



ESCOLA POLITÉCNICA DA UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
Departamento de Engenharia Metalúrgica e de Materiais

***Construção de um Modelo Matemático
para o Cálculo do Coeficiente de
Transferência de Calor no Processo de
Têmpera em um Leito Fluidizado***

DEDALUS - Acervo - EP-EPMT

Construção de um modelo matemático para o cálculo do coeficiente de transferência de calor no processo

1997
L476c



31800005776

Trabalho de Formatura – 1997
Leandro Fabrício Charytitsch da Lavra
Orientador: Marcelo de Aquino Martorano

*“A imaginação é mais importante do que o conhecimento”
Albert Einstein*

AGRADECIMENTOS

Gostaria de agradecer ao meu orientador, Marcelo de Aquino Martorano, por toda a dedicação e empenho na realização deste trabalho, ao prof. José Deodoro Trani Capocchi pelas dicas e orientações, e a todos que, de uma forma ou de outra, contribuíram para que este trabalho fosse realizado, em especial uma grande amiga, Michelle Scalabrin da Silva, por toda a ajuda e incentivo nos momentos difíceis.

ÍNDICE

1. INTRODUÇÃO	7
2. REVISÃO DE LITERATURA	8
2.1 TRANSFERÊNCIA DE CALOR EM LEITO FLUIDIZADO	8
2.1.1 INFLUÊNCIAS SOBRE O COEFICIENTE DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR	10
2.2 MODELAGEM DA TRANSFERÊNCIA DE CALOR	15
2.2.1 EQUAÇÕES BÁSICAS DA TRANSFERÊNCIA DE CALOR	15
2.2.2 PRINCÍPIOS DAS EQUAÇÕES DE DIFERENÇAS FINITAS (EDF's)	19
2.3 MODELAGEM MATEMÁTICA DAS TRANSFORMAÇÕES DE FASE EM AÇOS	29
2.3.1 CONSTRUÇÃO DO MODELO	29
3. MATERIAIS E MÉTODOS	35
3.1 EQUAÇÕES DE DIFERENÇAS FINITAS PARA TRANSFERÊNCIA DE CALOR	35
3.2 EQUAÇÕES PARA MODELAGEM DA TRANSFORMAÇÃO DE FASE	42
3.3 CÁLCULO DO COEFICIENTE DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR	47
3.4 DADOS DE SIMULAÇÃO	49
3.4.1 PARÂMETROS GLOBAIS	49
3.4.2 PROPRIEDADES TERMOFÍSICAS	56
4. RESULTADOS EXPERIMENTAIS	58
4.1 COEFICIENTE DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR	58
4.2 EFEITO DA VAZÃO MÁSSICA DE AR E DO MATERIAL DAS PARTÍCULAS DO LEITO	61
4.3 EFEITO DO COEFICIENTE DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR NA DUREZA	62
4.4 EFEITO DA DISTÂNCIA AO DISTRIBUIDOR NO COEFICIENTE DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR	63
5. DISCUSSÃO	64
5.1 EFEITO DA VAZÃO MÁSSICA DE AR E DO MATERIAL DAS PARTÍCULAS DO LEITO	64
5.2 EFEITO DO COEFICIENTE DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR NA DUREZA	66
5.3 EFEITO DA DISTÂNCIA AO DISTRIBUIDOR NO COEFICIENTE DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR	67
6. CONCLUSÃO	68
7. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	69

ÍNDICE DE FIGURAS

Figura 2.1: Esquema do modelo de contato emulsivo proposto para a transferência de calor em leito fluidizado ^[6]	9
Figura 2.2: Coeficiente de transferência de calor instantâneo entre uma peça e o leito, medido com um aquecedor de platina com baixa capacidade térmica ^[6]	10
Figura 2.3: Efeito da velocidade do gás sobre o tempo de residência ^[10]	11
Figura 2.4: Variação do coeficiente de transferência de calor com o tamanho da partícula ^[10] . Partículas de sílica. GT1 – 136 μ m, GT2 – 245 μ m, GT3 – 610 μ m	12
Figura 2.5: Efeito das propriedades térmicas sobre o coeficiente de transferência de calor ^[7]	13
Figura 2.6: Influência da altura do leito a partir do distribuidor no coeficiente de transferência de calor ^[8]	13
Figura 2.7 ^[2, pg. 40] : Função $f(x)$ mostrando os valores da função, f_1 , f_0 e f_1 , tomados nos pontos igualmente espaçados x_{-1} , x_0 e x_1 , distantes de Δx entre si.	20
Figura 2.8: Ponto P com seus quatro vizinhos (igualmente espaçados) em um sistema cartesiano bidimensional.	21
Figura 2.9 ^[2, pg. 57] : Célula de volume de controle em torno de um ponto P num sistema cartesiano tridimensional com espaçamento uniforme entre seus seis vizinhos.	24
Figura 2.10 ^[2, pg. 90] : Superfície em condições convectivas, fluxo de calor unidimensional.	26
Figura 2.11: Curva geral para a fração de austenita transformada por tempo em condições isotérmicas ^[11]	30
Figura 2.12: Esquema de cálculo da taxa de calor liberada na transformação de fase	31
Figura 2.13: Representação esquemática de uma curva TTT, a temperatura indicada é a temperatura na qual inicia-se a simulação da curva CCT	32
Figura 2.14: Fração de martensita como função da temperatura de têmpera baseada na equação 2.3.5	33
Figura 3.1: Malha de discretização unidimensional para utilização do método das diferenças finitas	36
Figura 3.2: Curva TTT para o aço ABNT 8640 ^[17]	43
Figura 3.3: Curva de resfriamento para um corpo de prova do trabalho de Imamura ^[1] (curva azul) sobreposto à curva CCT ^[18]	44
Figura 3.4: Valores do parâmetro "C" em função da temperatura e as equações das curvas ajustadas	45
Figura 3.5: Valores do parâmetro "n" em função da temperatura e as equações das curvas ajustadas	46
Figura 3.6: Fração volumétrica transformada em função do tempo a 370°C	46
Figura 3.7: Efeito do calor latente da transformação bainítica sobre o perfil de temperaturas. São apresentadas 3 curvas: Sem Transformação, com $H(\text{bainítico}) = 4.4\text{e}8 \text{ J/m}^3$, e $H(\text{bainítico}) = 22\text{e}8 \text{ J/m}^3$	47
Figura 3.8: Curva do erro quadrático (Eq) em função do coeficiente de transferência de calor para duas condições de resfriamento distintas	48
Figura 3.9: Três curvas de resfriamento do trabalho de Imamura ^[1] em diferentes condições	56
Figura 3.10: Condutividade Térmica e Calor específico com as equações das suas linhas de ajuste em função da temperatura	57
Figura 4.1: Erro quadrático em função do coeficiente de transferência de calor para três diferentes condições	58
Figura 4.2: Comparação entre os perfis de temperatura calculados, usando o h médio da tabela 4.1, e as curvas de temperaturas medidas	59
Figura 4.3: Efeito da vazão mássica de ar sobre o coeficiente de transferência de calor. São apresentadas as equações para as linhas de tendência das curvas	61
Figura 4.4: Número de Nusselt em função da vazão mássica de ar. São dados os números de Reynolds para cada partícula na velocidade de mínima fluidização	62
Figura 4.5: Efeito do coeficiente de transferência de calor sobre a dureza final obtida. Apresenta-se a equação da linha de tendência obtida	62
Figura 4.6: Efeito da distância ao distribuidor no coeficiente de transferência de calor para duas velocidades diferentes	63

ÍNDICE DE TABELAS

<i>Tabela 2.1^[2, pg. 20]: Valores típicos do coeficiente de transferência de calor para uma variedade de situações</i>	17
<i>Tabela 2.2: Comparação entre os Esquemas Implícito e Explícito^[13]</i>	23
<i>Tabela 3.1: Composição química nominal^[15] e real^[1] do aço ABNT 8640</i>	42
<i>Tabela 3.2: Valores de tempos de início e fim de transformação e os parâmetros "C" e "n" para a curva TTT do aço 8640</i>	45
<i>Tabela 3.3: Condições experimentais e valores de dureza obtidos por Imamura^[1]</i>	50
<i>Tabela 3.4: Valores de temperaturas durante o resfriamento para as diferentes condições da tabela 3.3. Termopar no centro do corpo de prova.</i>	51
<i>Tabela 3.5: Valores de temperatura durante o resfriamento para as diferentes condições da tabela 3.3. Termopar na periferia do corpo de prova.</i>	54
<i>Tabela 3.6: Propriedades Termofísicas do aço ABNT 8640</i>	56
<i>Tabela 3.7: Valores de condutividade térmica e calor específico^[19]</i>	57
<i>Tabela 3.8: Propriedades dos materiais particulados do leito a 300K^[21]</i>	57
<i>Tabela 4.1: Valores do coeficiente de transferência de calor determinados a partir da figura 4.1</i>	59
<i>Tabela 4.2: Valores do coeficiente de transferência de calor para todas as condições de resfriamento do trabalho de Imamura^[1]</i>	60
<i>Tabela 4.3: Valores de diâmetro médio e esfericidade das partículas do leito^[1]</i>	61

1. INTRODUÇÃO

A modelagem matemática de processos metalúrgicos permite uma redução significativa de custos na busca de maior eficiência. A redução de custos advém do fato de se poder fazer estimativas computacionais antes de partir a uma etapa prática.

O coeficiente de transferência de calor é uma variável importante no processo de têmpera pois traduz quão rápida é a extração de calor realizada pelo meio sobre a peça. A obtenção dos coeficientes de transferência de calor é usualmente necessária para a modelagem matemática da transferência de calor em qualquer área ou processo. Este coeficiente depende de forma complexa das variáveis envolvidas, tornando-o específico a um dado processo com pequena possibilidade de extrapolação para situações muito diferentes.

A grande dificuldade encontrada atualmente é a falta de informações sobre os valores deste coeficiente, o que faz com que todas as previsões e os modelos matemáticos existentes sejam baseados em suposições sobre tal valor.

Este trabalho visa implementar um modelo matemático para o cálculo do coeficiente de transferência de calor do processo de têmpera em leito fluidizado. A modelagem baseia-se no método das diferenças finitas e utiliza os resultados obtidos por Imamura^[1] como dados de entrada do modelo.

2. REVISÃO DE LITERATURA

2.1 TRANSFERÊNCIA DE CALOR EM LEITO FLUIDIZADO

O coeficiente de transferência de calor entre uma superfície e um determinado meio é definido como:

$$h = \frac{q}{T_s - T_\infty}$$

onde q é o fluxo de calor que atravessa a superfície, T_s é a temperatura da superfície e T_∞ é a temperatura do meio com o qual a troca de calor ocorre.

Em leitos fluidizados, a transferência de calor entre o leito e uma peça imersa no mesmo é bem superior àquela obtida em leitos fixos ou com fluxo de gás. O coeficiente de transferência de calor assume valores da ordem de 230 a 1170 W/m².K^[1].

O coeficiente de transferência de calor pode ser decomposto em duas parcelas: uma referente ao transporte de calor por convecção e outra devido à radiação. Em temperaturas abaixo de 630°C a componente deste coeficiente devido à radiação é desprezível, por isso, a maior parte dos trabalhos que visam determinar o coeficiente de transferência de calor por convecção é realizada abaixo desta faixa.

Propôs-se que a transferência de calor ocorre através da absorção de calor em regime transiente por elementos emulsivos que entram em contato com a superfície da peça e são constantemente renovados pela agitação vigorosa do leito. Elementos emulsivos são pequenos “pacotes” de uma fase composta pelo gás mais as partículas sólidas, conhecida como fase emulsiva^[6].

O modelo mais aceito baseia-se na idéia de que pacotes emulsivos contidos no leito entram em contato com a superfície da peça e assim permanecem durante um determinado período de tempo conhecido como “tempo de residência”^[10]. Durante este tempo ocorre a troca de calor. Os pacotes então são removidos da superfície da peça pela agitação do gás e trocam o calor absorvido com o meio. A figura 2.1 mostra simplificada este processo.

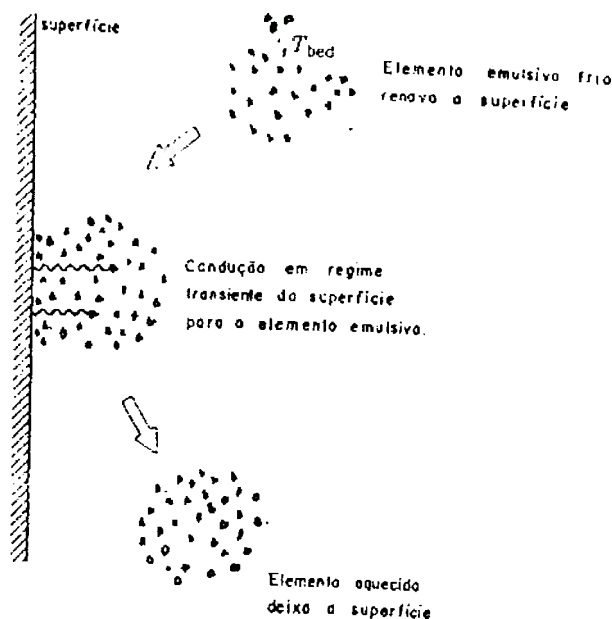


Figura 2.1: Esquema do modelo de contato emulsivo proposto para a transferência de calor em leito fluidizado^[6]

Ensaio realizados comprovaram a validade deste modelo^[6,7]. Um resultado bastante interessante foi obtido por Mickley *et alli*, *apud* Levenspiel^[6], mostrado no gráfico da figura 2.2. Nesta curva observa-se como o coeficiente de transferência de calor entre uma peça e um leito varia com o tempo.

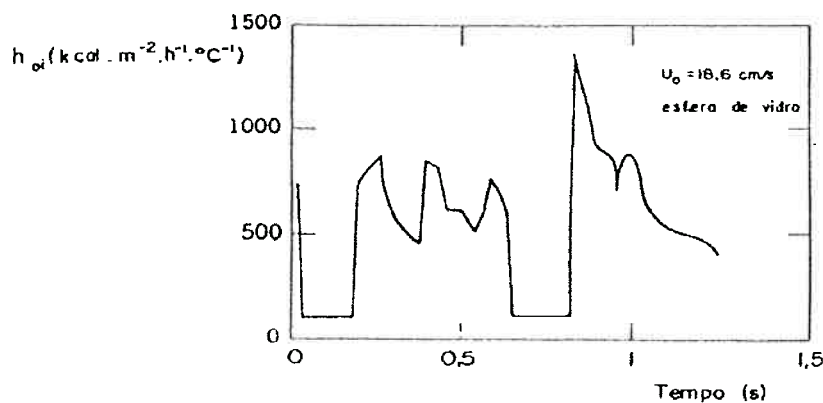


Figura 2.2: Coeficiente de transferência de calor instantâneo entre uma peça e o leito, medido com um aquecedor de platina com baixa capacidade térmica^[6]

Os picos apresentados neste gráfico são gerados pelo contato das partículas sólidas da fase emulsiva com a superfície de troca de calor da peça. A fase emulsiva é trazida a esta superfície através do movimento das bolhas dentro do leito. O contato entre a peça e a partícula sólida aumenta a transferência de calor, pois, instantaneamente, a transferência estará sendo por condução direta não existindo a fase gasosa intermediária. Quando a fase emulsiva deixa de estar em contato com a peça, a transferência ocorrerá basicamente por convecção, resultando em uma extração de calor bastante menor. Isto gera os vales no gráfico da figura 2.2.

2.1.1 INFLUÊNCIAS SOBRE O COEFICIENTE DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR

Diversos fatores podem influir decisivamente para a alteração no coeficiente de transferência de calor, já que este é afetado tanto por propriedades do fluido como das partículas do leito.

O estudo do tempo de residência da fase emulsiva se faz necessário porque esta é responsável por transferir de 80 a 95% do calor contido na peça^[6].

A velocidade do gás é uma variável importante no tamanho e frequência de aparecimento das bolhas e, conseqüentemente, no tempo de residência. A figura 2.3 mostra o tempo de residência da fase emulsiva como função da velocidade do gás.

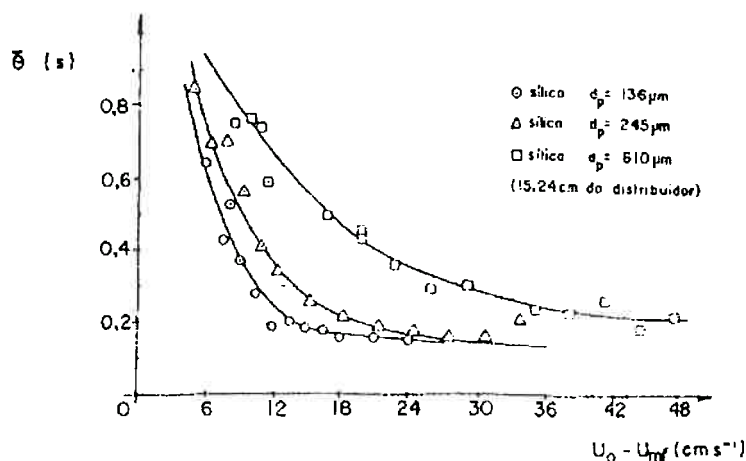


Figura 2.3: Efeito da velocidade do gás sobre o tempo de residência^[10]

Pode-se observar claramente da figura 2.3 que tempos de residência curtos predominam a altas velocidades e, reciprocamente, longos tempos de residência a baixas velocidades.

Para velocidades próximas daquela de mínima fluidização a superfície é coberta em sua maior parte por partículas da fase emulsiva, o que sugere que as bolhas sejam pouco freqüentes e que os tempos de residência sejam longos na superfície de transferência de calor. Isto leva à baixos coeficientes de transferência de calor médios. Entretanto, conforme a velocidade aumenta, o tempo de residência da fase emulsiva diminui enquanto que a fração do tempo total que a superfície fica ocupada pelas bolhas aumenta. Neste caso as bolhas são muito mais freqüentes e os tempos de residência da fase emulsiva são pequenos, obtendo-se maiores coeficientes de transferência de calor.

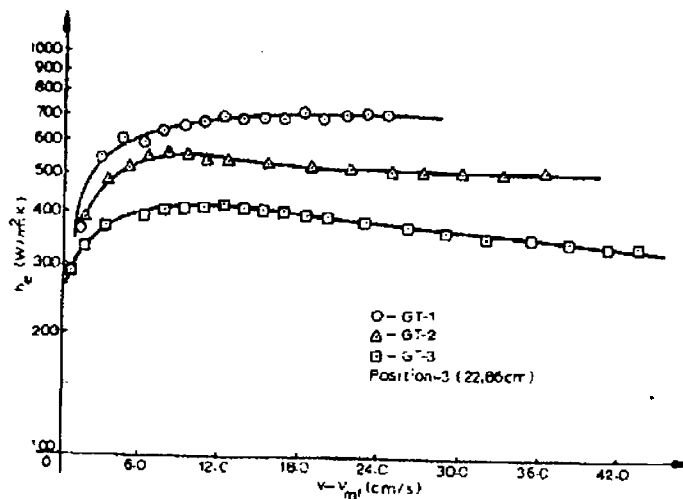


Figura 2.4: Variação do coeficiente de transferência de calor com o tamanho da partícula^[10]. Partículas de sílica. GT1 – 136µm, GT2 – 245µm, GT3 – 610µm

O diâmetro médio das partículas do leito é outra variável de interesse no estudo da transferência de calor em leitos fluidizados. A figura 2.4 apresenta o efeito do tamanho das partículas no coeficiente de transferência de calor. Como mostrado na figura 2.3, partículas com menor diâmetro resultam em um menor tempo de residência, proporcionando um maior coeficiente de transferência de calor para a mesma velocidade do gás.

Partindo do fato de que a fase emulsiva é responsável por transferir grande parte do calor contido na peça, suas propriedades exercem alguma influência sobre o coeficiente de transferência de calor. Ziegler *et al*^[7] mostrou que a condutividade térmica do material particulado não influencia o coeficiente de transferência de calor, enquanto que o calor específico deste pode causar sensíveis alterações. A figura 2.5 mostra tal resultado, mas é importante notar que o autor trabalhou com uma faixa de distribuição granulométrica de partículas bastante restrita.

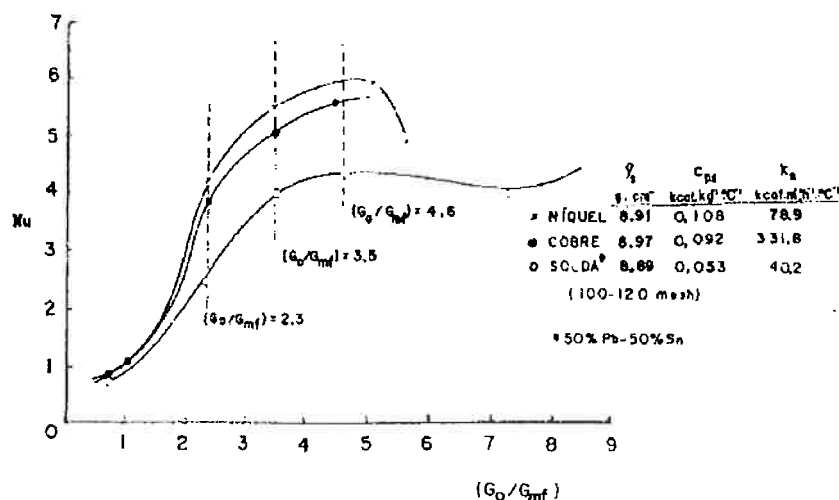


Figura 2.5: Efeito das propriedades térmicas sobre o coeficiente de transferência de calor^[7]

Pode-se notar, a partir da figura 2.5, que materiais com calores específicos bastante próximos, caso do cobre e do níquel, têm curvas muito semelhantes, apesar das suas condutividades térmicas serem diferentes de uma ordem de grandeza.

A altura da peça em relação à posição do distribuidor de gás do leito também é extremamente importante, já que as bolhas coalescem e crescem durante ascensão. A influência da altura no coeficiente de transferência de calor é mostrada na figura 2.6^[6].

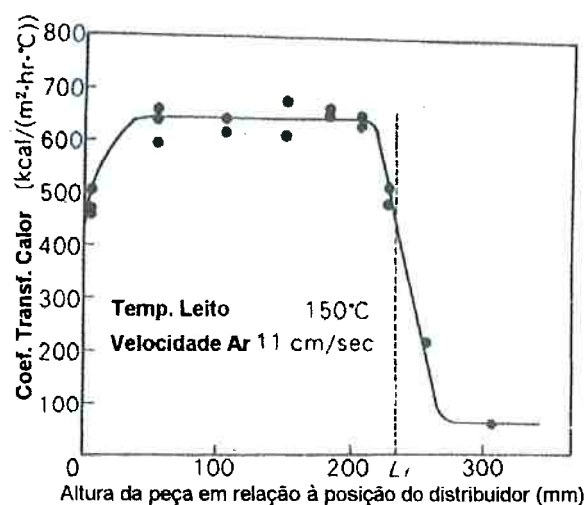


Figura 2.6: Influência da altura do leito a partir do distribuidor no coeficiente de transferência de calor^[8]

Outros fatores de importância são o diâmetro do leito, a rugosidade da superfície e a oxidação superficial. Quando o mecanismo de transmissão de calor por radiação for importante no processo, devem ser considerados a rugosidade e o estado da superfície da peça imersa^[1].

2.2 MODELAGEM DA TRANSFERÊNCIA DE CALOR

O método de diferenças finitas oferece uma técnica muito eficaz para a solução de problemas de transferência de calor. A idéia básica do método consiste em substituir o domínio no qual a solução é procurada por um número finito de pontos e encontrar valores aproximados para as temperaturas nestes pontos.

As equações de diferenças finitas envolvem os valores nestes pontos. As *equações de diferenças finitas (EDF's)* podem ser obtidas ou por substituição *nas equações diferenciais parciais (EDP's)* que governam o fenômeno, ou por um balanço de energia.

Em transferência de calor tratam-se comumente dois tipos de EDP's, as elípticas, quando são considerados problemas em regime estacionário, e as parabólicas, quando são considerados problemas em regime transiente.

As equações típicas para um caso bidimensional em coordenadas cilíndricas são:

$$\text{Elíptica:} \quad k \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \theta^2} \right] + H = 0$$

$$\text{Parabólica:} \quad k \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \theta^2} \right] + H = \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t}$$

onde k é a condutividade térmica (assumida constante sobre o domínio), T é a temperatura e H é a taxa de geração interna de calor por unidade de volume.

2.2.1 EQUAÇÕES BÁSICAS DA TRANSFERÊNCIA DE CALOR

A transferência de calor se dá por uma combinação de modos: condução, convecção e radiação. Para simplificação, considera-se cada modo separadamente.

2.2.1.1 CONDUÇÃO

No interior dos sólidos, e em fluidos opacos em repouso, o calor é transferido por condução. Newton, e mais tarde Fourier, desenvolveram a Lei de Fourier para condução de calor a partir de observações experimentais em sistemas estacionários. Eles determinaram que o fluxo de calor era proporcional à diferença de temperatura e à área normal à direção do fluxo, como mostra a equação:

$$Q_x = -kA \frac{\partial T}{\partial x} \quad (\text{W}) \quad \text{Eq. 2.2.1}$$

onde Q_x é o calor transmitido por unidade de tempo na direção x ($\text{W}=\text{J/s}$), A é a área normal à direção x (m^2), $\frac{\partial T}{\partial x}$ é o gradiente de temperatura na direção x (K/m), e k é a condutividade térmica (W/mK). O sinal negativo na equação 2.2.1 é necessário para tornar a equação consistente, isto é, o calor irá fluir para uma região de menor temperatura.

Em um meio isotrópico o fluxo de calor pode ser dado em termos do campo gradiente de temperaturas:

$$\vec{q} = -k\nabla T \quad \text{Eq. 2.2.2}$$

Quando condições transientes prevalecem, a temperatura das substâncias num certo ponto mudam com o tempo. Esta variação é dada pela equação abaixo:

$$\text{div}(\vec{q}) = \vec{\nabla} \cdot \vec{q} = \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} \quad \text{Eq. 2.2.3}$$

onde \vec{q} é o vetor fluxo de calor, ρ é a densidade da substância (kg/m^3), C_p é o calor específico (J/kgK), e $\frac{\partial T}{\partial t}$ é a taxa de variação da temperatura (K/s).

O calor específico é uma medida da capacidade de armazenar calor, enquanto que a condutividade térmica é uma medida da capacidade de transmitir calor. Assim, a taxa de resposta a uma mudança de temperatura em regimes transientes será função destas duas propriedades e da densidade do material.

2.2.1.2 CONVECÇÃO

A transferência de calor convectiva se dá quando grupos inteiros de moléculas movem-se de um local a outro de temperatura diferente. A convecção é, então, limitada a líquidos e gases.

A Lei de Newton mostra que a transferência de calor convectiva é função da diferença de temperaturas entre a superfície do sólido (T_s) e o interior do fluido (T_f):

$$q = h(T_s - T_f) \quad \text{Eq. 2.2.4}$$

onde q é o fluxo de calor (W/m^2) e a constante de proporcionalidade h é chamado de coeficiente de transferência de calor ($\text{W/m}^2\text{K}$), já definido anteriormente.

A determinação do valor de h para uma variedade de fluidos e condições tem sido objeto de trabalho experimental por muitos anos e também é do presente trabalho.

A tabela 2.1 mostra alguns valores típicos para o coeficiente de transferência de calor.

Tabela 2.1^[2, pg. 201]: Valores típicos do coeficiente de transferência de calor para uma variedade de situações

		$h \text{ (W/m}^2\text{K)}$
Convecção Natural	gases	1 - 100
	(ar 10 - 15)	
	líquidos	50 - 1000
	(água 500 - 700)	
Convecção Forçada	gases	10 - 500
	(ar 20 - 300)	
	líquidos	100 - 10000
	(água acima de 1000)	

2.2.1.3 RADIAÇÃO

A radiação, ao contrário da condução e da convecção, não necessita de um meio para se propagar. Energia radiante é transmitida por ondas eletromagnéticas. A radiação térmica se propaga como as radiações eletromagnéticas visíveis, podendo ser refletida, refratada, etc.

A quantidade de energia transmitida por este modo varia com a temperatura do corpo emissor, o comprimento de onda da radiação emitida, a natureza e a área da superfície do emissor.

Dá-se o nome de corpo negro àquele cuja energia irradiada é proporcional à quarta potência de sua temperatura absoluta, de acordo com a seguinte equação:

$$q = \sigma T^4 \text{ (W/m}^2\text{)} \quad \text{Eq. 2.2.5}$$

onde σ é a constante de Stefan-Boltzmann. Na realidade, um material real irradia uma fração E da energia irradiada pelo corpo negro:

$$q = E\sigma T^4 \quad \text{Eq. 2.2.6}$$

O termo E , sempre menor que a unidade, é denominado de *emissividade*.

O fluxo líquido de calor entre dois corpos, um à temperatura T_1 e outro à temperatura T_2 é:

$$q = F_{12}E\sigma(T_1^4 - T_2^4) \text{ (W/m}^2\text{)} \quad \text{Eq. 2.2.7}$$

onde A é a área do corpo 2 que recebe e emite radiação, e F_{12} é um fator geométrico entre os corpos 1 e 2, também conhecido como "*fator de vista*".

Relembradas as principais equações envolvidas na transferência de calor, é importante notar que, dependendo do caso a ser estudado, um modo de transferência pode ser mais relevante que outros. A condução será extremamente importante em condições onde não há escoamentos, como interior de sólidos, enquanto que a convecção e a radiação estarão presentes nas superfícies destes sólidos em contato com fluidos.

2.2.2 PRINCÍPIOS DAS EQUAÇÕES DE DIFERENÇAS FINITAS (EDF's)

O método de diferenças finitas é utilizado para resolução numérica da equação diferencial parcial (EDP) de transferência de calor. As derivadas são aproximadas por equações de diferenças que envolvem a temperatura em pontos vizinhos. Nos itens a seguir estas expressões serão desenvolvidas e aplicadas à equação diferencial.

2.2.2.1 MÉTODOS DE DERIVAÇÃO

O polinômio de Taylor em torno de x_0 de ordem n para uma função f diferenciável até a ordem n no intervalo I com $x_0 \in I$ é^[9]:

$$P(X) = f(x_0) + f'(x_0)(x - x_0) + f''(x_0)\frac{(x - x_0)^2}{2!} + \dots + f^{(n)}(x_0)\frac{(x - x_0)^n}{n!} \quad \text{Eq. 2.2.8}$$

Considere-se, inicialmente, o caso da figura 2.7 e a expansão em séries de Taylor de $f(x_1) = f(x_0 + \Delta x) = f_1$.

$$f_1 = f_0 + f'_0 \Delta x + f''_0 \frac{(\Delta x)^2}{2!} + f'''_0 \frac{(\Delta x)^3}{3!} + f^{iv}_{0,1} \frac{(\Delta x)^4}{4!} \quad \text{Eq. 2.2.9}$$

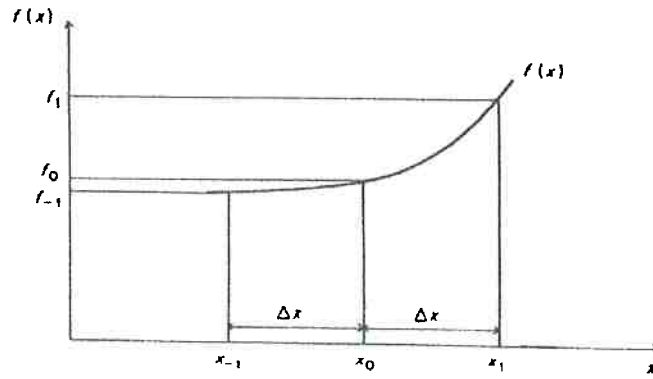


Figura 2.7^[2, pg. 40]: Função $f(x)$ mostrando os valores da função, f_{-1} , f_0 e f_1 , tomados nos pontos igualmente espaçados x_{-1} , x_0 e x_1 , distantes de Δx entre si.

Analogamente, para $f(x_{-1}) = f(x_0 - \Delta x) = f_{-1}$

$$f_{-1} = f_0 - f'_0 \Delta x + f''_0 \frac{(\Delta x)^2}{2!} - f'''_0 \frac{(\Delta x)^3}{3!} + f^{iv}_{-1;0} \frac{(\Delta x)^4}{4!} \quad \text{Eq. 2.2.10}$$

Truncando as equações 2.2.9 e 2.2.10 após o termo de grau 1, tem-se, respectivamente:

$$f_1 = f_0 + f'_0 \Delta x + f''_{0;1} \frac{(\Delta x)^2}{2!} \mapsto f'_0 = \frac{f_1 - f_0}{\Delta x} - \frac{\Delta x}{2} f''_{0;1} \quad \text{Eq. 2.2.11}$$

$$f_{-1} = f_0 - f'_0 \Delta x + f''_{-1;0} \frac{(\Delta x)^2}{2!} \mapsto f'_0 = \frac{f_0 - f_{-1}}{\Delta x} + \frac{\Delta x}{2} f''_{-1;0} \quad \text{Eq. 2.2.12}$$

que são as diferenças avançadas e atrasadas, respectivamente, com uma estimativa de erro que é proporcional ao espaçamento Δx .

Subtraindo agora a equação 2.2.10 de 2.2.9, tem-se:

$$f_1 - f_{-1} = 2f'_0 \Delta x + \frac{(\Delta x)^2}{3!} [f'''_{0;1} + f'''_{-1;0}]$$

$$f'_0 = \frac{f_1 - f_{-1}}{2\Delta x} - \frac{(\Delta x)^2}{3!} [f'''_{0;1} + f'''_{-1;0}] \quad \text{Eq. 2.2.13}$$

que é a diferença central, com uma estimativa de erro proporcional a $(\Delta x)^2$. Portanto, pode-se dizer que as diferenças centrais apresentam menor erro de truncamento que as avançadas ou atrasadas.

Para se ter uma estimativa da segunda derivada em $x = x_0$, faz-se a adição das equações 2.2.9 e 2.2.10:

$$f_1 + f_{-1} = 2f_0 + 2f_0'' \frac{(\Delta x)^2}{2!} + \frac{(\Delta x)^4}{4!} [f_{0,1}^{iv} + f_{-1,0}^{iv}]$$

$$f_0'' = \frac{f_1 - 2f_0 + f_{-1}}{(\Delta x)^2} - \frac{(\Delta x)^2}{4!} [f_{0,1}^{iv} + f_{-1,0}^{iv}] \quad \text{Eq. 2.2.14}$$

onde, novamente, é uma diferença central com erro de truncamento de 2ª ordem.

2.2.2.2 EDF's PARA PROBLEMAS EM REGIME TRANSIENTE

Diferentemente dos problemas em estado estacionário, os problemas de transferência de calor em estado não-estacionário (transiente) são caracterizados por fluxos de calor e campos de temperatura dependentes do tempo. As EDF's podem ser obtidas por substituição das equações desenvolvidas no item anterior na EDP ou por técnicas de balanço energético.

2.2.2.2.1 SUBSTITUIÇÃO DA EDP^[2] – MÉTODO DA SÉRIE DE TAYLOR

Considere inicialmente uma região bidimensional com condutividade uniforme k . Suponha um sistema de coordenadas cartesianas com uma malha de pontos uniforme sobreposta no domínio onde a solução é procurada. Tome $\Delta x = \Delta y = \Delta$ como o espaçamento desta malha e um ponto interno P , coincidente com o nó da malha, como mostrado na figura 2.8.

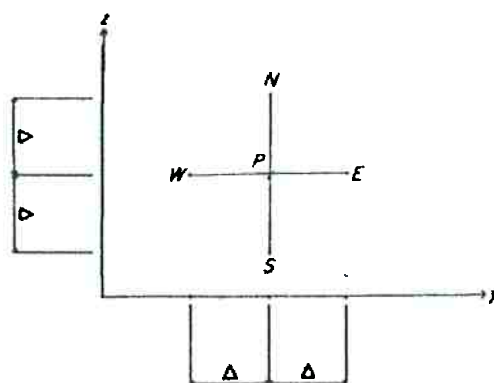


Figura 2.8: Ponto P com seus quatro vizinhos (igualmente espaçados) em um sistema cartesiano bidimensional.

A equação diferencial para a transferência de calor válida neste ponto é:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = \frac{\rho C_p}{k} \frac{\partial T}{\partial t} \quad \text{Eq. 2.2.15}$$

Substituindo os termos do lado esquerdo da equação através da representação em diferenças centrais (equação 2.2.14), e o termo do lado direito por uma diferença avançada (equação 2.2.11) onde $T_P(t) = T_P$ é a temperatura do ponto P no instante t , e $T'_P = T_P(t + \Delta t)$ é a temperatura do ponto P no instante $t + \Delta t$, chega-se à:

$$\frac{T_E - 2T_P + T_W}{\Delta^2} + \frac{T_N - 2T_P + T_S}{\Delta^2} = \frac{\rho C_p}{k} \left(\frac{T'_P - T_P}{\Delta t} \right) \quad \text{Eq. 2.2.16}$$

onde T_E , T_P , T_W , T_N , T_S são as temperaturas dos nós indicados na figura 2.8, no instante t .

Essa expressão pode ser reduzida a:

$$T'_P = Fo \left[T_E + T_W + T_N + T_S - \left(4 - \frac{1}{Fo} \right) T_P \right] \quad \text{Eq. 2.2.17}$$

onde Fo é o número de Fourier, definido como $Fo = \frac{k \Delta t}{\rho C_p (\Delta x)^2}$.

Note-se que a temperatura no ponto P no instante $t + \Delta t$ é dada como função das temperaturas dos seus vizinhos e de si próprio no instante anterior t , que são valores conhecidos. Isto faz com que este esquema seja conhecido como “*esquema explícito*”, onde a variável desconhecida está explicitada por valores já conhecidos. Algumas considerações ligadas à estabilidade, precisão e convergência destas equações, que limitam os valores de Δt e Δ a serem utilizados, devem ser feitas.

Uma outra maneira de representar a equação diferencial por equações de diferenças finitas é avaliar o termo à esquerda da equação 2.2.15 no instante $t + \Delta t$, assim:

$$\frac{T'_E - 2T'_P + T'_W}{\Delta^2} + \frac{T'_N - 2T'_P + T'_S}{\Delta^2} = \frac{\rho C_P}{k} \left(\frac{T'_P - T_P}{\Delta t} \right) \quad \text{Eq. 2.2.18}$$

onde as temperaturas “em linha” indicam temperaturas no instante $t + \Delta t$, que são incógnitas. Essa equação reduz-se a:

$$T_P = -Fo \left[T'_E + T'_W + T'_N + T'_S - \left(4 + \frac{1}{Fo} \right) T'_P \right] \quad \text{Eq. 2.2.19}$$

Este esquema em que a temperatura no instante $t + \Delta t$ é dada em termos de outras temperaturas neste mesmo instante, em pontos vizinhos, é chamada de “*esquema implícito*” e exige maior complexidade de cálculo que o esquema explícito. A maior complexidade de cálculo existe devido à presença de mais de uma incógnita em cada equação, originando um sistema de equações algébricas acopladas. Porém este método não possui instabilidades como o método explícito. A tabela 2.2 apresenta uma comparação entre os métodos explícito e implícito.

No presente trabalho foi adotado o método explícito.

Tabela 2.2: Comparação entre os Esquemas Implícito e Explícito^[13]

	<i>Explícito</i>	<i>Implícito</i>
<i>Vantagens</i>	Não é necessário resolver um sistema de equações algébricas acopladas.	Não há restrição de instabilidade, o Δt é limitado pelo erro de truncamento.
<i>Desvantagens</i>	Existe um Δt máximo limite para que o método seja estável o que pode resultar em muitas iterações ao longo do tempo, o que implica em maior tempo de processamento.	Deve-se solucionar um sistema de equações algébricas após cada intervalo de tempo Δt .

2.2.2.2.2 TÉCNICAS DE BALANÇO DE ENERGIA^[2]

Este método é alternativo ao método das séries de Taylor. A EDF apropriada para a temperatura em um nó (ponto da malha) também é obtida por considerações de balanço de energia e das equações da seção 2.2.1. Cada nó é tomado como representativo de uma região do sistema, chamada de célula de volume de controle. Fluxos de calor através das superfícies de uma região para as regiões adjacentes são considerados e uma fórmula é derivada para a temperatura do nó em termos das temperaturas dos nós vizinhos. Esta técnica leva aos mesmos resultados que os obtidos pela substituição de EDP's pelas equações de diferenças finitas.

Considere um volume de controle em torno de um ponto P pertencente à uma malha tridimensional de pontos com espaçamento uniforme ($\Delta = \Delta x = \Delta y = \Delta z$) em um sistema cartesiano, como mostra a figura 2.9.

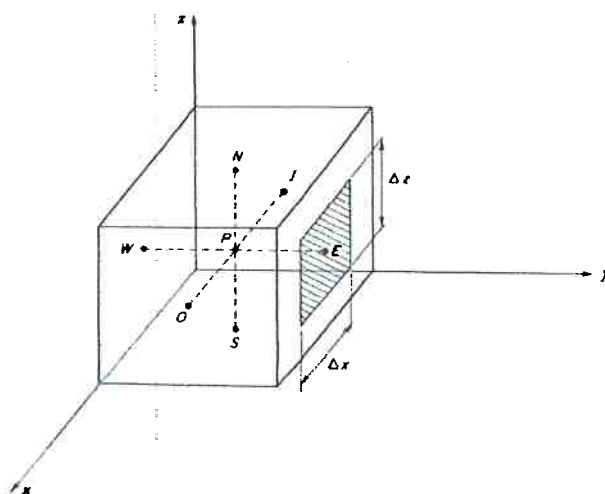


Figura 2.9^[2, pg.57]: Célula de volume de controle em torno de um ponto P num sistema cartesiano tridimensional com espaçamento uniforme entre seus seis vizinhos.

Todas as faces da célula têm área Δ^2 e a distância entre P e seus pontos vizinhos é Δ .

Definem-se as “condutâncias térmicas”, K_{ij} , que são calculadas entre o nó i e seu nó adjacente j :

- nós internos:

$$K_{ij} = \frac{kA_{ij}}{L_{ij}} \quad \text{Eq. 2.2.20}$$

- na superfície:

$$K_{ij} = h_j A_{ij} \quad \text{Eq. 2.2.21}$$

onde k é a condutividade térmica, A_{ij} é a área da superfície normal à direção do fluxo de calor entre os nós i e j , L_{ij} é a distância entre os nós i e j , h_j é o coeficiente de transferência de calor médio na superfície de área A_{ij} exposta a um ambiente de temperatura T_j .

E então a quantidade de calor transferida por unidade de tempo, Q_{ij} , de j para i é:

$$Q_{ij} = K_{ij}(T_j - T_i) \quad \text{Eq. 2.2.22}$$

Sob condições de regime transiente, o balanço de energia para o nó i origina a seguinte equação:

$$\sum_j Q_{ij} + H.V_i = \sum_j K_{ij}(T_j - T_i) + H.V_i = \rho C_p V_i \frac{\Delta T_i}{\Delta t} \quad \text{Eq. 2.2.23}$$

$$V_i = \Delta x \Delta y \Delta z = \Delta^3$$

onde a somatória é calculada sobre todas as seis faces da célula, ρ é a densidade (kg/m^3), C_p é o calor específico (J/kgK), V_i é o volume da célula e H (W/m^3) é o calor interno gerado. De modo geral, o primeiro termo da equação representa o fluxo de calor líquido que entra no elemento de volume, o segundo termo representa a liberação de calor (através de uma transformação de fase, por exemplo) e o termo do lado direito representa o acúmulo de energia por unidade de tempo.

Substituindo as equações 2.2.20 e 2.2.22 em 2.2.23 tem-se a EDF para um nó interno:

$$\frac{k\Delta^2}{\Delta} \left[(T_N - T_P) + (T_S - T_P) + (T_E - T_P) + (T_W - T_P) + (T_I - T_P) + (T_O - T_P) \right] + H\Delta^3 = \rho C_p \Delta^3 \frac{(T'_P - T_P)}{\Delta t}$$

O termo do lado direito da equação 2.2.23 foi representado em termos de diferenças avançadas.

Rearranjando a equação, tem-se:

$$T_N + T_S + T_E + T_W + T_I + T_O - 6T_P = \frac{\rho C_p \Delta^2}{k \Delta t} (T'_P - T_P) \quad \text{Eq. 2.2.24}$$

que é o esquema explícito anteriormente desenvolvido para o cálculo de T'_P .

A seguir será feito um balanço de energia para um nó do contorno, porém será utilizada transferência de calor unidimensional.

Considere um problema unidimensional em regime transiente com propriedades constantes (ρ , C_p e k) sujeito a uma condição convectiva na superfície, como mostrado na figura 2.10.

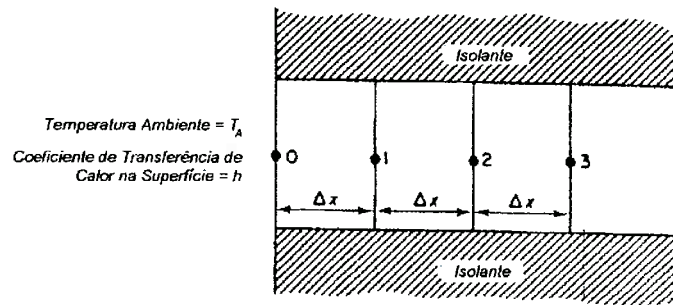


Figura 2.10^[2, pg.90]: Superfície em condições convectivas, fluxo de calor unidimensional.

O balanço de energia feito no nó 0 durante um intervalo de tempo Δt através das equações 2.2.21, 2.2.22 e 2.2.23 origina a equação:

$$\frac{k}{\Delta x} (T_1 - T_0) + h(T_A - T_0) = \rho C_p V_0 \frac{\Delta T_0}{\Delta t} \quad \text{Eq. 2.2.25}$$

A equação 2.2.25 está na forma explícita, portanto as temperaturas do lado esquerdo da equação são avaliadas no instante de tempo t (temperaturas conhecidas).

Rearranjando os termos desta equação:

$$\frac{k}{\Delta x}(T_1 - T_0) + h(T_A - T_0) = \rho C_p \frac{\Delta x}{2} \frac{(T'_0 - T_0)}{\Delta t}$$

$$2(T_1 - T_0) + 2Bi(T_A - T_0) = \frac{1}{Fo}(T'_0 - T_0)$$

$$T'_0 = 2Fo \left[T_1 + Bi.T_A + T_0 \left(\frac{1}{2Fo} - Bi - 1 \right) \right] \quad \text{Eq. 2.2.26}$$

onde $Fo = \frac{k\Delta t}{\rho C_p (\Delta x)^2}$ e Bi é o número de Biot, definido por $Bi = \frac{h\Delta x}{k}$.

2.2.2.3 ESTABILIDADE E CONVERGÊNCIA DOS MÉTODOS DE DIFERENÇAS FINITAS EM REGIME TRANSIENTE^[2]

2.2.2.3.1 ERROS

O erro é definido como a diferença entre uma solução calculada pelas EDF's (aproximada) e a solução exata dada pela EDP que governa o problema.

Existem dois tipos de erros. O primeiro é chamado "erro de truncamento", devido à aproximação de derivadas por uma equação de diferenças finitas. O segundo tipo de erro é numérico e aparece devido ao arredondamento causado pelo método de armazenamento de números reais no computador.

2.2.2.3.2 ESTABILIDADE DO MÉTODO EXPLÍCITO

A estabilidade do método explícito depende dos incrementos de tempo (Δt) e do espaçamento da malha (Δ) definidos. Critérios simples de estabilidade adequados a aplicações práticas de EDF's explícitas podem ser desenvolvidos baseados em argumentos elementares. Considere a EDF explícita geral para regime transiente, equação 2.2.24:

$$T_N + T_S + T_E + T_W + T_I + T_O - \left(6 - \frac{1}{Fo} \right) T_P = \frac{1}{Fo} T'_P \quad \text{Eq. 2.2.27}$$

Os coeficientes de T_O , T_I , T_N , T_S , T_E e T_W são todos positivos e iguais à 1 no caso de uma malha uniforme ($\Delta = \Delta x = \Delta y = \Delta z$). Se o coeficiente de T_P fosse negativo então, pela equação 2.2.27, teríamos que quanto menor fosse T_P , maior seria T'_P (temperatura em P no novo instante de tempo $t+\Delta t$). Isto vai de encontro a princípios termodinâmicos e implica que, para que não haja tal inconsistência física, um Fo deve ser escolhido de modo que o coeficiente de T_P não seja negativo.

Aplicando esta regra simples para as equações do método explícito aplicado a problemas de uma, duas ou três dimensões pode-se deduzir as seguintes restrições para os números de Fourier e Biot de modo que o método seja estável:

Nós no interior da malha:

$$1\text{-D} \quad Fo \leq \frac{1}{2}$$

$$2\text{-D} \quad Fo \leq \frac{1}{4}$$

$$3\text{-D} \quad Fo \leq \frac{1}{6}$$

Nós na superfície:

$$1\text{-D} \quad Fo \leq \frac{1}{2(1 + Bi)}$$

$$2\text{-D} \quad Fo \leq \frac{1}{2(2 + Bi)}$$

$$3\text{-D} \quad Fo \leq \frac{1}{2(3 + Bi)}$$

Como Fo depende do passo de tempo Δt e do espaçamento da malha Δx , tem-se uma relação entre eles que deve ser obedecida para garantir resultados corretos.

2.3 MODELAGEM MATEMÁTICA DAS TRANSFORMAÇÕES DE FASE EM AÇOS

A predição da transformação de fase nos processos de tratamento térmico de metais necessita de um tratamento conjunto das cinéticas de transformação de fase e de transferência de calor.

A transferência de calor na superfície do metal depende das condições de resfriamento local, que variam com a temperatura, propriedades do fluido e do metal e as condições convectivas do fluido, como já pôde ser observado na seção 2.1. As propriedades termofísicas variam com a temperatura e há a liberação de calor latente devido à transformação de fase.

A cinética da transformação de fase nos aços durante o resfriamento depende, entre outros, da taxa de resfriamento, da composição do aço e do tamanho de grão austenítico anterior ao resfriamento.

Os próximos itens apresentarão uma técnica atualmente utilizada para a modelagem conjunta de transferência de calor e transformação de fase.^[11]

2.3.1 CONSTRUÇÃO DO MODELO

Na transformação de fase, o termo devido à uma fonte ou sorvedouro de calor na equação 2.3.1 (\dot{q}) torna-se extremamente importante, já que ele considera a liberação de um calor latente de transformação de fase.

$$k\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}\right) + \dot{q} = \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} \quad \text{Eq. 2.3.1}$$

2.3.1.1 TRANSFORMAÇÕES QUE ENVOLVEM DIFUSÃO

Brimacombe & Prakash^[11] propuseram um modelo matemático para as transformações de fase que dependem de processos difusivos baseado numa equação que fornece a fração transformada de austenita como função do tempo, a equação de Avrami^[12]:

$$F = 1 - \exp[-C(T)t^{n(T)}] \quad \text{Eq. 2.3.2}$$

onde F é a fração transformada de austenita, t é o tempo; e $C(T)$ e $n(T)$ são parâmetros que variam com a temperatura, composição do aço e tamanho de grão austenítico. A equação 2.3.2 está coerente com a curva sigmoidal de transformação controlada por difusão, mostrada na figura 2.11.

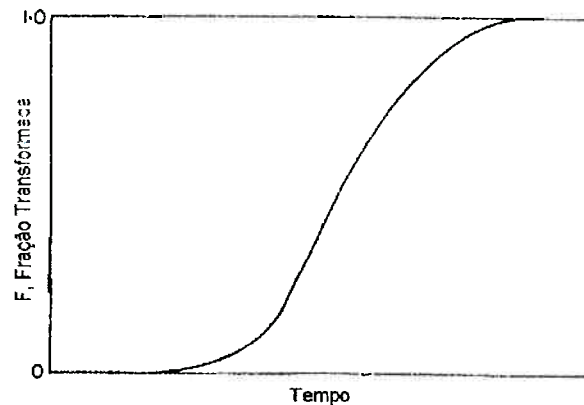


Figura 2.11: Curva geral para a fração de austenita transformada por tempo em condições isotérmicas^[11]

Os valores de $C(T)$ e $n(T)$ têm sido determinados, para cada temperatura, a partir do “início” e “fim” de transformação das curvas em “C” de transformação isotérmica no diagrama TTT. Tais curvas correspondem, usualmente, a 0,1% e 99,9% de transformação, respectivamente.

O modelo proposto faz a simulação de uma curva de resfriamento contínuo (CCT) a partir de uma curva TTT, mesmo princípio que será usado no trabalho para o resfriamento dos corpos de prova do trabalho de Imamura^[1]. Esta técnica assume que, durante um intervalo de tempo Δt , a transformação de um dado elemento de volume ocorre na mesma temperatura. Dessa forma, durante este intervalo, utiliza-se a curva TTT para se obter as frações de material transformadas. Tamura *et al*^[16] comprovaram que este método pode ser aplicado com bastante eficiência para a transformação bainítica, que será tratada no presente trabalho.

A equação 2.3.1 é escrita na forma diferenças finitas e o termo \dot{q} , que depende da fração volumétrica transformada no instante, é escrito como:

$$\dot{q} = \rho H(T) \frac{\Delta F}{\Delta t} \quad \left[\frac{J}{m^3 s} \right] \text{ Eq. 2.3.3}$$

onde $H(T)$ é o calor latente da transformação, ρ é a densidade do material e ΔF é a variação de fração transformada entre os instantes t e $t + \Delta t$.

O esquema utilizado para o cálculo de ΔF será interpretado com o auxílio da figura 2.12, onde estão colocadas duas curvas de fração transformada com o tempo, a temperaturas diferentes.

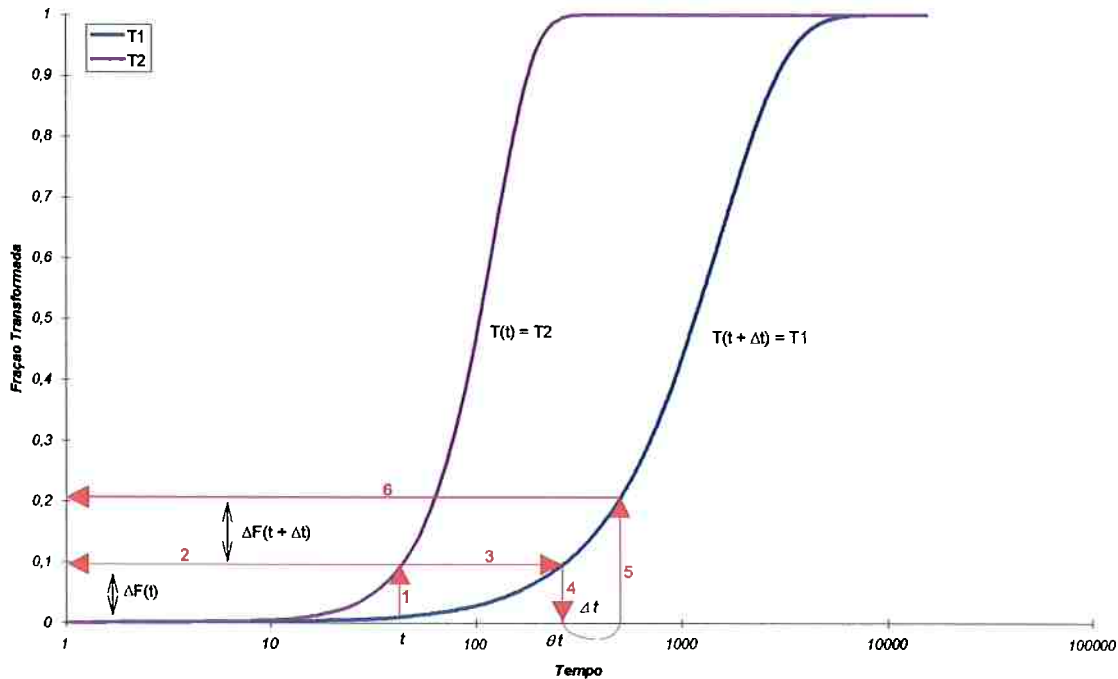


Figura 2.12: Esquema de cálculo da taxa de calor liberada na transformação de fase

As setas na figura indicam a seqüência de cálculos. Quando a temperatura em um nó alcança a maior temperatura para a transformação na curva em "C" (temperatura T_i na figura 2.13) tem início a seqüência de cálculos a seguir.

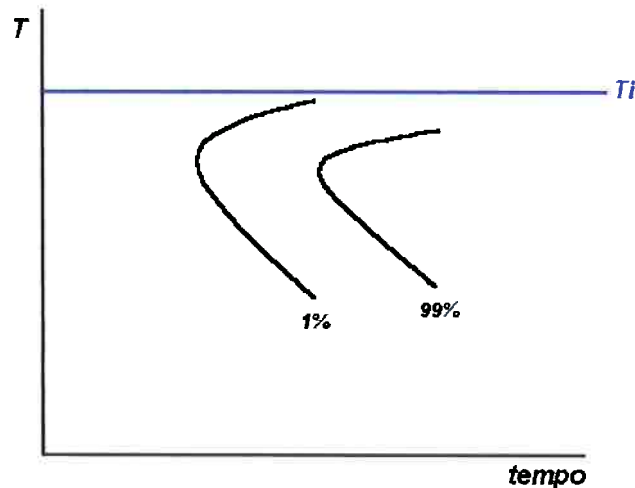


Figura 2.13: Representação esquemática de uma curva TTT, a temperatura indicada é a temperatura na qual inicia-se a simulação da curva CCT

As setas da figura 2.12 são numeradas de acordo com o aqui apresentado, supor que $T_2 > T_1$:

1. toma-se o tempo transcorrido t e, na curva a T_2 , calcula-se a fração transformada, fazendo uso da equação 2.3.2;
2. obtém-se, então, a fração transformada na temperatura T_2 , $\Delta F(T)$, que é inserida na equação 2.3.3 possibilitando o cálculo do perfil de temperaturas no instante $t+\Delta t$;
3. Para o cálculo do perfil no instante $t+2\Delta t$, extrapola-se a fração obtida na temperatura $T(t)$ até a curva da temperatura $T(t+\Delta t)$;
4. obtém-se um tempo “virtual” θ_t , que teria sido transcorrido caso a transformação tivesse ocorrido apenas nessa temperatura $T(t+\Delta t)$;
5. adiciona-se ao tempo virtual o passo de tempo Δt do cálculo do perfil de temperaturas e obtém-se a fração transformada $\Delta F(t+\Delta t)$ através da curva $T(t+\Delta t)$;
6. através da fração transformada em $t+\Delta t$ e do perfil de temperaturas no mesmo instante, é possível calcular o perfil da temperatura em $t+2\Delta t$.

2.3.1.2 TRANSFORMAÇÕES MARTENSÍTICAS

A modelagem matemática da transferência de calor da transformação martensítica é mais simples do que a de uma transformação de fase que depende de difusão e, portanto, do tempo.

A transformação martensítica é independente do tempo, pois ocorre quase que instantaneamente quando alcançada a temperatura de início de transformação martensítica (M_S). Koistinen & Marburger^[14] observaram a seguinte expressão para a fração de austenita retida em função da temperatura de têmpera:

$$V_\gamma = \exp\left[-0,011 \cdot (M_S - T)\right] \quad \text{Eq. 2.3.4}$$

onde V_γ é a fração volumétrica de austenita retida, M_S é a temperatura de início da transformação martensítica e T é a temperatura de têmpera.

No caso de se modelar a transformação ocorrida em um resfriamento onde já teve início outras transformações e, portanto, uma fração volumétrica menor do material está sob a forma austenítica e pode sofrer transformação martensítica, faz-se a seguinte alteração nesta equação:

$$F = (1 - f) \cdot \left(1 - \exp\left(-0,011 \cdot (M_S - T)\right)\right) \quad \text{Eq. 2.3.5}$$

onde F = fração volumétrica de austenita transformada, e não mais a fração de austenita retida, e f é a fração de austenita já transformada até o instante considerado.

A equação 2.3.5 fornece a curva da figura 2.14 para uma fração transformada adimensional ($F/(1-f)$):

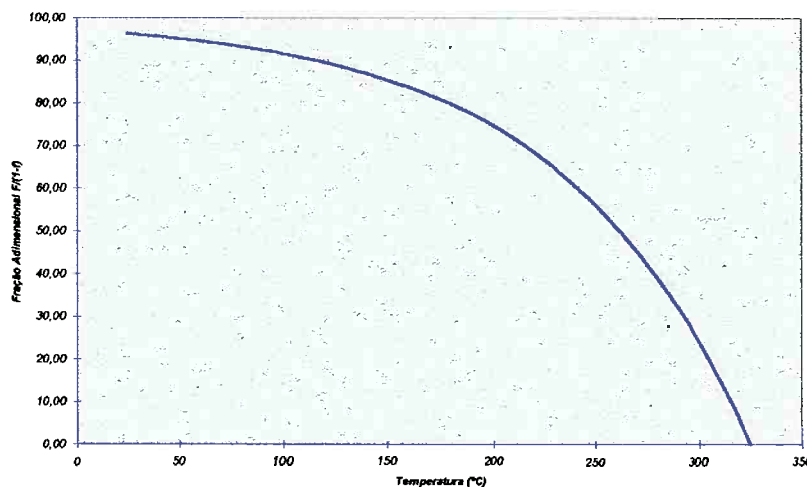


Figura 2.14: Fração de martensita como função da temperatura de têmpera baseada na equação 2.3.5

Pode-se utilizar a equação 2.3.3 para calcular o calor latente liberado na transformação martensítica. Entretanto, nota-se que, ao contrário das transformações que dependem de difusão, a fração transformada não possui relação direta com o tempo (ver as equações 2.3.2 e 2.3.5).

A partir da equação 2.3.3 pode-se escrever:

$$\dot{q} = \rho H \frac{\partial F}{\partial t} = \rho H \frac{\partial F}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial t} \quad \text{Eq. 2.3.6}$$

onde \dot{q} é o calor latente liberado na transformação martensítica.

Substituindo a equação 2.3.6 na equação 2.3.1 e rearranjando os termos, tem-se:

$$k \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) = \rho \left(C_p - H \frac{\partial F}{\partial T} \right) \frac{\partial T}{\partial t} \quad \text{Eq. 2.3.7}$$

onde o termo $\left(C_p - H \frac{\partial F}{\partial T} \right)$ pode ser entendido como um “calor específico equivalente”.

Percebe-se, então, que a modelagem da transferência de calor durante a transformação martensítica restringe-se ao cálculo deste “C_p equivalente”.

3. MATERIAIS E MÉTODOS

Para a concretização dos objetivos propostos foi desenvolvido um programa, para o cálculo dos perfis de temperatura e determinação do coeficiente de transferência de calor, em linguagem "C" e compilado em um microcomputador PentiumPRO de 200 MHz. Os resultados obtidos foram levados ao MS-Excel, versão 7.0, de onde foram tirados os resultados gráficos.

São apresentadas nas seções a seguir as equações principais utilizadas no programa bem como os dados utilizados como entrada para o cálculo dos coeficientes de transferência de calor em diversas situações experimentais envolvendo o leito fluidizado mencionado.

3.1 EQUAÇÕES DE DIFERENÇAS FINITAS PARA TRANSFERÊNCIA DE CALOR

O modelo aqui apresentado será aplicado a um corpo de prova cilíndrico, com relação comprimento/diâmetro igual à 3. Lambert e Economopoulos^[4] comprovaram experimentalmente que, num corpo de prova cilíndrico com relação comprimento/diâmetro maior que 3, a transferência de calor à meia altura é basicamente radial. Como o corpo de prova onde a transferência de calor será modelada obedece este requisito, apenas o componente radial do fluxo de calor será considerado no modelo. A figura 3.1 representa uma seção transversal do corpo de prova, a malha de pontos e os elementos de volume utilizados no método de diferenças finitas.

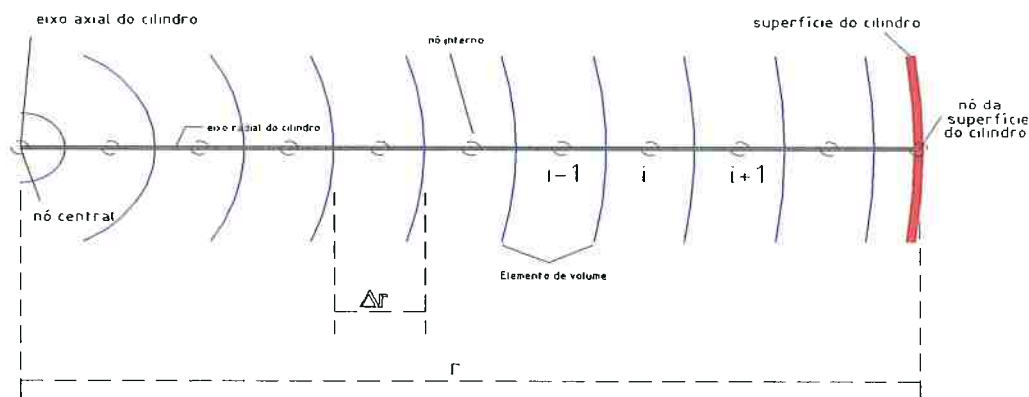


Figura 3.1: Malha de discretização unidimensional para utilização do método das diferenças finitas

As linhas concêntricas definem os volumes de controle onde cada nó é cercado por tal volume que é uma casca cilíndrica de espessura Δr . O índice dos nós internos varia de **1** a **n**, havendo ainda mais os dois nós dos contornos da malha: nó central (**c**) e o nó da superfície do cilindro, (**p**).

Usando as equações de transferência de calor e algumas das considerações do método de diferenças finitas pode-se construir as equações para a variação de temperatura com o tempo ao longo de uma direção radial do cilindro.

As equações deduzidas encontram-se em 3 diferentes categorias:

- Nós internos da malha ($1 \leq i \leq n$);
- Nó da superfície do cilindro (**p**);
- Nó do centro do cilindro (**c**).

♦ Equação para os nós internos:

Somatória dos fluxos de calor no nó i:

$$\sum Q_i = Q_{i,i+1} + Q_{i-1,i} \quad \text{Equação 3.1}$$

onde $Q_{i,i+1}$ e $Q_{i-1,i}$ são os fluxos entrando no volume de controle em torno de i , os nós a esquerda e direita serão representados, respectivamente, por $(i-1)$ e $(i+1)$. Logo:

$$\begin{aligned} Q_{i,i+1} &= K_{i,i+1}(T_{i+1} - T_i) \\ Q_{i-1,i} &= K_{i-1,i}(T_{i-1} - T_i) \end{aligned} \quad \text{Equação 3.2}$$

Utilizando 3.2 e aplicando a equação 2.2.23 ao problema em questão, tem-se:

$$T_i \left(\frac{\rho C_p V_i}{\Delta t} - K_{i,i+1} - K_{i-1,i} \right) + K_{i,i+1} T_{i+1} + K_{i-1,i} T_{i-1} = \frac{\rho C_p V_i T_i'}{\Delta t} \quad \text{Equação 3.3}$$

Para o cálculo do volume V_i ao redor de cada nó e da área de contato entre os volumes é necessário o valor do raio nas faces deste volume, Após uma análise da figura 3.1, o raio da face externa do volume de controle ao redor do nó i será:

$$r_i = \Delta r \left(\frac{1}{2} + i \right)$$

Cálculo das condutâncias a partir da equação 2.2.20:

$$\begin{aligned} K_{i,i+1} &= \frac{k}{\Delta r} 2\pi \Delta r \left(\frac{1}{2} + i \right) \therefore \\ K_{i,i+1} &= 2k\pi i + k\pi \\ e \\ K_{i-1,i} &= \frac{k}{\Delta r} 2\pi \Delta r \left(\frac{1}{2} + (i-1) \right) \therefore \\ K_{i-1,i} &= 2k\pi i - k\pi \end{aligned} \quad \text{Equação 3.4}$$

Cálculo do volume do Volume de Controle definido ao redor de cada nó:

$$\begin{aligned}
 V_i &= \pi(r_i^2 - r_{i-1}^2) \\
 V_i &= \pi \left[(\Delta r)^2 \left(\frac{1}{2} + i \right)^2 - (\Delta r)^2 \left(i - \frac{1}{2} \right)^2 \right] \\
 &\therefore \\
 V_i &= 2\pi(\Delta r)^2 i
 \end{aligned}
 \quad \text{Equação 3.5}$$

Usando os resultados obtidos na equação 3.3, substituem-se os resultados das equações 3.4 e 3.5:

$$T_i \left(\frac{\rho C_p (\Delta r)^2 2\pi i}{\Delta t} - 4k\pi i \right) + (2k\pi i + k\pi)T_{i+1} + (2k\pi i - k\pi)T_{i-1} = \frac{\rho C_p (\Delta r)^2}{\Delta t} 2\pi i T_i'$$

Rearranjando, chega-se à equação final para os nós internos ($1 \leq i \leq n$):

$$T_i' = \frac{Fo}{2i} \left[T_i \left(\frac{2i}{Fo} - 4i \right) + (2i+1)T_{i+1} + (2i-1)T_{i-1} \right] \quad \text{Equação 3.6}$$

♦ Equação para o nó central:

O volume ao redor do nó central possui apenas uma face para troca de calor, logo:

$$\sum Q_c = Q_{c,1} \quad \text{Equação 3.7}$$

onde $Q_{c,1}$ é o fluxo de calor através da face do volume de controle. Aplicando a equação 2.2.23 ao nó central:

$$K_{c,1}(T_1 - T_c) = \rho C_p V_c \frac{\Delta T_c}{\Delta t} \quad \text{Equação 3.8}$$

onde T_1 é a temperatura do nó adjacente ao nó central.

Calculando a condutância térmica e o volume de controle para este caso específico, tem-se:

$$V_c = \frac{\pi(\Delta r)^2}{4} \quad \text{Equação 3.9}$$

para o volume, e:

$$K_{c,1} = \frac{k}{\Delta r} 2\pi \frac{\Delta r}{2} \quad \text{Equação 3.10}$$

$$K_{c,1} = k\pi$$

para a condutância.

Substituindo as equações 3.9 e 3.10 em 3.8, chega-se à:

$$k\pi(T_1 - T_c) = \frac{\rho C_p (\Delta r)^2}{\Delta t} \pi \frac{(T'_c - T_c)}{4}$$

ou

$$4(T_1 - T_c) = \frac{1}{Fo} (T'_c - T_c)$$

A equação para o nó central, então, será:

$$\boxed{T'_c = T_c(1 - 4Fo) + 4FoT_1} \quad \text{Equação 3.11}$$

♦ Equação para o nó da superfície:

Para o nó na superfície do cilindro, deve-se considerar o fluxo convectivo na superfície.

Chamando de T_L a temperatura do leito e definindo o raio do cilindro, r , como $r = \Delta r(n+1)$, onde Δr é o espaçamento entre nós adjacentes e n é o número de nós internos ao cilindro.

Sendo n o nó interno adjacente ao nó da superfície (ver a figura 3.1):

$$\Sigma Q_p = Q_{n,p} + Q_{p,L}$$

onde:

$$Q_{n,p} = K_{n,p}(T_n - T_p)$$

e

$$Q_{p,L} = K_{p,L}(T_L - T_p) \quad \text{Equação 3.12}$$

o volume do volume de controle ao redor do nó na superfície será:

$$V_p = \pi(r^2 - r_n^2)$$

$$V_p = \pi \left((\Delta r)^2 (n+1)^2 - (\Delta r)^2 \left(\frac{1}{2} + n \right)^2 \right)$$

$$V_p = \pi (\Delta r)^2 \left(n^2 + 2n + 1 - \frac{1}{4} - n - n^2 \right)$$

$$V_p = \pi (\Delta r)^2 \left(n + \frac{3}{4} \right) \quad \text{Equação 3.13}$$

e as condutâncias:

$$K_{n,p} = \frac{k}{\Delta r} 2\pi \Delta r \left(\frac{1}{2} + n \right)$$

∴

$$K_{n,p} = k\pi + 2k\pi n$$

e

$$K_{p,L} = h2\pi \Delta r (n+1) \quad \text{Equação 3.14}$$

Utilizando as equações 3.12, e 3.3, tem-se:

$$T_p' = \frac{4Fo}{4n+3} \left[T_n(2n+1) + T_L 2(n+1)Bi + T_p \left(\frac{4n+3}{4Fo} - (2n+1) - 2(n+1)Bi \right) \right]$$

$$\text{Equação 3.15}$$

onde Fo e Bi são os números de Fourier e Biot, já definidos anteriormente.

As equações 3.6, 3.11 e 3.15, definem o perfil de temperaturas ao longo do eixo radial do cilindro. Entretanto, a estabilidade do método aqui proposto depende dos valores escolhidos para Δr e Δt . Usando a discussão apresentada para a estabilidade do método de diferenças finitas no item 2.2.2.3.2, conclui-se que o número de Fourier deve obedecer às seguintes condições, simultaneamente:

$$Fo = \frac{k\Delta t}{\rho C_p (\Delta r)^2} \leq \frac{1}{2} \quad \text{e} \quad Fo = \frac{k\Delta t}{\rho C_p (\Delta r)^2} \leq \frac{1}{2\left(1 + \frac{h\Delta r}{k}\right)}$$

São conhecidos os valores de condutividade térmica k , calor específico à pressão constante C_p , coeficiente de transferência de calor h , densidade do material ρ , e o espaçamento Δr , que será dado como função do raio do cilindro e da quantidade total de nós internos. O valor de Δt será então definido de forma a satisfazer a condição de estabilidade:

$$\Delta t = \frac{\rho C_p (\Delta r)^2}{2} \cdot \frac{1}{k + h\Delta r} \quad \text{Equação 3.16}$$

Apresentam-se as equações de diferenças finitas obtidas para os três tipos de nós, utilizadas no programa:

nós internos:

$$T'_i = \frac{Fo}{2i} \left[T_i \left(\frac{2i}{Fo} - 4i \right) + (2i+1)T_{i+1} + (2i-1)T_{i-1} \right]$$

nó central:

$$T'_c = T_c(1 - 4Fo) + 4FoT_1$$

nó da superfície:

$$T'_p = \frac{4Fo}{4n+3} \left[T_n(2n+1) + T_L 2(n+1)Bi + T_p \left(\frac{4n+3}{4Fo} - (2n+1) - 2(n+1)Bi \right) \right]$$

onde i é o nó da malha onde os cálculos estão sendo efetuados, n é o número de nós internos à malha, Bi é o número de Biot e Fo é o número de Fourier, estes dois últimos definidos como:

$$Bi = \frac{h\Delta r}{k}$$

$$Fo = \frac{k\Delta t}{\rho C_p (\Delta r)^2}$$

Para o cálculo do método aqui apresentado, utilizou-se uma malha com 20 nós, sendo 18 internos. E o intervalo de tempo (Δt) foi calculado de modo a ser fixo e sempre coerente com os critérios de estabilidade, sendo obtido a partir da equação 3.17, onde os valores de calor específico e condutividade foram tomados a 100°C de modo a garantir a estabilidade do método nas condições o mais críticas possível.

$$\Delta t = \frac{\rho C_p (\Delta r)^2}{2(k + h\Delta r)} \quad \text{Equação 3.17}$$

o valor $\frac{1}{2}$ que multiplica Δt foi estabelecido para assegurar que **sempre** Δt estará a favor da estabilidade.

O método das diferenças finitas dado pelas equações acima foi verificado através da comparação com a solução analítica da equação diferencial parcial para um problema hipotético de transferência de calor em coordenadas cilíndricas e forneceu erros menores que 1°C.

3.2 EQUAÇÕES PARA MODELAGEM DA TRANSFORMAÇÃO DE FASE

Para modelar o efeito da transformação de fase, primeiro deve ser lembrado que as curvas de resfriamento mostradas no trabalho de Imamura^[1] foram obtidas durante o resfriamento de corpos de prova do aço ABNT 8640, que têm suas composições especificada e real mostradas na tabela 3.1.

Tabela 3.1: Composição química nominal^[15] e real^[1] do aço ABNT 8640

Aço ABNT 8640	C	Si	Mn	Cr	Ni	Mo	S
Nominal (%)	0,38 0,43	0,20 0,35	0,75 1,00	0,40 0,60	0,40 0,70	0,15 0,25	-
Real (%)	0,37	0,26	0,84	0,51	0,56	0,20	0,013

Tomou-se, então, a curva TTT para o aço em questão (mostrada na figura 3.2), e fez-se a tabulação dos valores de tempo de início e fim da transformação bainítica para diferentes temperaturas.

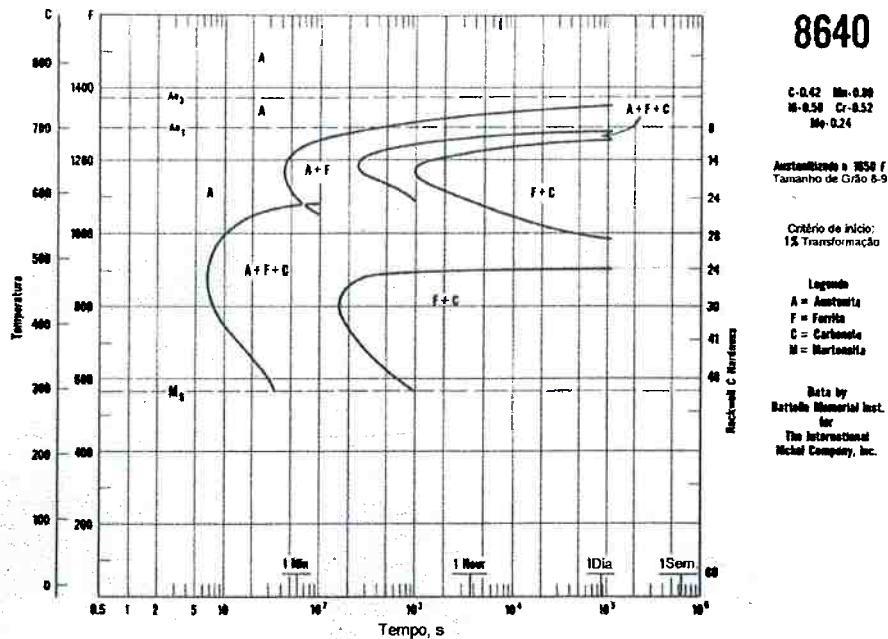


Figura 3.2: Curva TTT para o aço ABNT 8640^[17]

Note-se que a curva TTT possui uma região na qual não se pode determinar o tempo de final da transformação. Nesta região foi adotado como tempo de fim da transformação o valor máximo do eixo dos tempos, pois foi observado que grandes variações neste valor (a partir do ponto onde há a indeterminação) causavam alterações desprezíveis na equação 2.3.2.

Dentre as transformações que dependem de difusão, as transformações ferrítica e bainítica foram consideradas pois, conforme observa-se na figura 3.3, a curva do trabalho de Imamura^[1] que possui o resfriamento mais rápido nem chega a ultrapassar 1% de transformação ferrítica. A transformação perlítica não foi considerada pois, como pode-se observar nesta mesma figura, a curva de resfriamento não atravessa o campo de tal transformação.



Modelagem Matemática do Processo de Têmpera em Leito Fluidizado
Página 44

Tabela 3.2: Valores de tempos de início e fim de transformação e os parâmetros "C" e "n" para a curva TTT do aço 8640

Temperatura (°F)	Temperatura (°C)	Tempo Início (s)	Tempo Fim (s)	C	n
1075,00	579,44	45,00	5000,00	7,108E-05	1,3008
1050,00	565,56	22,00	9000,00	4,310E-04	1,0189
1025,00	551,67	15,00	20000,00	1,001E-03	0,8516
1000,00	537,78	10,00	45000,00	1,844E-03	0,7301
975,00	523,89	8,50	100000,00	3,048E-03	0,5299
950,00	510,00	7,50	100000,00	3,382E-03	0,5223
925,00	496,11	7,00	100000,00	3,532E-03	0,5192
900,00	482,22	6,70	100000,00	2,778E-03	0,6439
875,00	468,33	6,50	270,00	4,197E-04	1,6617
850,00	454,44	6,70	190,00	2,750E-04	1,8536
825,00	440,56	7,00	170,00	2,325E-04	1,9265
800,00	426,67	7,50	160,00	1,589E-04	2,0245
775,00	412,78	8,50	170,00	1,190E-04	2,0569
750,00	398,89	9,70	190,00	8,055E-05	2,0876
725,00	385,00	12,00	220,00	5,162E-05	2,1134
700,00	371,11	15,00	250,00	2,584E-05	2,1898
675,00	357,22	18,00	300,00	1,600E-05	2,2038
650,00	343,33	22,00	400,00	1,349E-05	2,1265
625,00	329,44	26,00	500,00	1,157E-05	2,0748
600,00	315,56	29,00	650,00	1,391E-05	1,9623
566,00	296,67	35,00	1000,00	1,392E-05	1,8399

Os valores dos parâmetros "C" e "n" foram, então, plotados em função da temperatura e a equação da linha de tendência dos pontos foi determinada. Obtiveram-se duas curvas (e duas equações) para cada parâmetro dependendo da faixa de temperaturas, estas curvas e as respectivas equações são mostradas nas figuras 3.4 e 3.5. Nestas figuras, as curvas em azul representam a transformação ferrítica e as curvas em rosa representam a transformação bainítica.

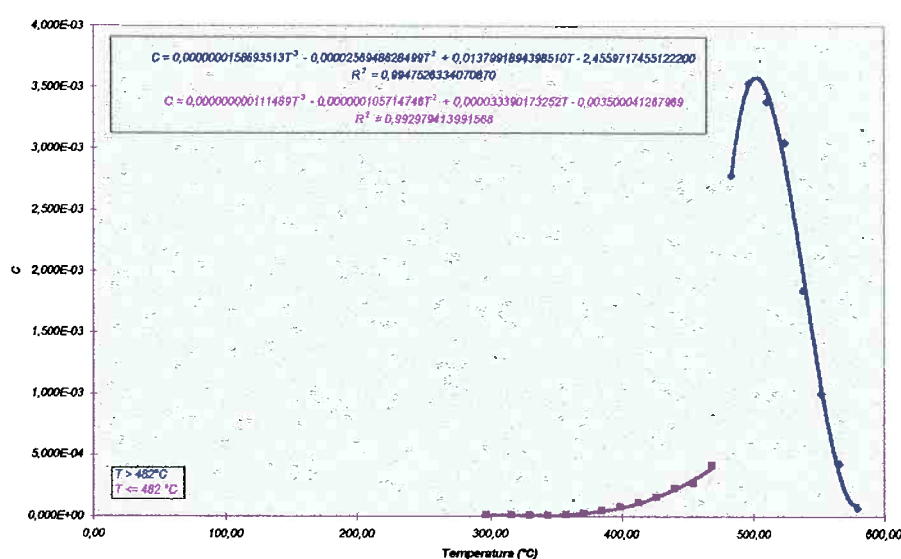


Figura 3.4: Valores do parâmetro "C" em função da temperatura e as equações das curvas ajustadas

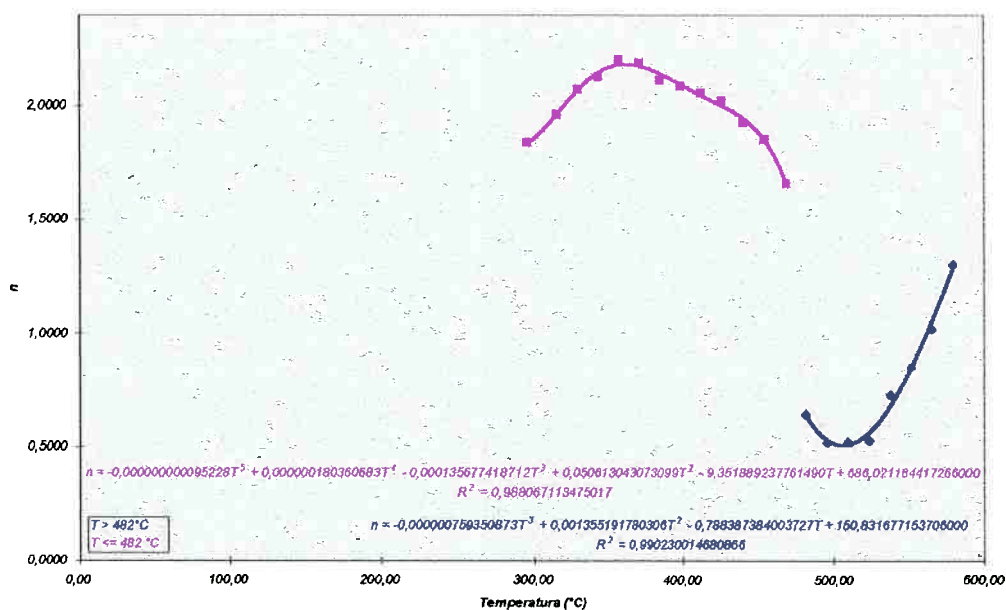


Figura 3.5: Valores do parâmetro "n" em função da temperatura e as equações das curvas ajustadas

A figura 3.6 mostra a curva de fração transformada em função do tempo para a temperatura de 370°C usando os valores de "C" e "n" obtidos por este método e pela equação 2.3.2. Observa-se que a curva é similar à curva geral apresentada na figura 2.11.

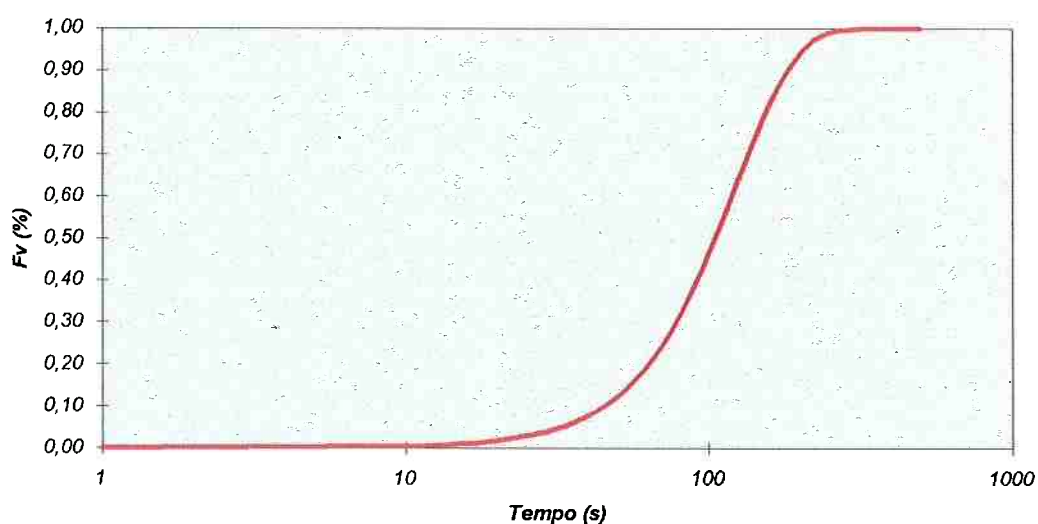


Figura 3.6: Fração volumétrica transformada em função do tempo a 370°C

O modelo foi construído de modo que calcula os valores dos parâmetros “C” e “n” para cada temperatura onde a transformação está ocorrendo e utiliza o algoritmo mostrado no item 2.3.1.1 para considerar o calor latente liberado. A figura 3.7 mostra o perfil de temperaturas calculado sem considerar a transformação de fase e considerando-a para dois valores diferentes de calor latente, onde pode-se notar as inflexões características da liberação de calor quando há transformação.

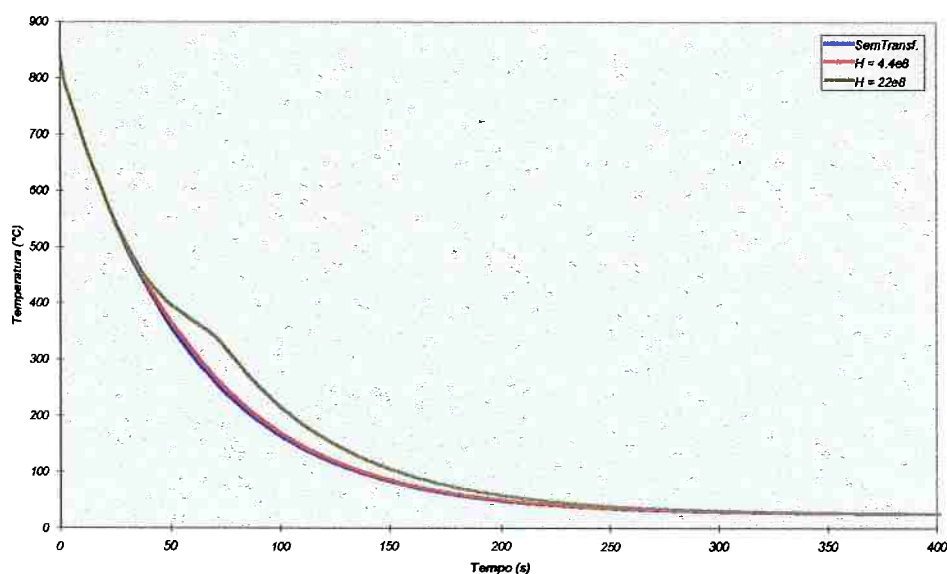


Figura 3.7: Efeito do calor latente da transformação bainítica sobre o perfil de temperaturas. São apresentadas 3 curvas: Sem Transformação, com $H(\text{bainítico}) = 4.4e8 \text{ J/m}^3$, e $H(\text{bainítico}) = 22e8 \text{ J/m}^3$

3.3 CÁLCULO DO COEFICIENTE DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR

Para a determinação dos valores do coeficiente de transferência de calor médios deve-se comparar os resultados calculados obtidos através do método aqui apresentado com os resultados experimentais obtidos por Imamura^[1]. A diferença entre eles deve ser minimizada alterando-se o valor da única incógnita do problema, que é o coeficiente de transferência de calor entre a superfície da peça e o leito.

Utilizando o modelo de transferência de calor desenvolvido, calculou-se a curva de temperatura em função do tempo nas mesmas posições das medidas feitas por Imamura. Este cálculo foi feito para valores de coeficiente de transferência de calor na faixa de 100 a 1400 ($\text{W/m}^2\text{K}$) e o erro quadrático, definido pela equação 3.3.8, foi calculado no caso de cada valor de h utilizado. As curvas de temperatura medidas por Imamura foram tabeladas e estão no item 3.4. A curva de erro quadrático em função do valor do coeficiente de transferência de calor para uma das condições experimentais está mostrada na figura 3.8. Assume-se que o valor de h desejado é aquele que fornece menor erro quadrático.

A equação para o erro quadrático é:

$$Eq(h) = \sum_{i=1}^n [T_{calc}(t_i, x, h) - T_{med}(t_i, x)]^2 \quad \text{Eq. 3.3.8}$$

onde n é o número de temperaturas tabeladas, $T_{calc}(t_i, x, h)$ é a temperatura calculada pelo método no instante t_i , na posição x da malha, com um coeficiente de transferência de calor h , e $T_{med}(t_i, x)$ é a temperatura medida no mesmo instante, e na mesma posição da malha.

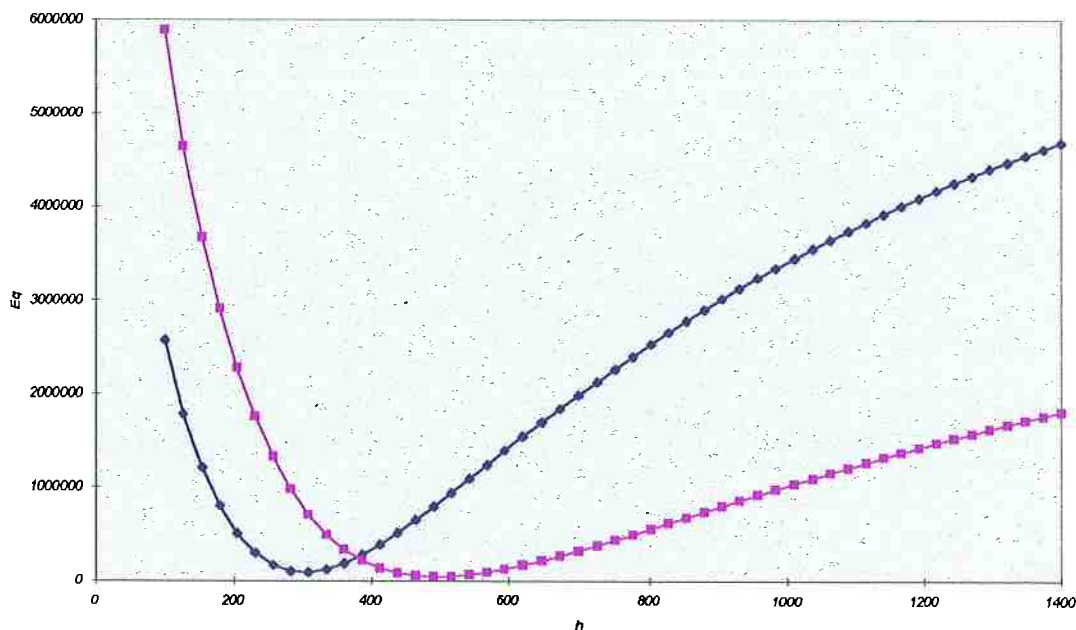


Figura 3.8: Curva do erro quadrático (Eq) em função do coeficiente de transferência de calor para duas condições de resfriamento distintas

3.4 DADOS DE SIMULAÇÃO

3.4.1 PARÂMETROS GLOBAIS

Os dados experimentais ora apresentados foram obtidos por Imamura^[1], foram utilizados neste trabalho como dados de entrada do modelo matemático para o cálculo do coeficiente de transferência de calor no processo de têmpera em leito fluidizado.

O modelo aqui apresentado foi aplicado a um corpo de prova cilíndrico de diâmetro igual à $20 \pm 0,1$ mm e altura igual à 60 mm. Os termopares foram colocados de modo a se obter as temperaturas no centro ou na superfície do corpo de prova à meia altura, ou seja, 30 mm. É conhecida a temperatura de austenitização do corpo de prova, ou seja, a temperatura inicial em todo o cilindro, constante para todas os corpos de prova e igual à 840°C . Os corpos de prova foram resfriados em um leito fluidizado, cuja temperatura é constante e igual à 25°C .

As demais condições experimentais são apresentadas na tabela 3.3. O valor da coluna “Ensaio” na tabela representa uma condição de resfriamento, por isso existem valores iguais em linhas diferentes, mas com mesma condição de resfriamento. As coluna “Corpos de Prova” indica qual o corpo de prova e a posição do termopar, se a identificação do corpo de prova termina em “P” o termopar está posicionado próximo à superfície, se terminar em “C” o termopar estará posicionado no centro.

As colunas “Altura Inicial” e “Altura Final” indicam a posição do corpo de prova no leito. A coluna “Dist. Peça/Dist.” indica a distância na qual o corpo de prova foi colocado do distribuidor do gás. As colunas “Dureza HRC” indicam os valores de dureza Rockwell C para os corpos de prova. A coluna “Vazão Mássica” está diretamente ligada à velocidade do gás. E a coluna “Mat. Particulado” indica o material particulado utilizado no ensaio, ALO representa a alumina (em duas granulometrias diferentes 60 e 120 mesh) e CSIL indica carboneto de silício.

Tabela 3.3: Condições experimentais e valores de dureza obtidos por Imamura^[1]

Ensaio	Corpos de Prova		Altura Inicial (m)	Altura Final (m)	Dist. Peça/Dist. (m)	Mat. Particulado	Vazão Mássica de ar (0.01)(kg/m ² s)	Dureza HRC	
	Centro	Periferia						xxC	xxP
A1	F7C	B11P	0,30	0,30	0,15	ALO 60	14,80	46,3	45,5
A2	F5C	B9P	0,30	0,30	0,15	ALO 60	24,14	48,1	49,0
A3	D3C		0,30	0,30	0,15	ALO 60	35,90	50,9	
A4	F9C	B7P	0,30	0,30	0,15	ALO 60	49,50	51,2	50,7
A5	F1C	B5P	0,30	0,30	0,15	ALO 60	63,30	50,9	51,1
A6	B10C	B3P	0,30	0,30	0,15	ALO 60	77,90	51,0	51,1
A6	F11C		0,30	0,30	0,15	ALO 60	77,90	50,6	
B1	C3C	D7P	0,30	0,30	0,15	ALO 120	3,60	49,9	49,5
B2	C1C	D5P	0,30	0,30	0,15	ALO 120	24,14	51,7	51,6
B3	D4C	D1P	0,30	0,30	0,15	ALO 120	35,90	52,2	52,1
B4	D12C	D13P	0,30	0,30	0,15	ALO 120	49,50	52,5	52,5
B5	D8C	D9P	0,30	0,30	0,15	ALO 120	63,30	52,5	52,7
B2	A2C	F10P	0,30	0,30	0,15	ALO 120	24,14	51,9	51,9
B3	E9C	F6P	0,30	0,30	0,15	ALO 120	35,90	52,2	52,2
B3		F8P	0,30	0,30	0,15	ALO 120	35,90		52,3
B4	E7C	F2P	0,30	0,30	0,15	ALO 120	49,50	52,4	52,4
B4	A12C		0,30	0,30	0,15	ALO 120	49,50	52,5	
B4	E13C	F12P	0,30	0,30	0,15	ALO 120	49,50	52,4	52,6
B5	E12C		0,30	0,30	0,15	ALO 120	63,30	52,7	
B6	E11C		0,30	0,30	0,15	ALO 120	77,90	52,6	
C1	B6C	B1P	0,30	0,30	0,15	CSIL	9,67	44,5	45,2
C2	B2C	C10P	0,30	0,30	0,15	CSIL	24,14	49,2	49,0
C3	C11C	C8P	0,30	0,30	0,15	CSIL	35,90	50,0	49,6
C4	C9C	C6P	0,30	0,30	0,15	CSIL	49,50	50,6	50,5
C5	C7C	C4P	0,30	0,30	0,15	CSIL	63,30	49,7	50,5
C6	C5C	C2P	0,30	0,30	0,15	CSIL	77,90	49,7	49,6
B7	A4C		0,19	0,32	0,15	ALO 120	49,50	52,6	
B8	A5C		0,30	0,30	0,05	ALO 120	49,50	51,5	
B9	A6C		0,30	0,45	0,25	ALO 120	49,50	52,4	
B10	A8C		0,30	0,30	0,05	ALO 120	49,50	52,4	
B11	E8C		0,19	0,30	0,15	ALO 120	35,90	52,1	
B12	E6C		0,30	0,41	0,29	ALO 120	35,90	52,1	
B13	E10C		0,30	0,45	0,29	ALO 120	49,50	52,5	

As tabelas 3.4 e 3.5, abaixo, mostram os valores das temperaturas medidas nas condições de ensaio da tabela 3.3.

Tabela 3.4: Valores de temperaturas durante o resfriamento para as diferentes condições da tabela 3.3. Termopar no centro do corpo de prova.

Tempo (s)	Temperatura (°C)									
	A2C	A4C	A5C	A6C	A8C	A12C	B2C	B6C	B10C	C1C
0	840	840	840	840	840	840	840	840	840	840
2	823	823	822	825	825	820	815	830	823	820
4	788	780	785	780	788	785	785	800	788	785
6	747	735	739	733	742	735	750	770	750	745
8	702	690	700	690	697	700	730	740	710	705
10	667	645	658	650	660	655	687	710	680	670
12	635	612	626	610	617	617	655	685	645	630
14	600	578	590	570	580	577	628	660	620	605
16	560	542	560	550	545	543	602	640	590	570
18	535	513	530	505	520	518	575	615	578	540
20	510	482	505	482	495	488	550	595	540	517
22	490	461	485	459	465	465	530	580	515	492
24	470	430	465	437	445	440	510	565	500	475
26	445	410	445	412	425	415	495	540	480	460
28	425	385	425	390	400	398	475	530	465	440
30	407	365	403	370	380	375	460	510	450	420
32	390	350	380	348	360	355	450	500	435	395
34	365	335	365	333	345	340	437	495	420	378
36	350	325	350	330	330	330	420	490	400	360
38	335	322	335	322	325	323	402	485	388	342
40	320	320	330	320	320	320	390	470	370	335
42	315	315	325	315	315	317	378	465	350	325
44	310	310	320	310	315	310	360	455	338	318
46	305	300	318	305	305	305	348	445	328	315
48	300	298	310	295	300	300	335	440	320	315
50	295	288	305	288	295	288	330	430	315	305
52	285	278	295	280	285	285	325	418	310	300
54	280	270	285	270	275	275	320	410	307	295
56	270	260	275			260	315	395	302	285
58	260					258	312	380	300	280
60	250	240	260	240	245		307	370	290	270
62							300	360	282	260
64	240	220	240	220	215		295	355	275	255
66							290	345	270	250
68							285	335	260	240
70	205	192	212	190	200		280	320	255	230
72							270	315	245	225
74	190						260	310	240	215
76							255	308		210
78							250	307	225	200
80	165						240	300		190
82								295	207	
84	150						225	290		
86								290	185	
88								280		
90	133						205	275	180	
92								270		
94								265	165	
96								260		
98								255		
100							175	250	145	

Tempo (s)	Temperatura °C									
	C3C	C5C	C7C	C9C	C11C	D3C	D4C	D5C	D12C	E6C
0	840	840	840	840	840	840	840	840	840	840
2	822	825	820	815	820	830	820	820	820	817
4	782	792	785	790	790	795	775	783	780	780
6	745	755	752	750	750	760	740	750	725	750
8	710	720	710	710	715	720	700	704	690	705
10	680	685	678	678	680	685	650	660	645	660
12	650	655	645	645	650	650	620	630	612	640
14	623	625	615	610	615	620	585	590	578	607
16	590	600	590	580	590	590	557	555	545	568
18	562	575	563	555	560	560	525	530	512	535
20	535	545	540	530	535	538	490	495	478	507
22	515	528	517	515	510	515	470	470	460	485
24	500	508	500	495	495	492	450	455	440	455
26	480	490	485	475	475	480	425	435	412	435
28	465	475	468	460	460	460	402	410	395	412
30	450	467	455	448	448	442	380	380	370	392
32	430	450	440	430	430	420	362	370	350	370
34	418	440	425	412	415	405	345	350	332	350
36	400	420	405	398	397	390	330	330	320	335
38	382	405	388	380	380	375	325	327	316	320
40	365	390	375	365	365	360	320	325	315	315
42	350	375	360	350	347	350	315	323	310	310
44	340	357	345	338	335	340	310	320	305	305
46	330	348	338	325	325	330	305	310	298	300
48	320	332	325	320	320	330	298	305	292	295
50	315	325	320	315	315	327		300	280	
52	315	320	317	310	310	320		290	275	290
54	310	317	312	305	305	317		280	265	280
56	305	312	310	300	300	310		270	255	275
58	300	310	308	298	298			260	250	260
60	295	305	300	292	295	300		245	240	250
62	290	300	295	285	280			240		
64	285	299	285	280	278	280		235		
66	280	285	280	270	270			225		
68	270	275	275	265	265			220		
70	260	270	270	258	257	260		207		
72	255	265	260					200		
74	250	258	255	245	240			190		
76	245	252	245					180		
78		249						174		
80	230	240	240	220	215	230		168		
82	225							160		
84		230		205	200			154		
86	220	220						145		
88								140		
90	200	205	195	180	180	200		135		
92								130		
94					168			120		
96								110		
98								100		
100		185		155	148			95		

Tempo(s)	Temperatura °C											
	E1C	E2C	E3C	E10C	E11C	E12C	E13C	F1C	F2C	F3C	F10C	F11C
0	840	840	840	840	840	840	840	840	840	840	840	840
2	820	820	825	825	825	823	825	825	827	830	825	823
4	785	785	780	805	780	780	770	795	792	805	790	788
6	735	740	735	740	735	735	730	765	757	770	750	750
8	700	700	700	688	685	688	682	710	720	739	705	710
10	655	655	660	660	648	652	648	690	688	710	678	680
12	617	625	612	610	610	617	600	660	665	680	660	645
14	577	580	575	580	575	580	582	625	625	652	610	620
16	543	558	540	545	545	547	541	605	600	635	580	590
18	518	525	515	515	512	510	492	565	575	600	555	578
20	488	492	482	500	485	480	470	540	550	579	530	540
22	465	470	462	475	460	460	445	520	525	555	505	515
24	440	450	440	450	435	435	425	502	510	530	485	500
26	415	430	412	425	410	420	400	485	495	515	465	480
28	398	407	388	407	380	387	380	475	480	498	450	465
30	375	382	368	380	355	375	362	460	470	487	430	450
32	355	370	350	370	350	355	337	445	460	472	412	435
34	340	358	335	352	335	335	325	425	450	465	395	420
36	330	342	322	335	325	323	320	410	430	455	378	400
38	323	330	320	320	322	319	315	395	420	445	360	388
40	320	325	313	315	320	315		372	405	430	345	370
42	317	318	310	310	318	310	308	358	390	420	330	350
44	310	315	308	307	312	302	303	340	375	415	325	338
46	305	310	302	300	305	300	285	325	365	395	316	328
48	300	307	295	295	300	295	285	320	348	365	315	320
50	288	300	280	280	280	280	277	317	337	375	315	315
52	285	295	280	282	280	280	270	307	329	360	310	310
54	275	280	268	278	270	270	258	305	317	350	305	307
56	260	260	260	265	260	260	250	300	311	335	300	302
58	258	270	250	255	250	250	235	282	310	330	285	300
60		260	240	248	245	240	225	268	307	320	280	280
62			230				215	278	306	310	260	262
64		255	220		212	220	205	272	298	305	270	275
66			210					270	290	304	265	270
68			200					260	285	302	260	260
70			190		185	192		255	280	300	250	255
72								245	270	295	240	245
74					167	172		240		287	235	240
76									260	283		
78								220		279	220	225
80			155		145				245	270		
82								205		262	205	207
84									230	260		
86								185		255	190	185
88									215	250		
90			122							245		180
92									205		175	
94								165		242		165
96									190		165	
98								150				
100								145	180	212	150	145

Tabela 3.5: Valores de temperatura durante o resfriamento para as diferentes condições da tabela 3.3. Termopar na periferia do corpo de prova.

Tempo (s)	Temperatura °C									
	B1P	B3P	B5P	B7P	B9P	B11P	C2P	C4P	C6P	C8P
0	840	840	840	840	840	840	840	840	840	840
2	795	810	780	800	805	805	785	800	785	785
4	757	765	740	755	758	768	739	765	737	738
6	725	720	685	712	722	735	698	712	698	697
8	700	680	655	680	690	705	665	665	662	660
10	680	645	620	642	655	670	640	637	633	632
12	660	622	590	610	635	640	605	610	605	605
14	630	588	560	578	600	615	585	575	570	570
16	610	560	530	550	575	585	555	545	545	550
18	585	542	505	525	550	565	530	525	525	535
20	565	510	478	500	519	548	510	502	500	500
22	542	490	460	490	505	528	487	480	480	480
24	525	465	438	465	490	510	475	460	460	460
26	510	448	425	447	475	487	460	440	440	440
28	495	430	410	430	460	475	440	425	420	420
30	480	413	400	415	435	468	430	413	407	407
32	470	400	379	405	430	452	413	406	392	395
34	460	365	365	390	425	447	407	387	375	378
36	445	365	350	370	410	440	388	370	362	360
38	444	345	340	350	392	430	376	356	347	345
40	435	330	330	328	375	420	365	340	335	338
42	422	320	318	317	365		355	330	320	322
44	418	307	309	303	350		340	325	310	310
46	413	305	305	300	340	388	327	307	303	307
48	405	300	300	290	330		316	300	300	300
50	400	295	298	287	315		310	295	290	295
52	385	292	290	283	312		300	293	287	290
54	375	290	288	278	305	340	285	290	285	285
56	368	283	280	275			280	285	280	280
58	358	280	275	270			288	280	275	275
60	350	275	270	268	291	312	283	275	270	270
62	340	265	265	262			275	270	265	267
64	335	260	258				270	263	260	260
66	325	255	250				267	258	253	250
68	315		245				262	254	250	248
70	305		240	231	265	285	258	243	240	243
72	300		230				249	235		
74	293		225				242	230	230	233
76	290						238	225		
78	287		212				235	215		
80	280				232	260	225	210	210	210
82	275						220			
84							215			195
86	270						205			
88	260									
90	255					233	195	175	175	175
92	250									
94										160
96	248									
98										
100	235								145	140

Tempo (s)	Temperatura °C										
	C10P	D1P	D6P	D7P	D8P	D13P	F2P	F6P	F8P	F10P	F12P
0	840	840	840	840	840	840	840	840	840	840	840
2	796	780	775	775	775	775	788	790	790	786	770
4	745	730	718	730	720	715	727	733	733	730	710
6	710	680	680	690	665	668	688	690	690	695	670
8	675	640	660	670	625	625	647	650	650	660	625
10	645	605	620	640	595	592	610	610	610	620	575
12	615	575	585	615	553	558	569	570	570	595	535
14	590	555	562	595	520	525	537	535	535	560	507
16	565	530	542	567	490	495	510	508	508	537	485
18	540	495	515	540	475	475	485	485	485	510	455
20	520	470	480	510	450	450	460	467	467	480	432
22	500	445	450	490	430	437	440	435	435	460	407
24	485	420	430	475	405	410	425	410	410	442	388
26	465	400	415	453	383	390	400	380	380	430	362
28	450	375	395	440	367	375	380	365	365	402	349
30	438	360	380	422	348	350	360	340	340	380	330
32	422	340	362	410	332	330	342	332	332	365	315
34	415	325	340	390	320	320	322	315	315	350	308
36	400	312	320	378	310	310	315	310	310	332	300
38	390	310	308	362	305	300	307	305	305	320	291
40	375	305	305	349	300	298	300	300	300	310	285
42	360	298	300	338	296	295	296	298	298	305	280
44	344	295	292	328	290	290	289	295	295	300	278
46	335	290	287	317	285	280	282	290	290	290	275
48	323		285	303	278	275	275	280	280	285	270
50	317		280	300	270	270	270	275	275	280	260
52	310		270			260	261	270	270	274	250
54	307		265	295	261		255	260	260	268	245
56	305		260		250		250	252	252	260	235
58	300		255	285			240	242	242	250	
60	295		242	273						240	
62	290		240								
64	282		230	261						218	
66	280		220								
68	275		217								
70	265		209	245							
72	260		197								
74	250		190								
76	248		180								
78	242		172								
80	231		168								
82											
84	220										
86											
88											
90	200										
92											
94											
96											
98											
100	170										

A figura 3.9 mostra três curvas de resfriamento para os valores de alguns ensaios.

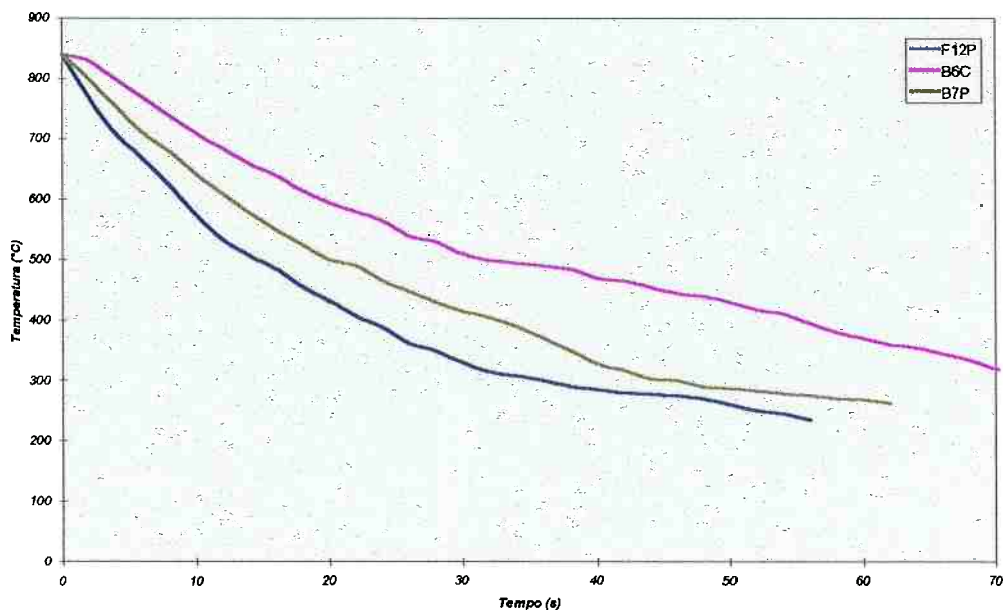


Figura 3.9: Três curvas de resfriamento do trabalho de Imamura^[1] em diferentes condições

3.4.2 PROPRIEDADES TERMOFÍSICAS

Propriedades termofísicas do aço ABNT 8640 e dos materiais particulados do leito foram utilizadas durante os cálculos realizados pelo método, ou durante a discussão, de modo que se torna necessário apresentá-los neste momento.

A tabela 3.6 mostra os valores das principais propriedades encontradas para o aço 8640.

Tabela 3.6: Propriedades Termofísicas do aço ABNT 8640

Densidade (kg/m^3) ^[19]	Calor específico (J/kg.K) ^[19]	Condutividade Térmica (W/mK) ^[19]	Calor Latente da transf. Bainítica (J/m^3) ^[20]	Calor Latente da transf. Martensítica (J/m^3) ^[20]	M_S ^[15] (°C)	M_F ^[15] (°C)
7850	*	*	$4,4 \cdot 10^8$	$6,48 \cdot 10^8$	325	248

As propriedades marcadas com “*” na tabela 3.6 possuem dados em função da temperatura, os valores da literatura foram tabelados e uma curva que se ajustasse aos pontos foi determinada.

A tabela 3.7 apresenta os valores tabelados para o calor específico e para a condutividade térmica; a figura 3.10 mostra a tendência de cada uma dessas curvas e apresenta as suas equações de ajuste.

Tabela 3.7: Valores de condutividade térmica e calor específico^[19]

Temperatura (°C)	Calor Específico (J/kg.K)	Condutividade Térmica (W/m.K)
52	450,007	
102	481,403	43,961
152	502,333	
202	523,264	42,496
252	544,194	
302	565,125	41,031
352	586,055	
402		39,356
452	627,917	
502	648,847	37,263
552	690,708	
602	732,569	
652	774,430	
702	900,014	
802	1360,486	

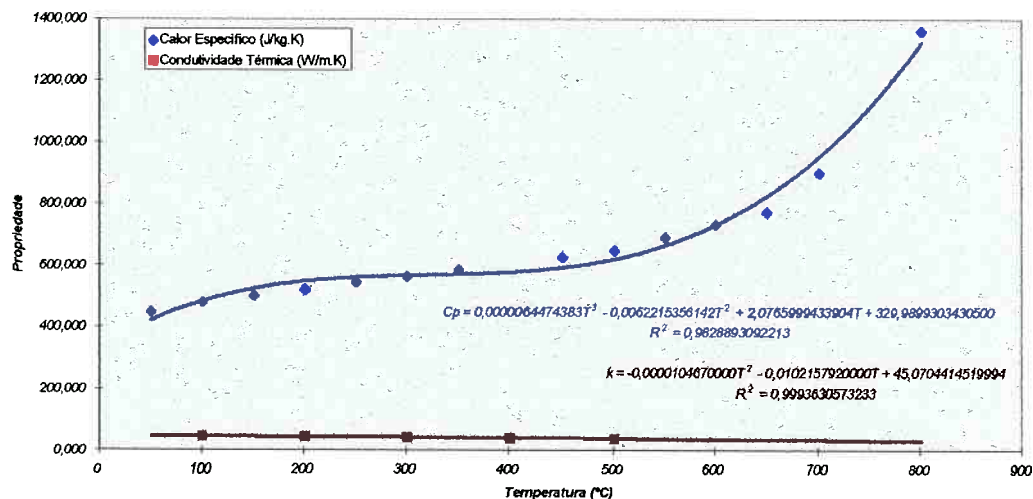


Figura 3.10: Condutividade Térmica e Calor específico com as equações das suas linhas de ajuste em função da temperatura

A tabela 3.8 apresenta alguns dados termofísicos para os materiais particulados do leito usados por Imamura^[1].

Tabela 3.8: Propriedades dos materiais particulados do leito a 300K^[21]

Sigla	Composto	Ponto de Fusão (K)	Densidade (kg/m ³)	Calor Específico (J/kgK)	Condutividade Térmica (W/mK)
ALO	Alumina	2323	3970	765	46
CSIL	Carboneto de Silício	3100	3160	675	490

4. RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Apresentam-se abaixo os resultados experimentais obtidos através do programa desenvolvido a partir das equações apresentadas na seção 3.

4.1 COEFICIENTE DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR

Após efetuados os cálculos, pode-se obter os valores dos coeficientes de transferência de calor médios para cada condição experimental mostrada na tabela 3.3.

A figura 4.1 apresenta as curvas de erro quadrático como função do coeficiente de transferência de calor para três corpos de prova diferentes, os mesmos das curvas da figura 3.9.

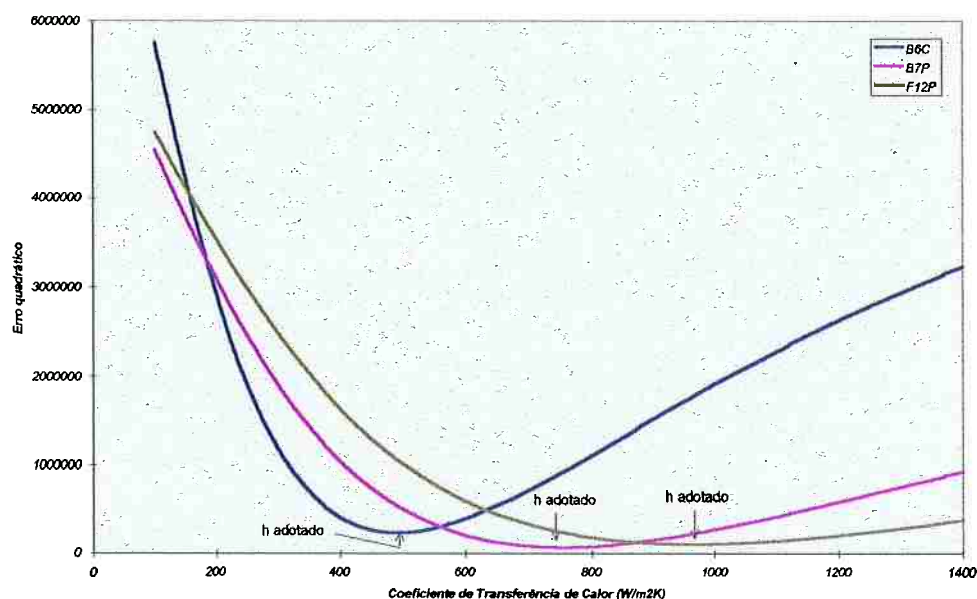


Figura 4.1: Erro quadrático em função do coeficiente de transferência de calor para três diferentes condições

A partir da figura 4.1 determina-se o coeficiente de transferência de calor para cada corpo de prova (tabela 4.1), utilizando o valor do h obtido e o modelo de transferência de calor implementado pode-se determinar o perfil de temperatura e compará-lo com o perfil experimental obtido por Imamura^[1] (figura 4.2).

Tabela 4.1: Valores do coeficiente de transferência de calor determinados a partir da figura 4.1

Corpo de Prova	Coeficiente de transferência de calor (W/m^2K)
B6C	491
F12P	962
B7P	754

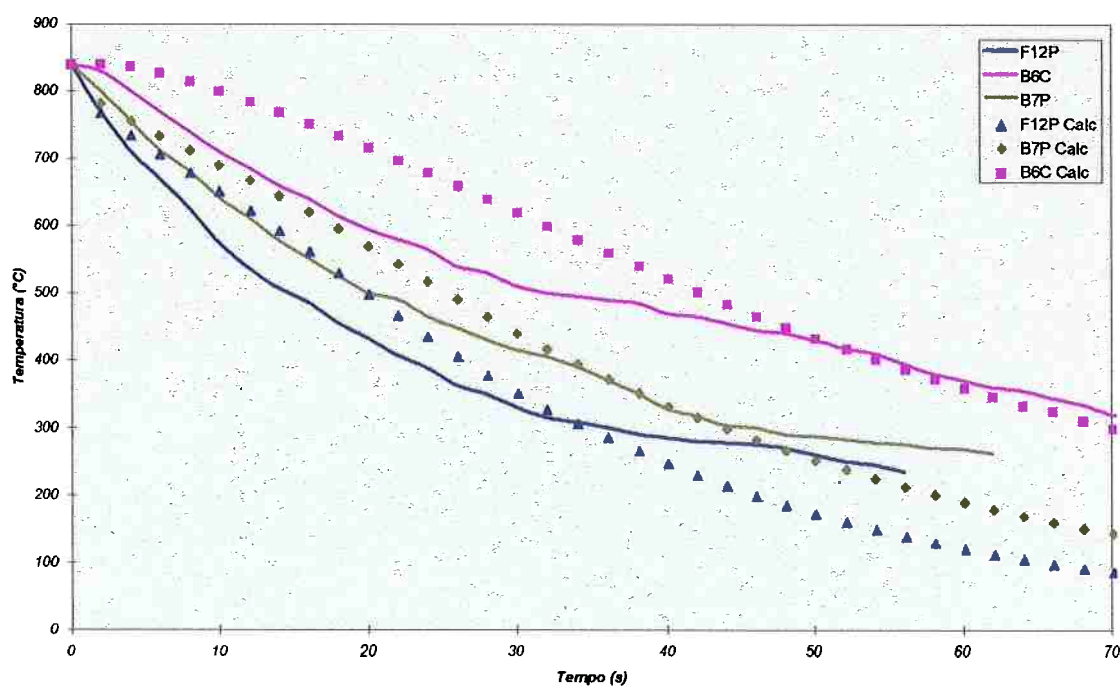


Figura 4.2: Comparação entre os perfis de temperatura calculados, usando o h médio da tabela 4.1, e as curvas de temperaturas medidas

A tabela 4.2 apresenta os valores médios dos coeficientes de transferência de calor para as diferentes condições de resfriamento, conforme indicadas na tabela 3.3.

Tabela 4.2: Valores do coeficiente de transferência de calor para todas as condições de resfriamento do trabalho de Imamura^[1]

Ensaio	Dist. Peça/Dist. (m)	Mat. Particulado	Vazão Mássica de ar (0.01)(kg/m ² s)	Dureza Média (HRC)	h médio (W/m ² K)	r ² ensaios	Desvio Padrão
A1	0,15	ALO 60	14,80	45,90	601,50	2	47,38
A2	0,15	ALO 60	24,14	48,55	662,50	2	37,48
A3	0,15	ALO 60	35,90	50,90	747,00	1	-
A4	0,15	ALO 60	49,50	50,95	735,00	2	26,87
A5	0,15	ALO 60	63,30	51,00	710,50	2	31,82
A6	0,15	ALO 60	77,90	50,90	704,33	3	26,73
B1	0,15	ALO 120	3,60	49,70	710,00	2	39,60
B2	0,15	ALO 120	24,14	51,78	798,00	4	32,36
B3	0,15	ALO 120	35,90	52,20	914,80	5	34,65
B4	0,15	ALO 120	49,50	52,47	927,86	7	25,78
B5	0,15	ALO 120	63,30	52,63	871,00	3	70,68
B6	0,15	ALO 120	77,90	52,60	897,00	1	-
B7	0,15	ALO 120	49,50	52,60	919,00	1	-
B8	0,05	ALO 120	49,50	51,50	853,00	1	-
B9	0,25	ALO 120	49,50	52,40	929,00	1	-
B10	0,05	ALO 120	49,50	52,40	908,00	1	-
B11	0,15	ALO 120	35,90	52,10	870,00	1	-
B12	0,29	ALO 120	35,90	52,10	894,00	1	-
B13	0,29	ALO 120	49,50	52,50	903,00	1	-
C1	0,15	CSIL	9,67	44,85	500,50	2	13,44
C2	0,15	CSIL	24,14	49,10	637,50	2	10,61
C3	0,15	CSIL	35,90	49,80	706,00	2	0,00
C4	0,15	CSIL	49,50	50,55	712,50	2	4,95
C5	0,15	CSIL	63,30	50,10	686,50	2	6,36
C6	0,15	CSIL	77,90	49,65	646,00	2	1,41

4.2 EFEITO DA VAZÃO MÁSSICA DE AR E DO MATERIAL DAS PARTÍCULAS DO LEITO

A figura 4.3 apresenta os valores do coeficiente de transferência de calor para diferentes vazões mássicas do gás para cada uma das partículas do leito.

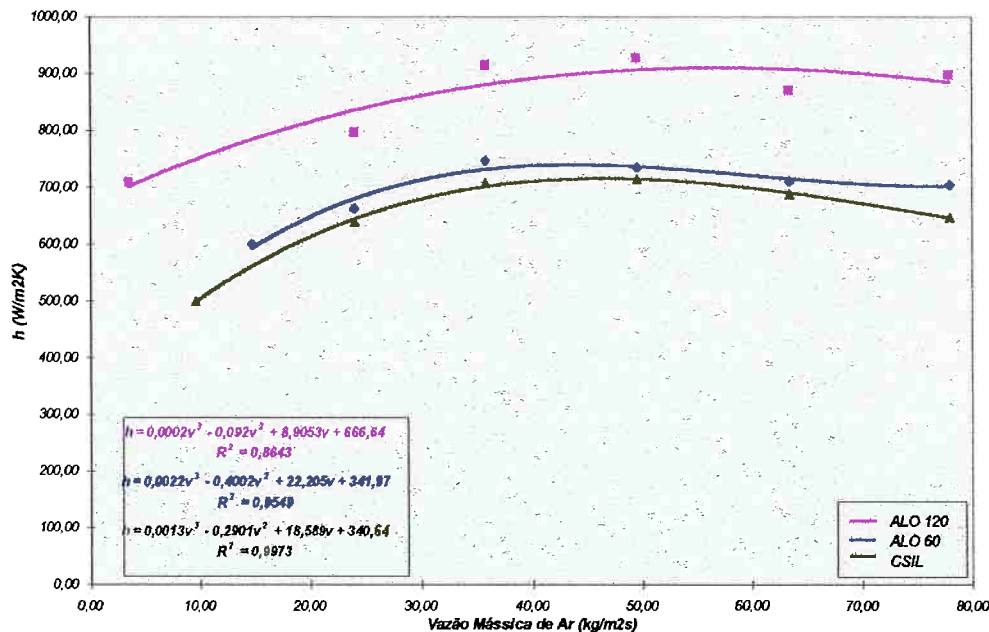


Figura 4.3: Efeito da vazão mássica de ar sobre o coeficiente de transferência de calor. São apresentadas as equações para as linhas de tendência das curvas

A figura 4.4 foi construída como as curvas da figura 2.5, utilizando o número adimensional de Nusselt como:

$$Nu = \frac{hd_p \cdot \Phi_p}{k_g}$$

onde k_g é a condutividade térmica do ar ($0,026 \text{ W/mK}^{[2]}$), d_p é o diâmetro médio das partículas e Φ_p é o fator de esfericidade da partícula. Estes dois últimos valores foram medidos por Imamura^[1]. A tabela 4.3 apresenta os valores de diâmetro e fator de esfericidade para cada partícula.

Tabela 4.3: Valores de diâmetro médio e esfericidade das partículas do leito^[1]

Material particulado	Diâmetro médio (μm)	Fator de Esfericidade
ALO 60	262	0,46
ALO 120	117	0,45
CSIL	206	0,35

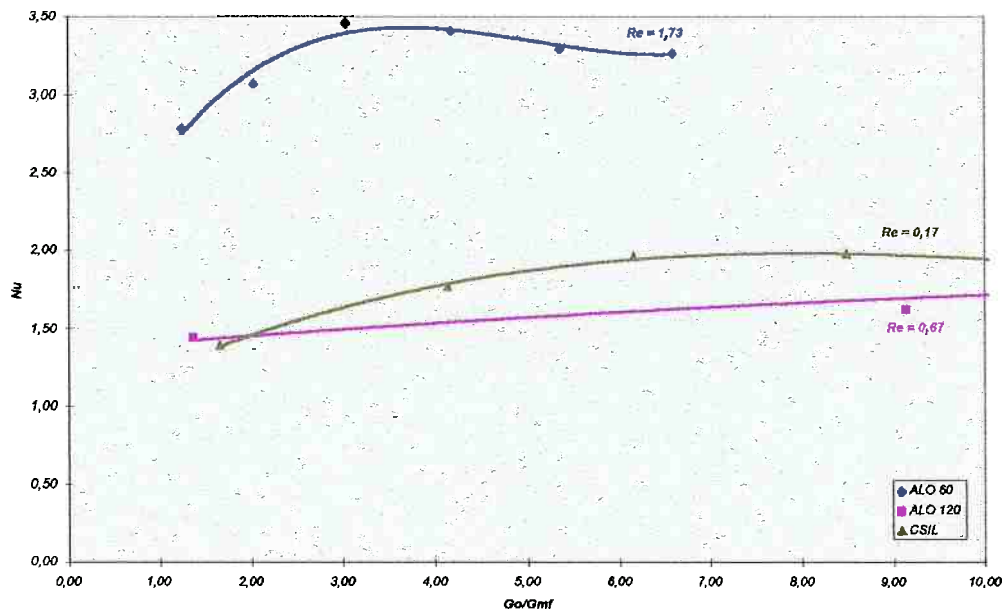


Figura 4.4: Número de Nusselt em função da vazão mássica de ar. São dados os números de Reynolds para cada partícula na velocidade de mínima fluidização

4.3 EFEITO DO COEFICIENTE DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR NA DUREZA

A figura 4.5 apresenta os valores de dureza Rockwell C (HRC) em função dos valores de coeficiente de transferência de calor. Também é apresentada a linha de ajuste dos pontos e sua equação, em termos de h e HRC.

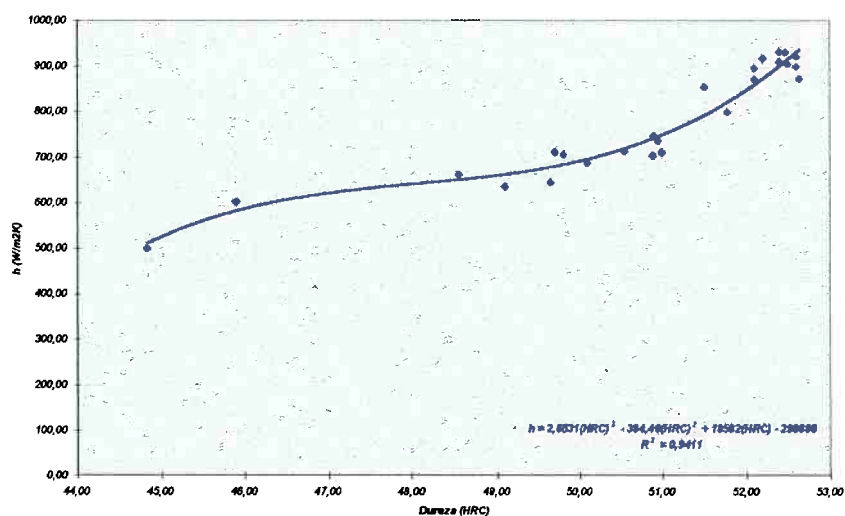


Figura 4.5: Efeito do coeficiente de transferência de calor sobre a dureza final obtida. Apresenta-se a equação da linha de tendência obtida

4.4 EFEITO DA DISTÂNCIA AO DISTRIBUIDOR NO COEFICIENTE DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR

A figura 4.6 apresenta o coeficiente de transferência de calor como função da distância do corpo de prova ao distribuidor para dois valores distintos de vazão mássica.

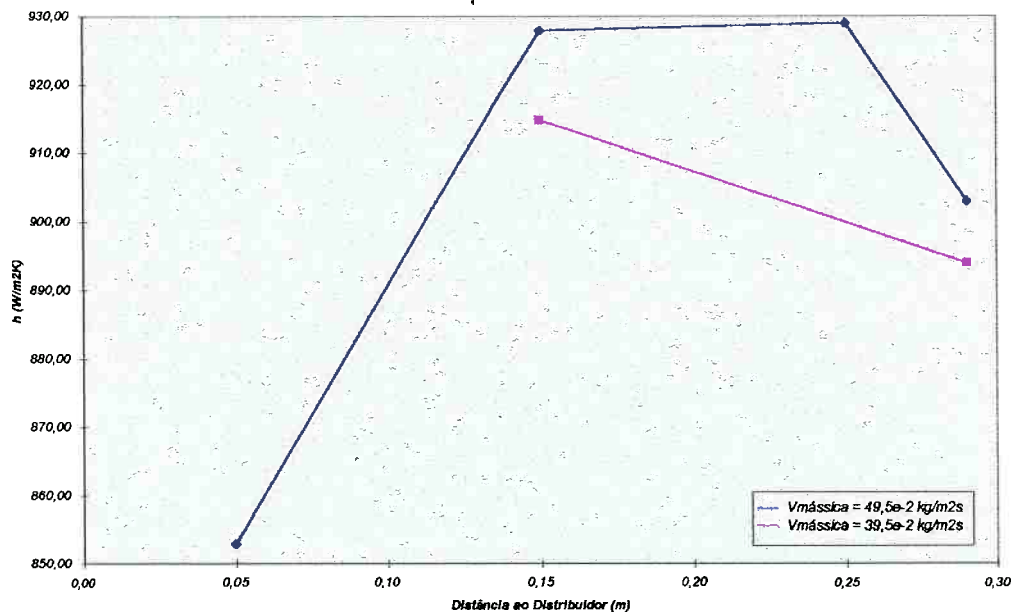


Figura 4.6: Efeito da distância ao distribuidor no coeficiente de transferência de calor para duas velocidades diferentes

5. DISCUSSÃO

Inicialmente, pode-se comprovar da tabela 4.2 que os valores obtidos para o coeficiente de transferência de calor são coerentes com a faixa mostrada na literatura de 230 a 1170 W/m².K^[1]. Observa-se também que a dispersão dos valores é elevada (chega a alcançar 5% em alguns casos), neste ponto é interessante notar que, para o leito composto pelas partículas de carboneto de silício, a dispersão é bastante pequena. Tal efeito pode ser reflexo de uma maior reprodutibilidade das condições do ensaio quando realizado com este material.

A figura 4.2 que apresenta as curvas de resfriamento experimentais obtidas por Imamura e as correspondentes curvas calculadas obtidas pelo modelo implementado para o valor do coeficiente de transferência de calor determinado sugere que o valor de h não é constante ao longo do resfriamento. Caso h variasse com a temperatura, ou com o tempo, um ajuste mais preciso da curva experimental poderia ser realizado, obtendo-se daí uma função do coeficiente de transferência de calor com a temperatura (ou tempo) para cada condição do ensaio.

5.1 EFEITO DA VAZÃO MÁSSICA DE AR E DO MATERIAL DAS PARTÍCULAS DO LEITO

A figura 4.3 mostra que, com o aumento da vazão mássica, ou da velocidade do ar, ocorre um aumento do coeficiente de transferência de calor, até um limite, a partir do qual este coeficiente tende a diminuir lentamente. Este efeito está concordante com o apresentado na seção 2.1.1 pois, quando o gás está a baixa velocidade o tempo de residência da fase emulsiva se torna grande (figura 2.3) reduzindo a eficiência da troca de calor. Conforme a velocidade aumenta, temos o aumento do h até um máximo, que parece estar presente na figura 4.3.

A partir do ponto de máximo, haverão mais bolhas em contato com a superfície do corpo de prova do que material particulado, o que reduz a transferência de calor, diminuindo, então, o valor do coeficiente de transferência de calor. A curva da figura 4.3 está coerente com a apresentada na figura 2.4.

Ainda com relação à figura 4.3, pode-se observar três diferentes efeitos. A primeira informação que é obtida é que a transferência de calor com alumina é mais efetiva do que com carboneto de silício, entretanto o carboneto de silício possui uma condutividade térmica várias vezes maior do que a da alumina (tabela 3.8). Notou-se na figura 2.5 que o coeficiente de transferência de calor é independente da condutividade térmica do material particulado, sendo muito mais sensível ao calor específico. Como o calor específico da alumina é maior que o do carboneto, espera-se que a transferência de calor com alumina seja mais eficiente do que com carboneto. O resultado encontrado confirma tal expectativa.

As duas amostras de alumina diferem em sua granulometria, as partículas da ALO 120 são menores que as da ALO 60. O coeficiente de transferência de calor está relacionado com a velocidade do gás e o tamanho da partícula como mostra a figura 2.4. Nesta figura, vê-se que partículas de menor diâmetro apresentam valores de h maiores pois, de acordo com a figura 2.3, possuem menores tempos de residência para um mesmo valor da velocidade do gás.

Na figura 4.4 foi calculado o número de Nusselt em função de uma vazão mássica adimensional do leite. Esperava-se uma curva semelhante à da figura 2.5, ou seja, as duas seqüências de pontos relativos à alumina (com diferentes granulometrias) estariam sobre a mesma curva, pois possuem mesmo calor específico, e a curva do carboneto de silício deveria estar abaixo. Entretanto, observa-se que as curvas da alumina estão separadas tendo, entre elas, a curva do carboneto de silício.

A inspeção deste resultado leva aos seguintes pontos: o número adimensional de Nusselt no trabalho de Ziegler *et al*^[7] foi calculado através da expressão:

$$Nu = \frac{hd_p}{k_p}$$

para esferas dentro de uma faixa granulométrica bastante restrita enquanto os valores de diâmetro no presente trabalho variam bastante.

Comparando os valores do número de Reynolds na velocidade de mínima fluidização para cada partícula, verifica-se que há grandes discrepâncias entre eles. Sabendo-se que $Re_p > 1,0$ ^[22] representa escoamento turbulento ao redor de uma partícula, vê-se que as duas curvas da alumina estão em regimes de escoamento diferentes, o que deve ser o causador da discrepância da figura 4.4.

5.2 EFEITO DO COEFICIENTE DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR NA DUREZA

A figura 4.5 apresenta o coeficiente de transferência de calor em função da dureza do corpo de prova. Percebe-se que a dureza aumenta com o aumento do coeficiente de transferência de calor.

Esse efeito é coerente com o esperado pois maiores valores do coeficiente de transferência de calor implicam em uma extração de calor maior durante o resfriamento. Rápidas extrações de calor fazem com que a temperatura do corpo de prova cruze a temperatura de início de transformação martensítica antes que o corpo de prova sofra alguma transformação que dependa de difusão. Dessa forma, haverá maior fração de martensita nestes casos.

A figura 4.5 apresenta a possibilidade de se ter um meio de têmpera onde a severidade é controlada a partir do valor do coeficiente de transferência de calor. O coeficiente de transferência de calor pode ser determinado pelas curvas da figura 4.3 através do controle da vazão do gás, tamanho e tipo de partículas sólidas. A figura 4.5 mostra, então, qual será a dureza média do corpo de prova para aquela determinada condição do leito.

5.3 EFEITO DA DISTÂNCIA AO DISTRIBUIDOR NO COEFICIENTE DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR

Pode-se observar que a curva do coeficiente de transferência de calor em função da distância do corpo de prova ao distribuidor (figura 4.6) tem a mesma forma da curva da figura 2.6.

As curvas parecem mostrar que há uma região dentro do leito na qual o h é máximo. Isto ocorre porque as bolhas que se formam na base do leito crescem e coalescem conforme sobem. O crescimento das bolhas dificulta o contato da fase emulsiva com a superfície do corpo de prova, reduzindo assim o coeficiente de transferência de calor.

6. CONCLUSÃO

A partir da modelagem da transferência de calor no processo de têmpera em leito fluidizado pode-se chegar às seguintes conclusões:

1. O método utilizado para a modelagem do processo forneceu valores de coeficientes de transferência de calor compatíveis com os publicados na literatura.
2. A dureza de uma peça temperada em um leito fluidizado aumenta com o aumento do coeficiente de transferência de calor.
3. A velocidade do gás no leito é um bom parâmetro para se obter um meio de têmpera de severidade controlada a partir do coeficiente de transferência de calor.
4. Para leitos de mesmo material, mas com granulometrias diferentes, apresentará maior coeficiente de transferência de calor aquele com menor diâmetro médio de partículas.

7. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] IMAMURA, G. M., *“Estudo Experimental da Têmpera em Leito Fluidizado”*, Dissertação apresentada à Escola Politécnica para a obtenção do Título de Mestre em Engenharia, São Paulo, 1985.
- [2] CROFT, D. R. e LILLEY, D. G., *“Heat Transfer Calculations Using Finite Difference Equations”*, Applied Science Publishers LTD, London, 1977.
- [3] PATANKAR, S. V., *“Numerical Heat Transfer and Fluid Flow”*, Hemisphere Publishing Co., Washington, 1980.
- [4] LAMBERT, N. e ECONOMOPOULOS, M., *“Measurement of the Heat Transfer Coefficients in Metallurgical Processes”*, Proceedings of the Conference on Mathematical Models in Metallurgical Process Development, The Iron and Steel Institute, London, 1969, pg. 133-145.
- [5] LIMA, M. A., *“Método Numérico em Escoamento de Fluidos e em Transferência de Calor e de Massa”*, Curso preparatório ao curso PMT 832 - Modelamento de Processos Metalúrgicos CPG - EPUSP, Coordenação: Prof. Dr. Cyro Takano, São Paulo, 1997.
- [6] KUNNI, D. e LEVENSPIEL, O., *“Fluidization Engineering”*, Robert E. Krieger Publishing Co., New York, 1977.
- [7] ZIEGLER *et alli*, *“Effects of Solid Thermal Properties on Heat Transfer to Gas Fluidized Beds”*, Industrial and Engineering Chemistry, V. 3, nº 4, 1964, pg. 324-328.
- [8] TAKAHASHI, E. *et alli*, *“Heat Transfer Coefficient of Fluidized Bed and Its Application to Patenting Technique”*, Transactions of the ISIJ, V. 17, nº 5, 1977, pg. 297-303.
- [9] GUIDORIZZI, H. L., *“Um Curso de Cálculo”*, Livros Técnicos e Científicos Editora, V. 1, 2ª Edição, São Paulo, 1987.
- [10] OZKAYNAK, T. F. e CHEN, J. C., *“Emulsion Phase Residence Time and Its Use in Heat Transfer Models in Fluidized Beds”*, AIChE Journal, V. 26, nº 4, julho 1980, pg. 544-550.
- [11] BRIMACOMBE, J. K. *et alli*, *“Mathematical model of heat flow and austenite-pearlite transformation in eutectoid carbon steel rods for wire”*, Metallurgical Transactions B, V. 12B, março 1981, pg. 121-133.
- [12] CAMPBELL P. C. *et alli*, *“Microstructural engineering applied to the controlled cooling of steel wire rod: Part III. Mathematical model – Formulation and Predictions”*, Metallurgical Transactions A, V. 22A, novembro 1991, pg. 2791-2805

- [13] MARTORANO, M. A., Notas de aula do curso PMT 424 – *Modelos Matemáticos e Simulação na Engenharia Metalúrgica*, São Paulo, 1996.
- [14] KOISTINEN, D. P. e MARBURGER, R. E., “*A general equation prescribing the extent of the austenite-martensite transformation in pure iron-carbon alloys and plain carbon steels*”, *Acta Metallurgica*, V. 7, 1959, pg. 59-60.
- [15] *Metals Handbook, Heat Treating*, 12^a. Ed, V. 4, ASM, Metals Park-Ohio, 1991.
- [16] TAMURA I. *et alli*, “*Transformation kinetics of bainite during isothermal holding and continuous cooling*”, *Transactions of the ISIJ*, V. 22, 1982, pg. 854-861.
- [17] *Nickel Alloy Steels – Data Book*, International Nickel Company, 3^a. Ed., Nova York, 1967.
- [18] *Atlas of Isothermal Transformation and Cooling Transformation Diagrams*, ASM, Metals Park-Ohio, 1977.
- [19] *Thermophysical Properties of High Temperature Solid Materials. Ferrous Alloys*, V. 3, Y. S. Touloukian Editor, Nova York.
- [20] *ISIJ International*, V. 32, nº 3, 1992, pg. 320.
- [21] INCROPERA F. P. e DeWitt D. P., “*Fundamentals of Heat and Mass Transfer*”, John Wiley & Sons, 4^a ed., Nova York, 1996, pg. 831-832.
- [22] GEIGER, G. H., “*Transport Phenomena in Metallurgy*”, Addison-Wesley Publishing Company, Massachusetts, 1973.