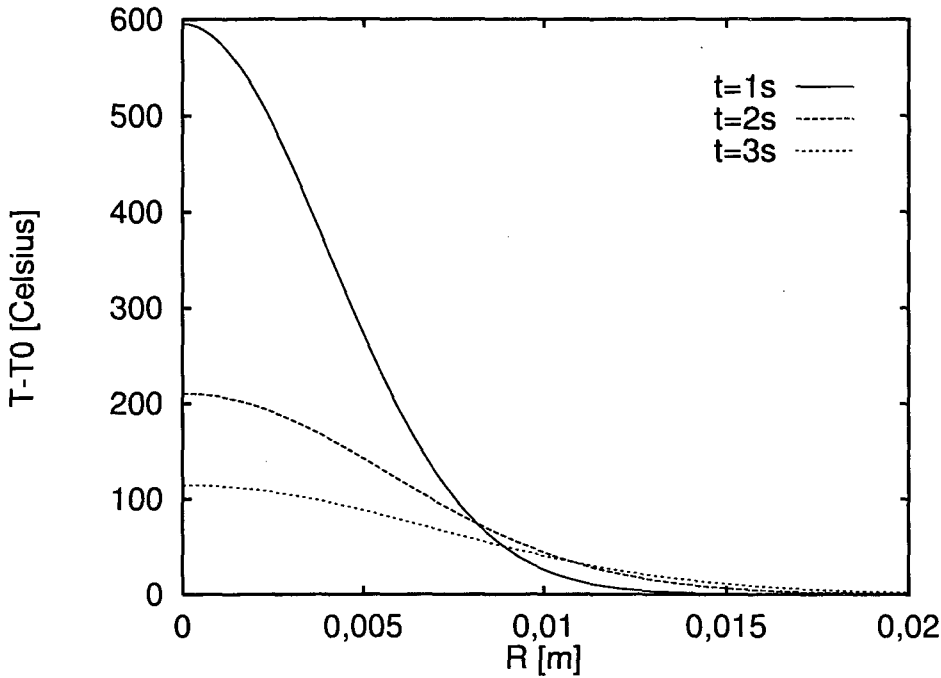


Figura 4.2: Perfis de temperatura em função da distância do ponto em que atuou instantaneamente uma fonte de calor, $Q = 3 \text{ kJ}$

incontáveis intervalos de tempo infinitesimais, expresso através da integral

$$T(R, t) = T_0 + \int_{t_0}^t \frac{q(\tau)}{[4\pi\alpha(t - \tau)]^{3/2} \rho c_p} \exp\left[-\frac{R^2}{4\alpha(t - \tau)}\right] d\tau \quad (4.7)$$

A expressão acima é válida para $t > t_0$. Admite-se que em t_0 o campo de temperatura era uniforme $T(R, t_0) = T_0$.

4.2.3 Fonte de calor móvel

A equação (4.6) pode ser modificada para representar o efeito de uma fonte de calor localizada fora da origem do sistema de coordenadas, obtendo-se

$$dT(x, y, z, t) = \frac{q(\tau)d\tau}{[4\pi\alpha(t - \tau)]^{3/2} \rho c_p} \exp\left[-\frac{(R'')^2}{4\alpha(t - \tau)}\right] \quad (4.8)$$

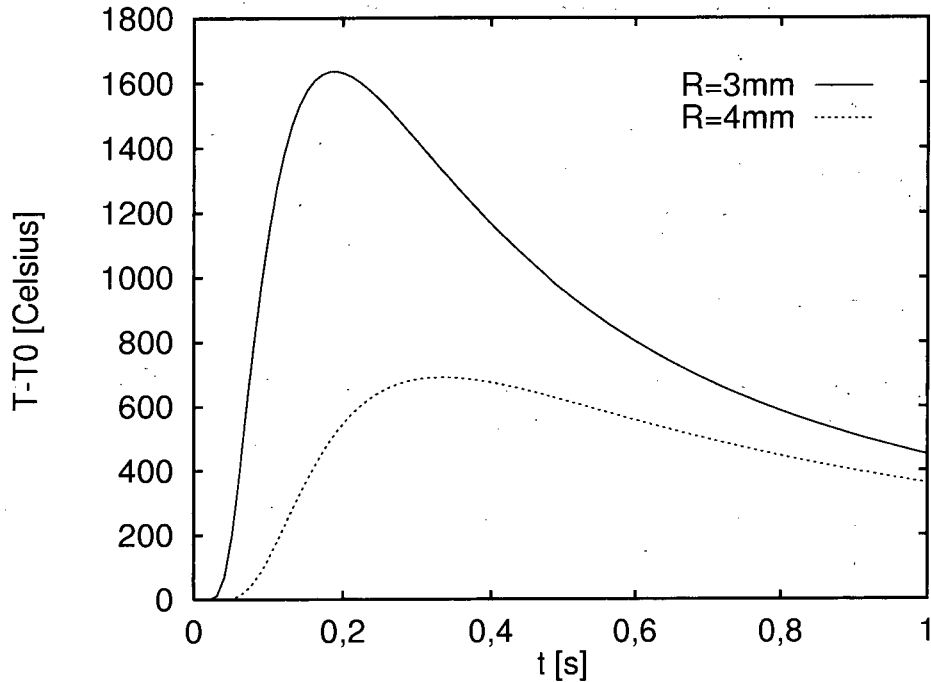


Figura 4.3: Ciclos térmicos sofridos por pontos a diferentes distâncias do ponto em que atuou instantaneamente uma fonte de calor, $Q = 3 \text{ kJ}$

com R'' , definido como $R'' = \sqrt{(x - x_q)^2 + (y - y_q)^2 + (z - z_q)^2}$, sendo x , y e z as coordenadas cartesianas do ponto em que se deseja conhecer a temperatura e x_q , y_q e z_q as coordenadas do ponto em que se localizou a fonte de calor no instante $t = \tau$.

Para obter o campo de temperaturas devido a uma fonte de calor que se move a velocidade v constante, é desejável expressar a solução (4.8) em um sistema de coordenadas cuja origem se move junto com a fonte. Considere-se que em um instante $t = \tau$ a fonte de calor se localizou em um ponto da peça coincidente com a origem do sistema de coordenadas e que a partir daquele instante o sistema de coordenadas se afastou daquele ponto com uma velocidade v . Estabelecendo que \hat{x} é a direção do movimento do sistema de coordenadas conclui-se que, no instante $t > \tau$ a posição (x'_q, y_q, z_q) em que a fonte de calor operou no instante $t = \tau$, fica sendo $(-v(t - \tau), 0, 0)$, de modo que R'' fica sendo $R'' = \sqrt{[x' + v(t - \tau)]^2 + y^2 + z^2}$ (vide fig. 4.4).

O campo de temperatura devido a uma fonte de calor de operação contínua, que se move junto com o sistema de coordenadas é obtido então, da superposição dos efeitos de impulsos térmicos de intensidade $q(\tau)d\tau$ localizados em

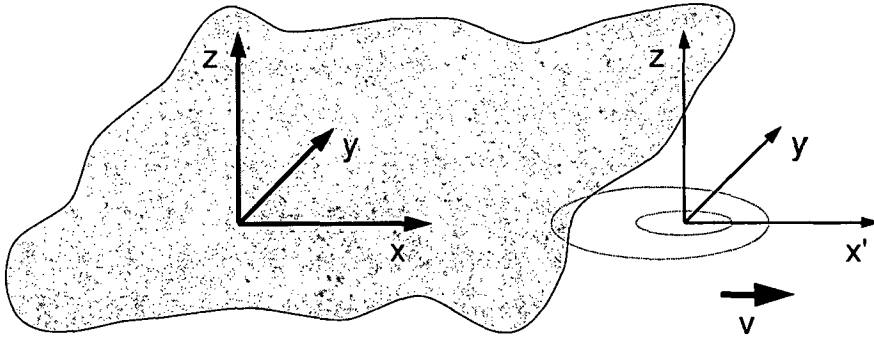


Figura 4.4: Sistema de coordenadas (x', y, z) movendo-se com velocidade v em relação ao sistema fixo na peça, (x, y, z)

pontos que coincidiam com a origem do sistema de coordenadas no instante $t = \tau$ em que ocorreram. Assim obtém-se

$$T(x', y, z, t) = T_0 + \int_{t_0}^t \frac{q(\tau)}{[4\pi\alpha(t - \tau)]^{3/2} \rho c_p} \exp\left\{-\frac{[x' + v(t - \tau)]^2 + y^2 + z^2}{4\alpha(t - \tau)}\right\} d\tau \quad (4.9)$$

válida para $t > t_0$. Admite-se que em t_0 o campo de temperaturas era $T(x', y, z, t_0) = T_0$.

Para uma potência q da fonte constante durante a sua operação, pode-se obter a integral em (4.9) usando as variáveis auxiliares

$$m = \frac{vR'}{4\alpha} \quad \text{e} \quad u = \frac{R'}{\sqrt{4\alpha(t - \tau)}} \quad (4.10)$$

sendo $R' = \sqrt{(x')^2 + y^2 + z^2}$. Assim,

$$T(x', y, z, t) = T_0 + \frac{q}{2R'k\pi^{3/2}} \exp\left(-\frac{vx'}{2\alpha}\right) \int_{u_0}^{u_1} \exp\left(-u^2 - \frac{m^2}{u^2}\right) du$$

e então

$$\begin{aligned}
 T(x', y, z, t) = & T_0 + \frac{q}{8R'k\pi} \exp\left(-\frac{vx'}{2\alpha}\right) \\
 & \times \left\{ \exp(2m) \left[\operatorname{erf}\left(u_1 + \frac{m}{u_1}\right) - \operatorname{erf}\left(u_0 + \frac{m}{u_0}\right) \right] \right. \\
 & \left. + \exp(-2m) \left[\operatorname{erf}\left(-u_0 + \frac{m}{u_0}\right) - \operatorname{erf}\left(-u_1 + \frac{m}{u_1}\right) \right] \right\} \quad (4.11)
 \end{aligned}$$

onde $\operatorname{erf}(x)$ é a função erro de Gauss, definida como $\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-y^2} dy$. Note-se que $\operatorname{erf}(0) = 0$, $\operatorname{erf}(\infty) = 1$ e $\operatorname{erf}(-x) = -\operatorname{erf}(x)$.

No caso em que a fonte de calor começa a operar em um instante $t_0 < t_1$ e pára de operar em $t_1 < t$, a solução é simplesmente dada pela expressão (4.11) com

$$u_0 = \frac{R'}{\sqrt{4\alpha(t-t_0)}} \quad \text{e} \quad u_1 = \frac{R'}{\sqrt{4\alpha(t-t_1)}} \quad (4.12)$$

No caso em que a fonte começa a operar em um instante $t_0 \ll t$, de modo que $(t-t_0) \rightarrow \infty$ e então $u_0 \rightarrow 0$, e continua operando até o instante t , de modo que $u_1 \rightarrow \infty$, a solução (4.11) torna-se a clássica solução de Rosenthal (1941) para placa espessa,

$$T(x', y, z) = T_0 + \frac{q}{4\pi R'k} \exp\left[-\frac{v(x'+R')}{2\alpha}\right] \quad (4.13)$$

já apresentada na seção 3.5. Gráficos obtidos a partir desta solução são mostrados na figura 4.5. As isolinhas na figura 4.5 correspondem a temperaturas de 400 a 1600°C acima da temperatura inicial, T_0 , a passos de 200°C. As temperaturas mais altas estão, naturalmente, mais próximas da origem $x = 0$, $y = 0$.

Note-se que q é a potência térmica entregue ao meio tridimensional infinito em todas as direções, o plano $z = 0$ é apenas um plano de simetria. Quando se deseja calcular o campo de temperatura devido à ação de uma fonte puntual de energia sobre a superfície (representada pelo plano $z = 0$) de uma chapa espessa, sabendo-se que a chapa recebe da fonte uma potência

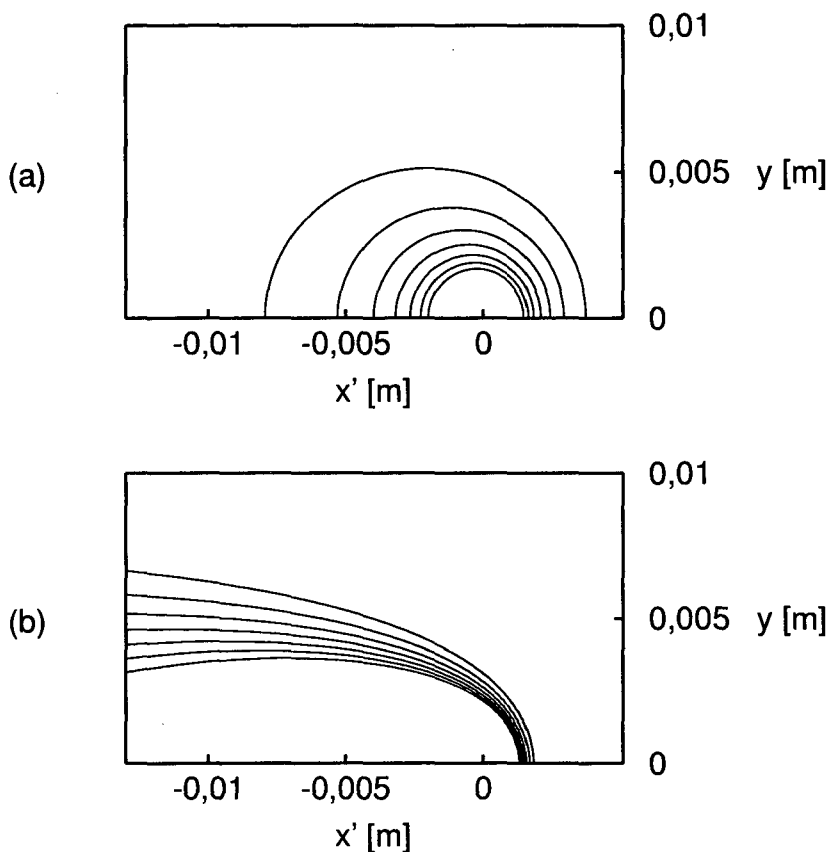


Figura 4.5: Isothermas em torno de fonte de calor móvel de potência constante: (a) $v = 0,1$ m/min, (b) $v = 1$ m/min, $q/v = 960$ kJ/m

térmica P , deve-se tomar para q o valor $q = 2P$. Como é um plano de simetria da solução, o plano $z = 0$ é adiabático, portanto, quando a equação (4.13) é utilizada para representar o aquecimento de uma chapa espessa, as perdas de calor através da superfície da chapa são desprezadas.

4.3 Sobre a Solução de Rosenthal

Algumas observações interessantes podem ser feitas a partir das isothermas mostradas na figure 4.5. Três observações são enumeradas abaixo, com o objetivo de organizar as idéias mais importantes. O ponto de partida para as duas primeiras é o fato de que a isoterma mais próxima da fonte de calor,

correspondente à $(T - T_0) = 1600^\circ\text{C}$, pode ser considerada, por hipótese, representativa da linha de fusão.

1. Nota-se que a fonte de energia mais veloz (figura 4.5(b)) é capaz de fundir regiões mais distantes da linha de solda (eixo x') do que a fonte mais lenta (figura 4.5(a)), embora nas duas situações mostradas na figura 4.5 a quantidade de energia entregue à chapa por metro de cordão de solda é a mesma (ou seja, o *aporte térmico* é o mesmo).

Isto significa que o aumento da velocidade de soldagem aumenta a *eficiência de fusão*⁴ do processo.

Uma eficiência de fusão elevada é interessante, visto que ela permite gastar menos energia para realizar uma mesma solda. Porém, mais importante do que a economia de energia, é o fato de que utilizando menos energia aquece-se menos o material distante da linha da solda, evitando os efeitos deletérios que o aquecimento pode ter, quando provoca tensões residuais, distorções e transformações metalúrgicas indesejáveis.

2. Por outro lado, nota-se que no caso da fonte veloz, a região contida pela linha de fusão é muito maior e mais alongada do que no caso da fonte lenta. Isto significa uma poça de metal líquido muito maior. Em soldagem fora da posição plana e em soldas com penetração total, na ausência de um suporte no verso, o que mantém o líquido dentro da junta é basicamente a tensão superficial. Uma poça muito grande favorece o escorrimento do metal líquido, um fenômeno incompatível com a realização de uma solda de qualidade razoável.

Há portanto uma velocidade de soldagem ótima, dependente do material, da espessura da chapa, da penetração desejada na solda e da posição em que a junta será soldada. As observações feitas na próxima seção e no apêndice C devem mostrar que a pulsação térmica torna mais fácil o cumprimento deste compromisso, de evitar uma poça de soldagem muito grande e ao mesmo tempo evitar um aquecimento excessivo do material distante da linha da solda.

3. Finalmente é interessante notar que as isotermas mostradas na figura 4.5 vão se tornando paralelas ao eixo x' à medida que a velocidade aumenta. Não é de se admirar, portanto, o fato de que a solução obtida

⁴A eficiência de fusão é definida no apêndice C.2, onde são comparadas, quanto a esta eficiência, a soldagem com potência constante e a com pulsação térmica.

por Rykalin (expressão (3.35) na subseção 3.5.4), para o caso limite em que $v \rightarrow \infty$ mantendo-se constante o aporte térmico, é uma solução bidimensional (o calor flui apenas no plano transversal ao cordão de solda).

4.4 Pulsação Térmica

Nesta seção é mostrada uma solução construída superpondo-se campos de temperatura previstos, para diferentes valores de tempo de início e fim de operação da fonte de calor, pela equação (4.11).

Será considerada a situação em que a potência entregue pela fonte de calor é dada pela expressão

$$q = \begin{cases} q_p & \text{para } t \text{ no intervalo } [t_0 + i\Gamma, t_0 + i\Gamma + t_p) \\ q_b & \text{para } t \text{ no intervalo } [t_0 + i\Gamma + t_p, t_0 + i\Gamma + \Gamma) \end{cases} \quad (4.14)$$

sendo i um número inteiro não-negativo qualquer. $t_0 < t$ é o instante em que se inicia a operação da fonte, Γ o período da pulsação da sua potência e $t_p \leq \Gamma$ o tempo em que essa potência é mantida com o valor q_p em cada período (vide fig. 4.6). Assume-se que a fonte mantém-se operando no instante t para o qual o campo de temperatura é calculado.

A solução (4.9) para este caso, é o resultado da superposição, ao campo de temperatura inicial uniforme, T_0 , do efeito de uma fonte de calor de potência constante $q = q_b$, mais o efeito de N pulsos de potência $q = q_d = q_p - q_b$, ocorridos durante os intervalos de tempo $(t_0 + i\Gamma, t_0 + i\Gamma + t_p)$ com i de 0 a $N - 1$ e, finalmente, mais o efeito da atuação dessa fonte de potência q_d durante o intervalo $(t_0 + N\Gamma, t)$. N é o número inteiro mais próximo da razão $\frac{(t-t_0)}{\Gamma}$, sendo menor do que ela. Assim, obtém-se

$$\begin{aligned} T(x', y, z, t) = & T_0 + \frac{1}{8\pi R'k} \exp\left(-\frac{vx'}{2\alpha}\right) \\ & \times \left\{ \exp(2m) \left[\left(1 - \operatorname{erf}\left(u_{0N} + \frac{m}{u_{0N}}\right)\right) q_b + s_c q_d \right] \right. \\ & \left. + \exp(-2m) \left[\left(\operatorname{erf}\left(-u_{0N} + \frac{m}{u_{0N}}\right) + 1\right) q_b + s_d q_d \right] \right\} \quad (4.15) \end{aligned}$$

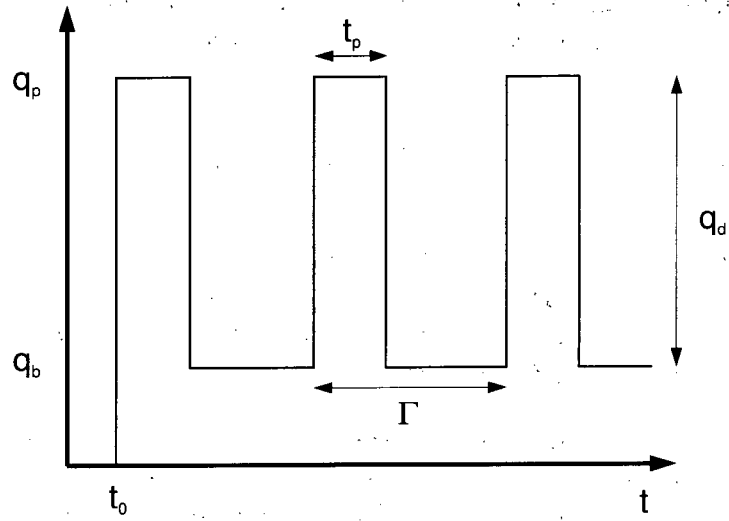


Figura 4.6: Pulsção da potência da fonte

com

$$s_c = \begin{cases} 1 + \sum_{i=1}^N \operatorname{erf}\left(u_{1i} + \frac{m}{u_{1i}}\right) - \sum_{i=0}^N \operatorname{erf}\left(u_{0i} + \frac{m}{u_{0i}}\right) & \text{quando } q = q_p \\ \sum_{i=0}^N \operatorname{erf}\left(u_{1i} + \frac{m}{u_{1i}}\right) - \sum_{i=0}^N \operatorname{erf}\left(u_{0i} + \frac{m}{u_{0i}}\right) & \text{quando } q = q_b \end{cases}$$

$$s_d = \begin{cases} \sum_{i=0}^N \operatorname{erf}\left(-u_{0i} + \frac{m}{u_{0i}}\right) + 1 - \sum_{i=1}^N \operatorname{erf}\left(-u_{1i} + \frac{m}{u_{1i}}\right) & \text{quando } q = q_p \\ \sum_{i=0}^N \operatorname{erf}\left(-u_{0i} + \frac{m}{u_{0i}}\right) - \sum_{i=0}^N \operatorname{erf}\left(-u_{1i} + \frac{m}{u_{1i}}\right) & \text{quando } q = q_b \end{cases}$$

sendo

$$u_{0i} = \frac{R'}{\sqrt{4\alpha[t - (N-i)\Gamma - t_0]}}, \quad u_{1i} = \frac{R'}{\sqrt{4\alpha[t - (N-i)\Gamma - t_0 - t_p]}}$$

$$m = \frac{vR'}{4\alpha} \quad \text{e} \quad R' = \sqrt{(x')^2 + y^2 + z^2}$$

Note-se que estas últimas expressões são simplificadas se o instante $t = 0$ é localizado de modo que $0 = N\Gamma + t_0$. Assim, $t_0 = -N\Gamma$ e então

$$u_{0i} = \frac{R'}{\sqrt{4\alpha(t + i\Gamma)}} \quad \text{e} \quad u_{1i} = \frac{R'}{\sqrt{4\alpha(t + i\Gamma - t_p)}}$$

Isto é especialmente interessante por que, para $t \gg t_0$, a influência do instante $t = t_0$ passa a ser desprezível, o campo de temperatura passa a ter um comportamento periódico no tempo. Então para conhecê-lo basta calculá-lo ao longo de um único período.

Para estimar o número de períodos de pulsação da fonte necessário para que o campo de temperatura atinja o regime periódico pode-se utilizar o seguinte raciocínio. Para $(t - t_0) \rightarrow +\infty$ tem-se $u_{0N} \rightarrow 0$ e logo $(\pm u_{0N} + \frac{m}{u_{0N}}) \rightarrow \infty$. Mas esses valores são argumentos da função erro e $\text{erf}(+\infty) \approx \text{erf}(2) \approx 1$. Assim também acontece com os termos envolvendo u_{1N} de modo que nos somatórios s_c e s_d , da equação (4.15) estes termos começam a se cancelar (para N suficientemente grande isso acontece). Com base nisto, pode-se utilizar como critério para verificar se o regime periódico foi alcançado, a condição

$$\left(-u_{0N} + \frac{m}{u_{0N}}\right) > 2 \quad (4.16)$$

Resolvendo esta inequação do segundo grau⁵ obtém-se, após alguma manipulação algébrica, $t - t_0 > \frac{4\alpha}{v^2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{vR'}{4\alpha}}\right)^2$. Tomando $t - t_0 \approx (N + 1)\Gamma$ pode-se estimar o número de períodos N .

4.4.1 Observações

A distribuição de isothermas prevista pela equação (4.15) em um instante t qualquer segue o mesmo padrão geométrico das isothermas previstas pela equação de Rosenthal, mostradas na figura 4.5. De acordo com a pulsação da potência da fonte de calor, entretanto, estas isothermas se afastam e se aproximam da fonte, e com elas se movimenta a linha de fusão. Este movimento

⁵Note-se que esta mesma condição para regime permanente e o mesmo resultado em termos de tempo $t - t_0$ necessário para alcançá-lo, são aplicáveis à fonte de potência constante, de acordo com a equação (4.11).

da linha de fusão (em relação à fonte de calor) combinado com o movimento da fonte de calor, produz no cordão de solda um perfil longitudinal ondulado, como mostra a figura 4.7(a).

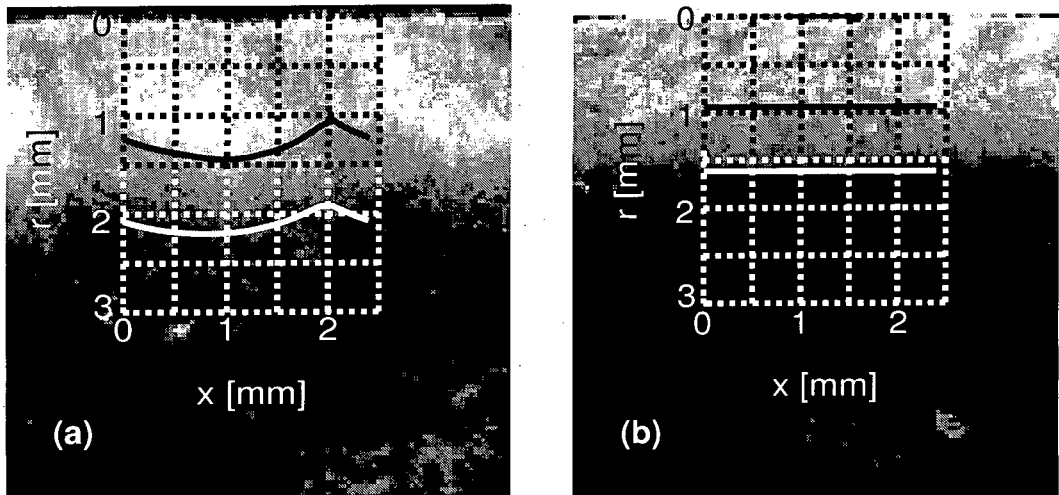


Figura 4.7: Macrografias da seção longitudinal de cordões de solda obtidos utilizando (a) pulsação térmica e (b) potência constante

A figura 4.7 mostra macrografias de seções transversais de duas soldas, uma realizada com pulsação térmica e outra realizada com potência constante. As soldas foram obtidas nos experimentos 2 e 8 de Santos *et al.* (1998). Estas macrografias tiveram seu contraste alterado em computador para facilitar a impressão e a reprodução. Os dois experimentos foram realizados com a mesma velocidade de soldagem e aproximadamente o mesmo aporte térmico, utilizando o processo TIG. A tabela 4.1 resume as condições de soldagem utilizadas. Mais detalhes dos experimentos podem ser encontrados no artigo de Santos *et al.* (1998).

Sobre as macrografias mostradas na figura 4.7 estão colocadas isocurvas de temperatura máxima correspondentes a $T_{max} - T_0 = 1500$ e 800°C , representando respectivamente as limites da zona fundida e da ZTA. Ciclos térmicos obtidos a partir da equação (4.15) são mostradas na figura 4.8). Estes ciclos foram calculados considerando as condições em que foram realizados os experimentos 8 (com pulsação térmica) e 2 (sem pulsação térmica). Para obter a temperatura máxima que ocorre em um dado ponto da chapa é preciso procurar o maior dos máximos locais (que são vários, no caso da pulsação térmica) encontrados no ciclo térmico.

Tabela 4.1: Condições de soldagem utilizadas nos experimentos 8 (com pulsação térmica) e 2 (com potência constante) de Santos *et al.* (1998)

experimento:	8	2
I_p [A]	132	—
I_b [A]	10	71
U [V]	12	11,4
Γ [s]	1,00	—
t_p [s]	0,50	—
v [cm/min]	14,4	14,4

Como o ciclo térmico ocorre em um ponto da chapa identificado pelas suas coordenadas (x, y, z) em relação ao sistema de referência fixo à chapa, é preciso utilizar a substituição $x' = x + vt$ para obter o ciclo térmico a partir de equações como (4.15), (4.11) ou (4.13), baseadas no sistema de coordenadas que acompanha o movimento da fonte de calor. Tanto os ciclos térmicos mostrados na figura 4.8, como as temperaturas máximas mostradas na figura 4.7 foram calculados para a situação de regime permanente periódico ($t \gg t_0$), utilizando os dados mostrados na tabela 4.1.

A potência entregue à peça em cada instante, é calculada com base nos valores de corrente e tensão elétrica, com o auxílio do rendimento térmico η_t , de modo que $P = \eta_t UI$. Como $q = 2P$ tem-se

$$q_b = 2 \eta_t U I_b \quad \text{e} \quad q_p = 2 \eta_t U I_p \quad (4.17)$$

Na preparação das figura 4.7 e 4.8 foi utilizado o valor $\eta_t = 0,5$.

Pode-se notar, na figura 4.7 um volume maior de material dentro da zona fundida da solda realizada com pulsação térmica. Como o aporte térmico utilizado nas duas soldas foi aproximadamente o mesmo, isto significa que a soldagem realizada com pulsação térmica teve uma eficiência de fusão mais alta, de acordo com o exposto no apêndice C e com os resultados de Santos *et al.* (1998).

Cabe lembrar, no entanto, que nem toda soldagem com pulsação térmica terá uma eficiência de fusão mais alta que a de soldagens realizadas com potência constante. Assim como a eficiência de fusão da soldagem com potência constante depende da velocidade de soldagem e das dimensões do

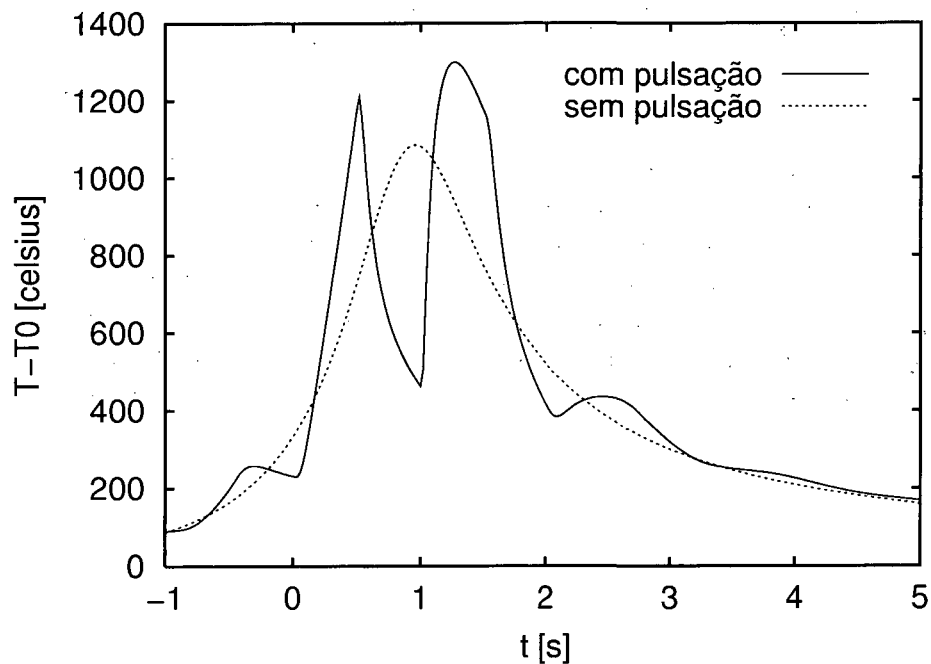


Figura 4.8: Ciclos térmicos no ponto $x = 2,1$ mm, $y = 1,25$ mm da chapa mostrada na figura 4.7

cordão de solda realizado, a eficiência de fusão obtida com pulsação térmica depende disso tudo e ainda dos parâmetros de pulsação, como frequência, tempo de pulso e razão entre potência de pulso e potência de base.

4.5 Conclusão

Neste capítulo foi mostrado o desenvolvimento de um modelo para a soldagem com pulsação térmica utilizando uma fonte de calor puntual e um domínio semi-infinito. Este modelo, apresentado pela primeira vez no exame de qualificação do presente autor, prevê diversos aspectos da pulsação térmica, como o perfil ondulado da seção longitudinal do cordão de solda (mostrado na figura 4.7(a)), o aumento da eficiência de fusão que a pulsação térmica permite obter (discutido por Santos *et al.* (1998)) e o ciclo térmico com diversos máximos locais (mostrado na figura 4.8).

Entretanto, por ser baseado em fonte de calor puntual, este modelo prevê

cordões de solda com seções transversais semi-circulares, que dificilmente serão encontradas na prática. Ele também não leva em conta a espessura da chapa e, além disso, despreza a convecção no interior da poça de soldagem e a variação das propriedades termofísicas do material com a temperatura.

A espessura da chapa poderia ser levada em conta, de maneira relativamente simples, utilizando o método das imagens especulares. No capítulo 6, entretanto, a espessura finita da chapa será considerada utilizando uma função de Green diferente da solução fundamental (4.5) utilizada neste capítulo. Além disso naquele capítulo serão consideradas uma fonte de calor distribuída e perdas de calor pelas susperfícies da chapa. Uma discussão de efeitos da convecção e das variações das propriedades termofísicas do material com a temperatura é encontrada no capítulo 8.

Capítulo 5

Soldagem Circunferencial de Tubos de Parede Fina

5.1 Introdução

Neste capítulo é mostrado o desenvolvimento de um modelo para a soldagem circunferencial de tubos baseado no uso de fonte de calor concentrada. Neste modelo a temperatura é considerada uniforme ao longo da espessura da parede do tubo, por isso sua aplicabilidade se restringe aos tubos de parede fina. O calor que a parede do tubo perde para os ambientes interno e externo ao tubo é levado em conta por meio de um coeficiente de transferência de calor pelas superfícies desta parede.

Como o calor se difunde apenas nas direções transversais às superfícies da parede, a fonte de calor, neste caso, não é concentrada em um ponto sobre uma das superfícies, mas sim em um segmento de reta que atravessa a espessura da parede. O modelo apresentado aqui guarda certa semelhança com uma proposta de Rosenthal (1941 §10), divergindo dela principalmente por ela tratar da soldagem longitudinal de tubos.

A motivação, mencionada na seção 1.1, para o desenvolvimento desta solução, é a dificuldade, que existe na soldagem circunferencial de tubos de pequeno diâmetro, de obter-se um cordão de solda de largura e penetração uniformes. A tendência, durante a soldagem a potência e velocidade constantes, é o aumento de largura e penetração à medida que a soldagem avança. Este aumento é causado pelo aquecimento da região do tubo próxima à solda.

Muitas vezes ao completar-se a circunferência do tubo há um excesso de penetração e até escorrimento do metal fundido, sendo produzidas, nestes casos, soldas com geometrias inaceitáveis.

De acordo com o texto da seção 2.3.1 a pulsação térmica é considerada capaz de reduzir a dificuldade mencionada no parágrafo anterior. No final deste capítulo este efeito da pulsação térmica é discutido, com base na solução desenvolvida aqui.

O desenvolvimento mostrado neste capítulo é um pouco diferente do mostrado no capítulo anterior. As diferenças principais são causadas pelo fato de que a solução proposta neste capítulo não é construída a partir da solução fundamental da equação da condução de calor, mas a partir de uma função de Green obtida com base no método da separação das variáveis. Para tornar evidente a homogeneidade das condições de contorno e simplificar as equações, no início deste desenvolvimento T representará a diferença entre a temperatura atual em um ponto qualquer e a temperatura inicial (uniforme) do domínio. Além disso o impulso térmico será introduzido através das condições iniciais, para permitir o uso da forma homogênea (com $\dot{q} = 0$) da equação da condução (4.1).

Como as autofunções encontradas aplicando o método da separação das variáveis à forma homogênea da equação da condução (no domínio e com as condições de contorno utilizados aqui) são bem conhecidas (Özişik, 1993, Cap. 2) o desenvolvimento mostrado neste capítulo, no que diz respeito ao método de separação de variáveis, se restringirá à determinação dos coeficientes da expansão da função de Green em termos destas autofunções. A determinação destes coeficientes é a base do chamado método das transformadas finitas de Fourier (Zauderer, 1989, §4.6) e (em um contexto mais genérico) do método das transformadas integrais (Özişik, 1993, Cap. 13). Aqui, no entanto, ao invés de seguir-se o procedimento usual nestes métodos (adequados para equações não-homogêneas) em que a equação diferencial é integrada com o auxílio do teorema de Green, os coeficientes serão determinados a partir da substituição da solução (em termos de autofunções) diretamente na equação diferencial parcial. O procedimento seguido aqui, embora menos automático e de uso restrito a problemas homogêneos, foi considerado mais simples por este autor.

5.2 Desenvolvimento

A figura 5.1 mostra a geometria do tubo e o sistema de coordenadas utilizado (ficando a linha de solda contida no plano $x = 0$).

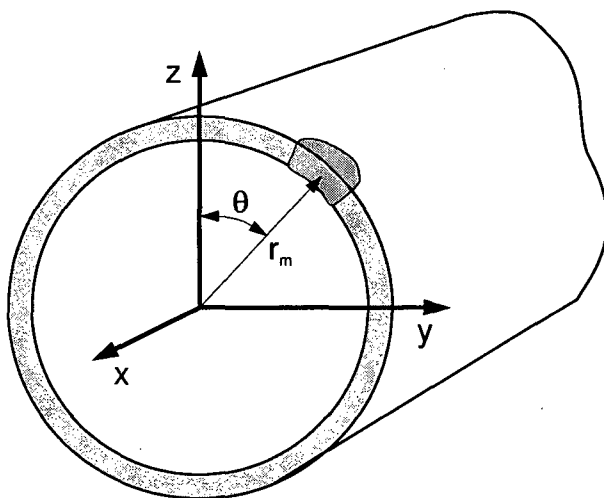


Figura 5.1: Geometria do tubo

O primeiro passo do desenvolvimento mostrado neste capítulo é a obtenção da resposta da parede do tubo à atuação instantânea de uma fonte de calor concentrada. Considerando que esta fonte de calor atue em $\theta = 0$, tem-se uma simetria do campo de temperatura em relação ao plano que corta o tubo em $\theta = 0$ e $\theta = \pi$. Portanto pode-se, no início deste desenvolvimento, secionar a parede do tubo em $\theta = \pi$ e planificá-la, conforme propõe Rosenthal (1941, §10).

Desprezando variações de temperatura na direção da espessura do tubo (hipótese de parede fina) obtém-se uma equação que pode ser vista como uma versão bidimensional da equação da aleta de seção transversal constante

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial \eta^2} \right) - \frac{h_s}{\rho c_p H} T \quad (5.1)$$

onde T é a diferença entre a temperatura local da chapa e a temperatura inicial (igual à ambiente), x é a coordenada paralela à direção longitudinal do tubo, $\eta = r_m \theta$ é a coordenada circunferencial e H é a metade da espessura da parede do tubo, sendo r_m o raio médio (da linha neutra) desta parede,

conforme representado na figura 5.1. O termo que envolve h_s (coeficiente de transferência de calor através das superfícies da parede do tubo), representa as perdas de calor da parede para os ambientes interno e externo ao tubo.

5.2.1 Resposta a um impulso térmico

Considerando a fonte de calor localizada na origem do sistema de coordenadas, $(x = 0, \eta = 0)$, pode-se utilizar como condições de contorno em $\eta = -\pi r_m$ e em $\eta = \pi r_m$, $\frac{\partial T}{\partial \eta} = 0$. Em $x \rightarrow -\infty$ e em $x \rightarrow \infty$ tem-se $T = 0$. A condição inicial que representa a atuação instantânea em $t = 0$ da fonte de calor, cuja intensidade (em joules) é Q , é dada por

$$T = \frac{Q}{\rho c_p 2H} \delta(x) \delta(\eta) \quad (5.2)$$

Em termos das autofunções associadas à direção circunferencial η a solução deste problema pode ser expressa como

$$T(x, \eta, t) = \frac{1}{2} \mathcal{C}(x, t, \kappa_0) + \sum_{n=1}^{\infty} \mathcal{C}(x, t, \kappa_n) \cos(\kappa_n \eta) \quad (5.3)$$

onde \mathcal{C} são coeficientes de Fourier e κ_n são os autovalores dados por

$$\kappa_n = \frac{n}{r_m} \quad (5.4)$$

Substituindo (5.3) em (5.1) obtém-se

$$\frac{\partial \mathcal{C}}{\partial t} = \alpha \left(\frac{\partial^2 \mathcal{C}}{\partial x^2} - \kappa_n^2 \mathcal{C} \right) - \frac{h_s}{\rho c_p H} \mathcal{C} \quad (5.5)$$

que deve ser satisfeita por cada um dos coeficientes $\mathcal{C}(x, t, \kappa_n)$.

Usando a transformada de Fourier em cossenos, \mathcal{F} , na direção x , tem-se,

$$\mathcal{C}(x, t, \kappa_n) = \int_0^{\infty} \mathcal{F}(t, \lambda, \kappa_n) \cos(\lambda x) d\lambda \quad (5.6)$$

O espectro contínuo de autovalores λ e portanto a integral no lugar do somatório são esperados em função do domínio ser infinito na direção x . Substituindo (5.6) em (5.5) conclui-se que, para cada valor de λ e κ_n , \mathcal{F} deve satisfazer

$$\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial t} = -\alpha \left(\lambda^2 + \kappa_n^2 + \frac{h_s}{kH} \right) \mathcal{F} \quad (5.7)$$

Integrando a equação (5.7), que é uma equação diferencial ordinária bastante simples, obtém-se

$$\mathcal{F}(t, \lambda, \kappa_n) = \mathcal{F}(0, \lambda, \kappa_n) \exp \left[-\alpha \left(\lambda^2 + \kappa_n^2 + \frac{h_s}{kH} \right) t \right] \quad (5.8)$$

A transformada de Fourier \mathcal{F} dos coeficientes de Fourier \mathcal{C} que representam a condição inicial é

$$\mathcal{F}(0, \lambda, \kappa_n) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \mathcal{C}(x, 0, \kappa_n) \cos(\lambda x) dx \quad (5.9)$$

Os coeficientes de Fourier da condição inicial, são dados por

$$\mathcal{C}(x, 0, \kappa_n) = \frac{1}{\pi r_m} \int_{-\pi r_m}^{\pi r_m} T(x, \eta, 0) \cos(\kappa_n \eta) d\eta \quad (5.10)$$

Substituindo (5.9) e (5.8) em (5.6) e integrando em λ obtém-se

$$\begin{aligned} \mathcal{C}(x, t, \kappa_n) &= \sqrt{\frac{1}{4\pi\alpha t}} \exp \left[-\alpha \left(\kappa_n^2 + \frac{h_s}{kH} \right) t \right] \\ &\times \int_0^{\infty} \mathcal{C}(\xi, 0, \kappa_n) \left\{ \exp \left[-\frac{(x-\xi)^2}{4\alpha t} \right] + \exp \left[-\frac{(x+\xi)^2}{4\alpha t} \right] \right\} d\xi \end{aligned} \quad (5.11)$$

Substituindo então (5.2) em (5.10) e o resultado disto em (5.11) obtém-se

$$\begin{aligned} \mathcal{C}(x, t, \kappa_n) &= \frac{Q}{2\pi\rho c_p r_m H} \sqrt{\frac{1}{4\pi\alpha t}} \exp\left[-\alpha\left(\kappa_n^2 + \frac{h_s}{kH}\right)t\right] \\ &\times \int_0^\infty \delta(\xi) \left\{ \exp\left[-\frac{(x-\xi)^2}{4\alpha t}\right] + \exp\left[-\frac{(x+\xi)^2}{4\alpha t}\right] \right\} d\xi \\ &\times \int_{-\pi r_m}^{\pi r_m} \delta(\eta) \cos(\kappa_n \eta) d\eta \end{aligned} \quad (5.12)$$

Reconhecendo, então, a propriedade amostradora da função delta de Dirac,

$$\mathcal{C}(x, t, \kappa_n) = \frac{Q}{\pi\rho c_p r_m H} \sqrt{\frac{1}{4\pi\alpha t}} \exp\left[-\alpha\left(\kappa_n^2 + \frac{h_s}{kH}\right)t - \frac{x^2}{4\alpha t}\right] \quad (5.13)$$

Para chegar ao modelo para a soldagem, em que a fonte de calor se move ao longo da circunferência do tubo, tem-se como passo intermediário que descrever a resposta à atuação instantânea da fonte de calor em uma posição qualquer da parede do tubo. Será mais simples trabalhar daqui por diante com o ângulo θ ao invés da posição circunferencial $\eta = r_m\theta$, deixando claro que θ pode ser um ângulo qualquer¹ em $(-\infty, \infty)$.

Para obter a resposta à atuação instantânea, em $t = \tau$ de uma fonte de calor concentrada em uma posição ($x = \xi$, $\theta = \phi$) sobre a parede da peça, basta substituir $x = x - \xi$, $\eta = r_m(\theta - \phi)$ e $t = t - \tau$ na expressão que resulta da substituição de (5.13) em (5.3). Assumindo que $T(x, \theta, t) = T_0$, para $t < \tau$, tem-se, para $t \geq \tau$,

$$\begin{aligned} T(x, \theta, t) - T_0 &= \frac{Q}{\pi\rho c_p r_m H} \sqrt{\frac{1}{4\pi\alpha(t-\tau)}} \\ &\times \exp\left[-\frac{h_s(t-\tau)}{\rho c_p H} - \frac{(x-\xi)^2}{4\alpha(t-\tau)}\right] \\ &\times \left\{ \frac{1}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} \exp\left[-\alpha\left(\frac{n}{r_m}\right)^2(t-\tau)\right] \cos[n(\theta - \phi)] \right\} \end{aligned} \quad (5.14)$$

¹Nesta altura do presente desenvolvimento é necessário abandonar a planificação da parede do tubo e começar a explorar a periodicidade da solução obtida em termos de θ .

5.2.2 Resposta à atuação contínua de fonte móvel

A partir da equação (5.14) obtém-se a resposta à atuação contínua de uma fonte móvel de potência q (em watts) considerada como o resultado da superposição dos efeitos de infinitos impulsos térmicos de intensidade $q(\tau) d\tau$.

Assim, considerando que a fonte de calor começou a atuar em $t = t_0$, quando $T(x, \theta, t_0) = T_0$, e que ela seguiu uma trajetória dada por $\xi = \xi(\tau)$ e $\phi = \phi(\tau)$, tem-se para $t > t_0$

$$\begin{aligned}
 T(x, \theta, t) - T_0 = & \int_{t_0}^t \frac{q(\tau)}{\pi \rho c_p r_m H} \sqrt{\frac{1}{4\pi\alpha(t-\tau)}} \\
 & \times \exp \left[-\frac{h_s(t-\tau)}{\rho c_p H} - \frac{(x - \xi(\tau))^2}{4\alpha(t-\tau)} \right] \\
 & \times \left\{ \frac{1}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} \exp \left[-\alpha \left(\frac{n}{r_m} \right)^2 (t-\tau) \right] \cos[n(\theta - \phi(\tau))] \right\} d\tau \quad (5.15)
 \end{aligned}$$

Esta equação utiliza um sistema de coordenadas fixo no tubo, portanto pode ser facilmente utilizada para determinação de temperaturas máximas ocorridas ao longo do tubo.

Uma solda circunferencial é representada por $\xi = 0$ e, se a velocidade de movimento da fonte de calor em relação ao tubo é dada por uma constante Ω [rad/s], tem-se $\phi = \Omega(\tau - t_0)$. Utilizando um sistema de coordenadas fixo na fonte de calor (x, θ') tem-se $\theta - \phi = \theta' + \Omega(t - \tau)$ e então

$$\begin{aligned}
 T(x, \theta', t) - T_0 = & \int_{t_0}^t \frac{q(\tau)}{\pi \rho c_p r_m H} \sqrt{\frac{1}{4\pi\alpha(t-\tau)}} \\
 & \times \exp \left[-\frac{h_s(t-\tau)}{\rho c_p H} - \frac{x^2}{4\alpha(t-\tau)} \right] \\
 & \times \left\{ \frac{1}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} \exp \left[-\alpha \left(\frac{n}{r_m} \right)^2 (t-\tau) \right] \cos[n(\theta' + \Omega(t-\tau))] \right\} d\tau \quad (5.16)
 \end{aligned}$$

Este sistema de coordenadas é interessante quando o campo de temperatura expresso nele alcança um regime permanente. Como na soldagem circunferencial de tubos de pequeno diâmetro dificilmente se atinge o regime permanente, este sistema de coordenadas móvel torna-se pouco atraente.

5.3 Resultados

Para testar esta solução analítica procurou-se comparar os seus resultados com os resultados do experimento relatado por Na e Lho (1996). Os dados do experimento estão incompletos no artigo de Na e Lho. As propriedades termofísicas utilizadas aqui são as dadas para a liga de alumínio, magnésio e silício na tabela 3.3 (do capítulo 3 desta tese). Estes valores de propriedades, assim como a temperatura de fusão de 652°C , usada para estimar a posição da linha de fusão na figura 5.2, foram extraídos do livro de Grong (1994). A tabela 5.1 mostra alguns outros dados utilizados na elaboração desta figura.

Tabela 5.1: Dados utilizados na preparação da figura 5.2

T_0 [$^\circ\text{C}$]	20
H [mm]	1
r_m [mm]	22,5
h_s [$\text{W}/(\text{m}^2 \text{K})$]	100
Ω [rad/s]	2/15

A figura 5.2 mostra isolinhas de temperatura máxima $T_{max} = 652^\circ\text{C}$ ou seja, posições da linha de fusão, previstas para diversas formas de variação da potência de soldagem com o tempo. O resultado identificado na legenda pelo título “pulsada” representa a pulsação térmica com potência de pulso $q_p = 480 \text{ W}$ (durante o tempo de pulso $t_p = 0,5 \text{ s}$) e potência de base $q_b = 60 \text{ W}$ (no restante do período $\Gamma = 1 \text{ s}$). O resultado identificado pelo título “constante” na legenda representa uma fonte de potência constante $q = 330 \text{ W}$. Este valor foi determinado para uma corrente de soldagem de 55 A , com 15 V de tensão e uma eficiência térmica de $\eta_t = 0,4$ (recomendada para a soldagem TIG de alumínio sob proteção de argônio). O segundo resultado, identificado pelo título “melhor”, corresponde à fonte de potência variável segundo $q = 342 - 57\theta/(3\pi) \text{ [W]}$, que se move depois de ter passado 6 s parada em $\theta = 0$ com a potência de 342 W (θ é dado aqui em radianos).

Nota-se, nos resultados mostrados na figura 5.2, que com a potência constante há um aumento significativo na largura do cordão à medida que a soldagem avança (a largura seria o dobro do afastamento x da linha de fusão em relação à linha de centro da solda). Esta largura é de menos de 6 mm no início do cordão e vai a mais de 10 mm no final. No caso da potência pulsada este aumento, embora continue existindo, é menos pronunciado. No caso da potência variável (de forma semelhante à determinada por Na e Lho

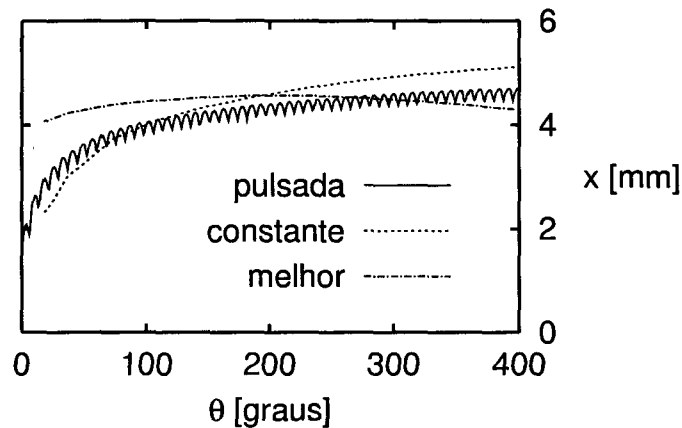


Figura 5.2: Linhas nas quais é prevista a temperatura máxima de 652°C para diversas formas de variação da potência da fonte de calor

(1996) através de algoritmo de otimização), identificado pelo título “melhor” na legenda da figura, tem-se a menor variação de largura do cordão durante a soldagem.

Para prever a geometria do cordão, quando a potência da fonte varia suavemente durante a soldagem, é suficiente calcular as temperaturas máximas alcançadas em relativamente poucos pontos do domínio. No caso da pulsação térmica, entretanto, se for desejada uma previsão detalhada da geometria ondulada do cordão que ela produz, é necessário o cálculo das temperaturas máximas em muito mais pontos, o que demanda um esforço computacional significativo (foram utilizadas cerca de 6 horas de computação em um Pentium 166 MHz para obter o resultado mostrado na figura 5.2). Isto faz pensar que, para este tipo particular de previsão, um método de diferenças finitas seria mais recomendável que a abordagem analítica adotada aqui.

Note-se que para calcular temperaturas utilizando a equação (5.15) ou a (5.16) é necessário utilizar um procedimento de integração numérica. Este tipo de procedimento não é necessário nas soluções desenvolvidas no capítulo 4 e será melhor discutido no capítulo 6. Além disso, para obter uma temperatura máxima, é necessário procurar o maior dos máximos locais de um ciclo térmico, conforme mencionado no capítulo 4.

5.4 Conclusão

Foi mostrado, neste capítulo, o desenvolvimento de uma solução analítica (para a equação da condução de calor) capaz de prever o campo de temperatura em um tubo de parede fina soldado circunferencialmente. Este tipo de solução é interessante no estudo da soldagem circunferencial de tubos de pequeno diâmetro, em que há um aumento importante na largura do cordão durante a soldagem, se a potência for mantida constante.

A solução desenvolvida neste capítulo foi capaz de prever o aumento da largura do cordão na soldagem com potência constante. Além disso foi capaz de prever o alívio deste problema proporcionado pelo uso da pulsação térmica. Finalmente a solução previu a maior uniformidade da largura do cordão obtido utilizando uma potência variada de acordo com a função determinada (através algoritmo de otimização combinado com solução numérica do problema de condução de calor) por Na e Lho (1996).

O esforço computacional (relativamente alto) necessário para a determinação detalhada da geometria do cordão produzido com pulsação térmica, ao longo de toda a circunferência do tubo, sugere que, quando este nível de detalhe é desejado, soluções numéricas (métodos de diferenças finitas, volumes finitos ou elementos finitos) são mais interessantes que a abordagem analítica adotada aqui.

Capítulo 6

Fonte de Calor Distribuída e Chapa de Qualquer Espessura

6.1 Introdução

Neste capítulo é apresentada a solução que melhor pode descrever a condução de calor que ocorre durante a soldagem a arco voltaico, dentre todas as consideradas nesta tese. Ela é uma solução tridimensional transiente¹ que leva em conta os efeitos da espessura da chapa, da forma como se distribui na superfície da chapa o calor que ela recebe do arco e de condições de resfriamento diferentes nas superfícies superior e inferior da chapa (descritas através dos coeficientes de transferência de calor pelas superfícies h_{s1} e h_{s2}).

Esta solução é baseada na proposta de Boo e Cho (1990). Um estudo detalhado do trabalho daqueles autores revelou um erro cometido ali, importante quando os coeficientes de transferência de calor pelas superfícies não são iguais. A dedução da solução correta, com base no procedimento descrito por Özişik (1993, §6.7) para determinação da função de Green associada ao problema, juntamente com uma discussão das conseqüências do erro de Boo e Cho, é mostrada no trabalho de Santos *et al.* (1999)².

¹Note-se que a simetria radial dos problemas considerados no capítulo 4 e a hipótese de parede fina adotada no capítulo 5 tornam as soluções obtidas ali efetivamente bidimensionais.

²Há um erro de digitação na equação (5) do artigo de Santos *et al.* (1999), que é a equação (2-37b) do livro de Özişik (1993) (citado naquele artigo) reescrita. Aqui ela também aparece, como a equação (6.9).

Neste capítulo foi seguido o procedimento baseado no método da separação de variáveis que foi usado no capítulo 5. A intenção do autor foi ater-se aos resultados mais elementares do estudo da solução de equações diferenciais parciais lineares, apoiando as principais deduções no método da separação de variáveis e no princípio da superposição de efeitos, que são aspectos básicos daquela disciplina. Infelizmente o desenvolvimento obtido desta forma, apresentado na seção a seguir, é muito mais longo que o mostrado por Santos *et al.* (1999). Mas este desenvolvimento serve para confirmar os resultados daquele trabalho.

6.2 Desenvolvimento

A figura 6.1 mostra a geometria e um dos sistemas de coordenadas utilizados no desenvolvimento deste capítulo. Inicialmente será utilizado um sistema de coordenadas cilíndricas, em que $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, depois será utilizado um sistema de coordenadas cartesianas fixo em relação à peça (x, y, z) e no final será considerado o sistema de coordenadas mostrado na figura 6.1, que se move, junto com a fonte de calor, à velocidade v na direção x .

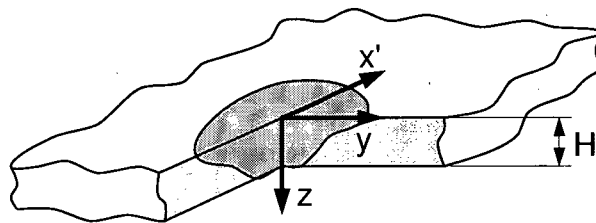


Figura 6.1: Geometria da chapa

Em torno da origem do sistema de coordenadas (que acompanha a fonte de calor) mostrado na figura 6.1 é representada (em cinza mais escura) a região do metal fundida na soldagem.

6.2.1 Resposta a um impulso térmico — formulação

A equação da condução de calor em um meio de propriedades constantes, para coordenadas cilíndricas e assumindo-se que o campo de temperatura é

simétrico em torno do eixo vertical z , fica na forma

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + s \quad (6.1)$$

As perdas de calor através da superfície da chapa, conforme mencionado na introdução deste capítulo, são consideradas através das condições de contorno

$$-\frac{\partial T}{\partial z} + \frac{h_{s1}}{k}(T - T_0) = 0 \quad (6.2)$$

em $z = 0$,

$$\frac{\partial T}{\partial z} + \frac{h_{s2}}{k}(T - T_0) = 0 \quad (6.3)$$

em $z = H$. Em $r \rightarrow \infty$ prescreve-se $T = T_0$, que é a temperatura inicial, igual à temperatura ambiente. Para representar o impulso termico utiliza-se a condição inicial

$$T - T_0 = \frac{Q}{\rho c_p} \frac{\delta(r)\delta(z)}{2\pi r} \quad (6.4)$$

em $t = 0$. Esta condição, utilizada com $s = 0$ é equivalente à condição $T = T_0$ em $t = 0$ com

$$s = \frac{Q}{\rho c_p} \frac{\delta(r)\delta(z)\delta(t)}{2\pi r} \quad (6.5)$$

Em qualquer destas duas formulações está sendo representada a presença, em $t = 0$, de uma quantidade de energia Q [J] concentrada em um volume infinitesimal de material localizado na origem do sistema de coordenadas, de modo que, naquele instante,

$$\lim_{\epsilon \rightarrow 0} \int_0^\epsilon \int_0^\epsilon \rho c_p (T - T_0) 2\pi r dr dz = Q \quad (6.6)$$

mas $T = T_0$ para $r, z > \epsilon$.

6.2.2 Resposta a um impulso térmico — solução

Adotando $s = 0$ e a condição inicial (6.4) pode-se resolver o problema de valor inicial formulado na subsecção anterior, pelo método da separação das variáveis.

Primeiramente admite-se que a solução pode ser expressa como

$$T(r, z, t) - T_0 = \sum_{n=0}^{\infty} \mathcal{F}(r, t, \kappa_n) M(\kappa_n, z) \quad (6.7)$$

sendo $M(\kappa_n, z)$ as autofunções associadas à direção z^3

$$M(\kappa_n, z) = \kappa_n \cos(\kappa_n z) + (h_{s1}/k) \operatorname{sen}(\kappa_n z) \quad (6.8)$$

Os autovalores κ_n são as raízes positivas da equação

$$\tan(\kappa_n H) = \frac{\kappa_n (h_{s1} + h_{s2})}{k \kappa_n^2 - h_{s1} h_{s2} / k} \quad (6.9)$$

Note-se que o problema de autovalores associado à direção z é obtido a partir da equação (6.1) e das condições (6.2) e (6.3) seguindo o procedimento mostrado, por exemplo, por Özişik (1993, §3-1). As autofunções $M(\kappa_n, z)$ e as *autocondições* (6.9) são determinadas resolvendo este problema de autovalores através de técnicas usuais para solução de equações diferenciais ordinárias. A solução deste problema de autovalores também pode ser encontrada em livros como o de Özişik (1993, §2-4).

Substituindo (6.7) em (6.1) obtém-se

$$\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial t} = \alpha \left(\frac{\partial^2 \mathcal{F}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial r} - \kappa_n^2 \mathcal{F} \right) \quad (6.10)$$

que deve ser satisfeita por cada um dos coeficientes de Fourier $\mathcal{F}(r, t, \kappa_n)$.

Sabendo que $T = T_0$ e então $\mathcal{F} = 0$ quando $r \rightarrow \infty$ e que a temperatura em $r = 0$ deve ter um valor finito (para $t > 0$) admite-se (com base na solução de problema de autovalores discutido por Özişik (1993, §3-1) e Zauderer

³Se $h_{s1} = h_{s2} = 0$ então $M(0, z) = 1$ também é uma autofunção.

(1989, §4.3), entre outros autores) que

$$\mathcal{F}(r, t, \kappa_n) = \int_0^\infty \mathcal{H}_0(t, \lambda, \kappa_n) J_0(\lambda r) \lambda d\lambda \quad (6.11)$$

onde J_0 é a função de Bessel de primeira espécie e ordem 0. O espectro contínuo de autovalores λ e portanto a integral no lugar de um somatório são esperados, posto que o domínio é infinito na direção radial. A função $\mathcal{H}_0(t, \lambda, \kappa_n)$ é a transformada de Hankel de ordem zero de \mathcal{F} . Substituindo (6.11) em (6.10) conclui-se que, para cada valor de λ e κ_n , \mathcal{H}_0 deve satisfazer

$$\frac{\partial \mathcal{H}_0}{\partial t} = -\alpha(\lambda^2 + \kappa_n^2) \mathcal{H}_0 \quad (6.12)$$

Então faz-se a transformada de Laplace⁴ da equação (6.12) obtendo

$$\varsigma \mathcal{L} - \mathcal{H}_{00} = -\alpha(\lambda^2 + \kappa_n^2) \mathcal{L} \quad (6.13)$$

onde $\mathcal{H}_{00} = \mathcal{H}_0(0, \lambda, \kappa_n)$. A expressão da transformada de Laplace é relativamente simples

$$\mathcal{L}(\varsigma, \lambda, \kappa_n) = \int_0^\infty e^{-\varsigma t} \mathcal{H}_0(t, \lambda, \kappa_n) dt \quad (6.14)$$

porém o cálculo da transformada inversa de Laplace é geralmente complexo. Como, no entanto, tabelas de resultados deste tipo de cálculo podem ser facilmente encontradas na literatura, é fácil recorrer a uma delas para obter a transformada inversa de

$$\mathcal{L} = \frac{\mathcal{H}_{00}}{\varsigma + \alpha(\lambda^2 + \kappa_n^2)} \quad (6.15)$$

que é

$$\mathcal{H}_0(t, \lambda, \kappa_n) = \mathcal{H}_0(0, \lambda, \kappa_n) e^{-\alpha(\lambda^2 + \kappa_n^2)t} \quad (6.16)$$

⁴A transformada de Laplace pode ser evitada, já que é fácil integrar (6.12) no tempo. O uso da transformada de Hankel também poderia ter sido evitado, se o problema tivesse sido tratado desde o princípio utilizando apenas coordenadas cartesianas. Este exercício de aplicação destas transformadas, entretanto, foi considerado válido.

A transformada de Hankel dos coeficientes de Fourier que representam a condição inicial é

$$\mathcal{H}_0(0, \lambda, \kappa_n) = \int_0^\infty \mathcal{F}(r, 0, \kappa_n) J_0(\lambda r) r dr \quad (6.17)$$

E estes coeficientes de Fourier, por sua vez, são dados por

$$\mathcal{F}(r, 0, \kappa_n) = \frac{1}{N(\kappa_n)} \int_0^H [T(r, z, 0) - T_0] M(\kappa_n, z) dz \quad (6.18)$$

onde $N(\kappa_n)$ são as normas das autofunções associadas à direção z , dadas pela expressão

$$\begin{aligned} N(\kappa_n) &= \int_0^H M(\kappa_n, z) M(\kappa_n, z) dz \\ &= \frac{1}{2} \left\{ [\kappa_n^2 + (h_{s1}/k)^2] \left[H + \frac{h_{s2}/k}{\kappa_n^2 + (h_{s2}/k)^2} \right] + h_{s1}/k \right\} \end{aligned} \quad (6.19)$$

Substituindo (6.17) e (6.16) em (6.11) e integrando em λ obtém-se

$$\begin{aligned} \mathcal{F}(r, t, \kappa_n) &= \frac{1}{2\alpha t} \exp(-\alpha \kappa_n^2 t) \int_0^\infty \mathcal{F}(\xi, 0, \kappa_n) \\ &\times \exp\left(-\frac{r^2 + \xi^2}{4\alpha t}\right) I_0\left(\frac{r\xi}{2\alpha t}\right) \xi d\xi \end{aligned} \quad (6.20)$$

onde I_0 é a função de Bessel modificada de primeira espécie e ordem 0. Substituindo então (6.4) em (6.18) e então em (6.20) obtém-se

$$\begin{aligned} \mathcal{F}(r, t, \kappa_n) &= \frac{1}{2\alpha t} \exp(-\alpha \kappa_n^2 t) \int_0^\infty \int_0^H \frac{1}{N(\kappa_n)} \frac{Q}{\rho c_p} \frac{\delta(\xi)\delta(z)}{2\pi\xi} \\ &\times M(\kappa_n, z) dz \exp\left(-\frac{r^2 + \xi^2}{4\alpha t}\right) I_0\left(\frac{r\xi}{2\alpha t}\right) \xi d\xi \end{aligned} \quad (6.21)$$

E, finalmente, reconhecendo a propriedade amostradora da função delta de

Dirac e que $M(\kappa_n, 0) = \kappa_n$ e $I_0(0) = 1$, tem-se

$$\mathcal{F}(r, t, \kappa_n) = \frac{Q}{\rho c_p} \frac{1}{4\pi\alpha t} \exp\left(-\frac{r^2}{4\alpha t}\right) \frac{\kappa_n}{N(\kappa_n)} \exp(-\alpha\kappa_n^2 t) \quad (6.22)$$

Este resultado é diferente do mostrado por Boo e Cho (1990). A diferença nas soluções pode ser colocada em termos de uma diferença no cálculo das normas das autofunções. Este é um dos pontos mais trabalhosos da dedução e talvez aí tenha ocorrido o erro de Boo e Cho. A diferença entre a norma mostrada aqui e a correspondente à expressão de Boo e Cho, $N_B(\kappa_n)$, pode ser escrita como

$$N(\kappa_n) - N_B(\kappa_n) = \frac{h_{s1}}{2k} \left\{ \frac{[\kappa_n^2 + (h_{s1}/k)^2](h_{s2}/k)}{[\kappa_n^2 + (h_{s2}/k)^2](h_{s1}/k)} - 1 \right\} \quad (6.23)$$

onde nota-se que, quando $h_{s1} = h_{s2}$, a diferença entre o resultado correto e o apresentado por Boo e Cho se anula.

A dedução da expressão correta para a norma das autofunções associadas à direção z é mostrada na subseção seguinte, e está baseada naquela que se encontra na primeira edição do livro de Özişik (1980, p. 80).

6.2.3 Norma das autofunções

Deseja-se conhecer as normas das autofunções associadas à direção z , dadas por

$$N(\kappa_n) = \int_0^H M^2(\kappa_n, z) dz \quad (6.24)$$

Estas autofunções devem satisfazer $M_n'' + \kappa_n^2 M_n = 0$ e logo

$$\begin{aligned} \int_0^H M_n^2 dz &= -\frac{1}{\kappa_n^2} \int_0^H M_n M_n'' dz \\ &= -\frac{1}{\kappa_n^2} [M_n M_n']_0^H + \frac{1}{\kappa_n^2} \int_0^H M_n'^2 dz \end{aligned} \quad (6.25)$$

onde o sobrescrito ' denota diferenciação em relação a z e foi usada a integração por partes. Usou-se a abreviação M_n para $M(\kappa_n, z)$.

Diferenciando (6.8) obtém-se

$$M'_n = \kappa_n [-\kappa_n \text{sen}(\kappa_n z) + (h_{s1}/k) \text{cos}(\kappa_n z)] \quad (6.26)$$

De (6.8), (6.26) e da identidade $\text{sen}^2 \theta + \text{cos}^2 \theta = 1$, tem-se

$$M_n^2 + \frac{1}{\kappa_n^2} M_n'^2 = \kappa_n^2 + (h_{s1}/k)^2 \quad (6.27)$$

Integrando (6.27)

$$\int_0^H M_n^2 dz = [\kappa_n^2 + (h_{s1}/k)^2]H - \frac{1}{\kappa_n^2} \int_0^H M_n'^2 dz \quad (6.28)$$

e então somando (6.25) e (6.28) obtém-se

$$2N(\kappa_n) = [\kappa_n^2 + (h_{s1}/k)^2]H - \frac{1}{\kappa_n^2} [M_n M_n']_0^H \quad (6.29)$$

De (6.8) e (6.26) tem-se

$$M_n|_{z=0} = \kappa_n \quad \text{e} \quad M_n'|_{z=0} = \kappa_n h_{s1}/k \quad (6.30)$$

Para que (6.3) seja respeitada

$$[M_n' + (h_{s2}/k)M_n]_{z=H} = 0 \quad (6.31)$$

logo

$$M_n M_n'|_{z=H} = (h_{s2}/k) M_n^2|_{z=H} \quad (6.32)$$

Mas, de (6.31) e (6.27)

$$M_n^2|_{z=H} = \kappa_n^2 \left[\frac{\kappa_n^2 + (h_{s1}/k)^2}{\kappa_n^2 + (h_{s2}/k)^2} \right] \quad (6.33)$$

Substituindo então em (6.33) em (6.32) e (6.32) e (6.31) em (6.29) obtém-se

$$2N(\kappa_n) = [\kappa_n^2 + (h_{s1}/k)^2] \left[H + \frac{(h_{s2}/k)}{\kappa_n^2 + (h_{s2}/k)^2} \right] + h_{s1}/k \quad (6.34)$$

que é de onde vem a expressão (6.19).

6.2.4 Impulso em um ponto qualquer da superfície

Para obter a resposta à atuação instantânea, em $t = \tau$ de uma fonte de calor puntual em uma posição $(\xi, \eta, 0)$ qualquer da superfície superior da peça, basta substituir $r = \sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2}$ e $t = t - \tau$ na expressão que resulta da substituição de (6.22) em (6.7). Colocando o resultado destas substituições em uma forma semelhante à utilizada por Boo e Cho (1990), tem-se

$$T(x, y, z, t) - T_0 = \frac{Q}{2\pi k H(t - \tau)} \exp \left[-\frac{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2}{4\alpha(t - \tau)} \right] \times \sum_{n=0}^{\infty} A(\kappa_n) \exp[-\alpha\kappa_n^2(t - \tau)] M(\kappa_n, z) \quad (6.35)$$

com

$$A(\kappa_n) = \frac{\kappa_n H}{[\kappa_n^2 + (h_{s1}/k)^2] \left[H + \frac{(h_{s2}/k)}{\kappa_n^2 + (h_{s2}/k)^2} \right] + h_{s1}/k} \quad (6.36)$$

válida para $t > \tau$.

No caso especial em que $h_{s1} = h_{s2} = 0$ tem-se $M(\kappa_0, z) = 1$ como uma autofunção, associada ao autovalor $\kappa_0 = 0$. Neste caso $A(\kappa_0) = 1/2$. Para os

demais autovalores as expressões (6.36) e (6.8) podem ser utilizadas normalmente.

A solução (6.35) não é a função de Green associada ao problema discutido nesta seção, por duas razões. Uma é o fato de que ela representa a resposta a atuação de uma fonte de intensidade $Q/(\rho c_p)$ que pode ser diferente de 1. Outra, mais importante, é o fato de a dedução ter sido particularizada para a posição da fonte em $z = 0$ (na superfície da chapa). Este caso particular, no entanto, é suficiente para os propósitos deste trabalho,

6.2.5 Resposta à atuação instantânea de distribuição gaussiana de fluxo de calor

A solução (6.35) descreve o aumento da temperatura dT no ponto (x, y, z) e no instante t , devido à atuação instantânea em $(\xi, \eta, 0)$, em $t = \tau$, de uma fonte de calor puntual que libera uma quantidade de energia $Q/(\rho c_p)$.

A distribuição gaussiana de fluxo de calor entrando no domínio é representada por uma distribuição de fontes de calor sobre a superfície da peça, cujas intensidades são dadas em função da posição $(x, y, z) = (\xi, \eta, 0)$ por

$$Q(\xi, \eta) = \frac{Q_{total}}{2\pi\sigma_t^2} \exp\left(-\frac{\xi^2 + \eta^2}{2\sigma_t^2}\right) \quad (6.37)$$

A resposta à atuação instantânea desta distribuição de fontes de calor, de acordo com o princípio da superposição de efeitos, pode ser obtida integrando-se o lado direito de (6.35) em ξ e η com (6.37) no lugar de Q .

Notando que

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{(x-\xi)^2}{4\alpha(t-\tau)} - \frac{\xi^2}{2\sigma_t^2}\right] d\xi &= \sqrt{\frac{\pi\alpha\sigma_t^2(t-\tau)}{2\alpha(t-\tau) + \sigma_t^2}} \\ &\times \exp\left[-\frac{x^2}{4\alpha(t-\tau) + 2\sigma_t^2}\right] \operatorname{erf}\left\{\xi\sqrt{\frac{2\alpha(t-\tau) + \sigma_t^2}{4\alpha\sigma_t^2(t-\tau)}}\right. \\ &\left.- x\sqrt{\frac{\sigma_t^2}{4\alpha(t-\tau)[2\alpha(t-\tau) + \sigma_t^2]}}\right\}_{\xi=-\infty}^{\xi=\infty} \end{aligned}$$

$$= 2 \sqrt{\frac{\pi \alpha \sigma_t^2 (t - \tau)}{2\alpha(t - \tau) + \sigma_t^2}} \exp\left[-\frac{x^2}{4\alpha(t - \tau) + 2\sigma_t^2}\right] \quad (6.38)$$

(é usado como variável auxiliar o agrupamento contido entre chaves) não é difícil concluir que a resposta procurada é

$$T(x, y, z, t) - T_0 = \frac{Q_{total}}{\pi \rho c_p H} \frac{1}{[2\alpha(t - \tau) + \sigma_t^2]} \exp\left[-\frac{x^2 + y^2}{4\alpha(t - \tau) + 2\sigma_t^2}\right] \\ \times \sum_{n=0}^{\infty} A(\kappa_n) \exp[-\alpha \kappa_n^2 (t - \tau)] M(\kappa_n, z) \quad (6.39)$$

Para obter a resposta à atuação de uma distribuição gaussiana localizada em torno de um ponto $(\xi, \eta, 0)$ qualquer da superfície da chapa, diferente da origem do sistema coordenado, faz-se uma translação da origem, obtendo

$$T(x, y, z, t) - T_0 = \frac{Q_{total}}{\pi \rho c_p H} \frac{1}{[2\alpha(t - \tau) + \sigma_t^2]} \exp\left[-\frac{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2}{4\alpha(t - \tau) + 2\sigma_t^2}\right] \\ \times \sum_{n=0}^{\infty} A(\kappa_n) \exp[-\alpha \kappa_n^2 (t - \tau)] M(\kappa_n, z) \quad (6.40)$$

6.2.6 Resposta à atuação contínua de distribuição gaussiana móvel de fluxo de calor

A partir de (6.40) é fácil obter, novamente usando o princípio da superposição de efeitos, o campo de temperatura devido à uma fonte de calor que se move sobre a superfície da chapa, ocupando uma posição $(x, y) = (\xi, \eta)$ diferente em cada instante τ em que atua. A atenção aqui será concentrada em uma fonte que se move com uma velocidade constante v paralela ao eixo x . A solução será representada em um sistema de coordenadas que está fixo à fonte de calor de modo que a posição em que a fonte de calor atuou em um instante $\tau < t$, é dada por $(x', y) = (-v(t - \tau), 0)$. Considerando que a intensidade da fonte seja dada em cada instante τ por $Q_{total}(\tau) = q(\tau) d\tau$,

obtém-se

$$\begin{aligned}
 T(x', y, z, t) - T_0 &= \int_{t_0}^t \frac{q(\tau)}{\pi \rho c_p H} \frac{1}{[2\alpha(t - \tau) + \sigma_t^2]} \\
 &\times \exp\left\{-\frac{[x' + v(t - \tau)]^2 + y^2}{4\alpha(t - \tau) + 2\sigma_t^2}\right\} \\
 &\times \sum_{n=0}^{\infty} A(\kappa_n) \exp[-\alpha\kappa_n^2(t - \tau)] M(\kappa_n, z) d\tau \quad (6.41)
 \end{aligned}$$

onde $t_0 < t$ é o instante em que a fonte de calor começa a atuar. Em $t = t_0$, supõe-se que o campo de temperatura seja uniforme ao longo de toda a chapa, com $T = T_0$.

6.2.7 Resposta à pulsação térmica

Note-se que a potência da fonte de calor, $q(\tau)$, na equação (6.41), pode variar de forma arbitrária com o tempo. Duas formas de variação são exploradas nos resultados que aparecem no final deste capítulo: a potência constante e a potência variada de acordo com a função onda quadrada apresentada em detalhes na seção 4.4.

Esta variação da potência de acordo com uma função onda quadrada foi utilizada também no capítulo 5 para representar a pulsação térmica. A escolha desta função deve-se à sua simplicidade e ao fato de que ela representa bem a forma de variação da corrente (e da potência) fornecida pela fonte de energia para soldagem utilizada nos experimentos (descritos no capítulo 7) que serão explorados na discussão dos resultados mostrados neste capítulo.

6.3 Procedimentos Numéricos

6.3.1 Integração numérica

A integral no lado direito de (6.41) não tem forma fechada conhecida de um modo geral (embora para alguns casos particulares, como quando $v = 0$, ou para $\sigma_t = 0$, tais formas existam). Portanto há a necessidade de fazer-se

aquela integral numericamente. Para isto foi utilizado o algoritmo adaptativo baseado no método de Simpson que se encontra no livro de Gerald e Wheatley (1989, §4.14). O procedimento adaptativo falha se o integrando apresentar, ao longo do intervalo de integração, alguma descontinuidade (como as que aparecem no caso da pulsação térmica). Neste caso é importante reescrever a integral original na forma de um somatório de integrais ao longo de intervalos em que o integrando seja contínuo.

Há um problema com o integrando em (6.41) quando avalia-se a temperatura junto à face superior da chapa, fazendo $z = 0$. Quando a variável muda τ assume o valor t o integrando tende a ∞ nesta região. O procedimento convencional para tratar singularidades deste tipo, de acordo com Gerald e Wheatley (1989, §4.13), seria realizar a integração de t_0 até $t - \epsilon$ e testar diferentes valores de $\epsilon \rightarrow 0$ até que sua influência não pudesse mais ser percebida. No caso do integrando em questão, o número finito de termos empregados no cálculo do somatório que aparece nele limita o valor que ele assume. Assim, no lugar do uso do parâmetro ϵ , basta fazer testes com o número de termos utilizados naquele somatório, até que sua influência seja pequena no resultado da integral.

De fato esta singularidade do integrando é ainda mais severa no caso das equações (5.15) e (5.16) utilizadas no capítulo anterior, já que lá ela aparece no fator que multiplica todo o somatório (isto também acontece em (6.41) quando $\sigma_t = 0$). Uma solução testada, nestes casos, foi utilizar a quadratura de Gauss no lugar do algoritmo adaptativo baseado na regra de Simpson, evitando-se assim a necessidade de avaliar o integrando nos limites de integração (no limite superior, t , ocorre a singularidade). Novamente é preciso tomar o cuidado de reescrever a integral original como um somatório de integrais cujo integrando seja contínuo. O uso de 10 pontos de integração nos últimos dois intervalos de integração contínuos antes de $\tau = t$ e de 2 pontos de integração, nos demais intervalos mostrou-se satisfatório nos testes realizados.

6.3.2 Soma parcial

Embora junto à singularidade discutida nos parágrafos anteriores, a série representada pelo somatório encontrado em (6.41) não seja convergente, no restante do domínio ela converge e é interessante utilizar um critério de parada do somatório quando os termos somados tornam-se desprezíveis. O

critério escolhido foi parar o somatório quando a média do módulo dos últimos dois termos somados fosse inferior à média de todos os termos somados anteriormente multiplicada por uma tolerância. A média dos dois últimos termos foi utilizada para evitar que um termo nulo, encontrado durante o processo de soma, causasse a sua parada imediata.

Ainda sobre o somatório que aparece em (6.41) é importante mencionar o uso da soma à *Cesàro* para evitar o comportamento excessivamente oscilante da série de Fourier junto à superfície superior da chapa. A soma à *Cesàro* é discutida em livros como o de Kreider *et al.* (1972, §10.7) ou Stakgold (1979) como forma de evitar o fenômeno de Gibbs e garantir a convergência uniforme da representação em séries de Fourier de funções contínuas por partes. No apêndice D esta questão é um pouco mais explorada.

6.3.3 Cálculo dos autovalores

Nesta seção dedicada aos procedimentos numéricos cabe alertar para os cuidados necessários no cálculo dos autovalores, a partir da equação (6.9). Esta equação tem infinitas raízes. Para obter corretamente os primeiros autovalores (só um número finito deles pode ser utilizado) é preciso estudar o lado direito e o lado esquerdo de (6.9), traçar gráficos e fazer então uma boa estimativa inicial das suas raízes. A partir de estimativas adequadas o cálculo dos autovalores pode ser feito facilmente utilizando, por exemplo, o método de Newton-Raphson. Uma discussão detalhada deste tipo de cuidados, baseada justamente na equação (6.9) é encontrada no livro de Özişik (1993, §2.5).

6.3.4 Cálculo de temperatura máxima

Finalmente é interessante comentar que a solução dada por (6.41) permite determinar a temperatura em um certo ponto da chapa em um certo instante de tempo. Muitas vezes há interesse em se conhecer os limites de regiões da chapa que foram submetidas a temperaturas acima de um determinado valor crítico, como a temperatura de fusão do material ou uma temperatura de transformação alotrópica. Para obter estes limites fez-se o cálculo da temperatura máxima alcançada em cada ponto de uma malha traçada sobre uma seção do domínio e utilizou-se o *gnuplot* (Crawford, 1998), para obter linhas correspondentes aos valores críticos de temperatura. Para encontrar a

temperatura máxima no ciclo térmico (temperatura de pico) existem diversas técnicas, desde percorrer parte do ciclo térmico a passos de tempo curtos (comparando entre si as temperaturas encontradas) até utilizar a condição de máximo $\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{x,y,z} = 0$ e resolver o sistema de equações não-lineares formado por esta condição e a expressão para o cálculo da temperatura em (x, y, z) como função do tempo. Para determinar esta temperatura de pico optou-se aqui pelo algoritmo de Brent, discutido por Press *et al.* (1992, §10.2). Com este algoritmo reduzem-se as chamadas à função de cálculo da temperatura, que é computacionalmente dispendiosa em virtude da integração numérica que realiza.

6.4 Estimando η_t e σ_t

Para comparar os resultados obtidos a partir da equação 6.41 com resultados experimentais é preciso utilizar valores de eficiência térmica e parâmetro de distribuição da fonte de calor. Na avaliação da eficiência térmica de soldagem, procurou-se seguir a interpretação de Giedt *et al.* (1989) para o trabalho de Eagar e Tsai (1983). De acordo com aquele artigo, que trata de soldagens TIG realizadas com correntes I constantes entre 40 a 240 A, tem-se

$$\eta_t = 0,60 - 2,4 \times 10^{-4}I \quad (6.42)$$

Com base nos experimentos reportados por Tsai e Eagar (1985) (envolvendo correntes constantes de 50 a 280 A, distâncias eletrodo-peça $d_{E/P}$ de 2 a 9 mm, ângulos de ponta de eletrodo θ_E de 30° a 120° e argônio como gás de proteção), foram utilizados nesta tese valores do parâmetro de distribuição dados pela expressão

$$\sigma_t = 0,50 + 4,4 \times 10^{-3}I + 0,22 d_{E/P} + 4,0 \times 10^{-3}\theta_E \quad (6.43)$$

Entretanto verificou-se que os valores dados pela expressão (6.42) não levam a ciclos térmicos teóricos satisfatoriamente próximos das medições de temperatura realizadas ao longo do desenvolvimento do presente trabalho, e também não levam a previsões adequadas da geometria das soldas correspondentes (utilizando-se as propriedades termofísicas do aço da tabela 3.3 e o fator de distribuição dado por (6.43)).

Cabe lembrar que, em modelos teóricos como o desenvolvido neste capítulo, a escolha de parâmetros como η_t e σ_t , de valores médios de propriedades termofísicas como k , ρ e c_p , e de coeficientes como h_{s1} e h_{s2} deve ser feita de modo a minimizar as diferenças entre as predições teóricas e as observações experimentais (que fatalmente existirão por causa das muitas simplificações utilizadas no desenvolvimento destes modelos). Um problema de minimização como este envolve, por sua vez, uma escolha (relativamente arbitrária), por parte de quem se propõe a resolvê-lo, de uma medida do total das diferenças a ser minimizado, visto que há diferenças distribuídas por todo o domínio da solução e certamente o conjunto de parâmetros que minimiza as diferenças em uma parte do domínio não é o mesmo que as minimiza em outra parte. A medida escolhida atribuirá pesos para as diferenças encontradas em cada parte do domínio.

Assim sendo, apesar de os métodos de mínimos quadrados serem uma forma atraente de sistematizar escolhas como a discutida nesta seção, eles não fornecem resultados necessariamente melhores do que um processo em que o usuário, partindo de valores encontrados na literatura, procure melhorar a estimativa destes parâmetros comparando visualmente os gráficos (de ciclo térmico e geometria de solda) que eles proporcionam com resultados experimentais. Foi através deste processo que envolve comparações visuais (dando mais atenção aos resultados dos ensaios que transcorreram de forma mais satisfatória) que chegou-se ao conjunto de valores resumido pela expressão

$$\eta_t = 0,72 - 4,4 \times 10^{-4}I \quad (6.44)$$

Estes valores foram utilizados, para obter os resultados teóricos mostrados na próxima seção e no capítulo 7.

Equações obtidas com o auxílio de resultados experimentais, como (6.44) e (6.43), têm uma validade restrita. Para condições distintas daquelas em que foram realizados os experimentos em que (6.44) e (6.43) se baseiam, é conveniente ter uma forma simples de estimar os parâmetros η_t e σ_t . Um procedimento para isto, baseado na análise de seções transversais de soldas realizadas com potência constante (polidas e atacadas com reagente adequado, que revele a linha de fusão), é apresentado a seguir.

6.4.1 Estimando η_t e σ_t a partir de seção transversal do cordão de solda

Este procedimento explora a linearidade da solução analítica desenvolvida neste capítulo. Por causa desta linearidade, a temperatura máxima encontrada em um determinado ponto é diretamente proporcional ao valor de eficiência térmica η_t utilizado para calculá-la. Isto significa que é possível fatorar a temperatura máxima como segue

$$T_{max}(\eta_t, \sigma_t, U, I, k, \alpha, H, x, y, z) = \eta_t \tilde{T}_{max}(\sigma_t, U, I, k, \alpha, H, x, y, z)$$

Tem-se, portanto (omitindo as grandezas que são constantes em uma dada seção transversal da solda, com exceção de η_t e σ_t que são incógnitas),

$$\eta_t = \frac{T_{max}(\eta_t, \sigma_t, y, z)}{\tilde{T}_{max}(\sigma_t, y, z)} \quad (6.45)$$

Como a função $\tilde{T}_{max}(\sigma_t, y, z)$ pode ser obtida⁵ a partir da solução analítica (6.41) e como T_{max} pode ser substituída por um valor conhecido em determinados pontos da seção transversal, a equação (6.45) abre caminho para que se estime o valor de σ_t , a partir das coordenadas (x_1, y_1) e (x_2, y_2) de dois pontos pertencentes à linha de fusão. Desta forma o valor do parâmetro σ_t pode ser obtido, resolvendo-se a equação

$$\frac{\tilde{T}_{max}(\sigma_t, y_1, z_1)}{\tilde{T}_{max}(\sigma_t, y_2, z_2)} - 1 = 0 \quad (6.46)$$

Este procedimento foi utilizado nos trabalhos de Niño (2001) e Borsato (2001), empregando-se o método da secante (Gerald e Wheatley, 1989, §1.3) para obter a raiz de (6.46). Com o valor de σ_t assim determinado e conhecendo a temperatura de fusão do material, obtém-se o valor de η_t diretamente de (6.45) usando as coordenadas de qualquer ponto pertencente à linha de fusão. É interessante que os pontos da linha de fusão (x_1, y_1) e (x_2, y_2) sejam distantes entre si e não sejam simétricos em relação ao plano

⁵Mesmo que não se saiba desenvolver, a partir da solução analítica (6.41), uma forma explícita para a função $\tilde{T}_{max}(\sigma_t, y, z)$ e seja necessário um algoritmo para determinar o seu valor correspondente a cada conjunto de valores dos seus argumentos.

$y = 0$. Uma escolha natural é o uso do ponto de afastamento y máximo e do ponto de profundidade z máxima da linha de fusão.

6.5 Resultados

Nesta seção são mostrados resultados que revelam diversos aspectos da solução desenvolvida neste capítulo, das diferenças entre a proposta original de Boo e Cho (1990) e a solução obtida aqui, até a comparação entre tamanhos de grão previstos utilizando as equações (3.44) e (6.41) com resultados experimentais.

6.5.1 Comparação com resultados de Boo e Cho (1990)

A figura 6.2 foi elaborada para evidenciar o quanto o erro de Boo e Cho (1990) os levou a superestimar o efeito dos coeficientes h_{s1} e h_{s2} , de transferência de calor através das superfícies da chapa. Nela são comparados os resultados obtidos utilizando a expressão original de Boo e Cho e utilizando a expressão corrigida, desenvolvida aqui. Esta figura mostra a posição da linha de fusão em uma seção transversal da chapa localizada a 20 mm do início do cordão de solda, calculada utilizando dados reportados no artigo de Boo e Cho (1990), de modo que permite a sua comparação com a figura 3 daquele artigo.

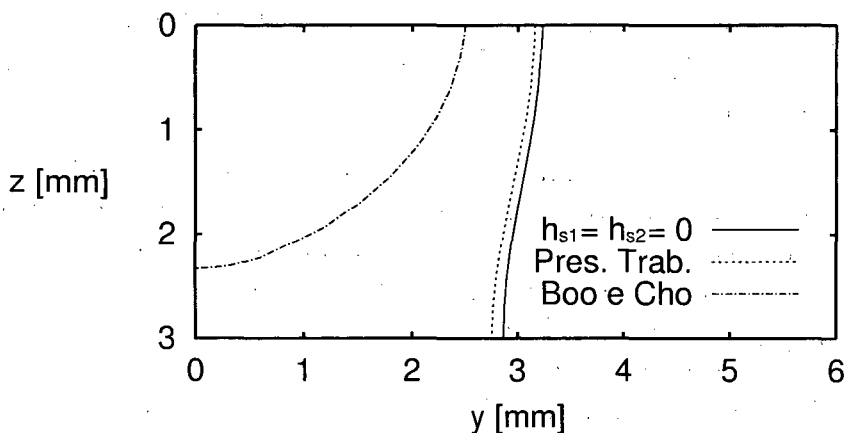


Figura 6.2: Linhas de temperatura máxima de 1495°C

Na figura 6.2 aparecem resultados (diferentes quando calculados de acordo com o presente trabalho ou de acordo com as equações apresentadas por Boo e Cho (1990)) obtidos utilizando os coeficientes $h_{s1} = 100$ e $h_{s2} = 18$ W/(m² K). Quando se utiliza $h_{s1} = h_{s2} = 0$ o erro nas fórmulas de Boo e Cho desaparece e os seus resultados coincidem com os do presente trabalho.

A grande variação na posição da linha de fusão que o trabalho de Boo e Cho (1990) prevê quando modificam-se os coeficientes de transferência de calor através das superfícies da peça, não é confirmado pelos resultados do presente trabalho. Pelo contrário, a pequena variação prevista pela solução corrigida aqui vem justificar o sucesso obtido utilizando soluções que desprezam esta perda de calor como a apresentada por Eagar e Tsai, 1983.

Além dos coeficientes h_{s1} e h_{s2} para obter a figura 6.2 foram utilizados os seguintes valores: velocidade de soldagem $v = 2$ mm/s, parâmetro de distribuição da fonte de calor $\sigma_t = 0,816$ mm, potência da fonte de calor $q = 900$ W (correspondente à corrente $I = 100$ A, relatada por Boo e Cho (1990), com a tensão $U = 15$ V e o rendimento térmico $\eta_t = 0,6$ estimados para o processo TIG por Santos *et al.* (1999)), difusividade térmica $\alpha = 5,16268 \times 10^{-6}$ m²/s, condutividade $k = 30,3$ W/(m K) e temperatura de fusão $T_f = 1495^\circ\text{C}$ atribuídas por Boo e Cho às chapas de aço AISI 1025 laminadas a quente de $H = 3$ mm de espessura que utilizaram no seu trabalho. Considerou-se que a temperatura inicial das chapas e a temperatura ambiente durante a soldagem tenham sido $T_0 = 20^\circ\text{C}$.

6.5.2 Comparação com resultados experimentais

Nesta subseção e na próxima serão apresentados resultados dos experimentos descritos no capítulo 7, comparados com resultados obtidos a partir da solução desenvolvida neste capítulo.

A figura 6.3 mostra um ciclo térmico medido durante a realização de um cordão de solda (pelo processo TIG com pulsação térmica à frequência de 1 Hz) sobre uma chapa de 10 mm, comparado com o que prevê a equação (6.41) para a situação. Este experimento é identificado como ensaio 2-2, no capítulo 7. O termopar utilizado na medição encontrava-se à profundidade $z = 2$ mm (medida a partir da superfície do cordão) no plano vertical que passava pela linha de centro do cordão solda. Outros resultados deste tipo são mostrados no capítulo 7.

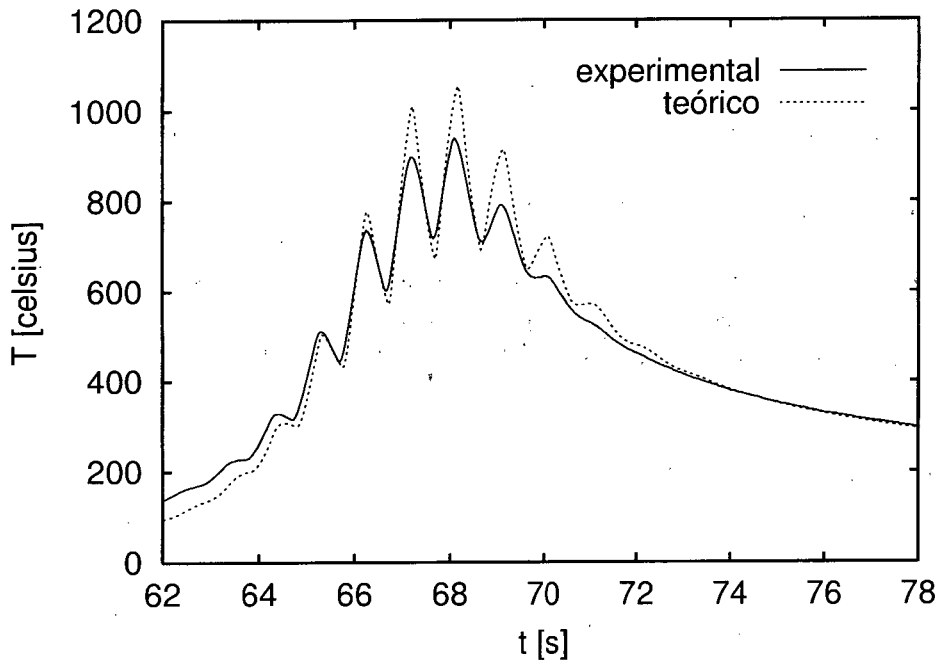


Figura 6.3: Ciclo térmico previsto pela equação (6.41) comparado com resultado experimental

Apesar da proximidade que se observa entre resultados teóricos e experimentais, nesta figura, os resultados experimentais apresentam uma amplitude menor das oscilações de temperatura (causadas pela pulsação térmica) que aparecem no ciclo térmico. A diferença na amplitude destas oscilações é causada, ao menos em parte, pelas variações com a temperatura das propriedades termofísicas do material da chapa soldada (especialmente pelo calor latente de fusão) que são desconsideradas no modelo teórico. As dúvidas a respeito da forma como a pulsação térmica afeta a transferência de calor do arco voltaico para a peça (descrita pelos parâmetros η_t e σ_t) dificultam, porém, uma conclusão definitiva a respeito da importância daquelas variações de propriedades.

Uma seção transversal do cordão de solda obtido no ensaio 2-2 é mostrada na figura 6.4. Sobre a macrografia desta seção transversal (polida e atacada com nital) são mostradas linhas em que o modelo desenvolvido neste capítulo prevê a ocorrência de temperaturas máximas de 1500 e 1000°C. A temperatura de 1500°C é aproximadamente a temperatura de fusão do aço AISI 1020 utilizado nestes experimentos. Pode-se notar o quanto a forma destas isoterma se afasta das semi-circunferências que modelos baseados em fonte

de calor puntual (como o desenvolvido no capítulo 4) prevêem.

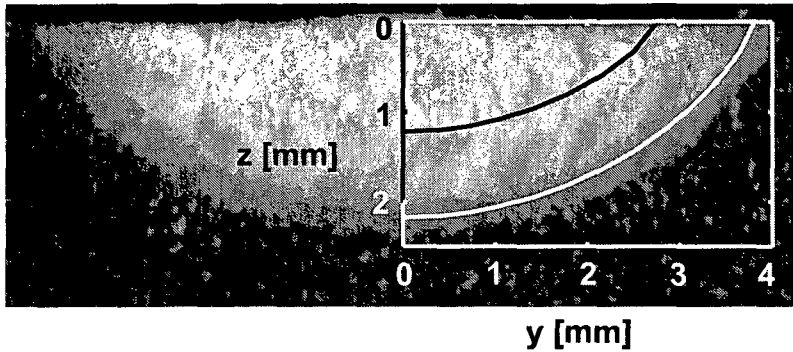


Figura 6.4: Seção transversal do cordão obtido no ensaio 2-2, com linhas de temperatura máxima de 1500 e 1000°C, previstas através da equação (6.41)

A figura 6.5 mostra a seção transversal de um cordão obtido em um ensaio realizado com potência constante, usando metal de adição (depositado sobre uma chapa de 3,2 mm). Este experimento é identificado no capítulo 7 como ensaio 4.

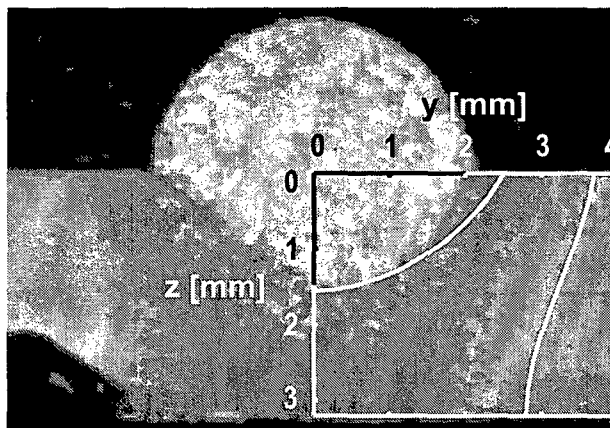


Figura 6.5: Seção transversal do cordão obtido no ensaio 4, com linhas de temperatura máxima de 1500 e 1100°C previstas através da equação (6.41)

Em princípio observa-se, nas figuras 6.4 e 6.5 uma concordância qualitativa bastante boa entre resultados teóricos e experimentais. Entretanto quando se recorda que o gradiente de temperatura máxima nas regiões mostradas nestas figuras é bastante alto (de modo que em décimos de milímetros

esta temperatura varia em centenas de kelvins), percebe-se que as pequenas diferenças entre a geometria das isothermas previstas e a das regiões marcadas no material (pelas transformações metalúrgicas sofridas durante a soldagem) revelam uma grande probabilidade de se cometer erros da ordem das centenas de kelvins quando se faz a previsão do ciclo térmico em um determinado ponto de uma peça sem fazer algum tipo de ajuste local da temperatura máxima (de pico) alcançada neste ciclo.

O aspecto qualitativo da linha de temperatura máxima de 1500°C sobreposta à imagem da seção transversal do cordão de solda na figura 6.5 indica que, apesar de o modelo teórico não levar em consideração o metal de adição, ele prediz de forma bastante razoável o campo de temperatura máxima causado por soldagens não-autógenas. A assimetria do cordão de solda, observada nesta figura, pode ser explicada pelo fato de a adição de material ter sido feita por apenas um dos lados da tocha de soldagem. A linha de temperatura máxima de 1100°C mostra o efeito da espessura da chapa (que modifica a forma das isothermas) de acordo com o modelo desenvolvido neste capítulo. No canto inferior-esquerdo desta figura aparece o furo onde foi localizado um termopar (que mediu uma temperatura máxima de 790,8°C)⁶. Na tese de Borsato (2001) há uma comparação deste tipo (entre isothermas previstas por este modelo teórico e a geometria de uma solda) que ajuda a perceber a maior dificuldade de previsão da distribuição de temperaturas máximas em soldas realizadas com metal de adição (em relação a encontrada em soldas autógenas, como a mostrada na figura 6.4).

6.5.3 Previsão do crescimento de grão

Nesta seção é feita uma comparação entre tamanhos de grão previstos teoricamente e observados experimentalmente na região da ZTA mais próxima da linha de fusão (ZTA de grãos grosseiros — ZTA-GG) de cordões de solda realizados com potência constante, com pulsação térmica à frequência de 1 Hz e com pulsação térmica à frequência de 0,5 Hz. Os dados e os experimentos utilizados são detalhados no capítulo 7. Os resultados mostrados aqui se baseiam nos ensaios 1-3, 2-2 e 2-3 de acordo com a nomenclatura usada naquele capítulo.

É importante notar que o tamanho de grão mencionado aqui refere-se aos

⁶Como pode-se ver no capítulo 7, o modelo teórico exposto neste capítulo superestima este valor (em 182,3 K).

grãos de austenita. Durante o resfriamento dos aços baixa-liga, até a temperatura ambiente, a austenita se transforma em ferrita, carbonetos, bainita e/ou martensita. Como, no entanto, estas transformações se iniciam nos seus contornos de grão, mesmo após toda a austenita ter sido transformada, a microestrutura resultante (distribuição de precipitados e impurezas do material) ainda revela onde se localizavam estes contornos.

A figura 6.6 mostra a variedade de tamanhos de grão encontrada nos experimentos. A linha tracejada sobre as metalografias passa pelas posições em que a solução analítica prevê a ocorrência de uma temperatura máxima de 1350°C. As regiões delimitadas pelas molduras quadradas brancas são partes da ZTA que são mostradas com maior ampliação na figura 6.7.

Para determinar os tamanhos dos grãos observados nas micrografias da figura 6.7 foi utilizado o método comparativo previsto na norma ASTM E 112. A partir do número ASTM de tamanho de grão, estimado na comparação, foi tomada, da tabela 2 daquela norma, a distância média de intercepto linear. O diâmetro médio de grão foi calculado então multiplicando esta distância média por 3/2. A tabela 6.1 mostra os tamanhos de grão previstos teoricamente e os determinados a partir das micrografias.

Tabela 6.1: Diâmetro médio de grão \bar{D} [μm] nas diversas micrografias

	T_{max} [°C]	B	C	D	E	F
teórico	1350	72	85	76	110	130
	1500	120	145	135	205	240
experimental	—	60	100	71	170	240

As figuras 6.8 e 6.9 mostram ciclos térmicos (cuja temperatura máxima foi de 1350°C) utilizados para obter resultados teóricos que aparecem na tabela 6.1. As letras utilizadas para identificar as diversos ciclos mostrados nestas figuras indicam aquelas regiões demarcadas na figura 6.6 nas quais cada um desses ciclos térmicos ocorreria, de acordo com o modelo teórico.

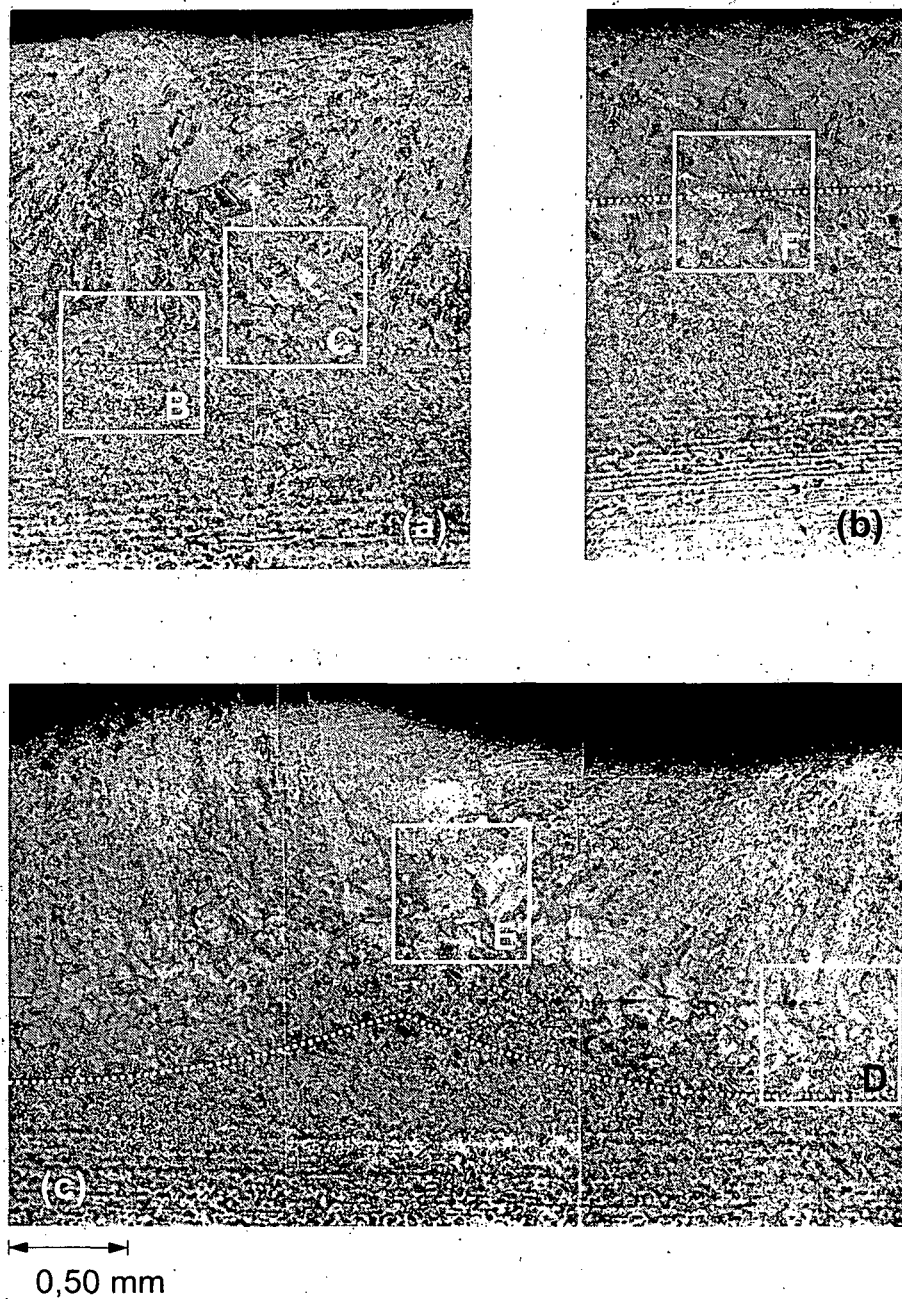


Figura 6.6: Macrografias da seção longitudinal de corpos de prova soldados (a) com pulsação térmica a 1 Hz, (b) com potência constante, (c) com pulsação térmica a 0,5 Hz

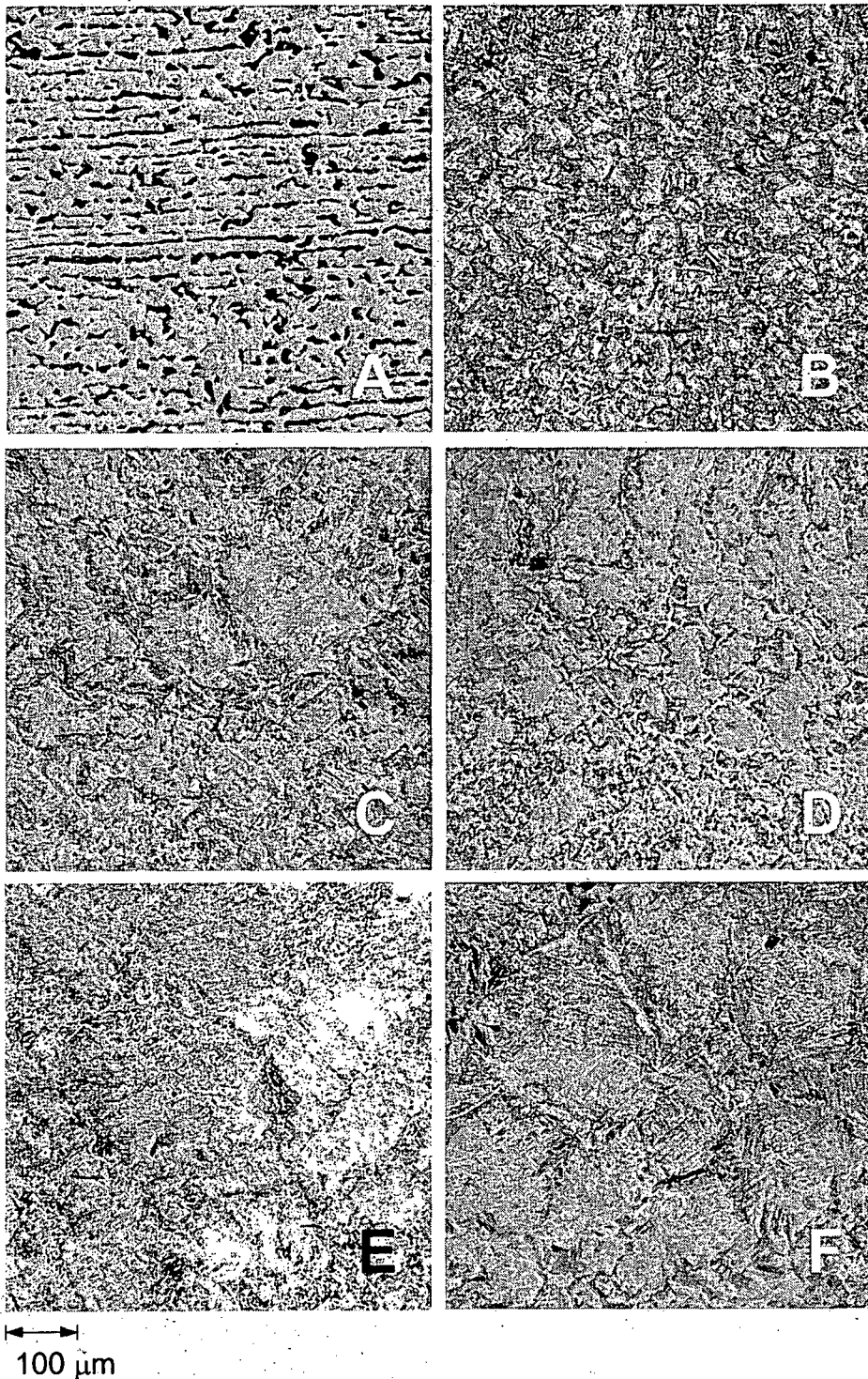


Figura 6.7: Micrografias das regiões assinaladas na figura 6.6 (a micrografia A mostra o metal base)

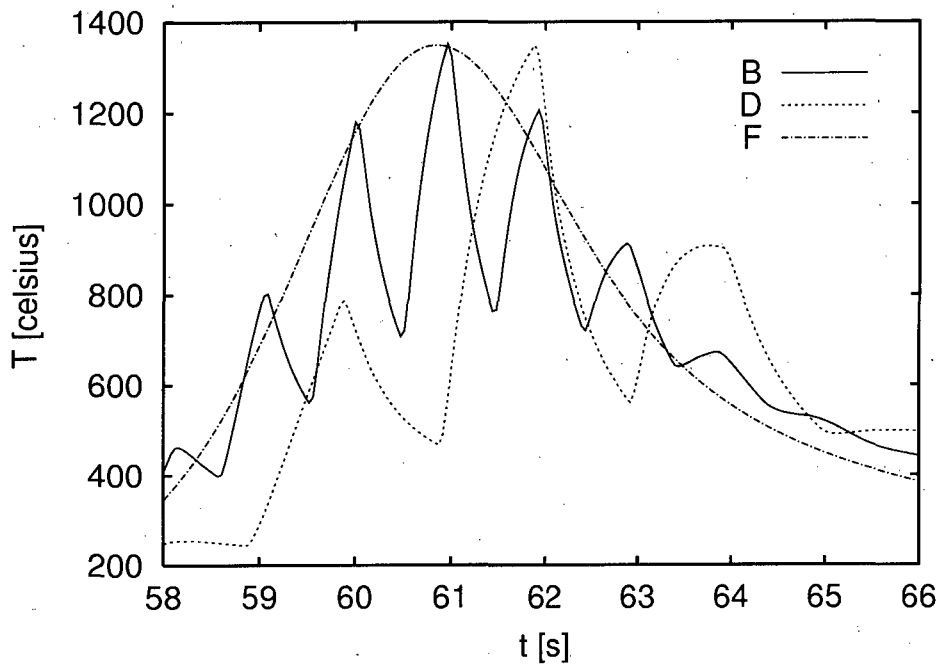


Figura 6.8: Ciclos térmicos na região do fundo das poças

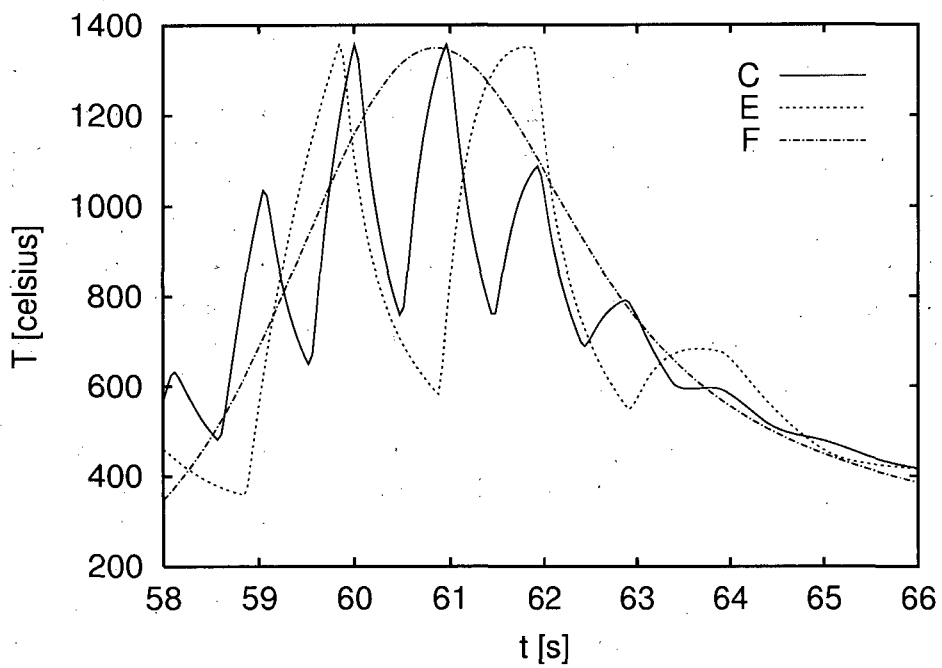


Figura 6.9: Ciclos térmicos na região de encontro de poças

Outra série de resultados teóricos mostrada na tabela 6.1 foi obtida a partir de ciclos com temperatura máxima de 1500°C. A distância prevista entre a linha em que a temperatura máxima é de 1350°C e aquela em que a temperatura máxima é de 1500°C em uma seção da ZTA das soldas consideradas aqui é de aproximadamente 0,20 mm, nas soldas realizadas com pulsação térmica, e de 0,25 mm, na solda realizada com potência constante. Estes valores estão próximos dos diâmetros médios de grão observados na tabela 6.1. Isto evidencia uma dificuldade encontrada no momento de correlacionar ciclos térmicos e crescimento de grão na ZTA de soldas, que se deve ao fato de que dentro de um mesmo grão ocorrem ciclos térmicos diferentes, com temperaturas máximas bem distintas.

Para obter os resultados teóricos mostrados na tabela 6.1 foi utilizada a equação (3.44) apresentada na seção 3.6.2. No seu uso foram considerados os seguintes dados: tamanho médio de grão do metal base $\bar{D}_0 = 36 \mu\text{m}$, constante $M_C = 0,02 \text{ m}^2/\text{s}$ e energia de ativação aparente do processo de crescimento de grão $E_C = 2 \times 10^5 \text{ J/mol}$. Estes valores foram escolhidos, entre números próximos daqueles mostrados por Grong (1994, §5.3), de modo que os resultados do modelo teórico se ajustassem aos resultados experimentais mostrados na tabela 6.1.

É interessante observar que o integrando que aparece na equação (3.44) diminui em duas ordens de grandeza quando a temperatura cai de 1350°C para 1000°C, usando os dados descritos no parágrafo anterior. Esta característica deste modelo reflete o fato de que as temperaturas em que o crescimento de grão ocorre de maneira relevante no aço considerado estão acima de 1000°C. O modelo para o crescimento de grão adotado aqui não leva em conta a possibilidade de haver refino de grão durante a soldagem, mas estudos anteriores, como o de Ravi Vishnu e Easterling (1993), mostram que o refino de grão causado pela pulsação térmica na ZTA de aços baixa-liga (como o considerado aqui) ocorre em extensões muito pequenas do material e são desprezíveis a menos que seja utilizada uma velocidade de soldagem extremamente baixa (menor que 2 cm/min).

O aspecto mais importante a se notar nos resultados vistos nesta subseção é a diferença entre os tamanhos de grão observados nas regiões de fundo de poças (B e D) e de encontro de poças (C e E). Esta diferença pode ser explicada pela diferença entre os ciclos térmicos mostrados nas figuras 6.8 e 6.9. Na região de fundo de poças ocorre apenas um pico de temperatura, que provoca um crescimento de grão menor que o provocado pelos dois picos de temperatura que ocorrem na região de encontro de duas poças de soldagem

formadas em dois pulsos sucessivos da fonte de calor. É interessante notar ainda que a soldagem com potência constante provocou um crescimento de grão ainda maior que o observado nas regiões de encontro de poças (embora tenha sido realizada com um aporte térmico menor que o das soldagens com pulsação térmica, como pode-se ver na tabela 7.4 do próximo capítulo). Novamente o maior tempo em que o material permanece a altas temperaturas no ciclo térmico associado à ZTA-GG da solda realizada com potência constante (F) parece explicar este maior crescimento de grão.

As tendências apontadas no parágrafo anterior, observadas no experimentos, foram previstas corretamente pelo modelo teórico, apesar da dificuldade de obter-se uma previsão quantitativamente precisa dos tamanhos de grão. Note-se que, para fazer previsões (ainda que qualitativas) deste tipo, é importante dispor de um modelo matemático que permita prever os ciclos térmicos, já que é difícil obter experimentalmente ciclos térmicos com uma temperatura máxima pré-determinada.

6.6 Conclusão

A solução cujo desenvolvimento foi mostrado neste capítulo corrige um problema encontrado na solução de Boo e Cho (1990) e apresenta-se como sua substituta. Trata-se de um modelo tridimensional e transiente para a condução de calor na soldagem que permite um cálculo relativamente rápido e simples dos ciclos térmicos que ocorrem na ZTA, o que torna-o interessante principalmente no estudo de transformações metalúrgicas provocadas por estes ciclos térmicos.

O fato de este modelo levar em conta uma fonte de calor distribuída e as perdas de calor pelas superfícies das chapas, permite que a solução seja utilizada em situações nas quais estas características são importantes. Por exemplo, analisando os resultados mostrados no capítulo 7 especialmente para chapas de 3,2 mm de espessura (nas chapas mais finas isto é mais importante), pode-se concluir que o uso de valores mais baixos para os coeficientes de transferência de calor através das superfícies seria recomendável para condições como aquelas em que foram realizados os ensaios descritos naquele capítulo. Por outro lado o exame da influência que a distribuição de fluxo de calor proveniente do arco voltaico tem sobre a geometria do cordão de solda chama atenção para a importância de variáveis determinantes desta distribuição (como a corrente elétrica de soldagem e a distância eletrodo-

peça) na determinação desta geometria.

Observou-se em comparações entre resultados do modelo desenvolvido neste capítulo e resultados experimentais (nem todas mostradas aqui) que a distribuição de temperatura máxima ao longo da ZTA é relativamente difícil de prever com acurácia. Há diversas razões para isto, parte delas será discutida no capítulo 8. Dada a temperatura máxima (de pico), entretanto, não é difícil obter do modelo teórico ciclos térmicos muito próximos dos verificados experimentalmente (embora, na soldagem com pulsação térmica, haja uma dificuldade adicional de previsão da amplitude das oscilações de temperatura causadas pela pulsação).

Para obter a proximidade entre ciclos térmicos teóricos e experimentais mencionada no parágrafo anterior há algumas constantes que podem ser ajustadas, como a eficiência ou a condutividade térmicas (que aparecem agrupadas nas soluções analíticas consideradas aqui de modo que o aumento de uma pode ser representado pela redução da outra e vice-versa). Pode-se ajustar até a posição em que são calculados os ciclos térmicos (note-se, por exemplo, que a linha na qual o modelo teórico previu a temperatura máxima de 1350°C na figura 6.6(c) não passa pela região E, e mesmo assim ciclos térmicos com esta temperatura máxima foram utilizados para estimar o tamanho de grão naquela região). Esta última forma de trabalhar (calculando ciclos térmicos para posições em que o modelo teórico prevê as temperaturas máximas que se deseja, mesmo que estas posições estejam um pouco distantes daquelas nas quais se verificam experimentalmente tais temperaturas), que de certa forma já estava presente no trabalho de Adams Jr. (1958), parece bastante recomendável, especialmente porque enquanto a temperatura de pico depende fortemente da posição, as taxas de resfriamento e as temperaturas algum tempo após o pico (que são previstas e medidas com menores incertezas) dependem mais das propriedades da chapa soldada e do aporte térmico. Esta forma de ajuste não foi utilizada, entretanto, nos resultados mostrados no capítulo 7.

Pode parecer surpreendente a proximidade entre a linha de fusão e a linha de temperatura máxima de 1500°C nas figuras 6.4 e 6.5, especialmente considerando-se o fato de que o modelo teórico despreza completamente o movimento de fluido no interior da poça de soldagem. Cabe lembrar entretanto que, nos experimentos considerados aqui, a poça de soldagem era bastante pequena, de modo que a condução de calor pode realmente ter sido muito mais importante que a convecção. Em poças de soldagem maiores esta situação deve modificar-se (e então a dificuldade da previsão da geometria

do cordão de solda deve aumentar).

As diferenças entre os diâmetros médios de grão previstos teoricamente e os observados experimentalmente, mostradas na tabela 6.1, podem causar uma má impressão. Deve-se notar, entretanto, o fato de o modelo teórico para o crescimento de grão (obtido a partir das equações (3.44) e (6.41)) ter previsto corretamente as diferenças de tamanho de grão em diferentes posições do mesmo cordão de solda (realizado com pulsação térmica) nas quais foi alcançada a mesma temperatura máxima. Para uma avaliação adequada deste modelo, mais experimentos e um ajuste mais cuidadoso das suas constantes seriam necessários.

Capítulo 7

Experimentos

Neste capítulo são descritos os experimentos realizados para verificar o quanto próximas da realidade estão as previsões obtidas através do modelo descrito no capítulo 6. Também são relatadas as principais dificuldades encontradas nestes experimentos, comparados resultados experimentais com previsões do modelo do capítulo 6 e fornecidas estimativas das incertezas de medição envolvidas.

7.1 Equipamento de Soldagem

Nos ensaios descritos aqui foi usada uma fonte de energia para soldagem IMC-Inversal 300 desenvolvida no Laboratório de Soldagem do Departamento de Engenharia Mecânica da UFSC. As soldas foram realizadas usando argônio puro como gás de proteção, à vazão de 15 l/min. Foi utilizado um eletrodo de tungstênio com 2 % de ThO_2 , de 3,2 mm de diâmetro e ângulo de ponta de 60° . Procurou-se manter, em todos os ensaios, a distância eletrodo-peça de 2 mm. Foram utilizadas chapas de aço AISI 1020 de 10 e de 3,2 mm de espessura. As chapas de 10 mm foram obtidas a partir de chapas de 12,7 mm ($1/2''$) cujas superfícies foram retificadas. As chapas de 3,2 mm ($1/8''$) sofreram apenas um esmerilhamento das superfícies nas quais posteriormente foram realizados cordões de solda.

Para o deslocamento da tocha de soldagem, sobre a peça, foi utilizado o sistema Tartilope V1 desenvolvido no mesmo laboratório. No ensaio realizado

com adição de material foi utilizado o sistema de alimentação automática STA-TIG da IMC, sendo o consumível um arame de aço baixo-carbono classificação AWS ER 70-S6 de 1,2 mm de diâmetro.

7.2 Condições de Soldagem

Procurou-se verificar os ciclos térmicos que ocorrem em uma certa variedade de condições de soldagem em torno de uma *situação típica*¹. A situação típica seria a soldagem com pulsação térmica de uma chapa espessa (de 10 mm), à velocidade de soldagem de 10 cm/min, com frequência de pulsação de 1 Hz, tempo de pulso igual ao tempo de base (ambos de 0,5 s), corrente de base de 10 A e corrente de pulso de 180 A.

Em função da disposição dos cordões nas chapas soldadas, os ensaios receberam uma identificação com dois algarismos. Na tabela 7.1 são mostradas as condições de soldagem selecionadas durante os ensaios. O ensaio típico, realizado nas condições descritas no parágrafo anterior, é identificado como 2-2.

Tabela 7.1: Condições de soldagem selecionadas

ensaio:	1-1	1-2	1-3	2-2	2-3	3-2	3-3	4
v [cm/min]	10	10	10	10	15	10	10	10
t_p [s]	0,33	1,0	—	0,5	0,5	—	0,5	—
t_b [s]	0,67	1,0	—	0,5	0,5	—	0,5	—
I_p [A]	265	180	100	180	260	100	180	100
I_b [A]	10	10	—	10	10	—	10	—
H [mm]	10,0	10,0	10,0	10,0	10,0	3,2	3,2	3,2
v_a [cm/min]	—	—	—	—	—	—	—	58

Em torno da situação típica, procurando manter o aporte térmico constante, foram modificadas as seguintes variáveis da soldagem:

- a velocidade de soldagem (elevada para 15 cm/min, no ensaio 2-3,

¹A expressão *situação típica*, significa típica dos ensaios relatados aqui, não da prática da soldagem que se dá em condições bastante diferentes destas, sujeita como é a várias restrições das quais o trabalho em laboratório está livre.

fazendo-se também uma elevação da corrente de pico, para 260 A, para manter o mesmo aporte térmico),

- a frequência de pulsação (reduzida para 0,5 Hz no ensaio 1-2, elevando-se o tempo de pulso e o tempo de base para 1 s),
- o tempo de pulso (reduzido para 0,33 s no ensaio 1-1, elevando-se a corrente de pulso para 265 A e o tempo de base para 0,66 s),
- a espessura da chapa (reduzida para 3,2 mm no ensaio 3-3).

Foram feitos também ensaios com corrente constante, de 100 A, tanto em chapa de 10 mm (ensaio 1-3) como em chapa de 3,2 mm (ensaio 3-2). Finalmente foi feito o ensaio 4, com corrente constante de 100 A e adição de metal (automatizada), à taxa de 58 cm/min, sobre chapa de 3,2 mm de espessura. Foi mantida, nestes ensaios, a velocidade de soldagem típica (de 10 cm/min).

7.3 Medição de Temperatura

7.3.1 Equipamento de medição

Foram utilizados termopares chromel-alumel (tipo K) preparados a partir de fios nus de 0,25 mm de diâmetro (isolados com miçangas de cerâmica de dois orifícios e diâmetro externo de 2,0 mm). Os termopares foram conectados (usando pinos e tomadas apropriados, realizados em chromel e alumel) a fios de extensão tipo KX de bitola AWG 20, com 2 m de comprimento e isolamento de teflon, que por sua vez foram conectados aos terminais do bloco SCXI-1322 (da National Instruments®) dotado de sensor de temperatura de junta fria.

O bloco SCXI-1322 foi ligado ao módulo de condicionamento de sinais SCXI-1122, que por sua vez foi ligado à placa de aquisição de dados, AT-MIO-16E-10, também da National. A placa de aquisição de dados foi instalada em um computador modelo IBM PC AT 486 DX2. O sistema foi operado utilizando, no LabVIEW 4.1, um *virtual instrument* (VI) obtido fazendo-se pequenas modificações no exemplo (1122tc.VI) fornecido pela National para uso deste equipamento na medição de temperatura por meio de termopares.

Foram utilizados 4 termopares em cada ensaio. A aquisição dos sinais dos termopares foi feita usando o multiplexador do módulo SCXI-1122. Este multiplexador, que emprega dispositivos eletro-mecânicos (relés), não deve executar mais do que 100 chaveamentos por segundo, de acordo com o fabricante. Por isso a aquisição dos sinais de temperatura foi feita à taxa de 25 varreduras (nos 4 canais do módulo em que foram ligados os termopares, ou seja, 25 leituras de cada termopar) por segundo. Foi preciso, portanto, tomar o cuidado de selecionar (por *software*) a frequência de corte de 4 kHz (e não 4 Hz) para o filtro passa-baixas que faz parte deste módulo de condicionamento de sinais e é localizado após o multiplexador.

7.3.2 Incerteza de medição

Não foi feita uma calibração dos termopares, portanto aplicam-se os limites de erro especificados na norma ANSI C 96.1. Os limites para o termopar tipo K padrão (há termopares especiais, com limites mais estreitos) são os dados na tabela 7.2. Como, de acordo com as especificações dos fabricantes, o restante da cadeia de medição não introduz erros tão grandes, os valores dados na tabela 7.2 são uma boa estimativa da incerteza na medição de temperatura.

Tabela 7.2: Limites de erro para termopares tipo K padrão

T [°C]	erro [K]
32 a 530	2,2
227 a 1260	$0,0075 (T[°C]+17)$

As funções utilizadas para conversão dos valores de tensão elétrica em temperatura e uma alentada apresentação das formas de preparação e uso de termopares pode ser encontrada em manual da ASTM (1974). Precauções no uso dos termopares, especialmente as relacionadas a alterações de suas propriedades por oxidação, são discutidas por Powell *et al.* (1975).

7.3.3 Localização dos termopares

Nas chapas de 10 mm de espessura procurou-se localizar os termopares ao longo do plano vertical que contém a linha de solda, com espaçamento de 10

mm na direção de soldagem, para facilitar a sua manipulação.

Desejava-se localizar os termopares dentro da zona termicamente afetada (ZTA) das soldas, logo abaixo da linha de fusão, mas não muito longe dela. Cada um dos 4 termopares utilizados por ensaio foi soldado no fundo de um furo cego usando descarga capacitiva. Estes furos foram realizados com profundidades diferentes para obter-se ciclos térmicos a diferentes distâncias da fonte de calor (no caso das chapas de 10 mm de espessura). Nas chapas de 3,2 mm (utilizadas nos ensaios 3-2, 3-3 e 4) os furos foram usinados com a profundidade de 1,5 mm (de modo que, nestas chapas, todos os termopares ficaram na mesma coordenada $z = 1,7$ mm), fazendo-se sua posição variar na direção y (transversal à solda, paralela à chapa) para obter ciclos térmicos a diferentes distâncias da linha de centro da solda em um mesmo cordão.

Na tabela 7.3 são dadas as coordenadas dos termopares em relação a um sistema de coordenadas que teria a origem localizada no ponto da superfície da chapa onde incidia o eixo da tocha no início da soldagem, o eixo x é paralelo à linha de centro do cordão de solda e o eixo z perpendicular à superfície da chapa soldada, conforme mostra a figura 7.1.

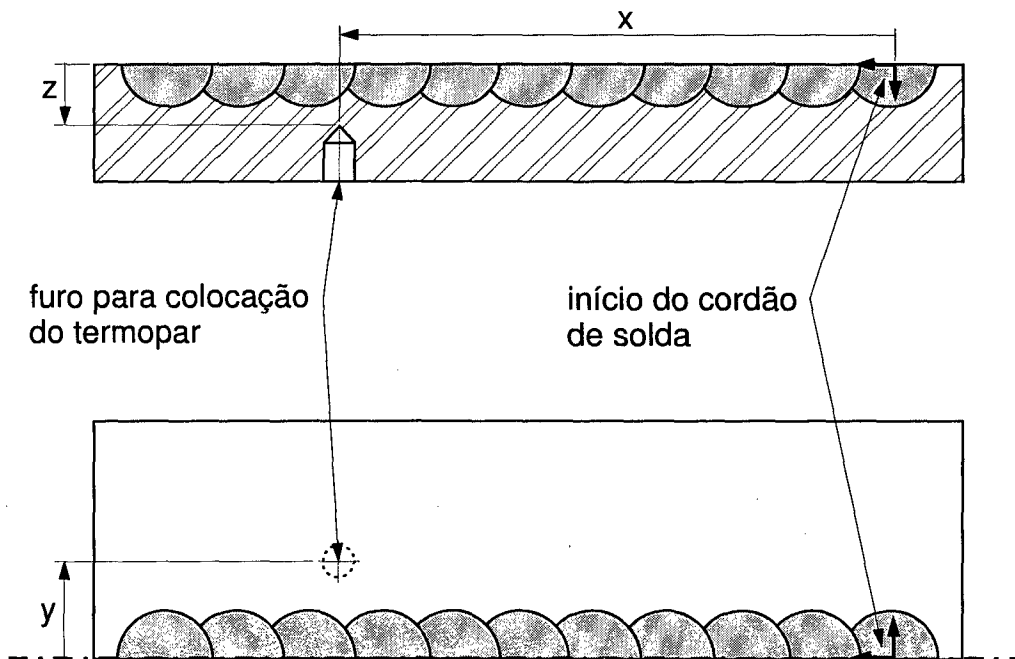


Figura 7.1: Coordenadas utilizadas para descrever a localização dos termopares

Tabela 7.3: Posições dos termopares nos ensaios

ensaio	termopar:	1	2	3	4
1-1	x [mm]	143,6	134,3	123,0	112,8
	y [mm]	0,8	0,2	0,2	0,4
	z [mm]	3,0	2,6	2,1	1,7
1-2	x [mm]	140,6	131,0	120,0	110,8
	y [mm]	1,7	2,3	2,4	2,8
	z [mm]	3,0	2,7	2,3	1,8
1-3	x [mm]	140,0	130,0	120,0	109,0
	y [mm]	0,7	0,2	1,2	0,5
	z [mm]	1,6	2,0	2,4	2,8
2-2	x [mm]	142,0	131,0	121,7	113,0
	y [mm]	0,3	0,2	0,1	0,1
	z [mm]	3,0	2,8	2,2	2,0
2-3	x [mm]	198,0	188,2	178,0	165,0
	y [mm]	0,9	0,9	0,5	0,8
	z [mm]	2,2	2,5	2,9	3,2
3-2	x [mm]	142,0	132,0	122,0	112,0
	y [mm]	4,0	4,9	5,8	6,7
3-3	x [mm]	140,0	130,0	120,0	110,0
	y [mm]	4,8	5,8	6,3	6,7
4	x [mm]	140,0	130,0	120,0	110,0
	y [mm]	7,0	5,9	4,7	4,0

Em função da precisão desejada na profundidade alcançada pelos furos, nas chapas de 10 mm a furação foi feita em uma furadeira de comando numérico. Como a broca utilizada, de 2,5 mm de diâmetro, é bastante delgada, e não foi utilizada broca de centro, houve flexão da broca e algum deslizamento da sua ponta quando ela tocava a peça. Por causa do prejuízo à precisão da furação que isto causa, a posição dos furos foi medida posteriormente, a partir de imagens digitalizadas das chapas. Estas posições aparecem na tabela 7.3. Estima-se que a incerteza das coordenadas de posição dos termopares, dada nesta tabela, esteja em torno de 0,3 mm (é preciso levar em consideração, entretanto, uma certa liberdade tomada com relação à posição da origem do sistema de coordenadas, discutida nos próximos parágrafos).

As coordenadas z dadas na tabela 7.3 são as especificadas na usinagem dos furos em que foram soldados os termopares. As coordenadas y foram obtidas

medindo imagens digitalizadas das chapas soldadas. Na determinação das coordenadas x , embora tenha-se levado em conta a distância entre os termopares especificada na furação das chapas, fez-se ajustes da origem para obter uma melhor concordância entre resultados teóricos e experimentais (visto que é difícil determinar a exata localização dos termopares em relação à posição do eixo da tocha no instante em que a soldagem se inicia e variações de alguns décimos de milímetro na coordenada x afetam bastante a forma do ciclo térmico). Nos ensaios realizados com potência constante a posição x dos termopares ao longo do cordão pouco importa, de modo que ela não é dada para alguns dos corpos de prova, na tabela 7.3.

7.3.4 Resultados

A tabela 7.4 mostra dados utilizados para obter os ciclos térmicos teóricos que são comparados com os resultados experimentais nesta seção.

Tabela 7.4: Dados utilizados no cálculo dos ciclos térmicos

ensaio	intervalo	U [V]	η_t [—]	σ_t [mm]	t [s]	T_0 [°C]	P/v [kJ/cm]
1-1	pulso	15,2	0,60	2,3	0,296	19,0	3,8
	base	11,0	0,72	1,2	0,949		
1-2	pulso	12,6	0,64	2,0	0,997	20,5	4,6
	base	12,6	0,72	1,2	1,032		
1-3	—	10,1	0,68	1,6	—	19,5	4,1
2-2	pulso	13,5	0,64	2,0	0,469	20,5	4,8
	base	11,4	0,72	1,2	0,491		
2-3	pulso	14,7	0,61	2,3	0,477	19,2	4,7
	base	10,5	0,72	1,2	0,505		
3-2	—	10,4	0,68	1,6	—	21,0	4,2
3-3	pulso	12,9	0,64	2,0	0,435	19,5	4,3
	base	12,5	0,72	1,2	0,551		
4	—	9,5	0,68	1,6	—	22,5	3,9

Os valores de eficiência térmica e do parâmetro de distribuição da fonte de calor mostrados na tabela 7.4 foram obtidos a partir das equações (6.44) e (6.43) mostradas no capítulo 6. A tensão e a corrente elétricas de soldagem foram medidas durante os ensaios, conforme detalhado na seção 7.4.

Para obter os valores de tempo de pulso, tempo de base e tensão elétrica média mostrados na tabela 7.4 considerou-se que, ao longo de cada período de pulsação, o tempo em que a potência permaneceu acima de um valor intermediário (700 W) é tempo de pulso e o tempo em que ela permaneceu abaixo deste limite é tempo de base. Fazendo a média temporal dos valores medidos ao longo de nove períodos de pulsação consecutivos obteve-se valores de potência média durante o pulso e durante o tempo de base. Dividindo estes valores pelos valores selecionados de corrente de pulso e de base obtiveram-se as tensões médias mostradas na tabela.

Foram utilizados os coeficientes de transferência de calor através das superfícies de cada chapa de $h_{s1} = 50 \text{ W}/(\text{m}^2 \text{ K})$, para a superfície superior, e $h_{s2} = 18 \text{ W}/(\text{m}^2 \text{ K})$, para a inferior, seguindo exemplo de Boo e Chô (1990). Orientações a respeito da estimativa destes coeficientes de transferência de calor podem ser encontradas nos trabalhos de Tsai e Tso (1994) e Machado (2000, §3.4). Cabe lembrar que os valores de velocidade de soldagem (10 cm/min em todos os ensaios com exceção do 2-1 e do 2-3, em que foi de 15 cm/min), de espessura das chapas (de 10 mm em todos os ensaios, menos nos de 3-1 a 4 em que foi de 3,2 mm), de velocidade de alimentação de arame (de 58 cm/min no ensaio 4), e de correntes de soldagem usados nos cálculos teóricos, são os mesmos que aparecem na tabela 7.1. Foram utilizados os valores de propriedades termofísicas atribuídos na tabela 3.3 ao aço carbono.

Nos gráficos mostrados a seguir, não há indicação da posição dos termopares, mas é claro que as temperaturas mais elevadas ocorrem nos termopares mais próximos da linha de solda.

Alguns termopares falharam durante os ensaios 1-1, 1-3, 2-3 e 3-3 (soltaram-se da chapa e eventualmente romperam-se). Isto é fácil de perceber pelos ciclos térmicos anômalos (ou ausentes) correspondentes a estes termopares. Houve algumas outras dificuldades durante os ensaios, detalhadas no final deste capítulo, que explicam parte das diferenças entre resultados teóricos e experimentais que são mostrados nestes gráficos. Mas a discussão destas diferenças é feita principalmente nos capítulos 6 e 8.

Note-se que no ensaio 3-3, realizado utilizando chapa de 3,2 mm, a pulsação térmica com frequência de 1 Hz não pareceu efetiva (quase não há oscilação de temperatura na ZTA). Uma frequência de pulsação e uma velocidade de soldagem mais baixas seriam recomendáveis neste caso.

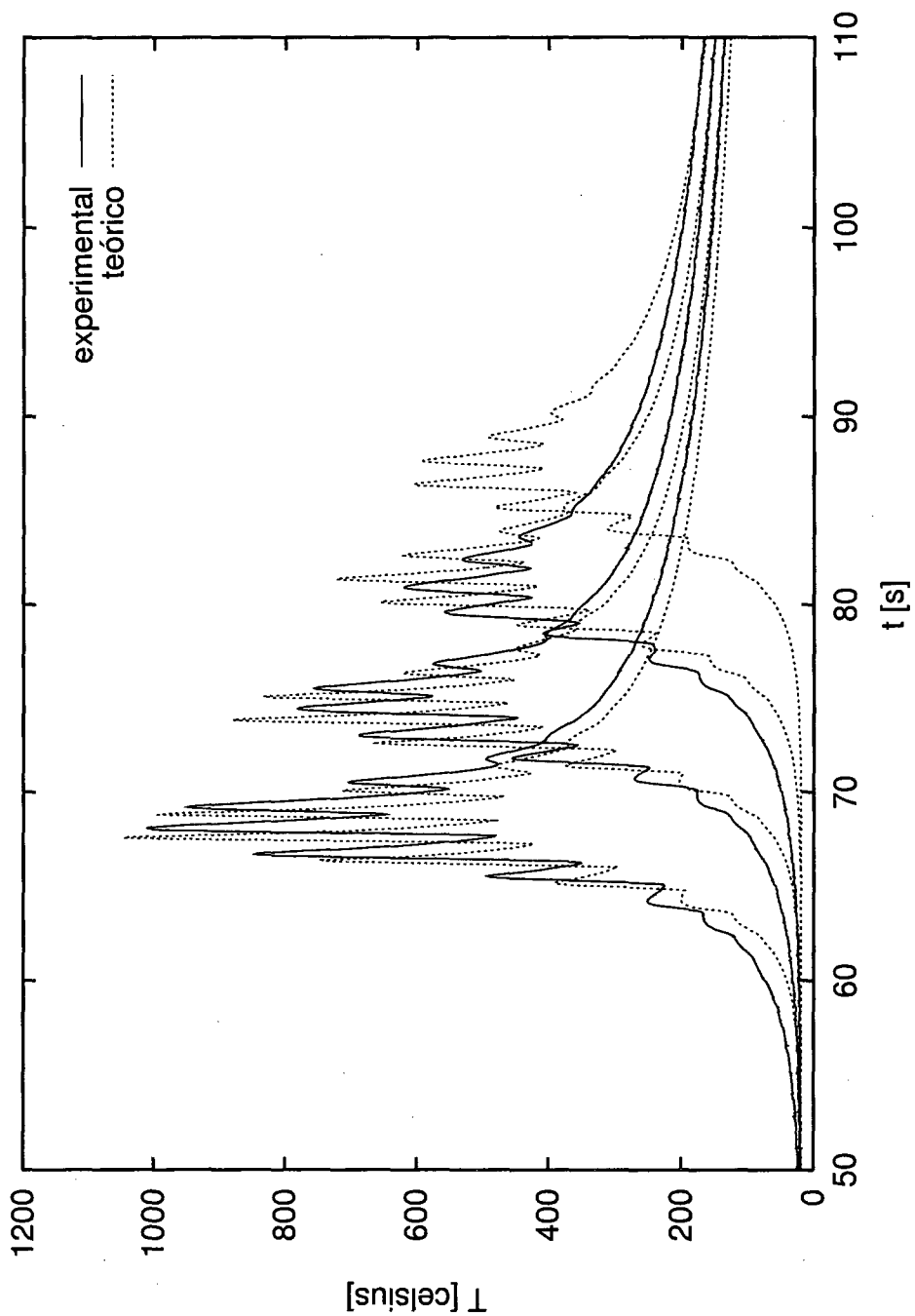


Figura 7.2: Ciclos térmicos correspondentes ao ensaio 1-1

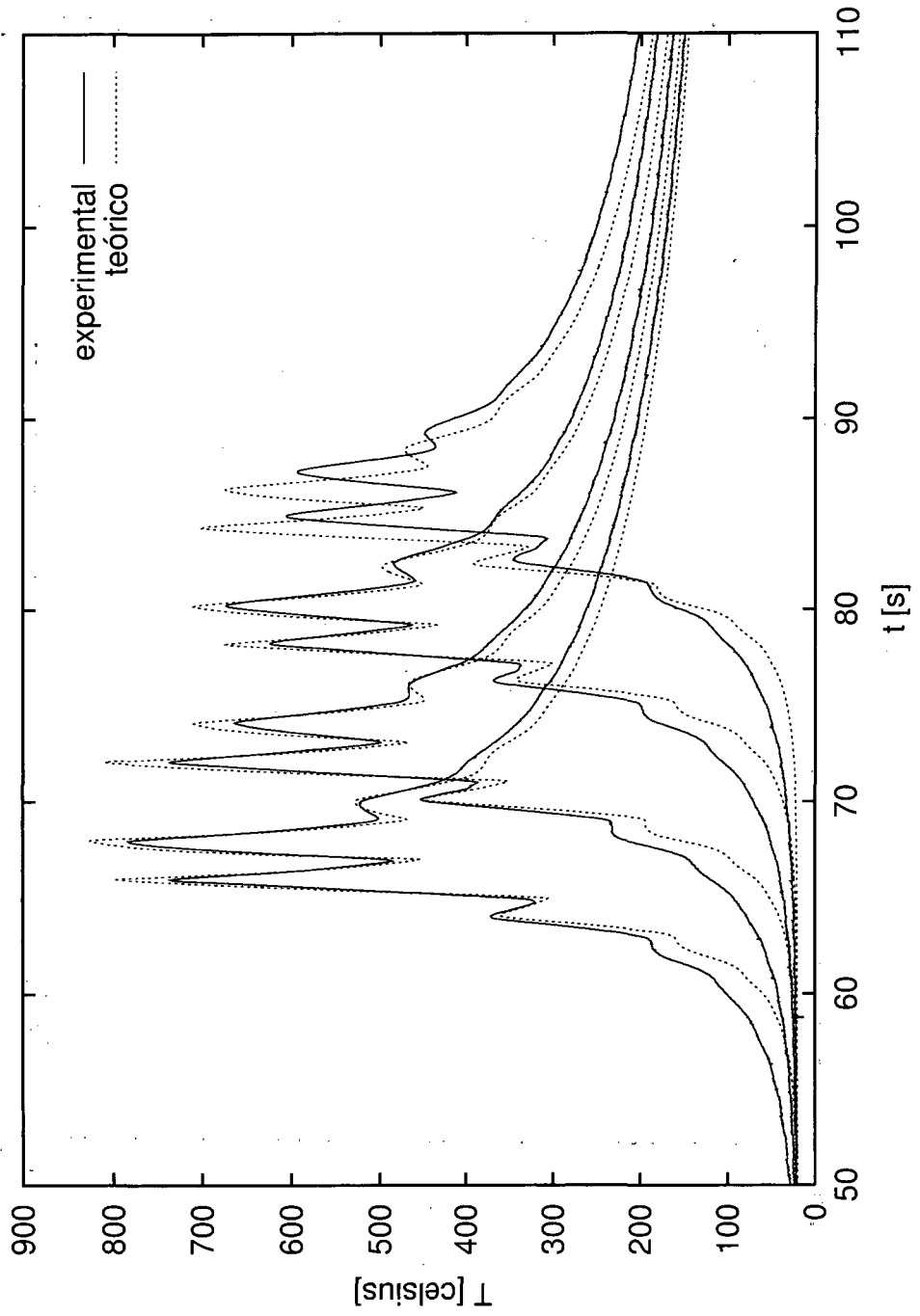


Figura 7.3: Ciclos térmicos correspondentes ao ensaio 1-2

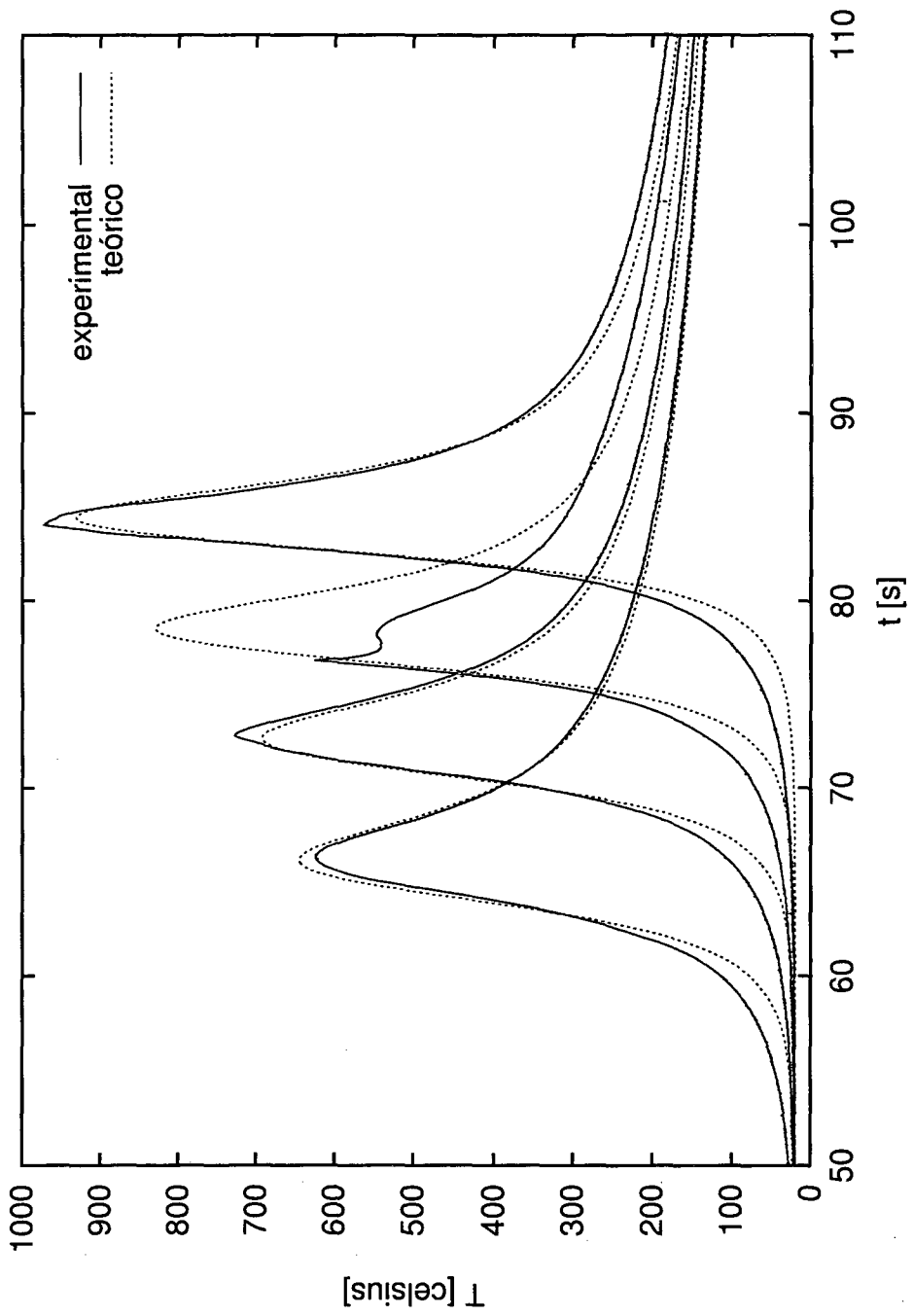


Figura 7.4: Ciclos térmicos correspondentes ao ensaio 1-3

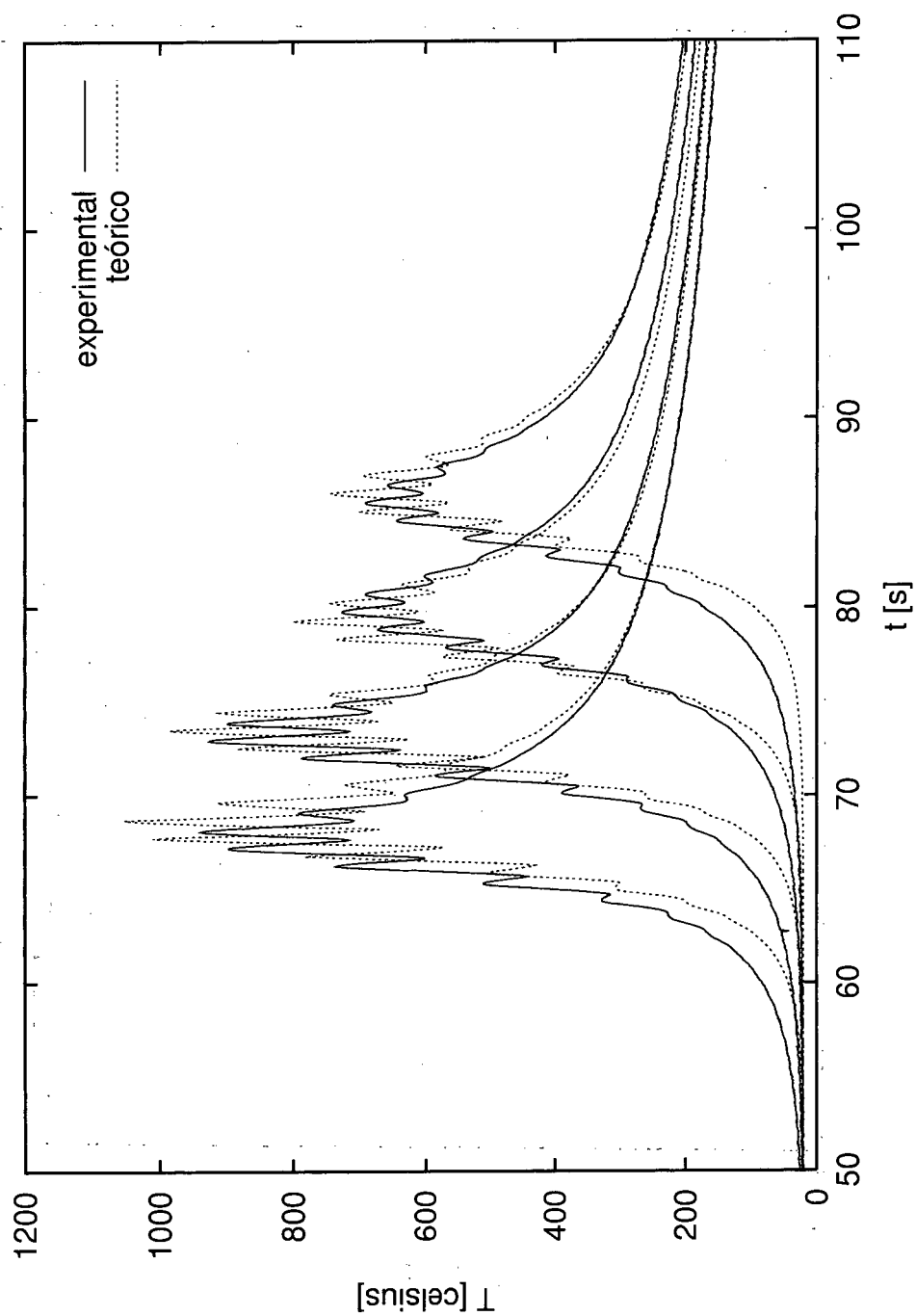


Figura 7.5: Ciclos térmicos correspondentes ao ensaio 2-2

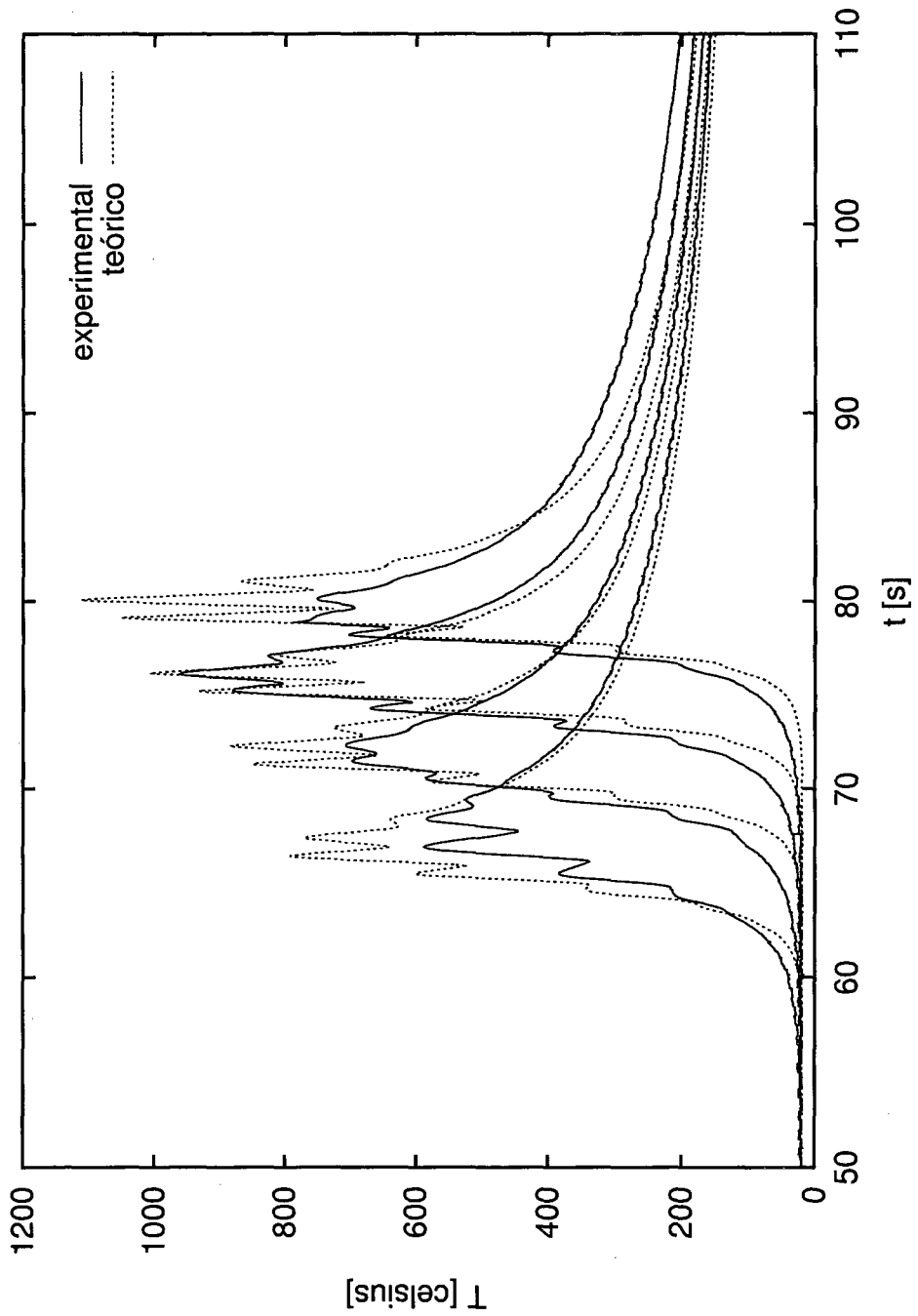


Figura 7.6: Ciclos térmicos correspondentes ao ensaio 2-3

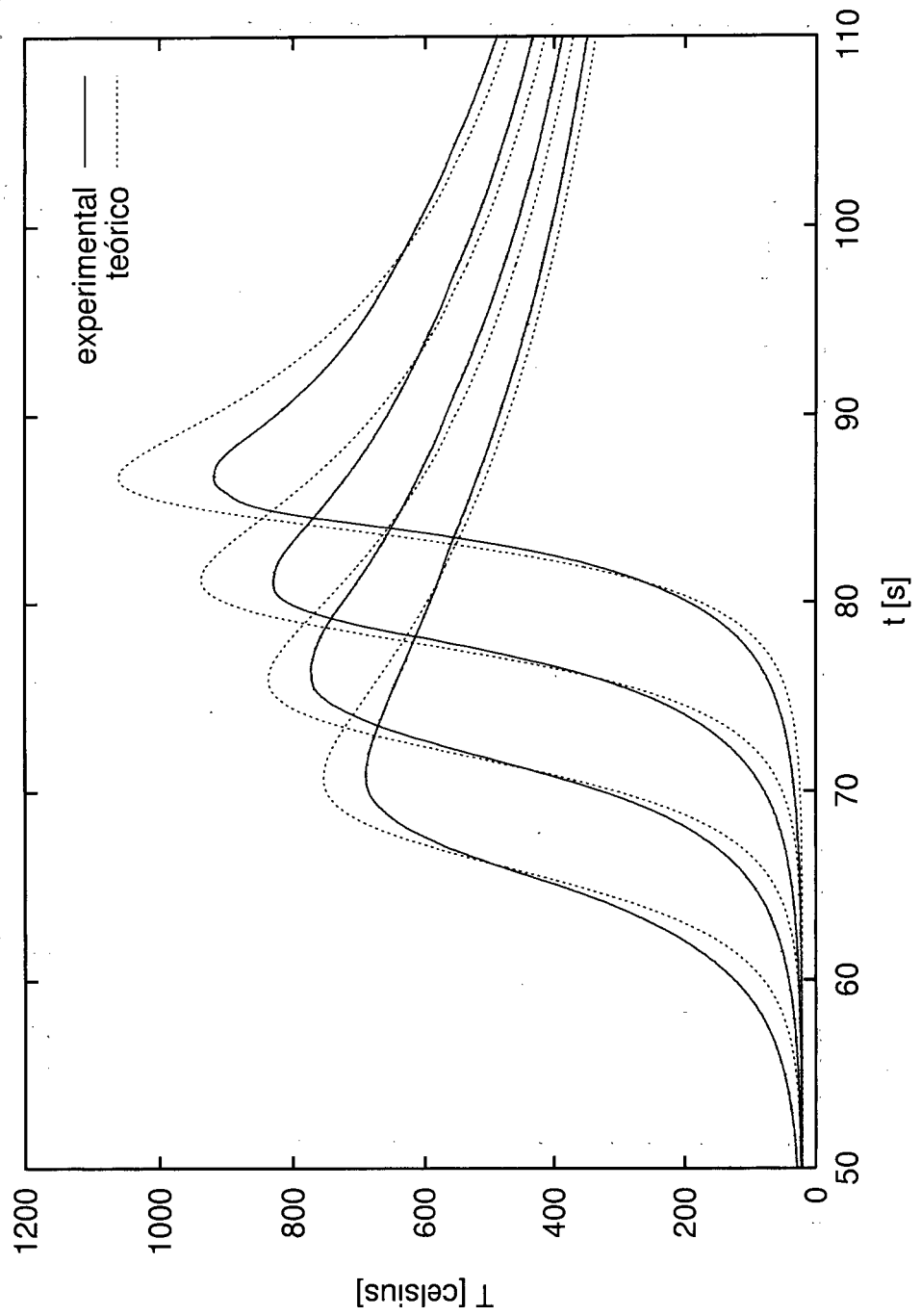


Figura 7.7: Ciclos térmicos correspondentes ao ensaio 3-2

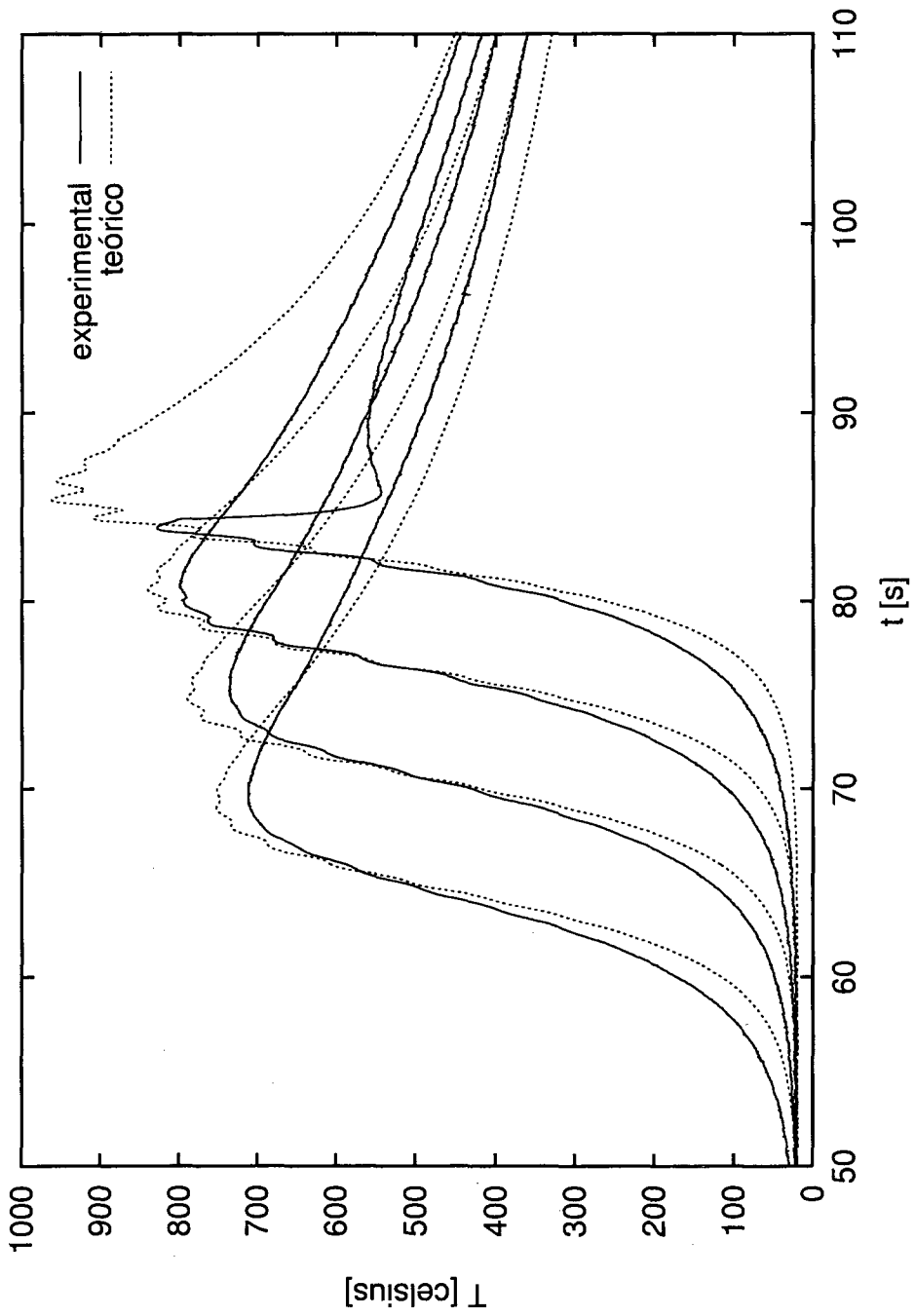


Figura 7.8: Ciclos térmicos correspondentes ao ensaio 3-3

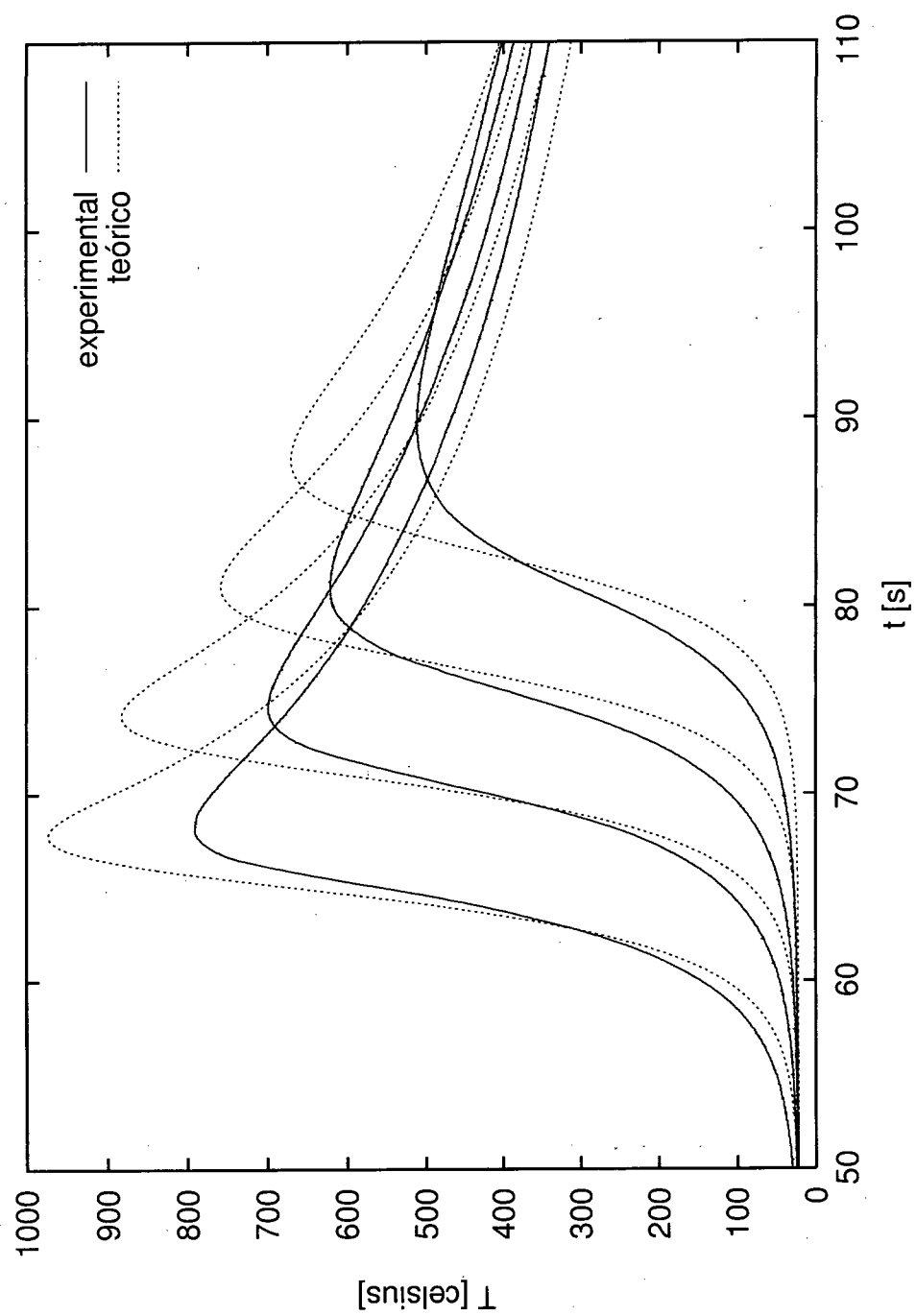


Figura 7.9: Ciclos térmicos correspondentes ao ensaio 4

7.4 Medição de Grandezas Elétricas

7.4.1 Equipamento de medição

Para estimar a distribuição de fluxo de calor que é entregue à chapa soldada, é necessário conhecer os valores de corrente e tensão que ocorrem durante a soldagem. Estes valores foram obtidos, a partir da fonte de energia para soldagem instrumentada IMC-Inversal 300, com o auxílio de um microcomputador equipado com placa de aquisição de dados Interdata, utilizando o programa Oscilos 2.

A fonte de soldagem, a placa de aquisição de dados e o programa Oscilos 2 foram desenvolvidos no Laboratório de Soldagem do Departamento de Engenharia Mecânica da UFSC.

Com exceção do ensaio 4 (conforme a tabela 7.1), para cada ensaio foram adquiridos oscilogramas digitais de corrente e tensão. No caso do ensaio 4 perdeu-se o arquivo que armazenaria os dados, mas foram registrados manualmente os valores médios de 99 A e 9,6 V a partir dos oscilogramas observados durante o ensaio.

As incertezas de medição estimadas, de acordo com Corrêa (1999), são as dadas na tabela 7.5.

Tabela 7.5: Incertezas na medição de grandezas elétricas

I [A]	U [V]
6	0,2

7.4.2 Resultados típicos

As figuras 7.10 e 7.11 mostram os oscilogramas de corrente e tensão obtidos durante o ensaio típico (2-2). A variação da potência elétrica dissipada, calculada fazendo-se o produto da corrente pela tensão, é mostrada na figura 7.12.

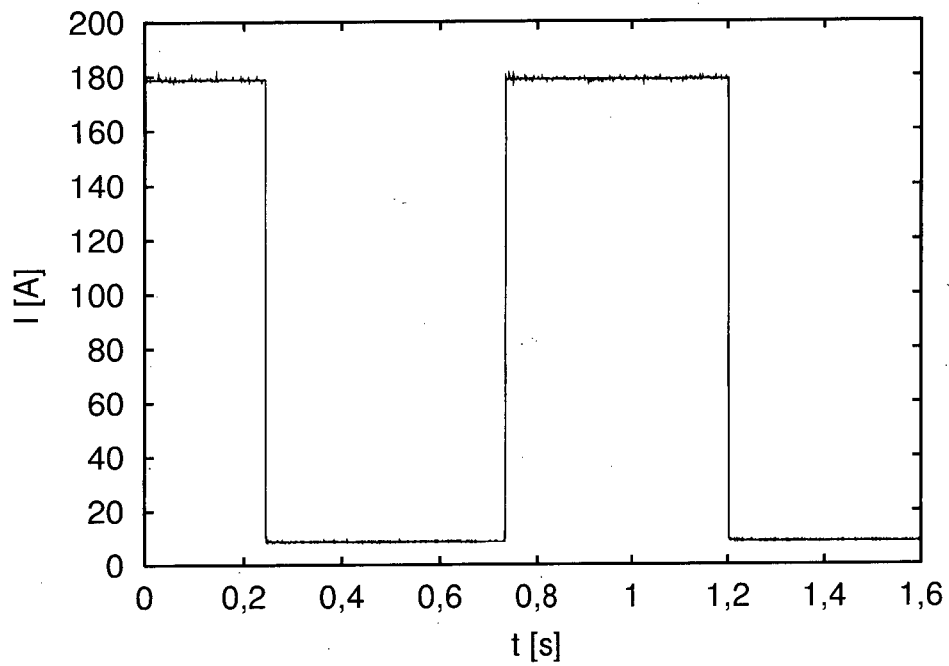


Figura 7.10: Corrente elétrica através do arco voltaico durante o ensaio 2-2

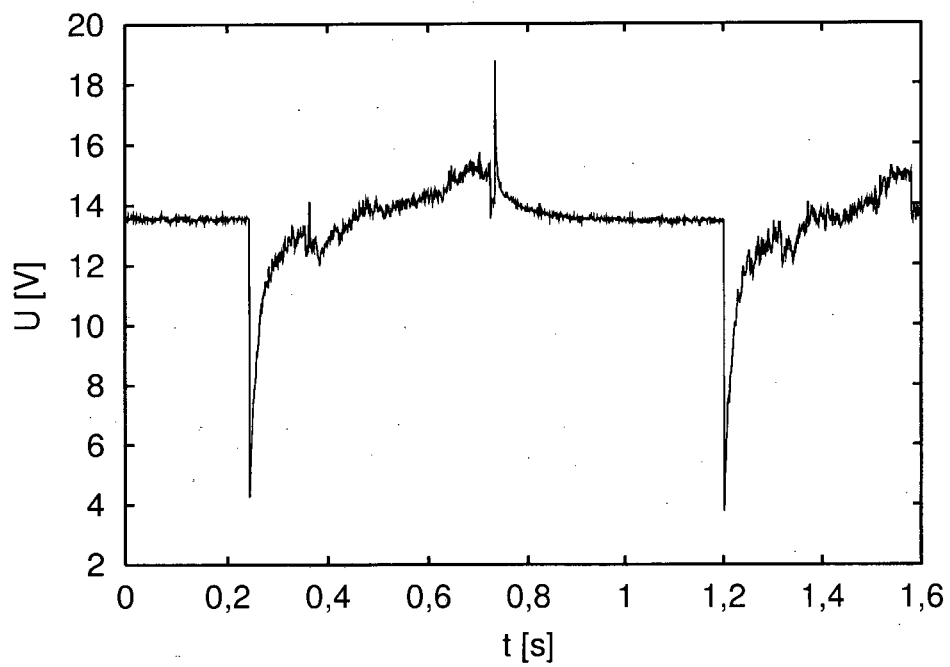


Figura 7.11: Tensão elétrica através do arco voltaico durante o ensaio 2-2

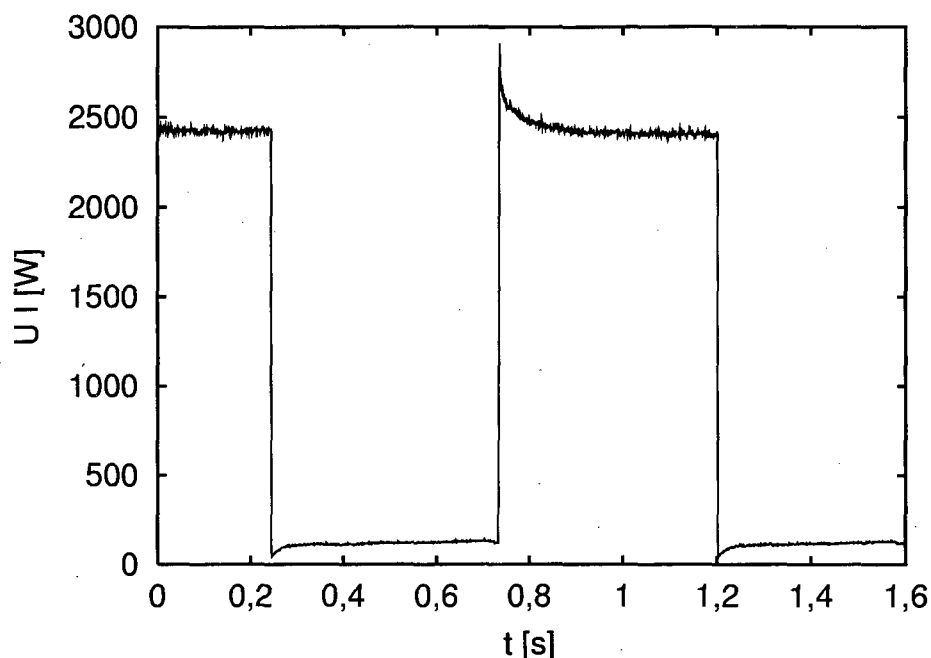


Figura 7.12: Potência dissipada no arco voltaico durante o ensaio 2-2

A irregularidade observada no gráfico de potência, na figura 7.12, é principalmente devida às flutuações da tensão, que aparecem no gráfico da tensão, mostrado na figura 7.11, uma vez que a corrente (mostrada na figura 7.10) é diretamente controlada pelo circuito da fonte.

7.5 Algumas Dificuldades

7.5.1 No planejamento dos experimentos

Duas dificuldades se sobressaíram no planejamento dos experimentos. Uma foi a de escolher as condições de soldagem de forma a manter o aporte térmico constante. Outra foi a de escolher a localização dos termopares.

Manter o aporte térmico constante não é fácil, porque tanto a eficiência térmica do processo de soldagem depende (de uma maneira que ainda não é muito bem conhecida) da corrente elétrica, como também a tensão elétrica a que o arco está submetido depende desta corrente (e não basta conhecer a

característica estática do arco, visto que a corrente é pulsada e o arco está sempre em regime transiente). Na tabela 7.4 pode-se notar o quanto ficou-se distante de alcançar o objetivo de manter o aporte térmico constante em todos os ensaios.

Dada a dificuldade de estabelecer *a priori* o aporte térmico que ocorreria durante a soldagem, pode-se imaginar o quanto é difícil estimar com precisão a geometria da zona termicamente afetada (ZTA), dentro da qual desejava-se localizar os termopares. O que basicamente orientou esta escolha, neste trabalho, foram os resultados de experimentos anteriores (Santos *et al.*, 1998). É interessante notar, ainda, que a ZTA é bastante estreita e a colocação de termopares em diferentes posições dentro dela exige uma boa precisão nos processos de furação dos corpos de prova e fixação dos termopares.

7.5.2 Durante os ensaios

Uma primeira preocupação, no início dos ensaios, foi com o ruído que poderia contaminar as medidas obtidas com os termopares. Nos testes preliminares foi notada uma grande diferença de ruído nas medidas realizadas enquanto operava a fonte IMC-Inversal 300, usada nos ensaios ora relatados, e enquanto operava a fonte MTE Digitec 300, cujo uso havia sido cogitado mas foi descartado em decorrência deste ruído. Segundo Gohr Jr. (1999) a diferença de ruído nas medidas se deve à diferença na oscilação de corrente que ocorre em alguns circuitos dessas fontes, que controlam corrente através de chaveamento eletrônico².

Embora o amplificador do módulo de condicionamento de sinais SCXI-1122 tenha um elevado fator de rejeição de modo comum (100 dB) verificou-se que as medidas obtidas dos termopares, quando eles estavam em contato com os corpos de prova, foram muito sensíveis à tensão elétrica a que os corpos de prova estavam submetidos. Em outras palavras, era necessário aterrar com bastante cuidado as chapas para evitar que a tensão de soldagem contaminasse as medidas de temperatura obtidas através dos termopares. Nos ensaios 2-1 e 3-1 ocorreram problemas no aterramento que inutilizaram as medidas de temperatura tomadas durante a sua realização.

²A frequência desta oscilação é de 25 kHz (é a frequência de chaveamento). A amplitude das oscilações de corrente chega a ser de 10 A na Digitec, enquanto na Inversal ela limita-se a menos de 5 A.

Uma outra dificuldade encontrada durante os ensaios foi causada pelo empenamento das chapas de 3 mm de espessura. As chapas estavam simplesmente apoiadas em um tripé (que servia também para suportar as tomadas em que os termopares eram ligados aos cabos de extensão). Com as tensões mecânicas, provocadas pelo campo de temperatura, as chapas se deformaram consideravelmente, modificando a distância eletrodo-peça durante a soldagem (o que altera a distribuição do fluxo de calor sobre a superfície da peça e portanto prejudica as comparações entre resultados teóricos e experimentais mostradas nas figuras 7.7, 7.8 e 7.9).

Finalmente cabe notar que algumas dificuldades foram causadas pelo circuito que controlou os valores de corrente durante o experimento. Este tipo de circuito está em constante aprimoramento no Labsolda e ocorreu a utilização, nestes ensaios, de um circuito ainda pouco testado. Assim no ensaio 1-1 o comportamento da fonte foi muito irregular, levando inclusive a um aporte térmico bem abaixo do esperado. No ensaio 2-3 houve uma falha da fonte de corrente, quando a tocha passava pela região em que estava localizado o primeiro dos termopares utilizados neste ensaio (o que dificulta a interpretação³ da figura 7.6, já que o modelo teórico implementado considera uma pulsação da potência da fonte de calor perfeitamente periódica, sem nenhuma irregularidade). É oportuno destacar aqui a importância de fazer-se a aquisição dos valores de corrente e tensão de soldagem sempre que possível, principalmente quando ainda não se conhece bem o comportamento da fonte de energia nas condições em que se realiza um ensaio.

7.6 Conclusão

Neste capítulo foram apresentados detalhes dos experimentos utilizados para avaliar a qualidade do modelo para a condução de calor durante a soldagem desenvolvido no capítulo 6. Além disso foram mostradas comparações entre ciclos térmicos obtidos a partir daquele modelo (teórico) e ciclos térmicos medidos durante os experimentos.

Os parâmetros do modelo teórico podem ser ajustados para cada experimento, de modo que minimize as diferenças entre os ciclos térmicos previstos teoricamente e os observados experimentalmente. Procurou-se, entretanto,

³O fato de o último dos termopares pelos quais a fonte de calor passou ter se soltado durante este ensaio dificulta ainda mais a sua interpretação.

evitar este tipo de ajuste nas comparações mostradas aqui, para que as dificuldades que existem na previsão destes ciclos térmicos não fossem mascaradas. Levando-se isto e as dificuldades encontradas durante os experimentos em consideração, pode-se dizer que a proximidade encontrada entre resultados teóricos e experimentais é satisfatória.

Capítulo 8

Alguns Efeitos Desconsiderados nas Soluções Analíticas

8.1 Introdução

Neste capítulo soluções numéricas são utilizadas para estudar a influência de alguns efeitos desprezados nas soluções analíticas desenvolvidas nos capítulos anteriores. Uma lista das simplificações utilizadas no desenvolvimento das soluções analíticas poderia ser dividida nos dois grupos a seguir.

Simplificações da equação diferencial e das condições de contorno:

- o movimento do metal líquido no interior da poça de soldagem foi desprezado;
- foi ignorada a dependência que as propriedades termofísicas do material apresentam em relação à temperatura (e o calor latente associado às mudanças de fase);
- foi desprezada a dependência que os coeficientes de transferência de calor através das superfícies da chapa apresentam em relação à temperatura dessas superfícies (que pode ser considerável, por causa da troca de calor por radiação);
- foi considerada uma distribuição gaussiana de fluxo de calor sobre a superfície da chapa (embora este não seja um retrato perfeito da forma

como entra na chapa o calor proveniente do arco voltaico que promove a soldagem) e foram estimados (com uma incerteza significativa) os valores de fluxo total de calor e do parâmetro que descreve a distribuição desse fluxo no modelo gaussiano.

Simplificações da geometria do domínio (particularmente no capítulo 6):

- foram desconsiderados a largura e o comprimento da chapa (tomados como infinitos);
- foi ignorada a presença do furo em que foram colocados os termopares nos experimentos descritos no capítulo 7;
- a superfície da poça de metal líquido foi considerada plana.

Em uma abordagem numérica pode-se superar com facilidade algumas das limitações impostas por estas simplificações utilizadas no desenvolvimento das soluções analíticas. Entretanto, por diversas razões, não é interessante procurar resolver numericamente um problema muito complicado e várias simplificações são utilizadas também nas soluções numéricas que são descritas nas seções a seguir.

8.2 Desenvolvimento

Para evitar os tempos de computação elevados associados à solução numérica de problemas tridimensionais transientes como o abordado analiticamente no capítulo 6, optou-se por trabalhar neste capítulo com a fonte de calor estacionária ($v = 0$), de forma que o problema torna-se bidimensional (axisimétrico em torno do eixo z) e, neste sentido, mais simples que o problema resolvido analiticamente naquele capítulo. Mas a abordagem numérica permite que sejam levados em conta a condutividade dependente da temperatura, o calor latente de mudança de fase e a presença de furo para colocação de termopar, ignorados nas soluções analíticas. A geometria do domínio e o sistema de coordenadas cilíndricas utilizados nesta abordagem são representados na figura 8.1.

O movimento do líquido no interior da poça de soldagem é desprezado nesta solução numérica. São conhecidas técnicas para resolver o problema

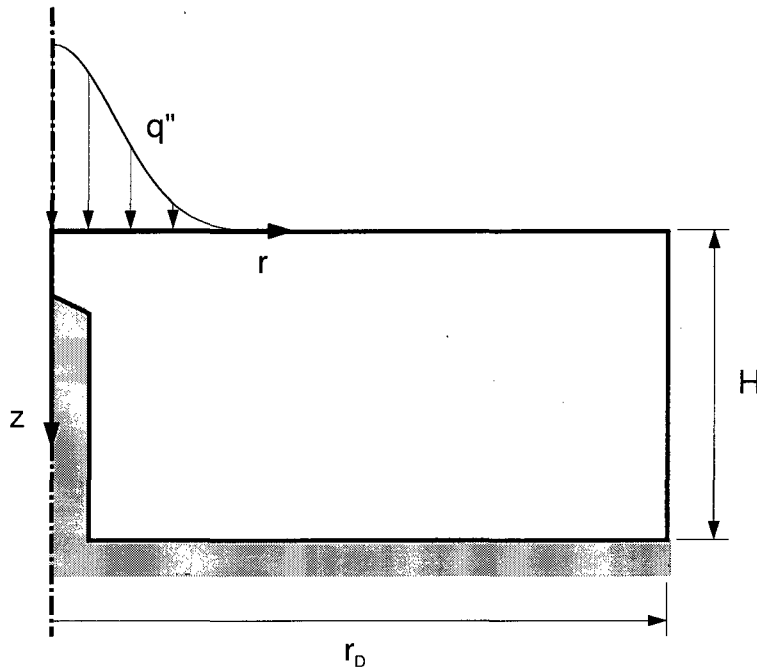


Figura 8.1: Domínio (com furo) e sistema de coordenadas

magnetohidrodinâmico que ocorre na poça de soldagem, como procurou-se mostrar na seção 3.4. Entretanto, considerando-se os propósitos do presente estudo, não pareceu conveniente resolver este problema, sobretudo porque, mesmo resolvendo-o e obtendo assim uma descrição detalhada dos fenômenos físicos ali presentes, certamente restariam diversas incertezas associadas às condições de contorno (Choo *et al.*, 1990) e às propriedades termofísicas (Mundra *et al.*, 1992) envolvidas no problema.

8.2.1 Condições de contorno

As condições de contorno para os problemas de condução resolvidos numericamente neste capítulo são semelhantes às utilizadas nas soluções analíticas dos capítulos anteriores.

Na superfície superior da chapa, $z = 0$, o calor proveniente do arco voltaico é representado por uma condição de de fluxo prescrito segundo a

distribuição gaussiana

$$q''(r, t) = \frac{q(t)}{2\pi\sigma_t^2} \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma_t^2}\right) \quad (8.1)$$

que é a mesma distribuição utilizada no capítulo anterior, porém agora representada em um sistema de coordenadas cilíndricas estacionário. Na superfície inferior, $z = H$, assume-se que o fluxo de calor é nulo.

Na superfície cilíndrica externa, $r = r_D$, foi prescrita uma temperatura igual à temperatura inicial do domínio $T = T_0$. Procurou-se utilizar um valor de raio do domínio r_D suficientemente grande para que esta condição de contorno não influenciasse significativamente o campo de temperatura calculado. Quanto mais longo o transiente simulado maior tem de ser o domínio para evitar esta influência.

Na linha de simetria não são necessárias condições de contorno. Quando foi considerada a presença do furo para colocação de termopar, as faces dos volumes de controle¹ cujo centro encontrava-se na região abrangida pelo furo foram consideradas adiabáticas.

Para obter ciclos térmicos parecidos com os observados na soldagem com pulsação térmica, quando a fonte de calor passa pulsando sobre uma determinada região da peça, considerou-se a fonte de calor (estacionária nos problemas resolvidos aqui) emitindo dois pulsos de calor (durante os quais passa 0,5 s transferindo $q = 2,0$ kW para a peça e depois 0,5 s desligada, com $q = 0$). Após estes dois pulsos, simulados nos dois primeiros segundos representados na solução numérica, a fonte de calor é desprezada (a superfície $z = 0$ torna-se adiabática). Foi utilizado o parâmetro de distribuição do fluxo de calor $\sigma_t = 2,0$ mm. Estes valores de q e σ_t estão próximos daqueles tipicamente utilizados nas comparações entre resultados teóricos e experimentais mostradas nos capítulos 6 e 7, embora não representem nenhum daqueles experimentos em particular, já que aqueles experimentos foram feitos utilizando uma fonte de calor móvel que não pode ser perfeitamente representada com o modelo utilizado neste capítulo.

¹Foi seguida a abordagem baseada em volumes de controle de Özişik (1993, §12-5).

8.2.2 Método numérico

O método numérico empregado neste capítulo consiste basicamente no uso da seguinte equação explícita para cálculo da entalpia $h_{i,j}^n$ [J/m³] média no volume de controle (i, j) após o n -ésimo passo de tempo:

$$\begin{aligned}
 h_{i,j}^n - h_{i,j}^{n-1} = & \frac{2 \Delta t}{\Delta r (r_{i+1/2}^2 - r_{i-1/2}^2)} \left[r_{i+1/2} k_{i+1/2,j}^{n-1} (T_{i+1,j}^{n-1} - T_{i,j}^{n-1}) \right. \\
 & \left. - r_{i-1/2} k_{i-1/2,j}^{n-1} (T_{i,j}^{n-1} - T_{i-1,j}^{n-1}) \right] \\
 & + \frac{\Delta t}{(\Delta z)^2} \left[k_{i,j+1/2}^{n-1} (T_{i,j+1}^{n-1} - T_{i,j}^{n-1}) - k_{i,j-1/2}^{n-1} (T_{i,j}^{n-1} - T_{i,j-1}^{n-1}) \right] \quad (8.2)
 \end{aligned}$$

A posição do centro do volume de controle (i, j) é dada por $r_i = (i - 1/2)\Delta r$ e $z_j = (j - 1/2)\Delta z$. Após o n -ésimo passo de tempo tem-se $t = n\Delta t$.

A temperatura média $T_{i,j}^n$ em cada volume de controle é calculada, a partir do valor de entalpia $h_{i,j}^n$ usando, a exemplo de Özişik (1993, §11-5),

$$T_{i,j}^n = \begin{cases} h_{i,j}^n / (\rho c_p) & \text{se } h_{i,j}^n < \rho c_p T_f \\ \frac{(h_{i,j}^n - \rho c_p T_f) \Delta T_{sl}}{\rho c_p \Delta T_{sl} + \Delta h_{sl}} + T_f & \text{se } \rho c_p T_f \leq h_{i,j}^n < \rho c_p T_f + \Delta h_{sl} \\ (h_{i,j}^n - \Delta h_{sl}) / (\rho c_p) & \text{se } h_{i,j}^n \geq \rho c_p T_f + \Delta h_{sl} \end{cases} \quad (8.3)$$

onde ΔT_{sl} é o intervalo de temperaturas em que se dá a solidificação, T_f é a temperatura do final da solidificação e Δh_{sl} é o calor latente de fusão. Na figura 8.2 a curva denominada $h(T)$ na legenda representa uma variação da entalpia por unidade de volume com a temperatura que pode ser descrita pela expressão (8.3) usando como temperatura de referência (em que $h = 0$) o zero grau celsius, $\rho c_p = 5,0 \times 10^{-6}$ J/(m³ K), $\Delta h_{sl} = 2,0 \times 10^9$ J/m³, $\Delta T_{sl} = 25$ K e $T_f = 1495^\circ\text{C}$. Esta curva procura representar o comportamento dos aços baixo-carbono.

A condutividade térmica média em cada volume de controle $k_{i,j}^{n-1}$ é cal-

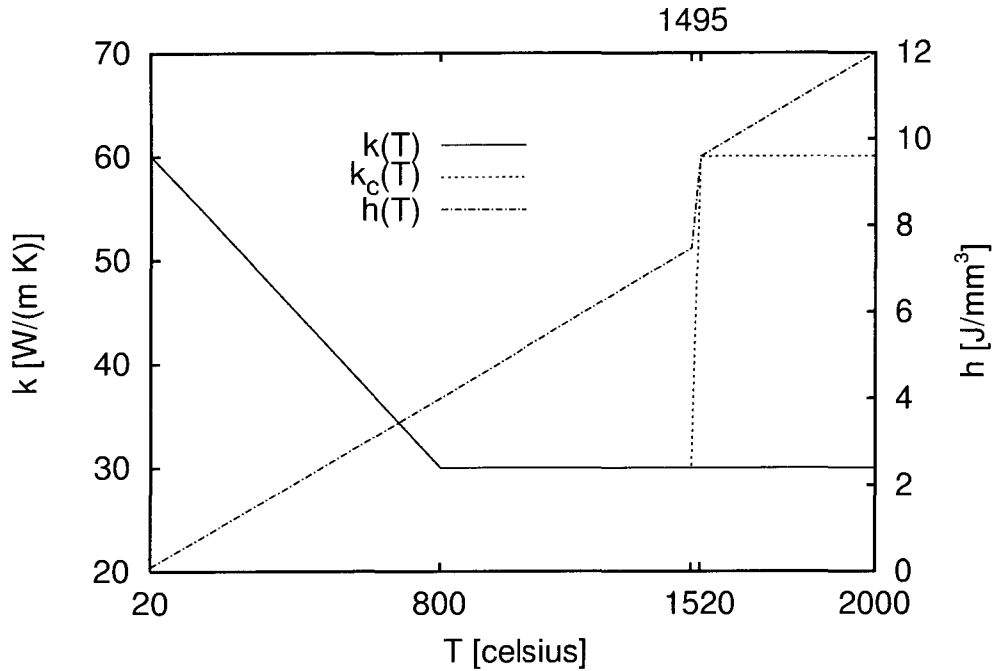


Figura 8.2: Variação das propriedades termofísicas com a temperatura

culada em função da temperatura $T_{i,j}^{n-1}$ a partir de

$$k_{i,j}^n = \begin{cases} \frac{T_{i,j}^n - T_0}{T_\gamma - T_0} (k_\gamma - k_0) + k_0 & \text{se } T_{i,j}^n < T_{Ac3} \\ k_\gamma & \text{se } T_{Ac3} \leq T_{i,j}^n < T_f \\ \frac{T_{i,j}^n - T_f}{\Delta T_{sl}} (k_l - k_\gamma) + k_\gamma & \text{se } T_f \leq T_{i,j}^n < T_f + \Delta T_{sl} \\ k_l & \text{se } T_{i,j}^n \geq T_f + \Delta T_{sl} \end{cases} \quad (8.4)$$

onde T_0 é uma temperatura inicial em que a condutividade térmica é k_0 , T_{Ac3} é a temperatura² em que esta condutividade é k_γ . As relações $k(T)$ e $k_c(T)$ mostradas na figura 8.2 são obtidas utilizando a expressão (8.4) com os valores $T_0 = 20^\circ\text{C}$, $k_0 = 60 \text{ W}/(\text{m K})$, $T_{Ac3} = 800^\circ\text{C}$, $k_\gamma = 30 \text{ W}/(\text{m K})$,

²As designações de T_{Ac3} e k_γ foram dadas tendo-se em mente a temperatura de final da austenitização de um aço baixo-carbono e a condutividade da autenita (ferro- γ). Deve ficar claro, entretanto, que outros fatores, além da transformação alotrópica do ferro, influenciam a variação da condutividade dos aços-carbono que se procura modelar na expressão (8.4).

$T_f = 1495^\circ\text{C}$, $\Delta T_{st} = 25\text{ K}$ e $k_l = 30$ ou 60 W/(m K) .

A curva $k_c(T)$ da figura 8.2 apresenta uma condutividade térmica artificialmente aumentada (multiplicada por 2) quando o material ultrapassa o intervalo de solidificação. Este artifício, encontrado no trabalho de Goldak *et al.* (1986), é utilizado para simular o aumento da transferência de calor provocada pelo movimento do metal líquido no interior da poça de soldagem.

A condutividade em uma interface qualquer entre dois dos volumes de controle utilizados no método numérico é calculada pela média aritmética das condutividades médias dos dois volumes de controle que a interface separa. Tem-se, portanto $k_{i+1/2,j}^{n-1} = (k_{i+1,j}^{n-1} + k_{i,j}^{n-1})/2$.

As condições de contorno foram introduzidas no método numérico com o auxílio de volumes fictícios (Özişik, 1993, §12-6).

Para obter os resultados mostrados na próxima seção foram usados passos de tempo dados pela expressão

$$\Delta t = \frac{0,4}{\alpha_*} \left[\frac{1}{(\Delta r)^2} + \frac{1}{(\Delta z)^2} \right] \quad \text{sendo que} \quad \alpha = k \left(\frac{dT}{dh} \right) \quad (8.5)$$

onde α_* [m^2/s] é o valor máximo que a difusividade térmica α poderá assumir no domínio espaço-temporal da solução numérica. Este valor pode ser estimado a partir das funções (da temperatura) que fornecem a condutividade térmica e a entalpia por unidade de volume do material da chapa.

É importante mencionar que algumas das soluções numéricas, discutidas na seção seguinte, apresentaram oscilações numéricas em regiões do domínio cujas temperaturas estão próximas do intervalo de fusão/solidificação. O uso de um intervalo de solidificação mais extenso (que o de 1520 a 1495°C) poderia ter evitado estas oscilações, mas não representaria adequadamente o comportamento do aço: Este tipo de oscilações numéricas em problemas de mudança de fase é discutido por Shyy *et al.* (1996), que propõem um método de volumes finitos que as elimina eficazmente. As oscilações numéricas não chegaram a prejudicar de forma significativa os resultados que serão mostrados na próxima seção.

8.3 Resultados

Na figura 8.3 procura-se mostrar o efeito das propriedades termofísicas dependentes da temperatura no ciclo térmico que ocorre na posição ($r = 0, z = 2 \text{ mm}$), na ausência do furo para colocação do termopar. Os resultados mostrados nesta figura foram calculados utilizando: as funções $k(T)$ (ou $k_c(T)$, conforme a legenda) e $h(T)$ mostradas na figura 8.2 (vide seção anterior) e também os valores constantes de $k = 40 \text{ W/(m K)}$ e $\alpha = 8 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ (o que implica uma função $h(T)$ linear, em que o calor latente de fusão Δh_{sl} é nulo).

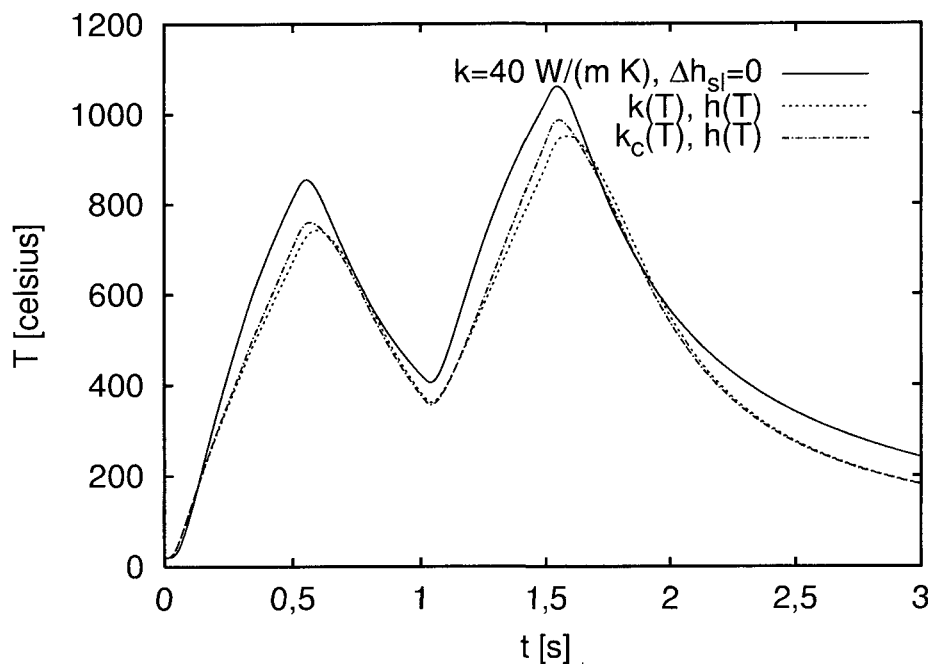


Figura 8.3: Efeito das propriedades termofísicas dependentes da temperatura

Comparando a curva obtida com a condutividade constante de $k = 40 \text{ W/(m K)}$ com as outras, nota-se que a hipótese de propriedades constantes parece mais prejudicial para a acurácia da solução do que a desconsideração da convecção no interior da poça de soldagem, quando se calcula ciclos térmicos que ocorrem na ZTA de soldas TIG como as realizadas nos experimentos discutidos no presente trabalho (dos quais o modelo desenvolvido neste capítulo procura se aproximar). Em teste cujo resultado não está mostrado aqui, a desconsideração do calor latente de fusão isoladamente também não teve um efeito tão grande quanto o da substituição da condutividade e

da difusividade térmica variáveis com a temperatura por valores constantes.

Na figura 8.4 são mostrados resultados obtidos considerando-se ou não a presença do furo para colocação do termopar. Novamente são mostrados ciclos térmicos previstos na posição ($r = 0, z = 2$ mm), onde estaria localizado o termopar (no fundo do furo realizado para posicioná-lo).

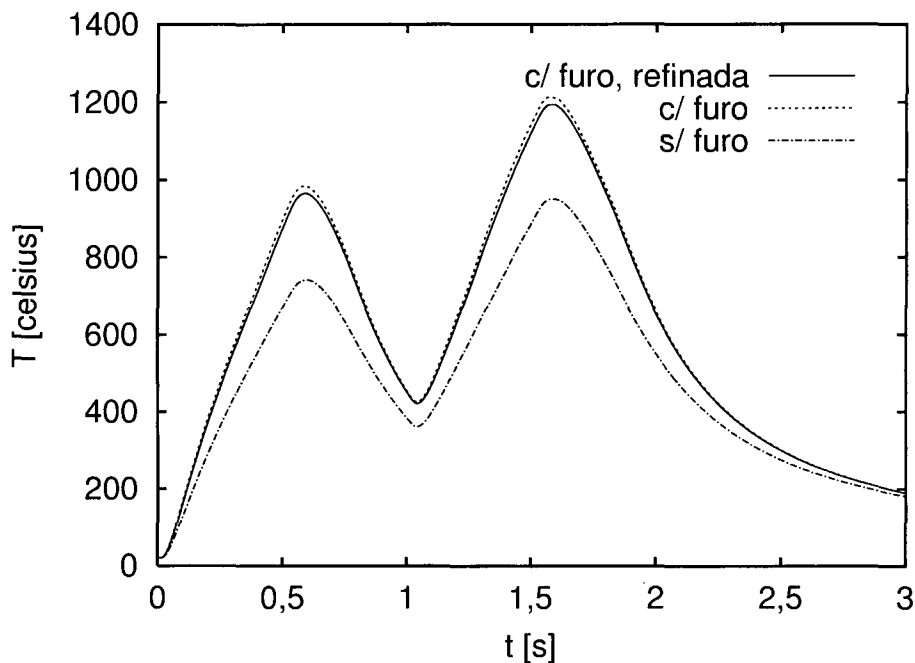


Figura 8.4: Efeito do furo nos ciclos térmicos

Nota-se na figura 8.4 que o furo tem um efeito importante, conforme haviam observado Barry *et al.* (1963). Em algumas macrografias como a mostrada na figura 8.5 é possível perceber a perturbação causada pelo furo no campo de temperatura (que provoca diferenças de microestrutura reveladas pelo ataque químico). Há uma distorção das isoterms junto ao furo, cuja importância só pode ser bem avaliada se for considerado o alto gradiente de temperatura que ocorre na ZTA da solda: em poucos décimos de milímetro há variações de temperatura da ordem de uma centena de kelvins. Um exemplo mais nítido do efeito disto em metalografias se encontra no trabalho de Niño (2001, Fig. 63).

Embora os efeitos do furo sejam notáveis, cabe lembrar que variações em alguns parâmetros importantes na condução de calor que se dá durante a soldagem (que normalmente são estimados com uma incerteza significativa)

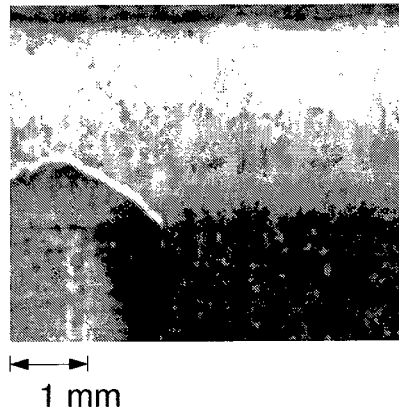


Figura 8.5: Seção longitudinal de solda (realizada no ensaio 2-2) mostrando furo para posicionamento de termopar

podem ter um impacto semelhante. Por exemplo, aumentar parâmetro σ_t de 2 para 2,5 mm provoca uma redução da temperatura máxima prevista tão grande quanto a provocada pela desconsideração do furo para posicionamento do termopar.

Todos os resultados numéricos apresentados neste capítulo foram obtidos considerando um domínio de espessura $H = 10$ mm e de raio $r_D = 20$ mm. Quase todos os resultados mostrados neste capítulo foram obtidos utilizando uma malha com 160×80 volumes de controle. A exceção é a curva identificada como “refinada” na legenda da figura 8.4, que foi obtida com uma malha de 320×160 volumes. Esta curva serve para mostrar que, apesar do método numérico ser bastante simplificado, os erros de discretização nestes seus resultados são pequenos.

Na figura 8.6 são mostrados perfis de temperatura máxima (de pico) sobre o eixo de simetria ($r = 0$). Os perfis se estendem da superfície $z = 0$ do domínio até a profundidade $z = 2$ mm em que se localizaria o termopar.

Esta figura serve para mostrar diversas coisas³, a principal delas seria a diferença entre a perturbação do campo de temperatura provocada pelo furo

³Inclusive um erro introduzido pelo presente autor no trabalho de Santos *et al.* (2000b). Naquele artigo perfis de temperatura no instante em que ocorre a temperatura de pico na ZTA são interpretados como perfis de temperatura de pico. Como as temperaturas máximas na ZTA ocorrem com um atraso significativo em relação às temperaturas máximas na zona fundida, houve um exagero na avaliação do efeito da condutividade térmica, chegando-se a supor que a mudança no valor de k de 33 para 40 W/(m K) seria suficiente para que deixasse de haver fusão de material na situação (re)discutida aqui.

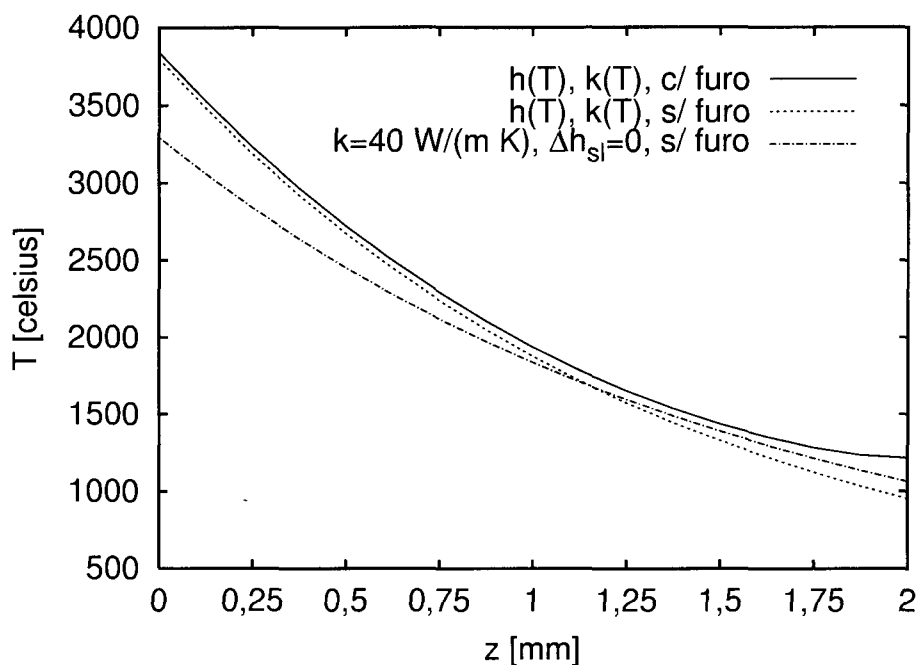


Figura 8.6: Perfis de temperatura máxima

para posicionamento do termopar e o erro provocado pelo uso de propriedades independentes da temperatura. Comparando o perfil obtido considerando as funções $h(T)$ e $k(T)$ e a presença do furo (c/ furo) com o perfil obtido usando as mesmas funções mas desconsiderando o furo (s/ furo), nota-se que a perturbação causada pelo furo é importante junto à posição ($r = 0, z = 2\text{mm}$) do fundo do furo, mas diminui de importância em posições distantes desta. Comparando este perfil s/ furo, mas com condutividade variável, com o perfil obtido usando a condutividade constante de $k = 40 \text{ W/(m K)}$ e desprezando o calor latente de fusão ($\Delta h_{sl} = 0$), nota-se que o erro introduzido nesta solução pela hipótese de propriedades constantes se distribui por todo o perfil, embora possa ser minimizado em certas porções do domínio através de uma escolha apropriada dos valores de difusividade e condutividade térmicas⁴. Outro aspecto que se nota na figura 8.6 são as temperaturas de pico previstas para a superfície da poça, acima da temperatura de ebulição do ferro (2861°C), evidenciando a presença de fortes simplificações mesmo na solução numérica utilizada neste capítulo.

⁴É importante lembrar que modificações no valor da condutividade, conforme mencionado na conclusão do capítulo anterior, são equivalentes a modificações da eficiência térmica de soldagem e vice-versa.

8.4 Conclusão

O que se constata, ao final deste capítulo, é a grande dificuldade de se determinar, com precisão, os ciclos térmicos e a distribuição de temperaturas máximas na ZTA de soldas realizadas em aço carbono, mesmo no caso relativamente simples da solda cordão sobre chapa pelo processo TIG sem adição de material. Esta dificuldade é em grande parte causada pelos efeitos, discutidos aqui, do furo para posicionamento de termopar e das propriedades termofísicas dependentes da temperatura.

A perturbação causada pelos furos realizados para localização de termopares na ZTA da solda dificulta a comparação entre resultados de soluções analíticas (que não levam em conta a existência destes furos) e resultados experimentais. E esta dificuldade de comparação, por sua vez, dificulta a realização de ajustes (dos diversos parâmetros utilizados na solução analítica, como eficiência de soldagem, parâmetro de distribuição de fluxo de calor e propriedades termofísicas do material da chapa) que poderiam minimizar os erros presentes nas soluções analíticas.

A importância de uma representação adequada das variações das propriedades termofísicas do material da chapa durante a soldagem também representa uma dificuldade muito importante. Esta dificuldade se manifesta mais claramente quando se utiliza uma solução analítica que despreza estas variações. Entretanto, mesmo quando se utiliza métodos numéricos capazes de representar suas variações, o fato de que estas propriedades não são fáceis de determinar e não dependem apenas da temperatura, mas também de transformações da microestrutura do material (que têm toda uma cinética própria, vide seção 3.6 da revisão bibliográfica) faz com que as variações das propriedades termofísicas do material representem um obstáculo a se transpor com cuidado na previsão do campo de temperatura na ZTA de soldas.

A constatação destas dificuldades não se constitui em uma novidade, podendo ser encontrada, por exemplo, no trabalho de Barry *et al.* (1963). Aliás os cuidados sugeridos por Barry *et al.* para tentar contorná-las são merecedores de atenção até hoje (eles consistem basicamente na colocação dos termopares nas superfícies da chapa, evitando a realização de furos, e na avaliação criteriosa das propriedades termofísicas médias utilizadas nas soluções analíticas). Mas não há uma solução definitiva para tais dificuldades e um estudo como o apresentado neste capítulo é especialmente útil para estimar o quanto elas são importantes em diversas situações.

Capítulo 9

Conclusão

Nesta tese foram desenvolvidas soluções analíticas para a condução de calor no metal base que se dá durante a soldagem com pulsação térmica. A solução desenvolvida no capítulo 6, para uma chapa plana de espessura finita que recebe calor de uma fonte de calor gaussiana, foi aquela que recebeu mais atenção ao longo desta tese (tendo seus resultados confrontados com resultados numéricos e experimentais), por representar de forma bastante satisfatória uma experiência muito usada na pesquisa de processos e metalurgia da soldagem — que é a realização de uma solda do tipo cordão sobre chapa. Esta solução tem sido utilizada por outros autores (Borsato, 2001; Niño, 2001), comprovando sua utilidade.

A solução desenvolvida no capítulo 5, para a condução de calor durante a soldagem circunferencial de tubos de pequeno diâmetro e parede fina, serviu para mostrar parte das vantagens da pulsação térmica na soldagem de tubos deste tipo. A solução desenvolvida no capítulo 4, para a condução de calor em chapas de grande espessura e considerando a fonte de calor puntual, serviu para mostrar aspectos fundamentais da pulsação térmica, como sua influência na eficiência de fusão (que os apêndices A e C também ajudaram a esclarecer). Estas soluções também têm o mérito de mostrar aspectos interessantes da solução analítica da equação diferencial parcial linear usada para representar a condução de calor em sólidos. Mas a solução desenvolvida no capítulo 6, sendo tridimensional, transiente e utilizando condições de contorno mistas (de terceira espécie) para representar as perdas de calor através das superfícies da chapa, é a que apresenta mais possibilidades de aplicação e que revela mais detalhes do fenômeno que descreve.

Concentrando, pelas razões expostas nos parágrafos anteriores, a atenção na solução desenvolvida no capítulo 6, conclui-se que ela é capaz de representar com uma boa fidelidade o campo de temperatura que ocorre na realização de soldas do tipo cordão sobre chapa pelo processo TIG (especialmente quando não é utilizado metal de adição). Conclui-se também que ela é uma solução interessante no estudo da metalurgia da soldagem, como procurou-se evidenciar através da discussão do crescimento de grão na soldagem com pulsação térmica mostrada na seção 6.5.

Comparando resultados experimentais com os resultados da solução analítica desenvolvida no capítulo 6 são observadas algumas diferenças. Acredita-se que tais diferenças sejam causadas principalmente pelas variações que ocorrem nas propriedades termofísicas do material, que são dependentes da temperatura e da microestrutura do material. Na soldagem com pulsação térmica, sobretudo, estas diferenças são difíceis de eliminar através de ajuste (escolha apropriada) de valores de propriedades termofísicas médias, eficiência térmica e parâmetro de distribuição de fluxo de calor. Esta dificuldade adicional encontrada na soldagem com pulsação térmica é causada pela atenuação das oscilações de temperatura que ocorrem no ciclo térmico provocado por este tipo de soldagem. Esta atenuação é diferente nos resultados teóricos e experimentais, principalmente quando as frequências de pulsação são maiores, como se pode ver no capítulo 7.

As soluções numéricas utilizadas no capítulo 8 são úteis no estudo das diferenças entre resultados analíticos e experimentais discutidas no parágrafo anterior. Com o auxílio destas soluções foram mostradas, naquele capítulo, a influência dos furos realizados para a localização de termopares na ZTA nas temperaturas medidas com eles e a influência das propriedades termofísicas variáveis na condução de calor durante a soldagem de aços carbono em condições próximas das utilizadas nos experimentos descritos no capítulo 7. Entretanto, as soluções numéricas não se constituem em um meio simples de evitar este tipo de diferenças, não apenas por serem mais difíceis de implementar e utilizar (quando se trata de problemas tridimensionais transientes, como o resolvido analiticamente no capítulo 6) que as soluções analíticas, mas também por causa das dificuldades da determinação precisa das propriedades dos materiais como funções da temperatura e da microestrutura, que seria necessária para explorar melhor as potencialidades das soluções numéricas.

9.1 Sugestões para Trabalhos Futuros

Soluções analíticas como as desenvolvidas nesta tese ainda têm um papel importante na pesquisa em soldagem. Há muito trabalho a ser feito nesta linha de pesquisa principalmente se for considerado parte dela a solução de problemas de condução na soldagem por métodos híbridos como os propostos por Cotta (1993). A limitação da capacidade de representar geometrias complexas utilizando estes métodos não é motivo para abandoná-los, já que a dificuldade de correlacionar as propriedades finais do material com o ciclo térmico que ele sofre durante a soldagem é suficientemente grande hoje para justificar muita pesquisa teórica e experimental baseada em corpos de prova de geometria simples.

Soluções numéricas são, entretanto, importantes. Uma aplicação de importância crescente na engenharia, de tal tipo de soluções é a análise do problema termo-elasto-plástico que se desenvolve em uma estrutura que é soldada. Trata-se de um assunto multi-disciplinar, que convida à formação de uma equipe capaz de estudar diversos problemas encontrados em processos de fabricação envolvendo carregamentos termo-mecânicos e transformações dos materiais.

Soluções numéricas também deverão continuar a esclarecer o papel de diversos fenômenos presentes na soldagem, fenômenos que soluções analíticas dificilmente são capazes de levar em conta. É particularmente interessante o desenvolvimento de soluções numéricas mais completas (tridimensionais), que permitam avaliar melhor os efeitos discutidos no capítulo 8.

Finalmente cabe lembrar que, qualquer que seja o tipo de soluções teóricas que se desenvolva ou utilize, deve-se procurar verificar a fidelidade com que tais soluções representam a realidade encontrada em experimentos e buscar o ajuste destas soluções para que esta fidelidade seja a maior possível.

Ao fazer comparações entre resultados teóricos e experimentais é interessante explorar materiais que sofrem transformações relativamente simples na ZTA de soldas. Com este propósito pode ser vantajoso estudar o crescimento de grão em um aço inox ferrítico (que não sofre transformação de fase no estado sólido), o amolecimento de algumas ligas (de alumínio, por exemplo) endurecidas por precipitação e/ou encruamento e assim por diante.

Referências Bibliográficas

- ADAMS JR., C.M., Cooling Rates and Peak Temperatures in Fusion Welding, *Weld. J.*, Vol. 37, pp. 210s–215s, 1958.
- ADAMSON, A.W., *Physical Chemistry of Surfaces*, 5th ed., Wiley, 1990.
- AMIN, M., Pulse Current Parameters for Arc Stability and Controlled Metal Transfer in Arc Welding, *Metal Construction*, Vol. 15, pp. 272–278, 1983.
- AMSON, J.C, Lorentz Force in the Molten Tip of an Arc Electrode, *J. Appl. Phys.*, Vol 16, pp. 1169–1179, 1965.
- ANDREWS, J.G. & ATTHEY, D.R., The Response of a Weld Pool to Perturbations in Power, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 22, pp. 1533–1538, 1979.
- ARPACI, V.S., *Conduction Heat Transfer*, Addison-Wesley, 1966.
- ASTM, *Manual on the Use of Thermocouples in Temperature Measurement*, American Society for Testing Materials, Philadelphia, 1974.
- BARRA, S.R., *Influência dos Procedimentos de Soldagem sobre a Resistência à Cavitação de Depósitos Obtidos com a Utilização de Arames Tubulares de Aços Inoxidáveis Ligados ao Cobalto*, Dissertação de Mestrado, UFSC, Florianópolis, 1997.
- BARRY, J.M., PALEY, Z. & ADAMS JR., C.M., Heat Conduction from Moving Arcs in Welding, *Weld. J.*, Vol. 42, pp. 97s–104s, 1963.
- BECKER, D.W. & ADAMS JR., C.M., The Role of Pulsed GTA Welding Variables in Solidification and Grain Refinement, *Weld. J.*, Vol. 58, pp. 143s–152s, 1979.

- BHADESHIA, H.K.D.H., SVENSSON, L.-E. & GRETOFT, B., A Model for the Development of Microstructure in Low-Alloy Steel (Fe-Mn-Si-C) Weld Deposits, *Acta metall.*, Vol. 33, pp. 1271–1283, 1985.
- BLODGETT, O.W., Calculating Cooling Rates by Computer Program, *Weld. J.*, Vol. 63, pp. 19–34, 1984.
- BONIFAZ, E.A., Finite Element Analysis of Heat Flow in Single-Pass Arc Welds, *Weld. J.*, Vol. 79, pp. 121s–125s, 2000.
- BOO, K.S. & CHO, H.S., Transient Temperature Distribution in Arc Welding of Finite Thickness Plates, *Proc. Instn. Mech. Engrs.*, Vol. 204, pp. 175–183, 1990.
- BORSATO, K.S., *Caracterização Microestrutural e de Propriedades Mecânicas de Chapas Espessas de Aço Inoxidável Duplex UNS S31803 Submetidas a Ciclos Térmicos de Soldagem de Alta Energia*, Tese de Doutorado, UFSC, Florianópolis, 2001.
- BUCHMAYR, B., Modelling of Weldability Needs and Limits, in Cerjak, H. (ed.), *Mathematical Modelling of Weld Phenomena 2*, pp. 119–137, The Institute of Materials, London, 1995.
- CAO, Z.N. & DONG, P., Modeling of GMA Weld Pools With Consideration of Droplet Impact, *ASME J. Engng. Mater. Technol.*, Vol. 120, pp. 313–320, 1998.
- CARSLAW, H.S. & JAEGER, J.C., *Conduction of Heat in Solids*, 2nd ed., Oxford University Press, 1959.
- CHAN, B. & BIBBY, M., *Weldsoft 2*, Carleton University, Ottawa, 1995. (<http://www.msm.cam.ac.uk/map/steel/weldsoft-e.html>)
- CHOO, R.T.C., SZEKELY, J. & WESTHOFF, R.C., Modeling of High-Current Arcs with Emphasis on Free Surface Phenomena in the Weld Pool, *Weld. J.*, vol. 69, pp. 346s–361s, 1990.
- CHRISTENSEN, N., DAVIES, V. de L., & GJERMUNDSEN, K., Distribution of Temperatures in Arc Welding, *Br. Weld. J.*, Vol. 12, pp. 54–75, 1965.
- CONNOR, L.P. (Ed.), *Welding Handbook*, 8th. Ed., Vol. 1, American Welding Society, Miami, 1987.

- CORRÊA, M.A., *Diretrizes de Projeto e Qualificação Metrológica de Sistemas de Medição de Grandezas Elétricas em Processos de Soldagem a Arco*, Dissertação de Mestrado, UFSC, Florianópolis, 1999.
- CORTÉS, R.S., *Estudo de Revestimentos de Alumínio Depositados por Três Processos de Aspersão Térmica para a Proteção do Aço contra a Corrosão Marinha*, Tese de Doutorado, UFSC, Florianópolis, 1998.
- COTTA, R.M., *Integral Transforms in Computational Heat Transfer and Fluid Flow*, CRC Press, Boca Raton, 1993.
- COTTRELL, A., *An Introduction to Metallurgy*, 2nd Ed., Edward Arnold, 1975. Reimpresso pelo The Institute of Materials em 1995.
- CRAWFORD, D., *gnuplot — An Interactive Plotting Program*, 1998. (<http://www.gnuplot.org>)
- DELGADO, L.C., *Estudo e Desenvolvimento do Processo TIG com Alimentação Automática de Arame*, Dissertação de Mestrado, UFSC, Florianópolis, 2000.
- DEMIRDŽIĆ, I. & MARTINOVIĆ, D., Finite Volume Method for Thermo-Elasto-Plastic Stress Analysis, *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.*, Vol. 109, pp. 331–349, 1993.
- DuPONT, J.N. & MARDER, A.R., Dilution in Single Pass Arc Welds, *Metall. Mater. Trans. B*, Vol. 27B, pp. 481–489, 1996.
- DuPONT, J.N. & MARDER, A.R., Thermal Efficiency of Arc Welding Processes, *Weld. J.*, Vol. 74, pp. 406s–415s, 1995.
- DUTRA, J.C., *Contribuição ao Estudo da Soldagem Elétrica a Arco Voltaico sob Atmosferas de Argônio e Dióxido de Carbono*, Dissertação de Mestrado, UFSC, Florianópolis, 1976.
- DUTRA, J.C., *Procedimento Computadorizado de Determinação, Seleção e Controle de Variáveis na Soldagem MIG/MAG*, Tese de Doutorado, UFSC, Florianópolis, 1989.
- DYE, D., HUNZIKER, O. & REED, R.C., Numerical Analysis of the Weldability of Superalloys, *Acta mater.*, Vol. 49, pp. 683–697, 2001.
- EAGAR, T.W. & TSAI, N.-S., Temperature Fields Produced by Travelling Distributed Heat Sources, *Weld. J.*, Vol. 62, pp. 346s–355s, 1983.

- EVANS, D.L. & TANKIN, R.S., Measurement of Emission and Absorption of Radiation by an Argon Plasma, *Physics Fluids*, Vol. 10, pp. 1137–1144, 1967.
- FEYNMAN, R.P, LEIGHTON, & SANDS, M., *The Feynman Lectures on Physics*, Addison-Wesley, 1963.
- FRIEDMAN, E., Thermomechanical Analysis of the Welding Process Using the Finite Element Method, *ASME J. Press. Vessel Technol.*, Vol. 97, pp. 206–213, 1975.
- GEIGER, J., ROÓZ, A. & BARKÓCZY, P., Simulation of Grain Coarsening in Two Dimensions by Cellular-Automaton, *Acta mater.*, Vol. 49, pp. 623–629, 2001.
- GERALD, C.F. & WHEATLEY, P.O., *Applied Numerical Analysis*, 4th ed., Addison-Wesley, 1989.
- GIEDT, W.H., TALLERICO, L.N. & FUERSCHBACH, P.W., GTA Welding Efficiency: Calorimetric and Temperature Field Measurements, *Weld. J.*, Vol. 68, pp. 28s–32s, 1989.
- GOHR JR., R., *Comunicação Pessoal*, UFSC, Florianópolis, 1999.
- GOHR JR., R., *Projeto e Realização de uma Fonte de Energia para Soldagem Multi-Processo*, Dissertação de Mestrado, UFSC, Florianópolis, 1992.
- GOLDAK, J., BIBBY, M., MOORE, J., HOUSE, R. & PATEL, B., Computer Modeling of Heat Flow in Welds, *Metall. Trans. B*, Vol. 17B, pp. 587–600, 1986.
- GRIGULL, U. & SANDNER, H., *Heat Conduction*, Hemisphere, 1984.
- GRONG, Ø., *Metallurgical Modelling of Welding*, The Institute of Materials, London, 1994.
- HOLM, E.J. & KLOKKEHAUG, S., On the Use of an Adaptive Finite Element Method for Modeling the Microstructure Development During MIG Welding of Aluminium, *Proceedings of the IV WCCM* (in CD-ROM), Buenos Aires, 1998.
- HSU, K.C., ETEMADI, K. & PFENDER, E., Study of the Free-Burning High-Intensity Argon Arc, *J. Appl. Phys.*, Vol. 54, pp. 1293–1301, 1983.

- INCROPERA, F. & DE WITT, P., *Introdução à Transferência de Calor e Massa*, 4^a ed., LTC, 1994.
- INOUE, T. & WANG, Z.-G., Coupling between Stress, Temperature, and Metallic Structures During Processes Involving Phase Transformations, *Mater. Sci. Technol.*, Vol. 1, pp. 843–850, 1985.
- ION, J.C., EASTERLING, K.E. & ASHBY, M.F., A Second Report on Diagrams of Microstructure and Hardness for Heat-Affected Zones in Welds, *Acta metall.*, Vol. 32, pp. 1949–1962, 1984.
- JACOT, A. & RAPPAZ, M., A Two-Dimensional Diffusion Model for the Prediction of Phase Transformations: Application to Austenitization and Homogenization of Hypoeutectoid Fe-C Steels, *Acta mater.*, Vol. 45, pp. 575–585, 1997.
- JEONG, S.K. & CHO, H.S., An Analytical Solution for Transient Temperature Distribution in Fillet Arc Welding Including the Effect of Molten Metal, *Proc. Instn. Mech. Engrs.*, Vol. 211, Part B, pp. 63–72, 1997a.
- JEONG, S.K. & CHO, H.S., An Analytical Solution to Predict the Transient Temperature Distribution in Fillet Arc Welds, *Weld. J.*, Vol. 76, pp. 223–232, 1997b.
- JÖNSSON, P.G., EAGAR, T.W., & SZEKELY, J., Heat and Metal Transfer in Gas Metal Arc Welding Using Argon and Helium, *Metall. Trans. B*, Vol. 26B, pp. 383–395, 1995.
- JOSHI, Y., DUTTA, P., SCHUPP, P.E. & ESPINOSA, D., Nonaxisymmetric Convection in Stationary Gas Tungsten Arc Weld Pools, *ASME J. Heat Transfer*, Vol 119, pp. 164–172, 1997.
- KAMALA, Y. & GOLDAK, J.A., Error Due to Two Dimensional Approximation in Heat Transfer Analysis of Welds, *Weld. J.*, Vol. 72, pp. 440s–446s, 1993.
- KANG, C.S. & CHANG, Y.P., Effects of Change of Phase on Temperature Distribution Due to a Moving Heat Source, *ASME J. Engng. Mater. Technol.*, Vol. 97, pp. 39–44, 1975.
- KARKHIN, V.A., MICHAILOV, V.G & AKATSEVITCH, V.D., Modelling of the Thermal Behaviour of Weld and Heat-Affected Zone During Pulsed Power Welding, in Cerjak, H. (ed.), *Mathematical Modelling of Weld Phenomena 4*, pp. 411–426, The Institute of Materials, London, 1998.

- KASUYA, T. & YURIOKA, N., Prediction of Welding Thermal History by a Comprehensive Solution, *Weld. J.*, Vol. 72, pp. 107s–115s, 1993.
- KAVIANY, M., *Principles of Convective Heat Transfer*, Springer, 1994.
- KEANINI, R.G. & RUBINSKY, B., Three-Dimensional Simulation of the Plasma Arc Welding Process, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 36, pp.3283–3298, 1993.
- KHALID, N.Al-, Application of Optimization Methods for Solving Inverse Phase-Change Problems, *Numer. Heat Transfer*, Part B, Vol. 31, pp. 477–497, 1997.
- KIM, C.-J., KAUH, S. RO, S.T. & LEE, J.S., Parametric Study of the Two-Dimensional Keyhole Model for High Power Density Welding Processes, *ASME J. Heat Transfer*, Vol. 116, pp. 209–214, 1994.
- KO, S.H., CHOI, S.K. & YOO, C.D., Effects of Surface Depression on Pool Convection and Geometry in Stationary GTAW, *Weld. J.*, Vol. 80, pp. 39s–45s, 2001.
- KOU, S., *Transport Phenomena in Materials Processing*, Wiley, 1996.
- KOU, S., *Welding Metallurgy*, Wiley, 1987.
- KOU, S. & LE, Y., Three-Dimensional Heat Flow and Solidification During the Autogenous GTA Welding of Aluminum Plates, *Metall. Trans. A*, Vol. 14A, pp. 2245–2253, 1983.
- KOU, S. & WANG, Y.H., Weld Pool Convection and Its Effect, *Weld. J.*, Vol. 65, pp. 63s–70s, 1986.
- KREIDER, D., KULLER, R.C., OSTBERG, D.R. & PERKINS, F.W., *Introdução à Análise Linear*, Vol. 2, trad. REIS, G.L., LTC/UnB, 1972.
- KREITH, F., *Princípios da Transmissão de Calor*, Edgard Blücher, 1973.
- LANCASTER, J.F. (Ed.), *The Physics of Welding*, IIW–Pergamon Press, 1984.
- LANCZOS, C., *Applied Analysis*, Prentice-Hall, 1956. Reimpresso pela Dover em 1988.
- LANDAU, L.D. & LIFSHITZ, E.M, *Fluid Mechanics*, 2nd ed., Pergamon, 1987.

- LISON, R., *Wege zum Stoffschluß über Scheiß- und Lötprozesse*, DVS-Verlag, Düsseldorf, 1998.
- LIU, C.H., *Numerical Analysis of the Anode Region of High Intensity Arcs*, Ph.D. Thesis, University of Minnesota, 1977.
- MACHADO, I.G., *Condução do Calor na Soldagem: Fundamentos e Aplicações*, Imprensa Livre, Porto Alegre, 2000.
- MACHADO, I.G., *Soldagem e Técnicas Conexas: Processos*, editado pelo autor, Porto Alegre, 1996.
- MALMUTH, N.D., Temperature Field of a Moving Point Source with Change of State, *Int. J. of Heat Mass Transfer*, Vol. 19, pp. 349–354, 1976.
- MANDAL, N.R. & SUNDAR, C.V.N., Analysis of Welding Shrinkage, *Weld. J.*, Vol. 76, pp. 233s–238s, 1997.
- MASUBUCHI, K., *Analysis of Welded Structures*, Pergamon, 1980.
- MIRANDA, R.M. & FORTES, M.A., Austenite Grain Growth, Microstructure and Hardness in the Heat-affected Zone of a 2.25Cr-1Mo Steel, *Mater. Sci. Eng.*, Vol. A108, pp. 1–8, 1989.
- McKELLIGET, J. & SZEKELY, J., Heat Transfer and Fluid Flow in the Welding Arc, *Metall. Trans. A*, Vol. 17A, pp. 1139–1148, 1986.
- MODEST, M.F. & ABAKIAN, H., Heat Conduction in a Moving Semi-infinite Solid Subjected to Pulsed Laser Irradiation, *ASME J. Heat Transfer*, Vol. 108, pp. 597–601, 1986.
- MUNDRA, K., DebROY, T., BABU, S.S. & DAVID, S.A., Weld Metal Microstructure Calculations from Fundamentals of Transport Phenomena in the Arc Welding of Low-Alloy Steels, *Weld. J.*, Vol. 76, pp. 163s–171s, 1997.
- MUNDRA, K., DebROY, T., ZACHARIA, T. & DAVID, S.A., Role of Thermophysical Properties in Weld Pool Modeling, *Weld. J.*, Vol. 71, pp. 313s–320s, 1992.
- MURAKI, T., BRYAN, J.J. & MASUBUCHI, K., Analysis of Thermal Stresses and Metal Movement During Welding, Part I: Analytical Study, *ASME J. Engng. Mater. Technol.*, Vol. 97, pp. 81–84, 1975.

- MYHR, O.R. & GRONG, Ø., Process Modelling Applied to 6082-T6 Aluminium Weldments — II. Applications of Model, *Acta metall. mater.*, Vol. 39, pp. 2703–2708, 1991.
- MYHR, O.R. & GRONG, Ø., Dimensionless Maps for Heat Flow Analyses in Fusion Welding, *Acta metall. mater.*, Vol. 38, pp. 449–460, 1990.
- MYHR, O.R., KLOKKEHAUG, S., GRONG, Ø., FJÆR, H.G. & KLUKEN, A.O., Modeling of Microstructure Evolution, residual Stresses and Distortions in 6082-T6 Aluminum Weldments, *Weld. J.*, Vol. 77, pp. 286s–292s, 1998.
- NA, S.-J. & LHO, T.-J., A Study on Parameter Optimization for Circumferential Gas Tungsten Arc (GTA) Welding of Small Pipes Considering Backing Gas Pressure *Proc. Instn. Mech. Engrs.*, Vol. 210, pp. 77–91, 1996.
- NIÑO, C.E., *Especificação de Procedimentos de Reparo por Soldagem sem Tratamento Térmico Posterior — Efeito de Revenimento Produzido pelos Ciclos Térmicos*, Tese de Doutorado, UFSC, Florianópolis, 2001.
- NIÑO, C.E., *Notas de Aula para o Curso de Tecnologia da Soldagem*, Depto. de Eng. Mecânica, UFSC, Florianópolis, 1995.
- NIÑO, C.E., *Previsão da Dureza Máxima na Zona Afetada pelo Calor em Soldagem*, Dissertação de Mestrado, UFSC, Florianópolis, 1989.
- NUNES JR., A.C., An Extended Rosenthal Weld Model, *Weld. J.*, Vol. 62, pp. 165s–170s, 1983.
- OUDEN, G.D., XIAO, Y.H. & HERMANS, M.J.M., Oscillation Behaviour of the Weld Pool, *JOM-6*, pp. 104–112, Helsingor, Denmark, 1993.
- ÖZİŞİK, M.N., *Boundary Value Problems of Heat Conduction*, International Textbook Company, 1968. Reimpresso pela Dover em 1989.
- ÖZİŞİK, M.N., *Heat Conduction*, 2nd ed., Wiley, 1993.
- ÖZİŞİK, M.N., *Heat Conduction*, Wiley, 1980.
- PATANKAR, S.V., *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, Hemisphere, 1980.
- PALEY, Z., LYNCH, J.N. & ADAMS JR., C.M., Heat Flow in Welding Heavy Steel Plates, *Weld. J.*, Vol. 43, pp. 71s–79s, 1964.

- POWELL, R.L., HALL, W.J., HYINK JR., C.H., SPARKS, L.L., BURNS, G.W., SEROGER, M.G. & PLUMB, H.H., *Thermocouple Reference Tables Based on the IPTS-68*, Omega Press, Stamford, 1975.
- PRESS, W.H., TEUKOLSKY, S.A., VETTERLING, W.T. & FLANNERY, B.P., *Numerical Recipes in FORTRAN: The Art of Scientific Computing*, 2nd ed., Cambridge University Press, 1992.
- QUIGLEY, M.B.C., RICHARDS, P.H., SWIFT-HOOK, D.T. & GICK, A.E.F., Heat Flow to the Workpiece from TIG Welding Arc, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 6, pp. 2250–2258, 1973.
- QUITES, A.M. & DUTRA, J.C., *Tecnologia de Soldagem a Arco Voltaico*, EDEME, Florianópolis, 1979.
- RADAJ, D., *Heat Effects of Welding*, Springer, 1992.
- RAVI VISHNU, P. , Modelisation des Microstructures en Soudage avec Courant Pulse, *Soudage et Techniques Connexes*, Mars-Avril, pp. 9–17, 1996.
- RAVI VISHNU, P. & EASTERLING, K.E., Phenomenological Modelling of Heat Flow and Microstructural Changes in Pulsed GTA Welds in a Quenched and Tempered Steel, in Cerjak, H. & Easterling, K.E. (eds.), *Mathematical Modelling of Weld Phenomena*, pp. 241–299, The Institute of Materials, London, 1993.
- RAVI VISHNU, P., LI, W.B. & EASTERLING, K.E., Heat Flow Model for Pulsed Welding, *Mater. Sci. Technol.*, Vol. 7, pp. 649–659, 1991.
- ROSENTHAL, D., Mathematical Theory of Heat Distribution During Welding and Cutting, *Weld. J.*, Vol. 20, pp. 220s–234s, 1941.
- RYKALIN, N., *Berechnung der Wärmeverläufe beim Schweißen*, VEB Verlag Technik, Berlin, 1957.
- RYKALIN, N., UGLOV, A. & KOKORA, A., *Laser Machining and Welding*, translated from the Russian by O. Glebov, MIR, Moscow, 1978.
- SAHOO, P., DebROY, T. & McNALLAN, M.J., Surface Tension of Binary Metal — Surface Active Solute Systems under Conditions Relevant to Welding Metallurgy, *Metall. Trans. B*, Vol. 19B, pp. 483–490, 1988.
- SAITO, Y., Monte Carlo Simulation of Grain Boundary Precipitation, *Mater. Sci. Eng.*, Vol. A223, pp. 125–133, 1997.

- SANTOS, L.A., SILVA, A.F.C., NIÑO, C.E. & BUSCHINELLI, A.J.A.,
Condução de Calor na Soldagem com Pulsção Térmica e seu Efeito
no Crescimento de Grão na ZTA, *Anais do XXVI CONSOLDA* (em
CD-ROM), Curitiba, 2000a.
- SANTOS, L.A., SILVA, A.F.C., NIÑO, C.E. & BUSCHINELLI, A.J.A.,
Condução de Calor na Soldagem com Pulsção Térmica, *Anais do XV
COBEM* (em CD-ROM), Águas de Lindóia, 1999.
- SANTOS, L.A., SILVA, A.F.C., NIÑO, C.E. & BUSCHINELLI, A.J.A.,
Estudo de Causas das Diferenças entre Resultados de Solução Analítica
e Medições de Temperatura na ZTA de Soldas, *Anais do VIII ENCIT*
(em CD-ROM), Porto Alegre, 2000b.
- SANTOS, L.A., SILVA, A.F.C., NIÑO, C.E. & BUSCHINELLI, A.J.A.,
Um Modelo para a Soldagem com Pulsção Térmica Usando Fonte de
Calor Puntual, *Anais do VII ENCIT*, Vol. 1, pp. 171–176, PUC-Rio,
1998.
- SHYY, W., UDAYKUMAR, H.S., RAO, M.M. & SMITH, R.W., *Compu-
tational Fluid Dynamics with Moving Boundaries*, Taylor & Francis,
1996.
- SMAGORINSKY, J., General Circulation Experiments with Primitive Equa-
tions, I – The Basic Experiment, *Mon. Weather Rev.*, Vol. 91, pp.
99–164, 1963.
- SOZOU, C. & PICKERING, W.M., Magnetohydrodynamic Flow due to
the Discharge of an Electric Current in a Hemispherical Container, *J.
Fluid Mech.*, Vol. 73, Part 4, pp. 641–650, 1976.
- SOZOU, C. & PICKERING, W.M., The Development of Magnetohydrody-
namic Flow due to an Electric Current Discharge, *J. Fluid Mech.*, Vol.
70, Part 3, pp. 509–517, 1975.
- STAKGOLD, I., *Green's Functions and Boundary Value Problems*, Wiley,
1979.
- STREET, J.A., *Pulsed Arc Welding*, Abington, 1990.
- SUZUKI, R.N., TREVISAN, R.E. & TREVISAN, O.V., Verificação Ex-
perimental de Modelos Analíticos para a Soldagem a Arco Multipasse,
Anais do XXIII ENTS, pp. 129–139, 1997.

- SVENSSON, L.-E., GRETOFT, B. & BHADESHIA, H.K.D.H., An analysis of Cooling Curves from the Fusion Zone of Steel Weld Deposits, *Scand. J. Metallurgy*, Vol 15, pp. 97–103, 1986.
- SVOBODA, J., FISCHER, F.D., FRATZL, P., GAMSJÄGER, E. & SIMHA, N.K., Kinetics of Interfaces During Diffusional Transformations, *Acta mater.*, Vol. 49, pp. 1249–1259, 2001.
- TANIGUCHI, C., Transferência de Calor na Soldagem, *in Wainer et al.* (1992).
- TEKRIWAL, P. & MAZUMDER, J., Finite Element Analysis of Three-Dimensional Transient Heat Transfer in GMA Welding, *Weld. J.*, Vol. 67, pp. 150s–156s, 1988.
- THIER, H. & EISENBEIS, C., Erweiterung des $t_{8/5}$ -Konzepts nach SEW 088 auf das Schweißen unlegierter und niedriglegierter Stähle mit unterschiedlichen Dicken, *Schweiß. u. Schneid.*, Vol. 49, pp. 499–506, 1997. Traduzido para o Inglês (*ibid.*, pp. E126–E129).
- TOUKHVATOULLINE, R. & FELDMANN, G., Effect of Pulsation on the Determination of Temperature with the Method of Absolute Line Intensity, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 33, pp. 2420–2424, 2000.
- TRIVEDI, R., The Role of Interfacial Free Energy and Interface Kinetics During the Growth of Precipitate Plates and Needles, *Metall. Trans.*, Vol. 1, pp. 921–927, 1970.
- TSAI, C.L. & HOU C.A., Theoretical Analysis of Weld Pool Behaviour in the Pulsed Current GTAW Process, *ASME J. Heat Transfer*, Vol. 110, pp. 160–165, 1988.
- TSAI, C.L. & TSO, C.M., Heat Flow in Fusion Welding, *in* Davis, J.R., Ferjutz, K. & Wheaton, N.D. (eds.), *ASM Handbook: Welding, Brazing and Soldering*, Vol. 6, pp. 7–18, ASM International, 1994.
- TSAI, N.-S. & EAGAR, T.W., Distribution of the Heat and Current Fluxes in Gas Tungsten Arcs, *Metall. Trans. B*, vol. 16 B, pp. 841–846, 1995.
- TSAI, M.C. & KOU, S., Heat Transfer and Fluid Flow in Welding Arcs Produced by Sharpened and Flat Electrodes, *Int. J. of Heat Mass Transfer*, Vol. 33., pp. 2089–2098, 1990.
- TZOU, D.Y., Macro- to Microscale Heat Transfer: The Lagging Behaviour, *Taylor & Francis*, 1997.

- UEGURI, S., HARA, K. & KOMURA, H., Study of Metal Transfer in Pulsed GMA Welding, *Weld. J.*, Vol. 64, pp. 242s-250s, 1985.
- WAINER, E., BRANDI, S.D. & MELLO, F.D.H. (org.), *Soldagem — Processos e Metalurgia*, Edgard Blücher, 1992.
- WASZINK, J.H. & GRAAT, H.J., Experimental Investigation of the Forces Acting on a Drop of Weld Metal, *Weld. J.*, Vol. 62, pp. 108s-116s, 1983.
- WATT, D.F., COON, L., BIBBY, M., GOLDAK, J. & HENWOOD, C. An Algorithm for Modelling Microstructural Development in Weld Heat-Affected Zones (Part A) Reaction Kinetics, *Acta metall.*, Vol. 36, pp. 3029-3035, 1988.
- XIAO, Y.H. & OUDEN, G.D., Weld Pool Oscillation During GTA Welding of Mild Steel, *Weld. J.*, Vol. 72, pp. 428s-434s, 1993.
- ZACHARIA, T., DAVID, S.A., VITEK, J.M. & DeBROY, T., Weld Pool Development During GTA and Laser Beam Welding of Type 304 Stainless Steel, *Weld. J.*, Vol. 68, pp. 499s-519s, 1989.
- ZACHARIA, T., ERASLAN, A.H. & AIDUN, D.K., Modeling of Non-Autogenous Welding, *Weld. J.*, Vol. 67, pp. 18s-27s, 1988.
- ZAUDERER, E., *Partial Differential Equations of Applied Mathematics*, 2nd ed., Wiley, 1989.
- ZHENG, W., Numerical Simulation for Transient Behaviour of Fluid Flow and Heat Transfer in Stationary Pulsed Current TIG Weld Pool, in Cerjak, H. (ed.), *Mathematical Modelling of Weld Phenomena 3*, pp. 817-835, The Institute of Materials, London, 1997.
- ZUBAIR, S.M. & CHAUDRY, M.A., Temperature Solutions due to Steady, Periodic-Type, Moving-Point-Heat Sources in an Infinite Medium, *Int. Comm. Heat Mass Transfer*, Vol. 21, pp. 207-215, 1994.

Apêndice A

Aleta Aquecida Periodicamente

Neste apêndice é analisada a dissipação de calor através de uma aleta aquecida periodicamente. Este problema é apresentado aqui com o propósito de esclarecer um pouco a forma como a pulsação térmica atua durante a soldagem de peças com capacidades diferentes de dissipar calor, conforme mencionado na seção 2.3.1.

A.1 Equação Básica

A aleta, de comprimento e largura infinitos, considerada neste apêndice, tem a espessura $2H$, e está exposta a um ambiente à temperatura T_∞ , com o qual ela troca calor através de suas superfícies. O coeficiente de transferência de calor pelas superfícies da aleta é h_s . Assim a equação da conservação da energia térmica em uma seção qualquer da aleta pode ser escrita como

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \frac{h_s}{\rho c_p H} (T - T_\infty) \quad (\text{A.1})$$

São desconsideradas as variações do coeficiente h_s e das propriedades termofísicas do material da aleta.

Para tornar a equação (A.1) homogênea, utiliza-se a variável auxiliar

$u = T - T_\infty$. Assim obtém-se

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - b u \quad (\text{A.2})$$

sendo $b = \frac{h_s}{\rho c_p H}$.

A.2 Solução Analítica

Supondo que o calor será entregue à aleta segundo uma função harmônica simples¹ do tempo, será utilizado o método da temperatura complexa descrito por Arpaci (1966, cap. 6). Neste método faz-se uso do fato de que funções complexas da forma

$$\hat{u}_\omega(x, t) = \hat{A}_\omega \exp(\hat{\omega}t + \hat{\lambda}x) \quad (\text{A.3})$$

satisfazem (A.2), são operadas facilmente e podem ser usadas para a obtenção de funções reais que satisfazem (A.2). O acento circunflexo é usado nesta seção para indicar variáveis complexas.

Substituindo (A.3) em (A.2) obtém-se

$$\hat{\omega} = \alpha \hat{\lambda}^2 - b \quad (\text{A.4})$$

Como o calor é entregue à aleta segundo uma função harmônica simples, de frequência angular ω , o campo de temperatura terá sua variação no tempo como uma função desse tipo, com a mesma frequência. Então $\hat{\omega} = \omega i$ (posto que $\exp(\omega t i) = \cos(\omega t) + \sin(\omega t)i$). Assim, $\hat{\lambda} = \sqrt{\frac{b + \omega i}{\alpha}}$, ou seja,

$$\hat{\lambda} = \pm \sqrt{\frac{m}{2\alpha}} \left[1 + \frac{\omega}{m} i \right] \quad (\text{A.5})$$

com $m = b \pm \sqrt{b^2 + \omega^2}$. Os sinais nas expressões de $\hat{\lambda}$ e m são escolhidos de

¹Fazendo uma transformada de Fourier da função que descreve a variação temporal da potência térmica entregue à aleta, pode-se obter a resposta a essa função (qualquer) a partir da resposta à excitação harmônica simples. Para os objetivos deste apêndice a solução harmônica é suficiente.

modo que, para $x \rightarrow \infty$, se obtenha $\hat{u} \rightarrow 0$.

Então

$$\begin{aligned} \hat{u}_\omega(x, t) = & \hat{A}_\omega \exp \left(-x \sqrt{\frac{b + \sqrt{b^2 + \omega^2}}{2\alpha}} \right) \\ & \times \left\{ \cos \left[\omega \left(t - \frac{x}{\sqrt{2\alpha(b + \sqrt{b^2 + \omega^2})}} \right) \right] \right. \\ & \left. + \sin \left[\omega \left(t - \frac{x}{\sqrt{2\alpha(b + \sqrt{b^2 + \omega^2})}} \right) \right] i \right\} \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

Logo, o campo de temperatura periódico que se desenvolve na aleta, pode ser descrito através de

$$\begin{aligned} T_\omega(x, t) - T_\infty = & A_\omega \exp \left(-\frac{x}{H\sqrt{2}} \sqrt{Bi + \sqrt{Bi^2 + Fo^{-2}}} \right) \\ & \times \cos \left[\omega t - \frac{x}{H\sqrt{2}Fo \sqrt{(Bi + \sqrt{Bi^2 + Fo^{-2}})}} \right] \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

onde os números de Biot e Fourier são definidos como

$$Bi = \frac{h_s H}{k} \quad \text{e} \quad Fo = \frac{\alpha}{\omega H^2} \quad (\text{A.8})$$

Daí, pode-se facilmente concluir que, a temperatura máxima alcançada por um ponto na posição x da aleta, é dada por

$$T_{max_\omega}(x) - T_\infty = A_\omega \exp \left(-\frac{x}{H\sqrt{2}} \sqrt{Bi + \sqrt{Bi^2 + Fo^{-2}}} \right) \quad (\text{A.9})$$

A.3 Analogia com a Soldagem de Chapas de Materiais e/ou Espessuras Diferentes

Nesta seção procura-se relacionar os resultados obtidos na seção anterior com a soldagem de chapas com capacidades diferentes de dissipar calor. As duas chapas estarão em contato no plano em que se dá a sua união. No plano de contato as duas chapas terão a mesma temperatura em qualquer instante. Haverá uma fonte de calor, de intensidade $q_0''(t) = q_\omega'' \sin(\omega t - \phi)$, dada em J/m^2 , atuando entre as chapas. A solução (A.7) se aplica a esta situação².

Será analisada a distância do plano de contato, em que, nas diferentes chapas foi alcançada uma certa temperatura máxima $T_{max_\omega} = T_f$. O objetivo é avaliar o efeito que teriam as diferenças entre as chapas na posição da linha de fusão em um cordão de solda. Na figura A.1 está-se representando, à direita do eixo das temperaturas máximas, a chapa 1, com propriedades α_1 e k_1 , espessura $2H_1$ e coeficiente de transferência de calor h_{s1} . Do lado esquerdo daquele eixo, representa-se a chapa 2, com α_2 , k_2 , $2H_2$ e h_{s2} .

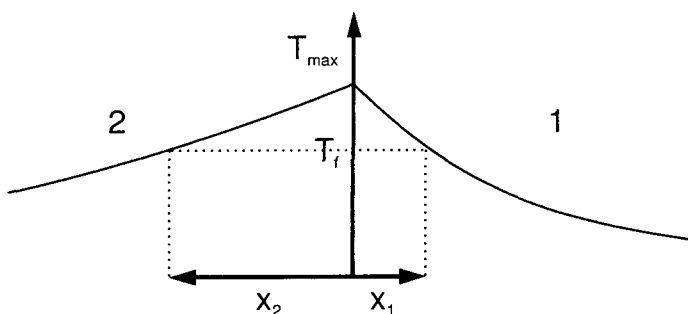


Figura A.1: Perfis de temperatura máxima nas chapas 1 e 2

Inicialmente toma-se o caso limite em que a frequência de oscilação da potência da fonte de calor é $\omega = 0$. Neste caso,

$$T_{max_\omega} - T_\infty = A_\omega \exp\left(-x \sqrt{\frac{h_s}{kH}}\right) \quad (\text{A.10})$$

Esta é a solução da aleta infinita para regime permanente (a potência dissi-

²Pode-se calcular o valor da amplitude da variação de temperatura, A_ω , a partir da condição de que a soma do calor dissipado nas duas chapas deve ser igual a $q_0''(t)$. O ângulo de fase ϕ é introduzido por causa da diferença de fase que existe entre o campo de temperatura e o de fluxo de calor.

pada pela aleta é independente do tempo).

Comparando as distâncias em que é alcançada T_f nos dois meios diferentes, 1 e 2, de acordo com (A.10), obtém-se

$$\frac{x_1}{x_2} = \sqrt{\frac{h_{s2}k_1H_1}{h_{s1}k_2H_2}} \quad (\text{A.11})$$

O outro caso limite se dá quando $FoBi \ll 1$, ou seja, quando $\omega \gg \frac{h_s\alpha}{kH}$. Neste caso,

$$T_{max\omega} - T_\infty \approx A_\omega \exp\left(-x \sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}}\right) \quad (\text{A.12})$$

e então

$$\frac{x_1}{x_2} \approx \sqrt{\frac{\alpha_1}{\alpha_2}} \quad (\text{A.13})$$

Observamos portanto que, aumentando a frequência de oscilação da potência da fonte de calor, diminuem as importâncias das espessuras das chapas, $2H_1$ e $2H_2$, e das capacidades de dissipar calor das chapas (representadas pelos coeficientes de transferência de calor pelas suas superfícies, h_{s1} e h_{s2}). Ao mesmo tempo aumenta a importância do calor específico da chapa e da sua densidade³ (lembrando que $\rho c_p = k/\alpha$).

A.4 Discussão

A analogia estabelecida na seção anterior é bastante imperfeita.

Em primeiro lugar porque está sendo comparada a situação unidimensional, de uma fonte de calor plana entre duas aletas, com a situação tridimensional de uma fonte de calor aproximadamente puntual viajando entre

³Neste ponto há uma importante analogia com o aumento da velocidade de uma fonte móvel puntual. No limite considerado por Rykalin (1957), as temperaturas máximas, de acordo com (3.37), dependem apenas do produto ρc_p e não mais da condutividade k .

duas chapas. Isto é feito porque o contato entre duas chapas de materiais diferentes quebra a simetria do campo de temperaturas que é assumida para a obtenção das soluções analíticas bi e tridimensionais (como as desenvolvidas nos capítulos 4, 5 e 6 desta tese) mais conhecidas.

Em segundo lugar porque o campo de temperatura dado por (A.7), variando cossenoidalmente com o tempo, tem valores acima e abaixo de T_∞ . Isto significa que a fonte de calor deverá estar liberando calor metade do período e absorvendo calor na outra metade.

Para evitar esta última incongruência entre o modelo adotado e a realidade da soldagem (em que a fonte de calor só libera e nunca absorve calor) basta somar o campo de temperatura devido à uma fonte de calor de potência constante, dado por uma equação tal como (A.10), à equação (A.7). Na solução mais realística que resulta daí, já não é possível eliminar o efeito das espessuras das chapas, ou da dissipação de calor através das suas superfícies (nem no limite $\omega \gg \frac{h_s \alpha}{kH}$). Mas a tendência, tal como no modelo anterior, é observar-se uma redução da importância destes parâmetros com o aumento da frequência.

Apêndice B

Solução Fundamental

As soluções analíticas apresentadas no capítulo 4, foram desenvolvidas a partir da solução

$$T(R, t) - T_0 = \frac{Q}{(4\pi\alpha t)^{3/2}\rho c_p} \exp\left(-\frac{R^2}{4\alpha t}\right) \quad (\text{B.1})$$

para a equação da condução tridimensional do calor através de um meio com propriedades termofísicas constantes (equação (4.1) no capítulo 4). Admitindo-se que o campo de temperatura tem simetria esférica, aquela equação é escrita em coordenadas esféricas como

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\alpha}{R^2} \frac{\partial}{\partial R} \left(R^2 \frac{\partial T}{\partial R} \right) + \dot{q} \quad (\text{B.2})$$

A solução B.1 é uma forma ligeiramente modificada da *solução fundamental* desta equação diferencial parcial. A solução fundamental

$$T(R, t) = \frac{1}{(4\pi\alpha t)^{3/2}} \exp\left(-\frac{R^2}{4\alpha t}\right) \quad (\text{B.3})$$

satisfaz a forma homogênea (com $\dot{q} = 0$) da equação diferencial em todo o seu domínio (infinito), a menos do ponto $R = 0, t = 0$, em que satisfaz condições apropriadas para que represente a atuação, concentrada naquele ponto, do termo fonte \dot{q} , com magnitude unitária.

Em resumo, a solução fundamental (B.3) satisfaz a equação (B.2) com o termo fonte dado por

$$\dot{q} = \frac{\delta(R)\delta(t)}{4\pi R^2} \quad (\text{B.4})$$

de modo que (usando uma notação pouco rigorosa),

$$\dot{q} = \begin{cases} 0 & \text{para } R \neq 0 \text{ ou } t \neq 0 \\ +\infty & \text{para } R = 0 \text{ e } t = 0 \end{cases} \quad \text{e} \quad \int_0^{0+} \int_0^{0+} \dot{q} 4\pi R^2 dR dt = 1$$

A solução (B.3), assim como a (B.1), só é válida para $t \geq 0$. Ambas tornam-se válidas para qualquer valor de t se multiplicadas pela função de grau unitário (de Heaviside), $\mathcal{H}(t)$, que vale

$$\mathcal{H}(t) = \begin{cases} 0 & \text{para } t < 0 \\ 1 & \text{para } t \geq 0 \end{cases}$$

Com apenas uma mudança de coordenadas, a solução fundamental (B.3) é a *função de Green*,

$$G(x, y, z, t | \xi, \eta, \zeta, \tau) = \frac{\mathcal{H}(t - \tau)}{[4\pi\alpha(t - \tau)]^{3/2}} \exp\left[-\frac{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + (z - \zeta)^2}{4\alpha(t - \tau)}\right] \quad (\text{B.5})$$

que representa o efeito no ponto (x, y, z, t) da atuação instantânea de uma fonte de calor (de magnitude unitária) localizada no ponto (ξ, η, ζ, τ) . A solução fundamental é definida para um domínio que não é limitado por fronteiras, por isso ela é conhecida também como função de Green de espaço livre.

A função de Green é obtida, geralmente, utilizando-se o método da separação de variáveis (em domínios não-limitados as soluções não são obtidas na forma de séries de auto-funções, mas de integrais, o que leva à noção de *transformadas integrais*). Desta forma (B.5) é obtida no exemplo 7.8 do livro de Zauderer (1989, §7.4), e também uma sua versão unidimensional é obtida

no livro de Özişik (1980, §6.3, §2.5).

Aqui, no entanto, será obtida diretamente a solução (B.1) fazendo-se uso da análise dimensional, seguindo o exemplo de Grigull e Sandner (1984, §6.2).

Para obter (B.1) Grigull e Sandner trabalharam inicialmente com a equação da condução unidimensional, cuja resolução é de um modo geral mais fácil que a de (B.2). As soluções daquela equação podem, no entanto, ser utilizadas para obter soluções de (B.2) por causa da seguinte coincidência. Utilizando a regra da derivada do produto pode-se reescrever (B.2) como

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \left(\frac{\partial^2 T}{\partial R^2} + \frac{2}{R} \frac{\partial T}{\partial R} \right) + \dot{q} \quad (\text{B.6})$$

Mas esta mesma equação também pode ser escrita na forma

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\alpha}{R} \frac{\partial^2 (RT)}{\partial R^2} + \dot{q} \quad (\text{B.7})$$

Então, definindo $T^* = RT$ e $\dot{q}^* = R\dot{q}$, ela toma a forma da equação da condução unidimensional,

$$\frac{\partial T^*}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 T^*}{\partial R^2} + \dot{q}^* \quad (\text{B.8})$$

Por isso nas seções seguintes se trabalhará com a equação unidimensional.

Daqui por diante o termo fonte \dot{q} será omitido. Se ele atua somente no instante $t = 0$, seu efeito pode ser tratado como o de uma condição inicial (usada para a determinação de constantes de integração).

B.1 Solução Unidimensional

Nesta seção serão obtidas soluções para a equação da condução unidimensional de calor sem termo fonte

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (\text{B.9})$$

Primeiro será analisado o campo de temperatura em um meio inicialmente a temperatura $T = 0$ que em $t = 0$ tem a temperatura da sua extremidade $x = 0$ abruptamente modificada para $T = T_c$. A partir dessa solução será obtida a solução desejada (B.1).

B.1.1 Análise dimensional

Sabe-se que a solução procurada deve ser uma função das variáveis dimensionais conhecidas do problema. No caso em consideração ter-se-ia

$$T = f(T_c, \alpha, x, t) \quad (\text{B.10})$$

O teorema dos Pi de Buckingham nos garante que essa relação funcional pode ser expressa também na forma

$$\pi_2 = g(\pi_1) \quad (\text{B.11})$$

aonde π_1 e π_2 são parâmetros adimensionais. Na maioria dos casos pode-se aplicar a regra prática segundo a qual o número de parâmetros adimensionais necessário para descrever o fenômeno é igual ao número de variáveis dimensionais envolvidas (5 no caso presente) menos o número de dimensões primárias necessárias para exprimi-las (3 na situação considerada).

As unidades de medida das variáveis dimensionais do problema são:

$$\begin{array}{l} T [^\circ\text{C}], \quad T_c [^\circ\text{C}], \quad \alpha [\text{m}^2/\text{s}], \\ x [\text{m}] \quad e \quad t [\text{s}] \end{array}$$

é fácil verificar que, com os parâmetros acima, podem ser construídos apenas dois grupos adimensionais independentes (que não podem ser escritos como produto ou quociente dos demais grupos elevados a alguma potência e multiplicados por alguma constante).

Para obter os grupos adimensionais, seguindo Kreith (1973), escreve-se cada um deles como um produto de todos os parâmetros dimensionais en-

volvidos no problema, cada um elevado à uma potência desconhecida.

$$\pi = T^{n_1} T_c^{n_2} \alpha^{n_3} x^{n_4} t^{n_5} \quad (\text{B.12})$$

Substituindo as fórmulas dimensionais correspondentes a cada quantidade

$$\pi = [^{\circ}\text{C}]^{n_1} [^{\circ}\text{C}]^{n_2} [\text{m}^2/\text{s}]^{n_3} [\text{m}]^{n_4} [\text{s}]^{n_5} \quad (\text{B.13})$$

Como $\pi [^{\circ}\text{C m s}]^0$, tem-se

$$\begin{cases} 0 = n_1 + n_2 \\ 0 = 2n_3 + n_4 \\ 0 = -n_3 + n_5 \end{cases} \quad (\text{B.14})$$

Sendo este um sistema de 3 equações a 5 incógnitas, o valor de duas delas pode ser escolhido arbitrariamente para cada grupo adimensional. De fato o número de parâmetros adimensionais independentes é igual ao número de variáveis dimensionais do problema menos o número de equações linearmente independentes em (B.14) (que pode não ser igual ao número de dimensões primárias utilizadas para exprimir aquelas variáveis).

Escolhendo $n_1 = 1, n_3 = 0$ para π_2 e $n_1 = 0, n_3 = -1/2$ para π_1 obtém-se, dividindo π_1 por 2,

$$\pi_2 = \frac{T}{T_c} \quad \text{e} \quad \pi_1 = \frac{x}{\sqrt{4\alpha t}} \quad (\text{B.15})$$

O importante é notar que a solução poderá ser escrita na forma

$$\pi_2 = \pi_2(\pi_1) \quad (\text{B.16})$$

e por isso pode-se transformar¹ a equação diferencial parcial (B.9), nas variáveis independentes x e t , em uma equação diferencial ordinária (E.D.O.), em π_1 .

¹De fato esta mudança de variáveis é conhecida como transformação de Boltzmann (Özişik, 1968).

B.1.2 Obtenção da E.D.O.

Usando a regra da cadeia,

$$\frac{\partial \pi_2}{\partial t} = \frac{d\pi_2}{d\pi_1} \frac{\partial \pi_1}{\partial t} = \frac{d\pi_2}{d\pi_1} \left(\frac{-x}{2t\sqrt{4\alpha t}} \right) \quad (\text{B.17})$$

por outro lado

$$\frac{\partial \pi_2}{\partial t} = \left(\frac{1}{T_c} \right) \frac{\partial T}{\partial t} \quad (\text{B.18})$$

Portanto,

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \left(\frac{-T_c x}{2t\sqrt{4\alpha t}} \right) \frac{d\pi_2}{d\pi_1} \quad (\text{B.19})$$

De modo análogo,

$$\frac{\partial^2 \pi_2}{\partial x^2} = \frac{d^2 \pi_2}{d\pi_1^2} \left(\frac{1}{4\alpha t} \right) \quad (\text{B.20})$$

e

$$\frac{\partial^2 \pi_2}{\partial x^2} = \left(\frac{1}{T_c} \right) \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (\text{B.21})$$

e então

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \left(\frac{T_c}{4\alpha t} \right) \frac{d^2 \pi_2}{d\pi_1^2} \quad (\text{B.22})$$

Substituindo (B.19) e (B.22) em (B.9) obtém-se,

$$\frac{d^2 \pi_2}{d\pi_1^2} + 2\pi_1 \frac{d\pi_2}{d\pi_1} = 0 \quad (\text{B.23})$$

B.1.3 Solução

Usando a variável auxiliar $u = \frac{d\pi_2}{d\pi_1}$ obtém-se a partir de (B.23),

$$\frac{du}{d\pi_1} = -2\pi_1 u \quad (\text{B.24})$$

que integrada fornece

$$u = C_1 \exp(-\pi_1^2) \quad (\text{B.25})$$

Então, da definição de u e da função erro de Gauss, (usada na seção 4.2.3),

$$\pi_2 = C_2 + C_1 \frac{\sqrt{\pi}}{2} \operatorname{erf}(\pi_1) \quad (\text{B.26})$$

E para o problema considerado nesta seção,

$$\frac{T}{T_c} = 1 - \operatorname{erf}\left(\frac{x}{\sqrt{4\alpha t}}\right) = \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{\sqrt{4\alpha t}}\right) \quad (\text{B.27})$$

Note-se que derivadas parciais em relação a x ou t de uma solução da equação (B.9) também são soluções daquela equação. Assim, a partir da solução (B.26), pode ser obtido todo um elenco de soluções. A primeira derivada em relação a x , por exemplo tem um significado especial,

$$f(x, t) = \frac{C_1}{\sqrt{4\alpha t}} \exp\left(-\frac{x^2}{4\alpha t}\right) \quad (\text{B.28})$$

Além de representar o fluxo de calor observado no problema anterior (C_1 sendo o produto kT_c), ela representa também o campo de temperatura devido à subita liberação de uma quantidade de energia Q/A (em J/m^2) no plano $x = 0$ (C_1 sendo $Q/(A\rho c_p)$). Mas a segunda derivada em relação a x é que será utilizada na próxima seção

$$f(x, t) = -\frac{C_1 x}{(4\alpha t)^{3/2}} \exp\left(-\frac{x^2}{4\alpha t}\right) \quad (\text{B.29})$$

B.2 Solução Tridimensional

Conforme discutiu-se no início deste apêndice, ao longo da dedução da equação (B.8), pode-se escolher, a partir das soluções obtidas na seção anterior, uma candidata a solução do problema tridimensional, em que uma quantidade de energia Q (em joules) é liberada instantaneamente na origem do sistema de coordenadas.

A escolha certa é

$$T(R, t) - T_0 = -\frac{C_1}{(4\alpha t)^{3/2}} \exp\left(-\frac{R^2}{4\alpha t}\right) \quad (\text{B.30})$$

obtida, basicamente, substituindo x por R na equação (B.29) e dividindo-a por R .

O acerto desta escolha é verificado integrando-se o campo de temperaturas obtido ao longo do domínio. A quantidade obtida é igual à energia liberada pela fonte, dividida pela capacidade térmica por unidade de volume do meio, $\frac{Q}{\rho c_p}$. Devido à conservação da energia (desprezando-se perdas de calor e o trabalho de deformação do meio) a integral deve manter-se constante para qualquer valor de $t > 0$. Fazendo a integral,

$$\begin{aligned} \frac{Q}{\rho c_p} &= \int_0^{+\infty} [T(R, t) - T_0] 4\pi R^2 dR \\ &= -\int_0^{+\infty} \frac{C_1}{(4\alpha t)^{3/2}} \exp\left(-\frac{R^2}{4\alpha t}\right) 4\pi R^2 dR \end{aligned}$$

com a substituição $u = \frac{R}{\sqrt{4\alpha t}}$,

$$\frac{Q}{\rho c_p} = -C_1 4\pi \int_0^{+\infty} u^2 \exp(-u^2) du = -C_1 \pi^{3/2} \quad (\text{B.31})$$

Logo,

$$C_1 = -\frac{Q}{\pi^{3/2} \rho c_p} \quad (\text{B.32})$$

tornando a equação (B.30) idêntica a (B.1), como esperado.

Apêndice C

Pulsação Térmica e Eficiência de Fusão

Este apêndice foi elaborado com o propósito de mostrar por quê a pulsação térmica é realmente vantajosa quando a velocidade de soldagem é baixa. Para isto foram utilizadas algumas das soluções simplificadas para a condução de calor apresentadas nas seções 3.5.4 e 4.2, o conceito de eficiência de fusão, que será detalhado a seguir, e ainda um modelo bastante simplificado para um cordão de solda obtido com pulsação térmica, que será desenvolvido neste apêndice.

C.1 Eficiência de Fusão

De acordo com DuPont e Marder (1995), a eficiência de fusão na soldagem autógena (sem metal de adição) pode ser definida como

$$\eta_f = \frac{\rho V_f (h_l - h_0)}{t P} \quad (\text{C.1})$$

onde h_l é a entalpia do metal líquido à temperatura de fusão, h_0 é a entalpia do metal sólido antes do início da soldagem, ρ é a massa específica do metal à temperatura ambiente, V_f é o volume (medido no sólido à temperatura ambiente) de metal fundido na soldagem, P o fluxo de calor entregue à peça e t o tempo durante o qual o fluxo P foi entregue.

Note-se que tP é a energia utilizada para produzir o volume V_f de metal de solda. Assim t pode ser o tempo necessário para a realização de um cordão de solda, V_f o volume deste cordão e P a potência média entregue pela fonte de calor à peça soldada durante a soldagem. Mas t também pode ser o tempo necessário para a realização de um trecho de cordão representativo, V_f o volume deste trecho de cordão e P a potência média entregue pela fonte de calor durante t .

C.1.1 Potência constante

Conforme observado na seção 4.3 a eficiência de fusão, em soldas realizadas com fontes de calor de potência constante, aumenta com a velocidade de soldagem. Isto pode ser demonstrado com o auxílio da aproximação de Adams Jr. (3.33), vista na seção 3.5.4. Segundo aquela equação, para fundir um cordão de raio r_f seria necessária uma potência dada por

$$P = (T_f - T_0) \frac{2\pi k\alpha}{v} \left[\left(\frac{vr_f}{2\alpha} \right)^2 + 2 \right] \exp(1) \quad (\text{C.2})$$

onde T_f é a temperatura de fusão do material.

Considerando que os modelos de fonte puntual (a partir dos quais foi desenvolvida a fórmula de Adams Jr.) prevêem um cordão de solda cuja seção transversal é semi-circular, o volume de um trecho de cordão de comprimento l seria $V_f = \pi r_f^2 l / 2$. Este trecho de cordão seria formado em $t = l/v$. Utilizando um calor específico médio $c_p = (h_l - h_0)/(T_f - T_0)$ (que contempla o calor latente de fusão, considerado baixo, comparado ao calor sensível) e as demais fórmulas vistas até aqui, neste apêndice, obtém-se

$$\eta_f = \frac{1}{\left[1 + 2 \left(\frac{2\alpha}{vr_f} \right)^2 \right] \exp(1)} \quad (\text{C.3})$$

Este resultado, embora obtido a partir de muitas simplificações, mostra basicamente como a eficiência de fusão depende da velocidade de soldagem, da difusividade térmica do material da peça e das dimensões do cordão. A verificação experimental deste tipo de dependência pode ser encontrada no trabalho de DuPont e Marder (1995). Expressões semelhantes a (C.3),

obtidas a partir das soluções de Rosenthal (1941) para a condução de calor na soldagem, são mostradas em outro trabalho de DuPont e Marder (1996)

É interessante verificar os dois casos limites

$$\lim_{v \rightarrow 0} \eta_f = 0 \quad \text{e} \quad \lim_{v \rightarrow \infty} \eta_f = \exp(-1) \quad (\text{C.4})$$

este último podendo ser obtido a partir da fórmula de Rykalin (3.37), vista na seção 3.5.4.

C.2 Modelo Simplificado para a Soldagem com Pusação Térmica

O objetivo desta seção é detalhar uma interpretação simplificada do que seja a pulsação térmica. De acordo com esta visão, na pulsação térmica, o cordão de solda é formado pela sobreposição das zonas fundidas em pulsos de energia discretos, aplicados em pontos bem definidos ao longo da junta que será soldada.

A figura C.1 procura ilustrar o cálculo da distância l entre os pontos onde seriam aplicados os pulsos de energia, a partir da razão R_f/r_f entre a penetração máxima e a mínima (a partir da linha da junta) obtida pelos pulsos.

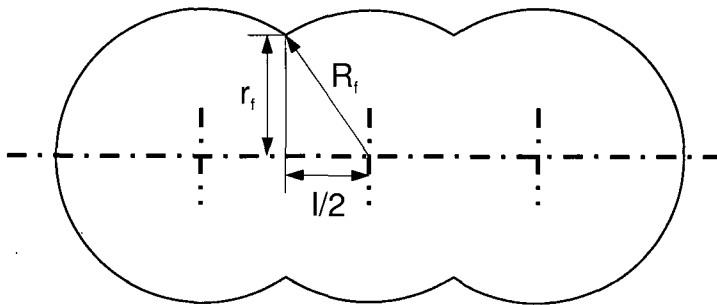


Figura C.1: Um cordão de solda a partir de três pulsos de energia.

Utilizando o teorema de Pitágoras, $l = 2 r_f \sqrt{\left(\frac{R_f}{r_f}\right)^2 - 1}$.

C.2.1 Energia necessária para fundir uma poça

O perfil de temperatura máxima devido a um impulso térmico na origem do sistema de coordenadas (localizada no interior de um meio infinito) é dado pela equação

$$T_{max}(R) = T_0 + \frac{Q}{(2\pi/3)^{3/2} \rho c_p R^3} \exp(-3/2) \quad (C.5)$$

que é obtida da condição $\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right) = 0$ aplicada à derivada da equação (4.5),

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{t} \left(\frac{R^2}{4\alpha t} - \frac{3}{2} \right) \frac{Qa}{(4\pi\alpha t)^{3/2} k} \exp\left(-\frac{R^2}{4\alpha t}\right) \quad (C.6)$$

Para produzir uma região fundida (esférica) de raio R_f em torno da origem do sistema de coordenadas, este impulso térmico precisaria ter a intensidade

$$Q = (T_f - T_0)(2\pi/3)^{3/2} \rho c_p R_f^3 \exp(3/2) \quad (C.7)$$

portanto.

A variável Q utilizada acima representa a quantidade de energia (em joules) entregue a um meio tridimensional, infinito em todas as direções. Isto é o dobro da energia que seria entregue na superfície de uma chapa espessa (desprezadas as perdas de calor) para obter uma poça de soldagem com o mesmo raio. Para calcular a eficiência de fusão será utilizada a energia $tP = Q/2$.

Para obter o aporte térmico por unidade de comprimento de cordão de solda, P/v (em J/m), divide-se a energia entregue em cada pulso $Q/2$ pela distância entre os pontos em que são aplicados os pulsos l , obtendo

$$\frac{P}{v} = (T_f - T_0) \frac{(2\pi/3)^{3/2} \rho c_p R_f^3 \exp(3/2)}{4 r_f \sqrt{(R_f/r_f)^2 - 1}} \quad (C.8)$$

Note-se que a equação (4.5) foi obtida admitindo-se que as condições ini-

ciais são de temperatura uniforme $T = T_0$. E não está sendo levada em conta, aqui, a superposição dos efeitos dos pulsos sucessivos. Portanto é necessário, para que o modelo desenvolvido neste apêndice represente efetivamente o que ocorre durante a soldagem com pulsação térmica, que o tempo (de base) entre os pulsos de energia seja longo o bastante para que a chapa retorne à condição inicial. Isto não ocorre normalmente, mas este modelo representa um caso limite no qual a velocidade de soldagem e a duração do pulso (mas não o aporte térmico) tendem a zero.

C.2.2 Sobreposição ótima das poças

A sobreposição entre as poças produzidas em dois pulsos sucessivos pode ser expressa pela fórmula

$$S_p = 1 - \frac{l}{2R_f} = 1 - \sqrt{1 - \left(\frac{r_f}{R_f}\right)^2} \quad (\text{C.9})$$

Note-se que quando as poças não se sobrepõem $r_f = R_f$ e $S_p = 0$ (a primeira igualdade em (C.9) sugere a possibilidade de $S_p < 0$, quando $l > 2R_f$, mas neste caso deve-se considerar somente $S_p = 1 - \sqrt{1 - (r_f/R_f)^2} = 0$) e que quando as duas poças se sobrepõem totalmente $r_f = 0$, $l = 2R_f$ e $S_p = 1$. Quando as poças se sobrepõem totalmente o cordão não progride, e quando as poças não se sobrepõem o cordão não é contínuo. Certamente há entre estes extremos uma sobreposição ótima a ser buscada.

Na soldagem com pulsação térmica se admite, como em qualquer soldagem, um grau de irregularidade na penetração. Porém uma penetração mínima é exigida em todo o cordão. Portanto é razoável procurar a sobreposição ótima das poças como aquela que proporciona o mínimo aporte térmico para uma certa penetração mínima r_f exigida.

Para facilitar o cálculo é conveniente minimizar o aporte térmico em relação à razão R_f/r_f . Derivando então (C.8), obtém-se

$$\frac{\partial(P/v)}{\partial(R_f/r_f)} = (T_f - T_0) \left(\frac{2\pi}{3}\right)^{3/2} \frac{\rho c_p r_f^2}{4} \exp(3/2)$$

$$\times \frac{(R_f/r_f)^2}{\sqrt{(R_f/r_f)^2 - 1}} \left[3 - \frac{(R_f/r_f)^2}{\sqrt{(R_f/r_f)^2 - 1}} \right] \quad (\text{C.10})$$

A partir da raiz $R_f/r_f = \sqrt{3/2}$, obtida igualando a zero esta derivada, é encontrada a sobreposição ótima $S_p = 1 - \sqrt{3}/3$.

Street (1990) recomenda uma faixa de sobreposições (entre 60 e 70 %) acima da ótima calculada aqui. O objetivo do uso destas sobreposições maiores, no entanto, não está ligado à eficiência de fusão, mas sim à eliminação de cratera que pode ser formada durante a solidificação da poça fundida em cada pulso.

C.2.3 Cálculo da eficiência de fusão

Um valor necessário para o cálculo da eficiência de fusão na soldagem com pulsação térmica é o do volume de cordão de solda V_f associado a cada pulso. Pode-se dizer que cada pulso produz um comprimento l de cordão, conforme a figura C.1. O volume de cordão associado a este comprimento é igual ao volume da metade de uma esfera, centrada na origem de um sistema de coordenadas cartesianas, com suas extremidades truncadas pelos planos $x = l/2$ e $x = -l/2$ e dividida ao meio pelo plano $z = 0$. Este volume é dado por

$$V_f = \pi R_f^3 \left(\frac{l}{2R_f} \right) \left[1 - \frac{1}{3} \left(\frac{l}{2R_f} \right)^2 \right] \quad (\text{C.11})$$

No caso da sobreposição ótima, calculada na subseção anterior,

$$V_f = \frac{8\pi R_f^3 \sqrt{3}}{27} \quad (\text{C.12})$$

Substituindo este resultado e o da subseção C.2.1 na equação C.1 e utilizando hipóteses semelhantes às utilizadas para obter (C.3), obtém-se

$$\eta_f = \frac{8}{3\sqrt{2\pi}} \exp(-3/2) \quad (\text{C.13})$$

C.3 Discussão

Na figura C.2 são mostrados valores de eficiência de fusão fornecidos pelas equações (C.3), (C.4) e (C.13). A velocidade adimensional que aparece no eixo das abscissas desta figura é o parâmetro $vr_f/(2\alpha)$. O que se deseja evidenciar na figura C.2 é o limite quando $v \rightarrow 0$ (mantidos constantes o raio do cordão r_f e a difusividade α). Neste limite se observa que a eficiência de fusão da soldagem com potência constante, calculada a partir da equação de Adams Jr., tende a zero, enquanto a eficiência de fusão da soldagem com pulsação térmica, calculada a partir do modelo desenvolvido na seção anterior, permanece com um valor intermediário, não nulo, embora não tão bom quanto o alcançado com uma velocidade de soldagem alta.

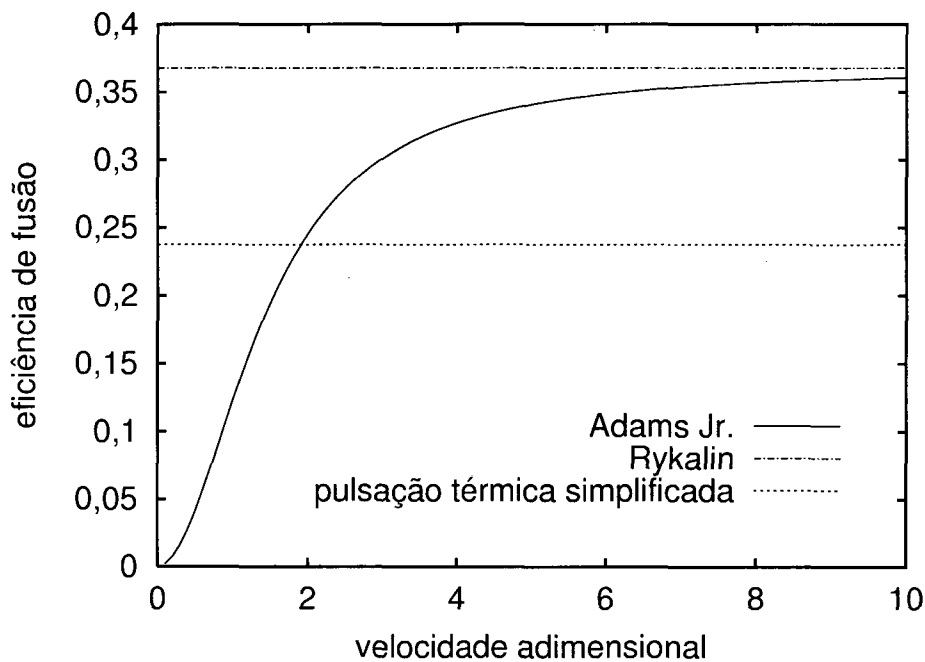


Figura C.2: Eficiências de fusão para soldagem com potência constante e com pulsação térmica

O valor independente da velocidade de soldagem obtido para a eficiência de fusão da soldagem com pulsação térmica é resultado da hipótese de que os campos de temperatura devidos a cada um dos pulsos podem ser simplesmente calculados a partir da equação (4.5). Desta forma não é levado em conta o efeito que o campo de temperatura devido a um pulso tem sobre os campos de temperatura devidos aos pulsos subseqüentes. Mas este efeito

existe, e é tanto maior quanto maior a frequência de pulsação.

Note-se que a frequência de pulsação está ligada à velocidade de soldagem. A distância entre os pontos onde são aplicados os pulsos de energia é dada por $l = v\Gamma$ onde v é a velocidade de soldagem, Γ é o período de pulsação (inverso da frequência). Para se manter sempre uma sobreposição ótima é necessário que a velocidade e o período de pulsação obedeam à relação expressa em

$$S_p = 1 - \frac{l}{2R_f} = 1 - \frac{v\Gamma}{2R_f} \quad (\text{C.14})$$

Portanto, quanto maior a velocidade de soldagem (mantidos constantes o aporte térmico e a sobreposição das poças) menor deverá ser o período Γ e maior a frequência correspondente.

Assim sendo, quanto maior a velocidade de soldagem (e conseqüentemente a frequência de pulsação), maior será o efeito dos pulsos anteriores sobre os pulsos subseqüentes, até que no limite, quando $v \rightarrow \infty$, não será possível distinguir o efeito de infinitos pulsos daquele de uma fonte de calor de potência constante que entregue o mesmo aporte térmico à peça e proporcione a mesma velocidade de soldagem.

Portanto a eficiência de fusão da soldagem com pulsação térmica não se torna necessariamente mais baixa que a da soldagem com potência constante quando a velocidade de soldagem aumenta. A linha colocada na figura C.2, correspondente ao modelo simplificado para a pulsação térmica, está ali apenas para destacar o resultado obtido através dele, válido para o caso limite em que $v \rightarrow 0$, da mesma forma que a linha que marca a eficiência prevista para a fonte de calor rápida de Rykalin destaca o caso limite em que $v \rightarrow \infty$ (que seria o mesmo, tanto para a potência constante quanto para a pulsação térmica, mantido constante o aporte térmico P/v e a sobreposição S_p). Mesmo assim a pulsação térmica deixa de ser interessante para velocidades de soldagem altas, na medida em que ela exige a especificação de mais parâmetros (tempo de pulso, tempo de base, corrente de pulso, corrente de base) que a soldagem com potência constante e não traz benefícios tão grandes.

Utilizando soluções como a desenvolvida no capítulo 4 é possível analisar a superposição dos efeitos dos pulsos da fonte de calor e, portanto, o efeito da velocidade de soldagem. Santos *et al.* (1998), utilizando a equação (4.15), estudaram principalmente o efeito da duração t_p dos pulsos (visto que o impulso

térmico *instantâneo* utilizado neste apêndice não é realizável na prática), mas também pode-se notar nos resultados mostrados naquele trabalho a tendência de aumento da eficiência de fusão com o aumento da velocidade de soldagem e/ou com o aumento do aporte térmico. Cabe lembrar, entretanto, que no caso mais realista estudado naquele trabalho, a descrição da geometria do cordão de solda, a escolha da sobreposição das poças e o cálculo da eficiência térmica, são mais complicados (e, em certos aspectos, menos esclarecedores) que o desenvolvimento mostrado aqui.

C.4 Espessura da ZTA

A comparação de espessuras de ZTA obtidas em soldagem com pulsação térmica e com potência constante está intimamente relacionada à eficiência de fusão. A eficiência de fusão mais alta obtida com a pulsação térmica, em princípio, significa que é necessário menos calor para obter um mesmo volume de material fundido. Com menos calor (menor aporte térmico) a tendência é formar-se uma ZTA menor.

Na figura C.3 são mostrados perfis de temperatura máxima (de pico) ao longo de um raio r perpendicular à trajetória percorrida pela fonte de calor. A espessura da ZTA seria a distância entre o ponto em que estes perfis cruzam a temperatura de fusão, $(T_{max} - T_0)/(T_f - T_0) = 1$ e o ponto em que eles cruzam a temperatura crítica de início da transformação de interesse (no caso da soldagem de aços-carbono à temperatura ambiente, sendo considerada crítica a temperatura de início da austenitização Ac_1 , tem-se $(T_{max} - T_0)/(T_f - T_0) \approx 0,5$), medida ao longo do eixo r .

Os perfis para pulsação térmica foram obtidos a partir da expressão (C.5), considerando a sobreposição ótima de poças calculada na subseção C.2.2. A posição $x = 0$ é a de um dos planos transversais à linha de solda, nos quais a fonte de calor libera um pulso de energia. A posição $x = l/2$ é a de um plano que fica exatamente no meio de dois planos nos quais um pulso de energia é liberado. Para calcular o perfil de temperatura máxima em função de r nesta posição (de encontro de poças de soldagem), é preciso relacionar o raio r (perpendicular à linha de solda) com o raio R (de um sistema de coordenadas esféricas) que aparece na equação (C.5), usando o teorema de Pitágoras. Os perfis de temperatura para a fonte de calor rápida de Rykalin e para a fonte de calor lenta ($v \rightarrow 0$) foram obtidos através das equações (3.37) e (3.38) apresentadas na subseção 3.5.4.

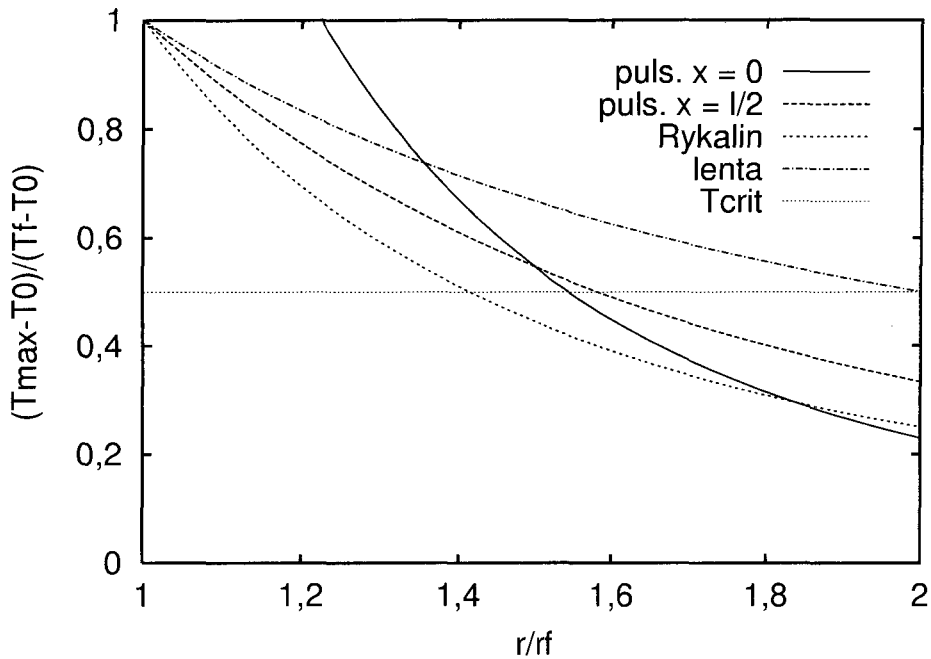


Figura C.3: Perfis de temperatura máxima através da ZTA

Nota-se, a partir da figura C.3 que há a possibilidade de obter-se ZTAs estreitas usando a pulsação térmica, visto que as espessuras de ZTA previstas pelo modelo simplificado de pulsação térmica desenvolvido aqui são menores que a prevista para uma fonte de calor de potência constante que se move lentamente. Entretanto a espessura de ZTA na região de encontro de poças ($x = l/2$), de acordo com o mesmo modelo para a pulsação térmica, é maior que a espessura prevista para a fonte de calor (de potência constante) rápida de Rykalin.

Além disso é preciso lembrar que, quanto maior a duração dos pulsos (que é infinitesimal no caso dos impulsos térmicos utilizados no modelo simplificado para a pulsação térmica explorado neste apêndice), mais larga será a ZTA e mais baixa a eficiência de fusão (mantidos constantes o aporte térmico e a sobreposição das poças). A superposição dos campo de temperatura causados pelos pulsos (desconsiderada neste apêndice) também deve atuar no sentido de alargar a ZTA.

Há também dúvidas a respeito da maneira correta de medir a espessura da ZTA no cordão de solda ondulado obtido com a pulsação térmica. Talvez o mais correto seja comparar o volume de material na ZTA. A forma on-

dulada do cordão obtido com pulsação térmica é tal que, quanto menor é a sobreposição das poças, maior é o volume da ZTA (mantidos constantes o aporte térmico e a duração dos pulsos). De um modo geral o parâmetro da soldagem que mais afeta a espessura da ZTA é o aporte térmico.

Apêndice D

Soma à Cesàro

Neste apêndice procura-se mostrar a excessiva oscilação que aparece na representação em série de Fourier da função delta de Dirac, o alívio deste problema que a soma à Cesàro proporciona e ainda o uso dos fatores σ de Lanczos (1956) (que é uma alternativa interessante ao uso da soma à Cesàro).

Para isto considere-se a representação da função delta de Dirac válida para $x \in (0, \pi]$ que tem

$$S_m(x) = \frac{1}{2\pi} + \sum_{n=1}^m \frac{1}{\pi} \cos(nx) \quad (\text{D.1})$$

como soma parcial. Sabe-se que $\lim_{n \rightarrow \infty} S_m(x) = \delta(x)$. A soma parcial segundo Cesàro (ou seja, por média aritmética) desta série é dada por

$$\bar{S}_m(x) = \left(\frac{1}{m+1} \right) \sum_{j=0}^m S_j(x) \quad (\text{D.2})$$

A soma parcial, da mesma série, utilizando os fatores σ de Lanczos, seria

$$\tilde{S}_m(x) = \frac{1}{2\pi} + \sum_{n=1}^m \sigma_n \frac{1}{\pi} \cos(nx) \quad (\text{D.3})$$

Os fatores σ , para qualquer série de Fourier, são dados por¹

$$\sigma_n = \frac{m+1}{\pi n} \operatorname{sen}\left(\frac{\pi n}{m+1}\right) \quad (\text{D.4})$$

Assim como para $S_m(x)$, para a soma à Cesàro e para a soma utilizando fatores σ de Lanczos, tem-se $\lim_{m \rightarrow \infty} \bar{S}_m(x) = \lim_{m \rightarrow \infty} \tilde{S}_m(x) = \delta(x)$. Note-se na figura D.1, no entanto, o comportamento muito mais suave da soma parcial à Cesàro $\bar{S}_m(x)$, comparado ao da soma simples $S_m(x)$, para $m = 10$. E note-se, por outro lado, a convergência mais rápida que a da soma à Cesàro² apresentado por $\tilde{S}_m(x)$, que utiliza os fatores σ de Lanczos.

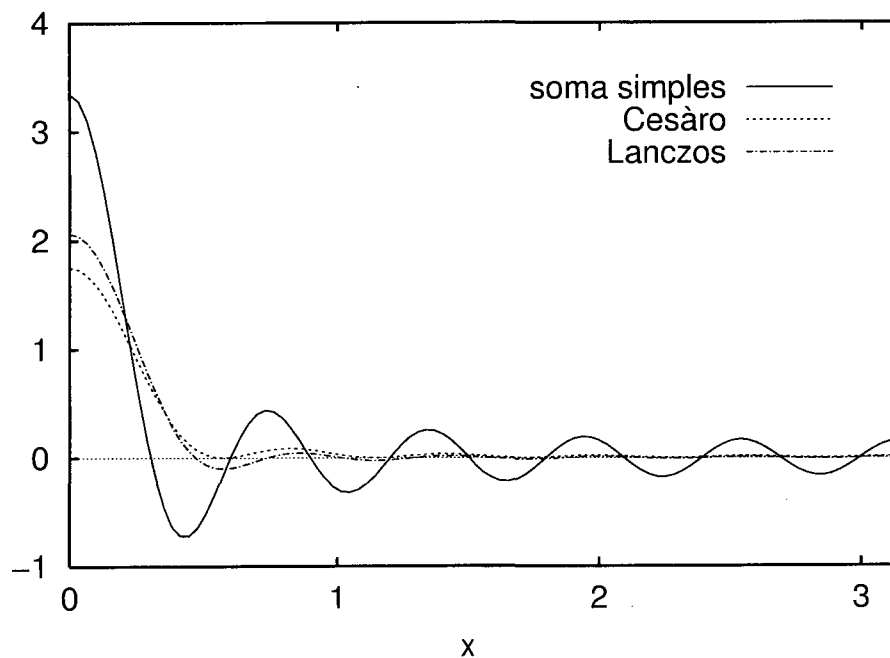


Figura D.1: Representação em série de Fourier de $\delta(x)$, com 11 termos

A vantagem da soma à Cesàro é que ela pode ser avaliada, através de

¹Há um importante erro na reimpressão da Dover do livro de Lanczos (1956). Está faltando lá um k dividindo a equação (4-6.10), correspondente ao n da equação D.4 do presente trabalho.

²A função delta de Dirac não é particularmente apropriada para mostrar estas diferenças entre os resultados obtidos utilizando a soma à Cesàro e os obtidos utilizando fatores sigma de Lanczos (ela é discutida aqui por ser importante nos problemas resolvidos nesta tese). Lanczos (1956, §IV-9) mostra um exemplo mais adequado.

uma fórmula recursiva, do tipo

$$\bar{S}_m(x) = \frac{1}{m+1} \left[m\bar{S}_{m-1}(x) + S_{m-1}(x) + \frac{1}{\pi} \cos(mx) \right] \quad (\text{D.5})$$

Os fatores σ dependem do número $m+1$ de termos. Portanto, se estes fatores são utilizados, quando calcula-se a soma de m termos e conclui-se que seriam necessários $m+1$ termos, é preciso somar novamente todos os termos da soma parcial (não há fórmula recursiva). A fórmula recursiva é especialmente interessante quando os termos são acrescentados sucessivamente até que um critério de convergência seja satisfeito.