

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

O AUMENTO DE TEMPERATURA RESULTANTE DOS
FENÔMENOS DE NATUREZA TÉRMICA ENVOLVIDOS
NA EXTRUSÃO A QUENTE DE CHUMBO

NORTON DE ALMEIDA

Trabalho apresentado à Comissão de Pós-Graduação da Faculdade de Engenharia de Campinas, como parte dos requisitos para a obtenção do título de MESTRE EM ENGENHARIA MECÂNICA.

- 1981 -

UNICAMP
BIBLIOTECA CENTRAL

À minha esposa Regina
e aos meus filhos, Ana Cristina,
Flávio e Fernando.

A G R A D E C I M E N T O S

Agradecemos a todos aqueles que, direta ou in diretamente, colaboraram com a realização desse trabalho. Por numerosos, não serão todos citados nominalmente, muito embora a valiosa ajuda de cada um esteja presente no conjunto dessa obra.

Entre aqueles a quem devemos o nosso reconhecimento, desejamos ressaltar o apoio recebido da professora CECILIA A. DE C. ZAVAGLIA, pelo acompanhamento e incentivo, dos Srs. ANTONIO TADEU COSTA e JORGE F. HENRIQUES, pela confecção dos desenhos, dos Srs. CARLOS ALBERTO SANTAROSA, ANTONIO LAERTE STRUZIATO, GILBERTO DOURADO e ELIAS COSTA NETO, pelos trabalhos de oficina, e da Sra. TAKA O. PERRONI, pelos serviços datilográficos.

Agradecemos ainda o apoio do Projeto TELEBRÁS-UNICAMP/MGE.

Em especial desejamos expressar nossa gratidão ao professor FERNANDO A. C. NERY, não só pelo incentivo recebido, mas também pela inestimável colaboração na execução dos trabalhos experimentais.

Pela fundamental colaboração do Prof. Dr. ETTORE BRESCIANI FILHO, tanto na orientação quanto no estímulo recebidos, os nossos profundos agradecimentos.

R E S U M O

O presente trabalho tem como objetivo o estudo do aumento de temperatura resultante dos fenômenos de natureza térmica envolvidos na conformação plástica dos metais, em especial na extrusão a quente de metais não-ferrosos. São analisados esses fenômenos, e apresentadas as soluções existentes para o cálculo do aumento de temperatura deles decorrente. É proposta uma sistemática de utilização dessas soluções, de maneira a se obter uma razoável precisão de resultados, sem se atingir demasiada complexidade de cálculos.

A fim de se avaliar tal sistemática, foi efetuado um conjunto de experiências com a extrusão a quente de chumbo. É apresentada uma comparação entre a previsão teórica e os resultados experimentais.

ABSTRACT

The present work has as a main objective the study of the temperature rise due to the thermal phenomena associated with the plastic forming of the metals, in special with the extrusion of non-ferrous metals. Those phenomena has been analysed, and the known solutions for the calculation of the temperature rise has been presented. One method of utilization of those solutions has been proposed, with the purpose of obtaining a reasonable precision of the results, without being necessary too much complexity in the calculations.

One set of practical experiences with the hot extrusion of lead has been done, to test that method. A comparison between the theoretical prevision and the practical results has been presented.

Í N D I C E

Pág.

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO	1
1.1 - OBJETIVOS DO TRABALHO	1
1.2 - JUSTIFICATIVAS DO TRABALHO	2
1.3 - METODOLOGIA UTILIZADA NO TRABALHO	5
1.4 - REFERÊNCIAS BILIOGRÁFICAS	7

CAPÍTULO 2

INFLUÊNCIA DOS FENÔMENOS DE NATUREZA TÉRMICA NA CONFORMAÇÃO PLÁSTICA DOS METAIS	8
2.1 - INFLUÊNCIA DOS FENÔMENOS DE NATUREZA TÉRMICA NO GASTO DE ENERGIA	8
2.2 - INFLUÊNCIA DOS FENÔMENOS DE NATUREZA TÉRMICA NA QUALIDADE DO PRODUTO	15
2.3 - REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	18

CAPÍTULO 3

FENÔMENOS TÉRMICOS ENVOLVIDOS NA CONFORMAÇÃO PLÁSTICA DOS METAIS	19
3.1 - INTRODUÇÃO	19
3.2 - A GERAÇÃO DE ENERGIA TÉRMICA DEVIDA À DEFORMAÇÃO PLÁSTICA	27
3.3 - A GERAÇÃO DE ENERGIA TÉRMICA DEVIDA AO ATRITO	40
3.4 - CONDUÇÃO DE CALOR ATRAVÉS DA PEÇA EM DEFORMAÇÃO ...	60

3.5 - OUTROS FENÔMENOS TÉRMICOS ENVOLVIDOS	68
3.6 - REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	71

CAPÍTULO 4

A DETERMINAÇÃO DA TEMPERATURA NA CONFORMAÇÃO PLÁSTICA	73
4.1 - HIPÓTESE E EXPRESSÕES ADOTADAS	73
4.2 - APLICAÇÃO AO CASO DA EXTRUSÃO A QUENTE DE CHUMBO ...	82
4.3 - REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	91

CAPÍTULO 5

DESENVOLVIMENTO EXPERIMENTAL	93
5.1 - METOLOGIA UTILIZADA NAS EXPERIÊNCIAS	93
5.2 - DESCRIÇÃO DA MÁQUINA EXTRUSORA DE LABORATÓRIO	95
5.3 - MEDIÇÃO DE TEMPERATURA NA MÁQUINA EXTRUSORA	100
5.4 - PROPRIEDADES MECÂNICAS E TÉRMICAS DO MATERIAL UTILI- ZADO	104
5.5 - DESCRIÇÃO DAS EXPERIÊNCIAS	105
5.6 - RESULTADOS OBTIDOS	106
5.7 - REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	114

CAPÍTULO 6

COMPARAÇÃO E CONCLUSÕES	115
6.1 - COMPARAÇÃO ENTRE OS RESULTADOS EXPERIMENTAIS E AS EX- PRESSÕES TEÓRICAS	115
6.2 - CONCLUSÕES	118
6.3 - REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	120
BIBLIOGRAFIA CONSULTADA MAS NÃO REFERIDA	121

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

1.1 - OBJETIVOS DO TRABALHO

Os principais objetivos do trabalho são:

- 1) Estudar e analisar os fenômenos térmicos decorrentes durante um processo de conformação plástica de metais, em especial durante uma extrusão a quente.
- 2) Estudar os métodos existentes para a determinação do aumento de temperatura que sofre o produto extrudado, em decorrência dos fenômenos acima.
- 3) Aplicar os conhecimentos acima a um caso prático (especificamente, a extrusão a quente de chumbo comercialmente puro), de maneira a verificar a validade dos métodos teóricos propostos.

1.2 - JUSTIFICATIVAS DO TRABALHO

De acordo com Baque⁽¹⁾, "o sucesso de uma operação de conformação é função, principalmente, de três fatores:

- as energias necessárias;
- a qualidade do produto obtido;
- a duração da vida das ferramentas.

Na prática, constata-se que os fenômenos de natureza térmica condicionam fortemente esses três fatores. É portanto essencial tê-los em conta".

Com efeito, conforme referido no capítulo 2 (Influência dos Fenômenos de Natureza Térmica na Conformação Plástica dos Metais), a temperatura de trabalho de uma operação de conformação plástica influencia fortemente os três fatores citados acima. Um aumento de 100°C na temperatura de extrusão de alumínio (com 99,5% de pureza) reduz em 53% a força de extrusão⁽²⁾, diminuindo em consequência a energia gasta no processo e permitindo, em princípio, um subdimensionamento das peças da máquina extrusora. Por outro lado, um excessivo aquecimento da peça durante a conformação poderá provocar defeitos como a elevada oxidação superficial do produto, ou até mesmo a fragilidade a quente, além das previsíveis consequências na duração da vida da ferramenta.

A temperatura de trabalho, por sua vez, é influenciada por diversos fatores, a começar, naturalmente, pela temperatura inicial em que se pré-aquece o material e a máquina, mas também pela própria pressão de trabalho, pelas características mecânicas e térmicas do material, pela intensidade de deformação havida, pelas condições de atrito e pela velocidade de deformação utilizada.

O fenômeno térmico talvez mais expressivo das influências acima é o aquecimento que sofre o material em processamento devido à transformação da energia mecânica, dispendida na deformação, em energia térmica. Essa geração de energia térmica provoca um aquecimento no material, que, segundo Singer⁽³⁾, pode chegar a 300°C, nas condições de extrusão industrial típica de alumínio. No entanto, outros fenômenos térmicos também intervêm, como a geração de energia térmica devida ao atrito, o resfriamento do material devido a uma eventual diferença de temperaturas entre este e a ferramenta, a condução de energia térmica de um ponto a outro

do material em processamento, e a retirada de energia térmica pelo material já processado.

Cumpra, portanto, obter-se estimativas mais ou menos acuradas do aumento de temperatura sofrido pelo material durante o processo, de maneira a permitir não só uma otimização do projeto da máquina, mas também das suas condições de operação.

Tal problema tem sido estudado por diversos autores⁽¹⁻⁵⁾, com resultados, como era de se esperar, mais e mais completos e precisos à medida que as novas gerações de pesquisadores se sucedem. Akeret⁽⁴⁾, por exemplo, propôs um modelo matemático em que procurou levar em conta simultaneamente todos os fenômenos térmicos envolvidos em um processo de extrusão, utilizando técnicas de análise numérica, conseguindo com isso razoável concordância entre suas previsões teóricas e os resultados experimentais. Seu método, no entanto, é laborioso. Mais recentemente, Baque⁽¹⁾ procurou analisar separadamente cada um dos fenômenos térmicos envolvidos. Não chegou, no entanto, a propor um método quantitativamente válido de estimativa do aumento de temperatura em questão, mas apenas de avaliação de sua ordem de grandeza.

O problema, assim, pode ser colocado como tendo dois tipos de solução: uma, em que se leva em conta todos os fenômenos térmicos envolvidos (embora não se aprofundando na avaliação de cada um isoladamente), de resultados razoavelmente precisos mas de execução muito laboriosa (cálculo numérico); outra, em que se analisa com profundidade cada um dos fenômenos térmicos envolvidos, mas em que não se consegue levá-los todos em conta simultaneamente, dada a complexidade que essa solução assumiria; essa última solução sendo de mais fácil elaboração, embora fornecendo apenas a ordem de grandeza do aumento de temperatura em pauta.

Parce portanto razoável propor uma sistemática de utilização das duas soluções existentes, em que se analise com mais detalhes cada um dos fenômenos térmicos envolvidos; em que se estime a ordem de grandeza de cada um deles; em que se compare essas ordens de grandeza; em que se despreze os fenômenos menos influentes e em que se leve em conta apenas os demais, conseguindo-se com isso boa precisão de resultados sem, via de regra, necessidade de cálculos demasiadamente elaborados.

Tal sistemática não será, certamente, útil em casos em

que todos os fenômenos térmicos envolvidos exerçam influências comparáveis sobre o resultado global (o aumento de temperatura obtido), ou em casos em que se exija alta precisão nos cálculos, mas terá certamente sua aplicabilidade a numerosos casos concretos de projetos de máquinas ou de otimização de combinações de operação de máquinas existentes.

Essa proposta foi aplicada ao caso de extrusão a quente (a 100°C) de chumbo comercialmente puro, com relação de redução de 12:1 e a velocidades variadas de extrusão. Os resultados, conforme se verá no capítulo 5, comprovaram sua validade para essa situação particular.

1.3 - METODOLOGIA UTILIZADA NO TRABALHO

O trabalho foi basicamente dividido em uma parte teórica e uma parte experimental.

Na parte teórica, apresentou-se inicialmente uma exposição das influências dos fenômenos térmicos na conformação plástica dos metais (capítulo 2), de maneira a localizar com mais precisão o assunto em pauta no contexto da tecnologia dos materiais. A seguir, procurou-se analisar mais detidamente cada um dos fenômenos térmicos envolvidos (capítulo 3). No capítulo 4 procurou-se mostrar o "état de l'art" do problema, apresentando-se inclusive a proposta citada no item anterior, e aplicando-a ao caso específico da extrusão a quente de chumbo.

Na parte experimental (capítulo 5), procurou-se testar a validade do modelo proposto. Para tanto, foram efetuadas experiências na máquina desenvolvida por Nery⁽⁶⁾, e os resultados comparados à previsão teórica.

Cabem aqui no entanto algumas considerações sobre a metodologia utilizada nessa pesquisa.

Em se tratando da estimativa do aumento de temperatura sofrido pelo material durante o processamento, seria natural pesquisar o comportamento desse aumento de temperatura em face a todas as variáveis operacionais envolvidas no processo, tais como a velocidade de operação, as condições de atrito, a deformação sofrida pelo material durante o processo, e as características mecânicas e térmicas do material, de maneira a se testar a solução teórica proposta em todas as condições possíveis de operação.

Tal trabalho seria de grande envergadura, visto que seria necessário diversificar o aparelhamento de medição das variáveis controladas e introduzir algumas pequenas modificações no projeto e na fabricação da máquina, de maneira a se permitir uma maior gama de experiências possíveis, com a máxima precisão de leitura daquelas variáveis. Após isso, numerosas experiências seriam necessárias.

Não foi esse o propósito do trabalho, mas apenas fazer uma colocação inicial de um novo enfoque da solução do problema, e realizar uma primeira bateria de experiências, de maneira a verificar se esse enfoque é, pelo menos em princípio, aceitável.

Nessa primeira bateria de experiências, foi investigado o comportamento do aumento de temperatura acima referido contra a velocidade de extrusão do chumbo a quente (a 100°C). A variável controlada escolhida foi a velocidade (e não a relação de redução, ou a temperatura inicial de trabalho, ou as condições de atrito, ou o material processado) apenas em virtude da maior simplicidade na execução das experiências, embora não se deixasse de levar em conta que a velocidade é, nas condições de uma extrusão industrial típica, uma das principais variáveis a serem controladas e otimizadas.

A faixa de velocidades investigada foi de 14 a 200 mm/s de produção do fio, limitada inferiormente pelo fato de que, a velocidades ainda menores, a medição do aumento de temperatura se ria imprecisa; e superiormente pelo fato de que a velocidades ain da maiores, a medição da velocidade, por sua vez, se tornaria excessivamente imprecisa. Essa faixa, é no entanto, mais larga que a faixa investida por Singer⁽³⁾.

Os resultados obtidos foram apresentados no capítulo 5. Uma comparação entre a previsão teórica e os resultados experimen tais foi efetuada no capítulo 6.

1.4 - REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- (1) BAQUE, P.; et alli - Mise en Forme des Métaux-Calculs Par la Plasticité, Ed. Dunot, Paris, 1973, vol. 2, p. 204.
- (2) PEARSON, C.E. - The Extrusion of Metals, Chapman & Hall Ltd., London, 1953, p. 133.
- (3) SINGER, A.R.E. - Temperature Effects in Extrusion, Metal Ind., 1962, vol. 100, p. 346.
- (4) AKERET, R. - A Numerical Analysis of Temperature Distribution in Extrusion, J. Inst. of Metals, 1967, pp. 204-211.
- (5) ALTAN, T.; KOBAYASHI, S. - A Numerical Method for Estimating the Temperature Distribution in Extrusion Through Conical Dies, Trans. ASME, 1967, pp. 1-12.
- (6) NERY, F.A.C. - Desenvolvimento de uma Máquina Extrusora de Laboratório para Fios de Metais Não-Ferrosos, Tese de Mestrado, UNICAMP/FEC/DEM, 1980.

CAPÍTULO 2

INFLUÊNCIA DOS FENÔMENOS DE NATUREZA TÉRMICA NA CONFORMAÇÃO PLÁSTICA DOS METAIS

2.1 - INFLUÊNCIA DOS FENÔMENOS DE NATUREZA TÉRMICA NO GASTO DE ENERGIA

De acordo com o formalismo geral da termodinâmica dos meios deformáveis⁽¹⁾, pode-se tomar uma região de um material submetido a um processo de conformação plástica como um domínio D , de fronteira Σ , conforme a figura 2.1.

Desprezando-se os efeitos de variação de energia cinética e potencial, a potência necessária para a deformação é dada por:

$$\dot{w} = \frac{dw}{dt} = \iiint_D \sum_{i,j=1}^3 \sigma_{ij} \dot{\epsilon}_{ij} dV \quad (2.1)$$

onde:

σ_{ij} são os componentes do tensor de tensões.

$\dot{\epsilon}_{ij}$ são os componentes do tensor da taxa de deformação (ou velocidade de deformação).

A expressão 2.1 também pode ser escrita, pelo menos no regime plástico, na forma:

$$\dot{w} = \iiint_D \sigma_0 \dot{\epsilon} dV, \quad (2.2)$$

onde:

σ_0 é a tensão de escoamento do material e

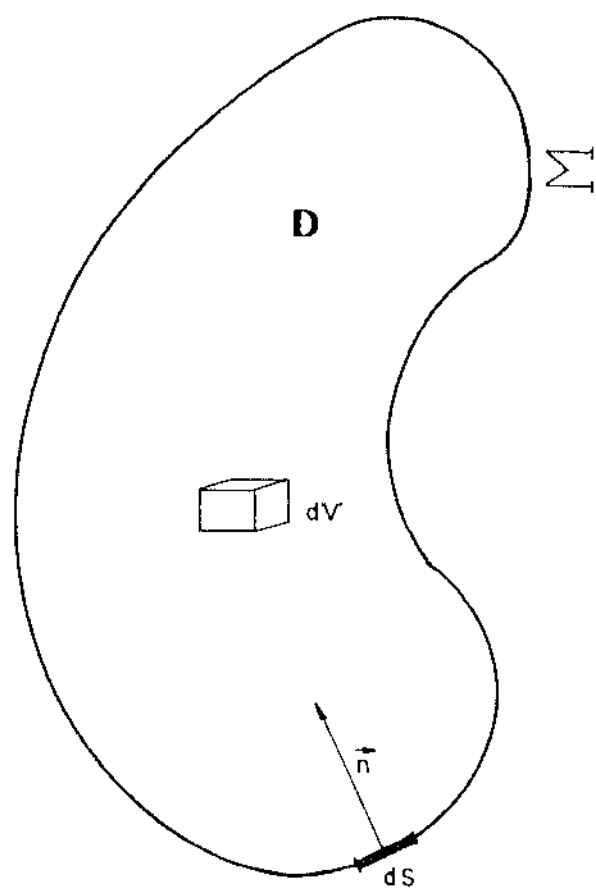


Figura 2.1 - Material submetido a um processo de conformação plástica.

$\dot{\epsilon}$ é a taxa (ou velocidade) de deformação efetiva, dada por:

$$\dot{\epsilon} = \sqrt{\frac{2}{3} \sum \dot{\epsilon}_{ij}^2} \quad (2.3)$$

Essa grandeza caracteriza, assim, a intensidade da velocidade de deformação. Pode-se em consequência definir deformação efetiva:

$$\epsilon = \int \dot{\epsilon} dt \quad (2.4)$$

Da expressão 2.2, anterior, pode-se concluir de imediato que a potência requerida para a deformação ($\dot{w}$) é função direta da tensão limite de escoamento (σ_0).

A tensão de escoamento, no entanto, é função da temperatura, da intensidade de deformação, da taxa de deformação e do processamento anterior a que o material foi submetido. Assim, dificilmente se poderá estabelecer equações que permitam relacionar o valor da tensão de escoamento às variáveis acima citadas, na forma da relação:

$$\sigma_0 = \sigma_0(\epsilon, \dot{\epsilon}, T),$$

uma vez que a história prévia das tensões e das deformações sofridas pelo material não pode ser ignorada⁽²⁾.

No entanto, estimativas da tensão de escoamento podem ser dadas por relações do tipo:

$$\dot{\epsilon} = f(\sigma_0) \exp(-Q/RT) \quad (2.5)$$

onde:

Q é uma energia de ativação determinada experimentalmente;

R é a constante universal dos gases perfeitos e
 T é a temperatura.

Evidentemente, tal expressão apenas poderia ser admitida na medida em que fosse plausível a hipótese de encruamento isotrópico, isto é, quando fosse admissível que:

- a) qualquer que seja o caminho da deformação sofrida, o processo continua isotrópico;
- b) a tensão de escoamento (σ_0) não depende da história das deformações sofridas, mas sim de quantidades invariantes à mudança dos eixos.

Dentro dessa hipótese, e quando se trabalha a altas temperaturas, costuma-se atribuir ao material um comportamento viscoso, em que se justifica⁽³⁾ a aplicação da expressão 2.5.

De qualquer forma, no momento tal expressão pode ser utilizada para exemplificar a interdependência tensão de escoamento-temperatura.

A função $f(\sigma_0)$ na expressão 2.5 é do tipo:

$$f(\sigma_0) = A_1 \left[\sinh(\alpha \sigma_0) \right]^n$$

onde: A_1 , α e n são constantes.

Pode-se utilizar também^(4,6):

$$\dot{\epsilon} = A_2 \sigma_0^{n'}, \text{ onde } A_2 \text{ e } n' \text{ são constantes, quando}$$

$$\alpha \sigma_0 \leq 0,23; \text{ e}$$

$$\dot{\epsilon} = A_3 \exp(\beta \sigma_0) \exp(-Q/RT), \text{ onde } A_3 \text{ e } \beta \text{ são constantes, quando } \alpha \sigma_0 > 0,23.$$

A temperatura do material, durante uma deformação, depende também da potência de deformação e, por extensão, da tensão de escoamento. Durante uma conformação plástica, a energia de defor

mação (w) é absorvida pelo material de dois modos:

- aumentando a energia interna do material
- sendo estocada pelo material na forma de defeitos na rede cristalina.

A fração da energia de deformação que se transforma em energia térmica, aqui chamada f , é em geral próxima de 0,9, ou seja: 0,92 para o cobre, 0,93 para o alumínio e 0,87 para o aço doce, de acordo com Tanner e Johnson⁽⁵⁾. Assim, sendo V o volume de uma certa partícula, ρ sua massa específica, ϵ a deformação efetiva que ela sofre, σ_0 sua tensão de escoamento (suposta, por simplicidade, constante), e c seu calor específico, teremos a energia de deformação dada por (fig. 2.2):

$$w = \sigma_0 \epsilon V$$

e o acréscimo de energia térmica da partícula dado por:

$$Q_a = \rho c V \Delta T$$

e então poderemos fazer:

$$\rho c V \Delta T = f \sigma_0 \epsilon V$$

ou seja:

$$\Delta T = f \frac{\sigma_0}{\rho c} \epsilon \quad (2.6)$$

Esta expressão evidencia a influência da tensão de escoamento no acréscimo de temperatura que sofre um material durante sua deformação.

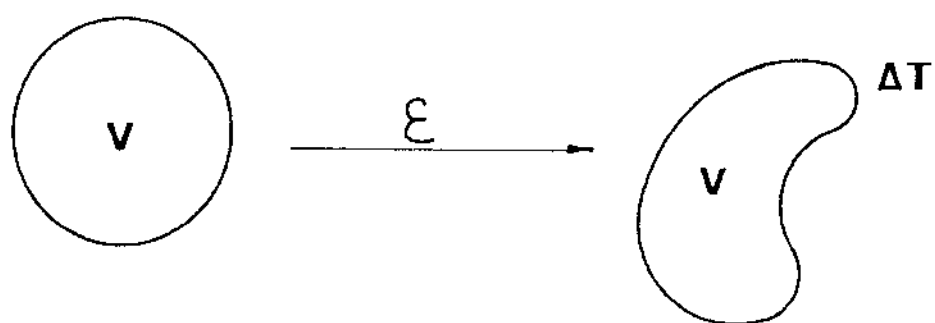


Figura 2.2 - Deformação de uma partícula.

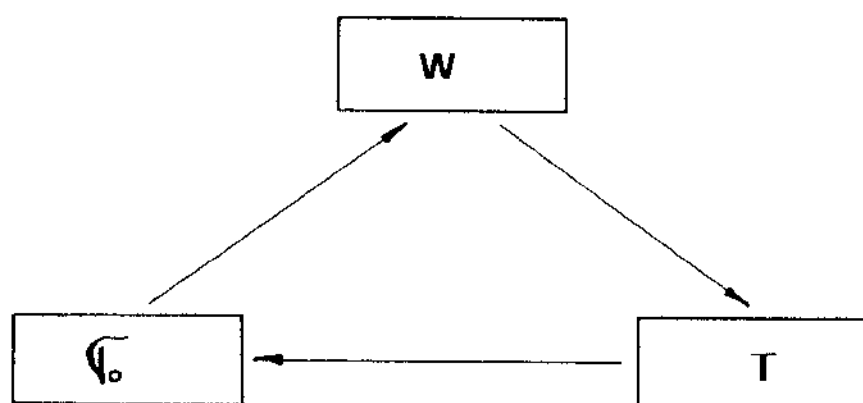


Figura 2.3 - Interdependência entre energia de deformação, tensão de escoamento e temperatura.

Configura-se assim uma interdependência energia de deformação - tensão de escoamento - temperatura (fig. 2.3). Assim, para um cálculo mais preciso da energia de deformação plástica durante a conformação, em que se considera a variação de temperatura do material, há que se levar em conta a interação energia de deformação - temperatura.

Dessa maneira, por exemplo, um resfriamento do material durante o processo, por qualquer motivo, influirá na tensão de escoamento, que por sua vez influirá na potência de deformação, que por sua vez influirá na temperatura, que novamente influirá na tensão de escoamento, e assim por diante, de forma tal que essa interação tenderá a um equilíbrio dessas grandezas.

Apenas para se ter uma idéia da ordem de grandeza, um aumento de 100°C na temperatura produz uma redução de 53% na resistência à extrusão do alumínio com 99,5% de pureza, segundo Pearson⁽⁷⁾.

2.2 - INFLUÊNCIA DOS FENÔMENOS DE NATUREZA TÉRMICA NA QUALIDADE DO PRODUTO

a - Faixa de Temperaturas Admissível na Conformação a Quente

Durante uma conformação a quente (por exemplo, extrusão), a temperatura inicial com que a peça é introduzida na máquina pode ser aumentada, durante o processo, pela energia de deformação envolvida, conforme está citado no ítem anterior. A temperatura resultante, então, deverá se situar dentro de uma faixa de temperaturas admissível para um dado material nas condições específicas do processo.

O limite inferior dessa faixa será fixado pela temperatura em que o encruamento da peça durante o processo será tal que a força necessária para a deformação não se tornará excessiva. Para um dado metal (ou liga) a temperatura mínima de deformação a quente dependerá de fatores tais como a intensidade de deformação e o tempo em que o metal permanece a essa temperatura. Como para maiores intensidades de deformação é menor a temperatura de recristalização, a temperatura mínima de deformação diminui para grandes deformações. Além disso, um metal deformado rapidamente (alta taxa de deformação) e resfriado rapidamente necessitará, para uma mesma intensidade de deformação, de uma maior temperatura de trabalho que um metal deformado e resfriado lentamente.

O valor da força necessária para a deformação, que deve ser considerado excessivo varia, também, naturalmente, para cada caso. Esse valor dependerá da pressão máxima que poderá ser aplicada à peça. Isso dependerá, portanto, da força total da prensa em relação ao tamanho do recipiente e da forma do produto a ser fabricado. No caso de extrusão direta, também, o comprimento da peça poderá ser importante, pois ela afeta a pressão necessária para a conformação (via atrito com o recipiente).

O limite superior da faixa de temperaturas admissível será determinado pela temperatura em que ocorrerá, ou excessiva oxidação superficial do produto, ou o fenômeno conhecido como fragilidade a quente.

Se a temperatura de deformação se aproxima da temperatu

ra de fusão do material, algumas regiões isoladas do material, de ponto de fusão mais baixo, poderão comprometer seriamente as propriedades mecânicas do produto da conformação. Apenas uma pequena quantidade de uma película de material de ponto de fusão inferior, situada nos contornos dos grãos, é necessária para quebrar o material em peças menores quando é deformado. Esse fenômeno é chamado fragilidade a quente.

Geralmente a temperatura máxima de deformação é limitada a 56°C abaixo do ponto de fusão⁽⁶⁾. Como a energia de deformação envolvida no processo pode provocar um sensível aumento na temperatura da peça durante a deformação, principalmente em caso de elevada taxa de deformação, tal aumento de temperatura diminuirá a faixa de temperaturas admissível para a deformação. No caso inverso, de o aumento de temperatura ser pequeno, e se o resfriamento da peça durante a conformação (para o recipiente) for preponderante, haverá como resultado líquido uma diminuição da temperatura da peça durante a conformação; nesse caso também a faixa de temperaturas admissível ficará diminuída, visto que a temperatura inicial da peça deverá ser aumentada a fim de se prevenir tal resfriamento (o que aumentaria o limite inferior da faixa).

b - Qualidade do Produto da Conformação a Quente

Com as altas temperaturas geralmente envolvidas em conformação a quente, podem surgir problemas de reações superficiais entre o metal e a atmosfera do forno de pré-aquecimento. Geralmente a conformação a quente é efetuada em presença de ar, de onde resulta oxidação superficial, e uma quantidade considerável de material pode ser perdida devido a esse problema. Metais reativos como o titânio são severamente fragilizados pelo oxigênio, e são portanto conformados a quente em atmosfera inerte. Por outro lado, a descarbonetação superficial do aço conformado a quente pode se tornar um problema sério, e frequentemente se torna necessário um acabamento superficial para remover a camada descarbonetada.

Como deve ser prevista uma folga para dilatação e contração, as tolerâncias dimensionais para produtos conformados a quente são maiores que para produtos conformados a frio.

Além disso, a estrutura e propriedades dos metais conformados a quente geralmente não são uniformes ao longo da seção transversal. Como a deformação é sempre maior nas camadas superficiais, o produto terá um menor tamanho de grão recristalizado nessa região. Por outro lado, como o interior do produto estará exposto a maiores temperaturas durante um tempo maior, durante o resfriamento final, poderá ocorrer um crescimento de grão no interior da peça produzida, especialmente em peças grandes, que se resfriam lentamente.

A conformação a quente, no entanto, apresenta numerosas vantagens em relação à conformação a frio, vantagens essas que por serem advindas da maior temperatura de trabalho, são por extensão influenciadas pelos fenômenos térmicos expostos no ítem anterior.

A conformação a quente não só diminui a energia necessária (para a deformação) e aumenta a possibilidade de escoamento do material sem haver fissuras, como também a rápida difusão às temperaturas de trabalho a quente leva a uma diminuição das heterogeneidades químicas da estrutura do lingote fundido⁽⁶⁾. Cavidades e porosidades são eliminadas ao se soldarem (durante a conformação) e os grãos em coluna do lingote são quebrados e refinados em grãos menores, equiaxiais e recristalizados. Essas mudanças na estrutura resultam em um aumento na ductilidade e resistência sobre o estado anterior.

2.3 - REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- (1) FER, F. - Cours de Thermodynamique de Milieux Ouverts, École de Mines de Paris, 1968, in BAQUE, P. et alli - Mise En Forme de Métaux - Calculs Par la Plasticité, Ed. Dunot, Paris, 1973, vol. 2, p. 370.
- (2) DORN, J.E., GOLDBERG, A.; TIETZ, T.E., Trans. AIME, vol. 180, 1949, p. 205, in DIETER, G. - Mechanical Metallurgy, McGraw-Hill Kogakusha, Tokyo, 1976, p. 357.
- (3) SELLARS, C.M.; TEGART, W.J. McG. - La Relation Entre La Deformation Et La Structure Dans La Deformation à Chaud, Mém. Scient. Rev. Métall., vol. 63, 1966, p. 731, in BAQUE, P. et alli - Mise en Forme des Metaux - Calculs Par la Plasticité, Ed. Dunot, Paris, 1973, vol. 2, p. 6.
- (4) WONG, W.A., JONAS, J.J. - Aluminium Extrusion As a Thermally Activated Process, Trans. of the Metall. Soc. og AIME, vol. 242, 1968, pp. 2271-2280.
- (5) TANNER, R.I., JOHNSON, W. - Temperature Distributions in Some Fast Metal - working Operations, Int. J. Mech. Sci., vol. 1, 1960, pp. 28-44.
- (6) DIETER, G.E. - Mechanical Metallurgy, McGraw-Hill Kogakusha, Tokyo, 1976, p. 551.
- (7) PEARSON, C.E. - The Extrusion of Metals, Chapman & Hall Ltd. London, 1953, p. 133.

CAPÍTULO 3

FENÔMENOS TÉRMICOS ENVOLVIDOS NA CONFORMAÇÃO

PLÁSTICA DOS METAIS

3.1 - INTRODUÇÃO

Nos processos de conformação a quente dos metais, a temperatura é um dos fatores mais importantes a ser considerado. Nesses processos, além da temperatura a que a peça a ser deformada é pré-aquecida, trazendo a peça para o processo uma considerável quantidade de energia térmica, há todo um conjunto de fenômenos de natureza térmica que ocorrem durante a conformação.

Tomemos como exemplo a extrusão a quente, como indicado na figura 3.1. Nessa figura é mostrada, esquematicamente, a distribuição de calor gerada pelo processo.

A maior parte dessa energia térmica é gerada na zona de intensa deformação plástica próxima à matriz, embora quantidades menores de energia térmica apareçam no interior do tarugo e na interface tarugo-recipiente (devida ao atrito).

A geração de energia térmica devido à deformação será estudada mais detalhadamente no item 3.2 deste capítulo, ao passo que a energia térmica gerada pelo atrito será o objeto de estudo do item 3.3.

O calor é então transferido destas fontes para outras regiões, como indicado na mesma figura. Os principais transportes de calor são usualmente, a remoção de calor da região próxima à matriz para fora do recipiente, e a transferência de calor por condução da mesma região para o restante do tarugo, ainda de acordo com a figura 2.1.

Tais mecanismos de transporte de calor serão enfocados no item 3.4 desse capítulo.

Outros mecanismos térmicos envolvidos são a condução de calor do tarugo para a matriz, para o punção, e para o recipiente. Estes são fenômenos de condução de calor de um corpo para o outro

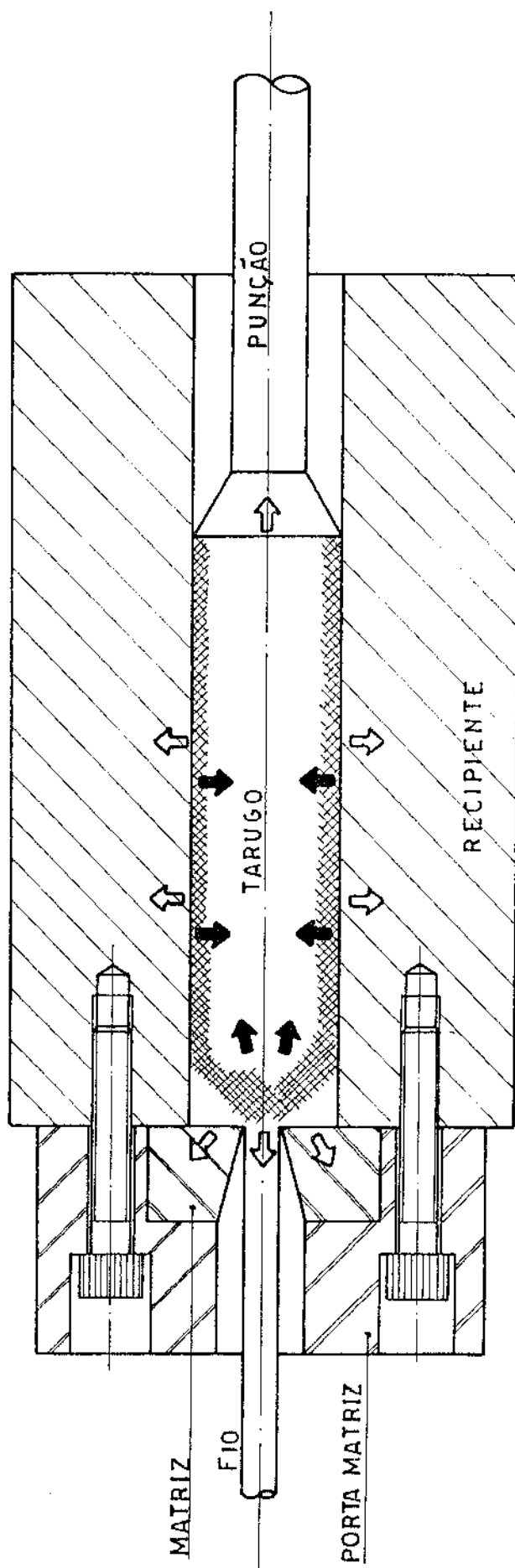


Figura 3.1 - Fenômenos térmicos durante a extrusão.

LEGENDA

- ▨ CALOR GERADO PELA DEFORMAÇÃO E PELO ATRITO
- ➡ CALOR RECEBIDO PELO TARUGO
- ⬅ CALOR PERDIDO PELO TARUGO

com ou sem atrito mútuo, e com ou sem diferença inicial de temperaturas entre os dois corpos. Tais fenômenos, serão analisados com maior detalhe no item 3.4 deste capítulo.

Embora haja ainda outros fenômenos térmicos envolvidos, como o fornecimento de calor de uma fonte externa (uma resistência elétrica, por exemplo) e a perda inevitável de calor para o ambiente, tais fenômenos não serão estudados em maior detalhe, seja porque são de formulação matemática sobejamente conhecida, seja porque, em casos reais de conformação a quente, tendem a se anular.

O resultado líquido de todo esse conjunto de influências térmicas é uma variação de temperatura no tarugo (e no fio), quando comparado com a temperatura de pré-aquecimento.

Tal variação de temperatura pode ser vista como a resultante de três efeitos: um aumento de temperatura devido à deformação (a ser estudada em maior detalhe no item 3.2), chamado aumento adiabático de temperatura; um outro aumento de temperatura provocado pelo dispêndio de energia por atrito entre o tarugo e o recipiente e uma variação de temperatura (geralmente, uma diminuição) devida à troca de calor entre tarugo e recipiente (geralmente, do tarugo para o recipiente).

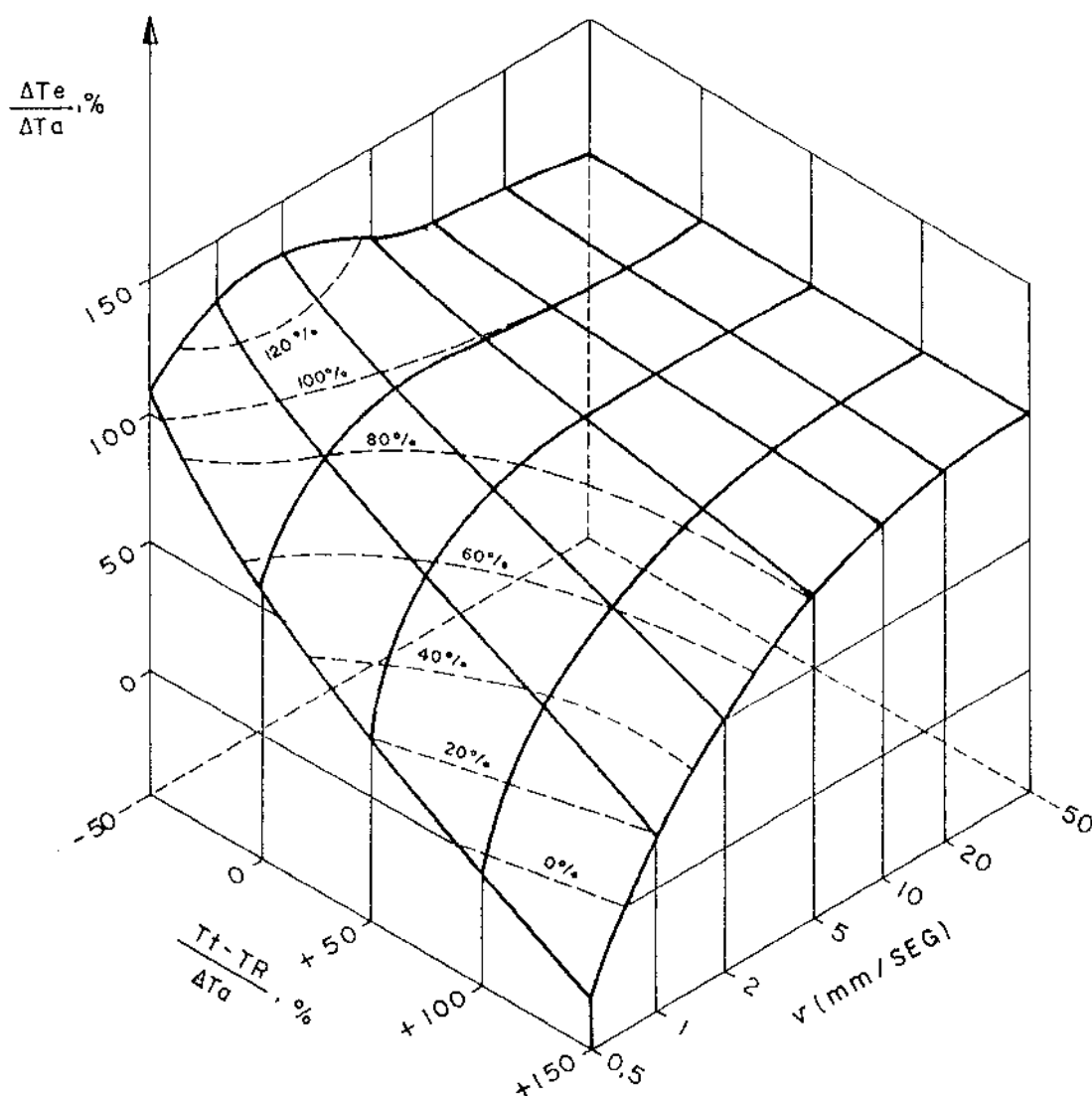
A variação de temperatura resultante pode, então, variar largamente.

Singer⁽¹⁾ exemplifica que, para ligas de alumínio, o aumento adiabático de temperatura pode ser de até 300°C. Este valor, naturalmente, varia de caso para caso, visto que a grandeza de tal aumento, conforme o item 3.2, depende de diversas variáveis, tais como a velocidade de deformação, as características mecânicas e térmicas dos materiais utilizados, e a geometria do processo.

Akeret⁽³⁾ calculou a relação entre o aumento global de temperatura obtido na extrusão e o aumento adiabático de temperatura (acima referido), na mesma extrusão. Chamando de $\Delta T_e / \Delta T_a$ tal relação, observou que esta depende da diferença de temperaturas entre o tarugo e as ferramentas, por efeito de troca térmica, e do calor gerado pelo atrito. Desprezando esse último efeito Akeret estimou que a relação $\Delta T_e / \Delta T_a$ pode variar de menos 20 a mais 130 por cento, ou seja, que o aumento real de temperatura obtido durante

te o processo tanto pode ser 30% maior que o aumento adiabático de temperatura quanto pode ser 120% menor, dependendo da velocidade de extrusão e da diferença de temperaturas entre o tarugo e o recipiente (fig. 3.2).

Mas o aumento real de temperatura (aqui indicado por ΔT_e), embora seja largamente variável, em função das características de cada extrusão particular, não é constante durante toda a extrusão. Singer⁽¹⁴⁾ obteve experimentalmente valores para este aumento de temperatura, utilizando alumínio, estanho e chumbo. Os valores assim obtidos permitem observar que este aumento de temperatura se dá em três fases distintas, durante um processo de extrusão. Inicialmente, a temperatura de saída do fio extrudado aumenta rapidamente (fig. 3.3). Em seguida, durante o segundo estágio, o aumento é menos rápido. Nos últimos 10% do tarugo, observa-se um aumento abrupto. A explicação, segundo o mesmo autor, para o aumento inicial de temperatura é que a maior parte da energia gasta na extrusão do metal se torna disponível na forma de calor. As primeiras porções de material extrudado são aquelas localizadas próximas ao furo da matriz; são levemente deformadas e conseqüentemente o aumento de temperatura é pequeno. A temperatura então aumenta rapidamente, à medida que vão chegando ao furo da matriz porções de material mais severamente extrudado, que inicialmente estavam colocadas mais distantes desse furo. Assim que material totalmente extrudado começa a chegar ao furo da matriz, esse rápido aumento inicial cessa e o processo tende a entrar em regime. O segundo estágio da extrusão, marcado por um aumento gradual de temperatura, deve estar ligado com a acumulação de calor na região de intensa deformação, próxima à matriz. Surge então um efeito de condução de calor dessa região para o restante do tarugo, o que explica a tendência ao aumento gradual de temperatura do fio produzido. O terceiro estágio, caracterizado por um brusco aumento na temperatura, parece estar ligado ao aumento, também brusco, observado na pressão de extrusão durante a fase final do processo. Tal aumento de pressão implica em maior dispêndio de energia mecânica que fatalmente irá aumentar a geração de energia térmica na região. Tal estágio, por outro lado, nem sempre se realiza, visto que na maior parte dos casos o processo de extrusão é interrompido, a fim de se evitar os defeitos no produto extrudado, comuns a essa última fase.



ΔT_e = Aumento real de temperatura, ou seja, a temperatura de saída do fio menos a temperatura original do tarugo ($^{\circ}\text{C}$)
 ΔT_a = Aumento adiabático de temperatura ($^{\circ}\text{C}$)
 T_T = Temperatura do tarugo ($^{\circ}\text{C}$)
 T_R = Temperatura do recipiente ($^{\circ}\text{C}$)
 v = velocidade do punção durante a extrusão (mm/s)

Figura 3.2 - Aumentos de temperatura do tarugo para a parte mais quente da secção extrudada como função de velocidade do punção e do gradiente de temperatura entre tarugo e recipiente⁽³⁾.

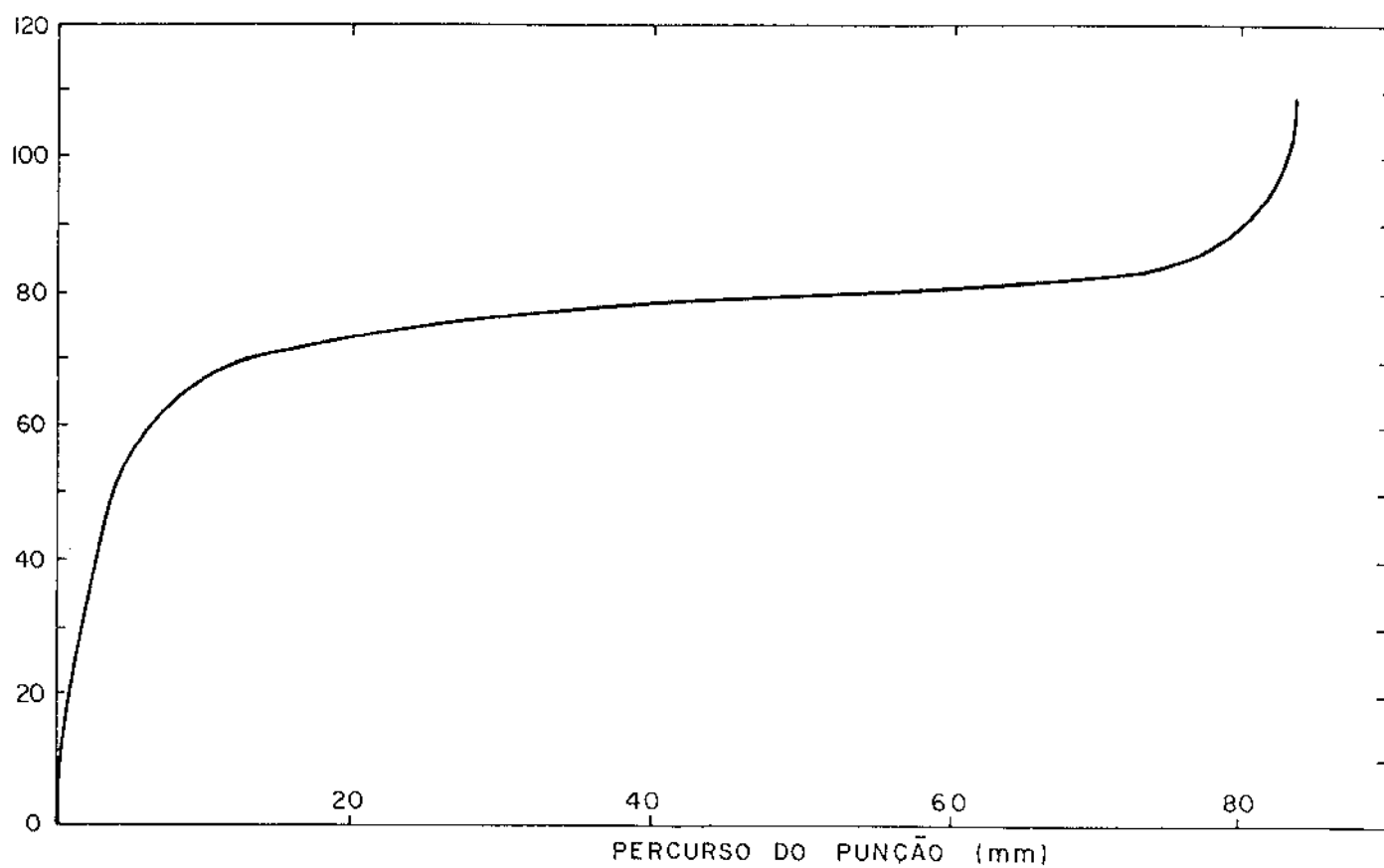


Figura 3.3 - Aumento real de temperatura durante a extrusão de chumbo. Diâmetro do tarugo: 2,0 polegadas; comprimento do tarugo 3,5 polegadas; razão de extrusão 16; temperatura inicial 20°C; velocidade do punção 30 pol/min⁽¹⁴⁾.

Singer⁽⁴⁾ obteve também resultados experimentais com chumbo e alumínio, de forma a relacionar o aumento de temperatura do produto extrudado com a velocidade de extrusão e com a razão de extrusão. As figuras 3.4 a e b mostram essas relações, sugerindo que o aumento de temperatura é proporcional ao logaritmo da velocidade de extrusão e da razão de extrusão. Quanto à figura 3.4, o mesmo autor, em um trabalho posterior⁽¹⁾ ressaltava que a relação logarítmica ali sugerida não é válida para todo o campo de variação possível para a velocidade de extrusão, uma vez que, a muito baixas velocidades, qualquer energia térmica gerada pela de formação terá tempo de ser absorvida por condução pelo recipiente; razão pela qual, a temperatura de saída do produto será apenas a do recipiente. A velocidades de extrusão muito altas, por outro lado, as perdas térmicas por condução para o recipiente serão desprezíveis, e o aumento de temperatura sofrido pelo material durante a extrusão será, praticamente, o aumento adiabático de temperatura já anteriormente citado.

A predição da temperatura atingida pelo fio, produzido em uma extrusão, assim como das temperaturas estabelecidas ao longo do tarugo, durante a extrusão, tem sido objeto de estudos de vários autores. Uma predição analítica precisa, levando em conta todos os fenômenos térmicos envolvidos é, conforme se pode notar ao longo dos itens 3.2, 3.3 e 3.4, de extrema complexidade, e, na prática, inexecutável, dadas as dificuldades matemáticas que se apresentam. Pode-se, todavia, utilizar modelos mais simplificados para estas predições, embora, naturalmente, abrindo mão da precisão dos resultados.

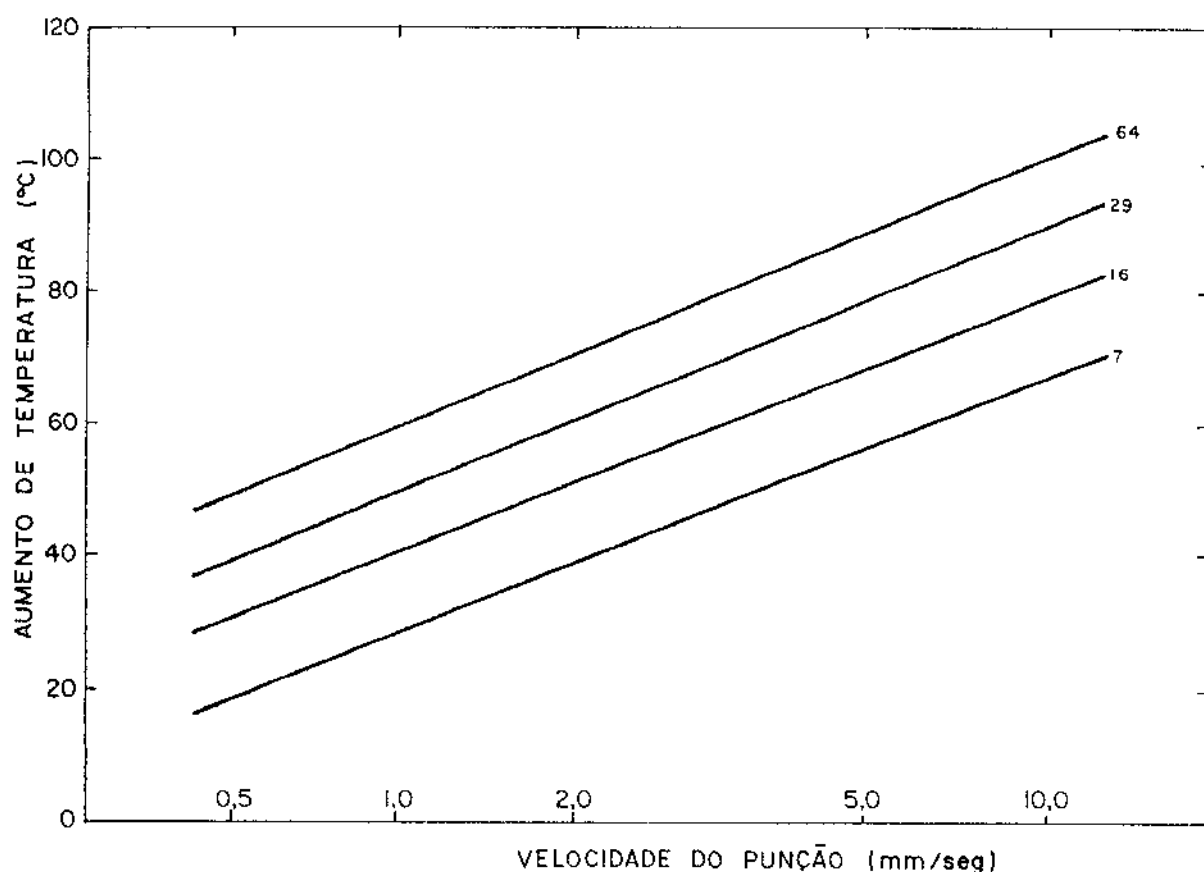


Figura 3.4.a - Relação entre aumento de temperatura e velocidade de extrusão de chumbo a várias razões de extrusão mostradas nas curvas⁽⁴⁾.

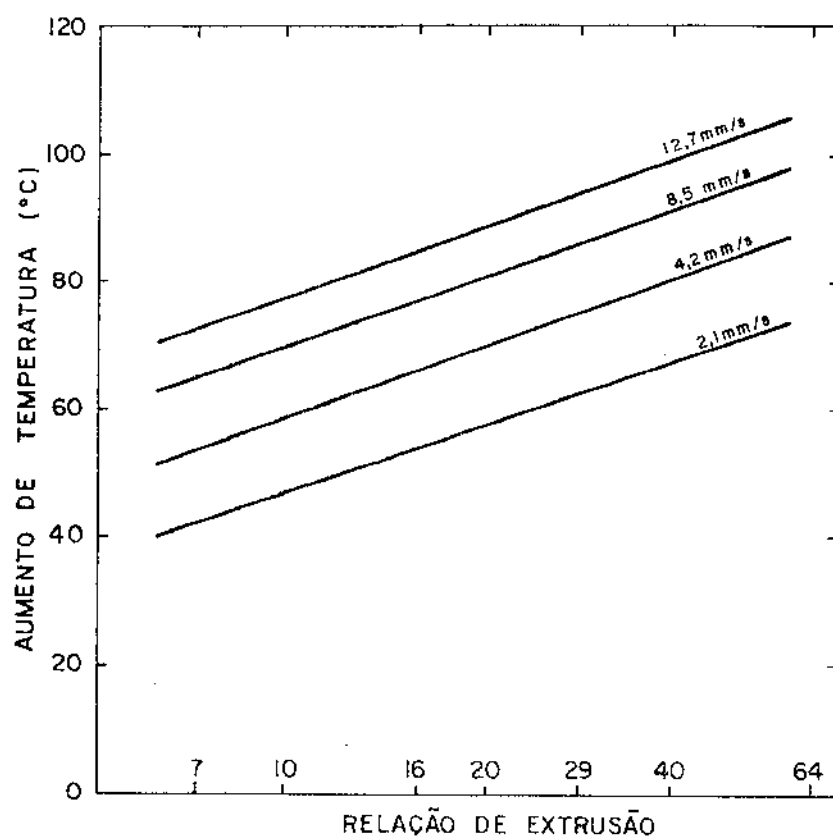


Figura 3.4.b - Relação entre aumento de temperatura e razão de extrusão a várias velocidades para o chumbo⁽⁴⁾.

3.2 - A GERAÇÃO DE ENERGIA TÉRMICA DEVIDA À DEFORMAÇÃO PLÁSTICA

A intensa deformação a que é submetido o material, durante uma conformação, em especial na região da peça próxima à ferramenta, consome uma determinada quantidade de energia mecânica que é, em sua maior parte, convertida em energia térmica, gerando assim um aumento de temperatura na peça, em especial na citada região de deformação mais severa.

A esse aumento de temperatura chamaremos de adiabático, e será indicado por ΔT_a .

A predição desse aumento adiabático de temperatura tem sido objeto de estudo de vários autores. Hirst e Ursell⁽⁵⁾ propuseram a expressão:

$$pV = \rho c V \Delta T_a, \quad \text{ou}$$

$$\Delta T_a = \frac{p}{\rho c} \quad (3.1)$$

onde:

p é a pressão de extrusão

ρ é a densidade do material extrudado

c é o calor específico do material extrudado

V é o volume de um volume de controle considerado.

Assim também Dieter⁽¹⁵⁾ utilizou a expressão:

$$\Delta T_a = \frac{W_p}{\rho c} \quad (3.2)$$

onde: W_p é o trabalho de deformação plástica por unidade de volume, expressão essa semelhante à anterior.

Tais expressões são, evidentemente, simplificações que

permitem obter estimativas imprecisas do aumento de temperatura obtido. Na realidade, no caso de, por exemplo, uma extrusão, a pressão de extrusão, tanto quanto o trabalho de deformação plástica por unidade de volume, não é constante ao longo do processo, o que permite prever uma conseqüente variação deste aumento de temperatura durante a extrusão. Ademais, a deformação efetiva sofrida pelo material extrudado não é uniforme ao longo de todo o tarugo, razão por que se pode imaginar que o trabalho de deformação plástica também não o seja, podendo-se portanto supor que o aumento adiabático de temperatura será variável de ponto para ponto do tarugo.

Uma melhor aproximação é obtida se tomarmos a expressão:

$$\Delta T_a = f \frac{\sigma_o}{\rho c} \epsilon \quad (3.3)$$

já vista no capítulo anterior. A tensão de escoamento σ_o , conforme discutido no segundo capítulo, não é constante durante a conformação plástica, mas depende de variáveis como a temperatura, a deformação, a taxa de deformação, e do processamento anterior sofrido pelo material. Mesmo respeitando tais considerações, Baque⁽⁷⁾ denomina "aquecimento característico do material" a grandeza:

$$\Delta T_o = \frac{\sigma_o}{\rho c} \quad (3.4)$$

Pode-se, portanto exprimir o aumento adiabático de temperatura por:

$$\Delta T_a = f \Delta T_o \epsilon \quad (3.5)$$

Assim, o mesmo autor fornece valores da ordem de grandeza desse aquecimento característico para diversos materiais e faixas de temperatura, conforme a tabela 3.1.

Tabela 3.1 - Valores de aquecimento característico para alguns metais e ligas (em °C).⁽⁷⁾

Temperatura Material	20°C	200°C	400°C	600°C	800°C
Alumínio	30	25	7		
Aço doce	135	95	95	35	15
Cobre	70	45	35	15	8
Latão 80/20	85	70	60	30	10
Bronze 95/5	120	100	85	50	15

Quanto à deformação efetiva ϵ , podemos estimá-la de várias maneiras, de acordo com a precisão de resultados desejada e com a complexidade de cálculos correspondente.

Uma primeira aproximação pode ser dada pela expressão:

$$\epsilon = \ln \frac{A_0}{A} \quad (3.6)$$

onde A_0 é a área inicial da peça e A a área no ponto correspondente à deformação ϵ . A expressão acima, embora apresente a vantagem da simplicidade, não expressa duas das características do fenômeno da deformação durante, por exemplo, uma extrusão: a não homogeneidade da deformação ao longo do eixo do tarugo, pois essa deformação se dá principalmente na região próxima à matriz; e a variação da deformação de um ponto para outro de uma secção transversal do tarugo, visto que os pontos situados mais na periferia da secção se deformam mais intensamente.

Uma aproximação melhor é dada pela aplicação da técnica de subdivisão do campo de velocidades em blocos rígidos. A figura 3.5.a representa, esquematicamente, uma partícula de material atravessando uma superfície de descontinuidade de velocidades, onde sofre uma deformação localizada. A figura 3.5.b fornece o hodógrafo de velocidades correspondente. No caso, a deformação efetiva ϵ va

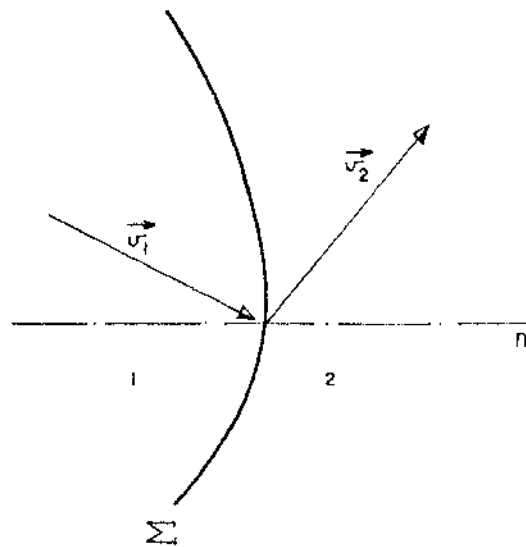


Figura 3.5.a - Travessia de uma superfície de descontinuidade de velocidades por uma partícula.

v_1 = velocidade anterior à travessia

v_2 = velocidade posterior à travessia

Σ = superfície de descontinuidade de velocidades.

1,2 = blocos rígidos em contato segundo a superfície Σ .

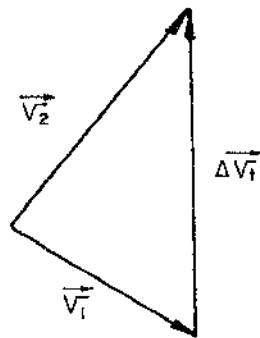


Figura 3.5.b - Hodógrafo de velocidades referentes à figura 3.5.a

$\Delta \vec{v}_T$ = variação da velocidade na direção tangente a Σ .

le:

$$\epsilon = \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{\Delta v_T}{v_n} \quad (\text{onde } v_n \text{ é o comprimento, na figura 3.4, da superfície } \Sigma) \quad (3.7)$$

e,consequentemente, o aumento de temperatura produzido pelo dispêndio de energia de deformação durante essa travessia, será, segundo a expressão (3.5):

$$\Delta T_a = f \frac{\Delta T_0}{\sqrt{3}} \frac{\Delta v_T}{v_n} \quad (3.8)$$

Assim, por exemplo, no caso de uma extrusão plana, podemos subdividir a região de escoamento do material como na figura 3.6. A trajetória da partícula a, ali representada, passa por três superfícies de descontinuidade de velocidade, sofrendo portanto três deformações discretas, e consequentemente, três aquecimentos discretos. As três deformações discretas produzem três deformações efetivas que podem ser calculadas:

$$\epsilon_{12} = \frac{1}{\sqrt{3}}, \quad \epsilon_{23} = \frac{2}{\sqrt{3}}, \quad \epsilon_{34} = \frac{1}{2\sqrt{3}}$$

Teremos então uma deformação total:

$$\epsilon = \epsilon_{12} + \epsilon_{23} + \epsilon_{34}, \text{ e então } \epsilon = \frac{7}{2\sqrt{3}}$$

A expressão (2.5) nos fornece, portanto:

$$\Delta T_a = f \frac{7}{2\sqrt{3}} \Delta T_0$$

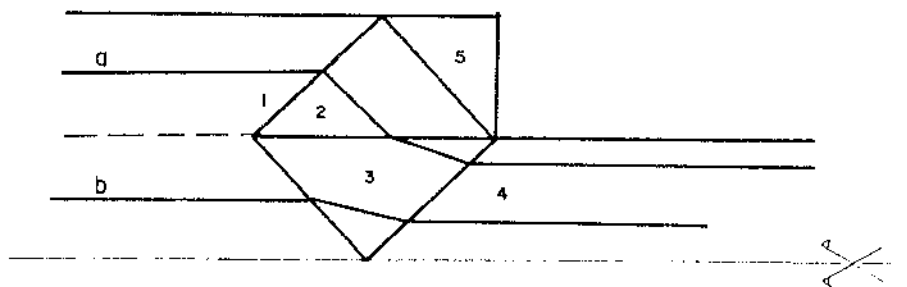


Figura 3.6 - Esquematização por blocos rígidos do escoamento durante uma extrusão plana.

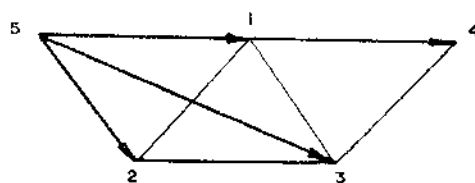


Figura 3.7 - Hodógrafo de velocidades referente à figura anterior.

onde $\Delta T_0 = \frac{\sigma_0}{\rho c}$, conforme a expressão 3.4.

Tal estimativa de deformação efetiva é mais realista que a anterior, dada pela expressão (3.6), visto que expressa a diferença entre as deformações sofridas por uma partícula que se move mais ao centro do tarugo, e de outra, que se escoa mais à periferia. Com efeito, calculando-se, de maneira análoga, a deformação sofrida pela partícula que segue a trajetória b da figura 3.6, obtêm-se um valor nitidamente menor ($\epsilon = 3/2\sqrt{3}$). Além disso, tal técnica também expressa a não homogeneidade da deformação ao longo do eixo do tarugo, fornecendo deformações maiores na região próxima à matriz, o que também é realista. No entanto, o fato de se necessitar subdividir finamente o campo de velocidades, de modo que o resultado se aproxime mais da deformação contínua sofrida realmente pelo tarugo, pode ser considerado uma desvantagem.

Uma outra aproximação, mais analítica, pode ser feita através do acompanhamento lagrangiano da trajetória de cada partícula no interior do escoamento. Assim, por exemplo, se pudermos, por simplicidade, representar o escoamento do material durante uma extrusão como na figura 3.8, então o campo de velocidades entre Σ_1 e Σ_2 será dado pela seguinte função de corrente:

$$\psi = -a \frac{x}{z}$$

e as velocidades nas direções x e z serão dadas, respectivamente, por:

$$v_x = -a \frac{x}{z^2} v_0$$

$$v_z = -\frac{a}{z} v_0$$

As velocidades de deformação efetiva nas direções x e z

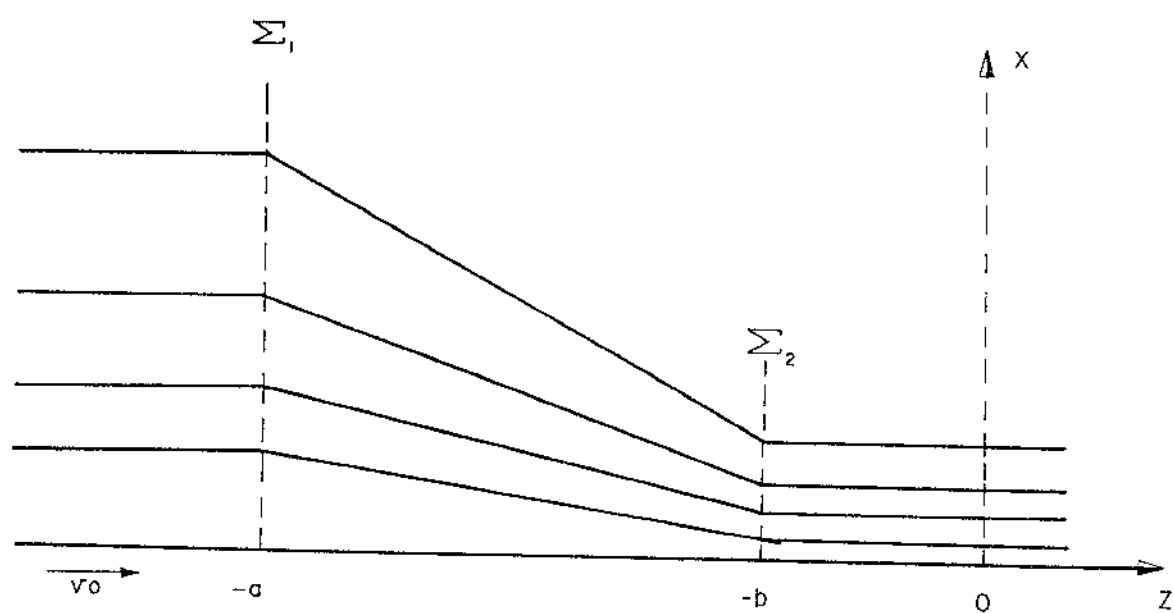


Figura 3.8 - Exemplo de análise de escoamento para o caso de extrusão.

serão dadas, respectivamente, por:

$$\dot{\epsilon}_{xx} = \frac{\partial v_x}{\partial x} = - \frac{a}{z^2} v_0$$

$$\dot{\epsilon}_{xz} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_x}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial x} \right) = a \frac{x}{z^3} v_0$$

e a velocidade de deformação efetiva será dada, portanto, por:

$$\dot{\epsilon} = \frac{2}{\sqrt{3}} (\dot{\epsilon}_{xx}^2 + \dot{\epsilon}_{xz}^2)^{1/2}$$

$$\dot{\epsilon} = \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{a}{z^2} v_0 \sqrt{1 + \frac{\psi^2}{a^2}}$$

A deformação efetiva entre Σ_1 e Σ_2 , definida como:

$$\epsilon = \int_{\text{linha de escoamento}} \dot{\epsilon} dt \quad (3.9)$$

será, portanto,

$$\epsilon = \frac{2}{\sqrt{3}} \sqrt{1 + \frac{\psi^2}{a^2}} \ln \frac{a}{b}$$

A essa deformação teremos ainda, evidentemente, que somar as deformações efetivas sofridas pelo material ao passar pelas superfícies de descontinuidade de velocidades, Σ_1 e Σ_2 . Na superfície Σ_1 , a partícula sofre uma deformação efetiva que pode ser dada por:

$$\epsilon_1 = \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{v_x}{v_z}$$

de acordo com a expressão (3.7). No caso, podemos substituir os valores das velocidades v_x e v_z , obtendo:

$$\epsilon_1 = \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{-a \frac{x}{z^2} v_0}{-a \frac{1}{z} v_0}$$

$$\epsilon_1 = \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{\psi}{a}$$

Observa-se que a deformação efetiva sofrida na passagem da partícula por Σ_2 é a mesma; logo podemos fazer:

$$\epsilon_2 = \epsilon_1 = \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{\psi}{a}$$

Somando-se agora os valores destas duas deformações efetivas localizadas à deformação efetiva sofrida no trajeto entre Σ_1 e Σ_2 , obteremos:

$$\epsilon_{total} = \epsilon_1 + \epsilon_2 + \epsilon$$

Ou seja:

$$\epsilon_{total} = \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{\psi}{a} + \frac{2}{3} \sqrt{1 + \frac{\psi^2}{a^2}} \ln \frac{a}{b}$$

$$\epsilon_{total} = \frac{2}{\sqrt{3}} \left[\frac{\psi}{a} + \sqrt{1 + \frac{\psi^2}{a^2}} \ln \frac{a}{b} \right]$$

E se fizermos, agora,

$$\psi = x \frac{a}{b}$$

teremos a deformação efetiva ϵ_{total} em função de x , ou seja, a deformação efetiva sofrida por cada linha de escoamento:

$$\epsilon_{\text{total}} = \frac{2}{\sqrt{3}} \left[\frac{x}{b} + \sqrt{1 + \frac{x^2}{b^2}} \ln \frac{a}{b} \right] \quad (3.10)$$

Assim, o aquecimento gerado pela energia de deformação plástica associado a essa deformação será:

$$\Delta T_a = \frac{2f}{\sqrt{3}} \Delta T_o \left[\frac{x}{b} + \sqrt{1 + \frac{x^2}{b^2}} \ln \frac{a}{b} \right] \quad (3.11)$$

onde $\Delta T_o = \frac{\sigma_o}{\rho c}$.

Observa-se que a expressão acima traduz a distribuição de temperaturas na saída da extrusão ($z = -b$). Assim, esta estimativa também expressa a diferença entre as deformações sofridas por partículas situadas a diferentes distâncias da linha de centro do tarugo, assim como já o fazia a estimativa anterior (baseada na divisão do campo de velocidades em blocos rígidos). Da mesma forma, fica também expressa a não homogeneidade da deformação ao longo do tarugo, pois maiores deformações serão obtidas à medida que a partícula se aproximar da matriz.

Todas estas estimativas, como é de se notar, deixam de considerar a variação da tensão de escoamento durante o processo, o que é uma limitação do modelo.

Este modelo poderá, no entanto, ser refinado, adotando-se funções de corrente mais adequadas à representação do escoamen

to do material; outrossim, o cálculo analítico da deformação efetiva tornar-se-á mais e mais complexo.

Vários métodos têm sido propostos^(2,3), no sentido de se calcular numericamente a distribuição de temperaturas na extrusão. Tais propostas, por utilizar recursos mais poderosos, permitem avaliar simultaneamente a interação existente entre o campo de velocidades e o de temperaturas, embora as expressões utilizadas para o cálculo de ΔT_a sejam relativamente simples.

Altan e Kobayashi⁽²⁾ utilizaram a expressão:

$$\Delta T_a = \frac{\bar{\sigma}}{\rho c} \Delta \bar{\epsilon} f$$

expressão equivalente à equação (3.5), exceto que é aplicada a um pequeno elemento de volume, e é função do tempo, pois, nessa expressão, $\bar{\sigma}$ é a tensão de escoamento efetiva instantânea, e $\Delta \bar{\epsilon}$ é a deformação efetiva local durante um intervalo de tempo Δt . Para a representação do campo de velocidades, os autores sugerem a utilização do método da viscoplasticidade, do método do limite superior ou do método da energia uniforme, embora, na aplicação de suas conclusões, tenham utilizado o primeiro. A aplicação de cálculo numérico, através de um computador digital, permitiu que no cálculo das temperaturas fosse levado em conta, inclusive, o efeito da deformação, da taxa de deformação e da temperatura sobre a tensão de escoamento local instantânea.

Akeret⁽³⁾ utilizou outra expressão, também simples:

$$Q_a = \frac{A_p \Delta x}{n \Delta t}$$

onde Q_a é o fluxo de calor gerado pela deformação, em um determinado nó da rede considerada no cálculo; A é a área transversal da peça; p é a pressão de extrusão; Δx é o comprimento da célula da rede; n é um número de integrações, no caso, o número de intervalos de tempo considerado; e Δt é um intervalo de tempo. O modelo considerado por Akeret dividia transversalmente o tarugo de extru-

são em discos que interagiam termicamente, não havendo, assim, necessidade de se admitir um campo de velocidades para o material em escoamento.

3.3 - A GERAÇÃO DE ENERGIA TÉRMICA DEVIDA AO ATRITO

Um outro fenômeno térmico importante que ocorre durante os processos de conformação a quente dos metais é a geração de calor proveniente de atrito, geralmente entre a peça e a ferramenta, e, em especial na extrusão, entre a peça e o recipiente que a contém. A quantidade de calor assim gerada é função, notadamente, das condições de lubrificação, da velocidade relativa entre os dois corpos em atrito e das características térmicas desses materiais; assim, em certos casos, essa fonte de calor pode produzir um aumento de temperatura até superior ao aumento de temperatura produzido pela deformação plástica⁽⁷⁾, embora esse não seja o caso geral. Há portanto situações reais em que é de real necessidade levar em conta tal fenômeno.

Assim, suponhamos dois corpos A e B em contato segundo uma superfície (plana, por exemplo), conforme a figura 3.9. O corpo A está imóvel, enquanto o corpo B se desloca com uma velocidade v , tangente à superfície de contato. O corpo A resiste ao movimento do corpo B, exercendo em sua superfície uma força de atrito F_t . A potência dissipada em um elemento de área unitário vale, nesse caso:

$$\dot{W}_S = \tau v$$

onde τ é a componente tangencial à superfície do vetor tensão. Tal dispêndio de energia provoca um aquecimento nas imediações da interface, em ambos os corpos. Tudo se passa como se a interface liberasse um fluxo de calor (por unidade de área) $\dot{Q}$ tal que:

$$\dot{Q} = \dot{W}_S = \tau v \quad (3.12)$$

Cumpre portanto analisar dois aspectos da questão:

- 1º) Como estimar o valor da componente tangencial τ ;
- 2º) Que aumento de temperatura provoca, em cada corpo, a quantidade de calor liberada $\dot{Q}$.

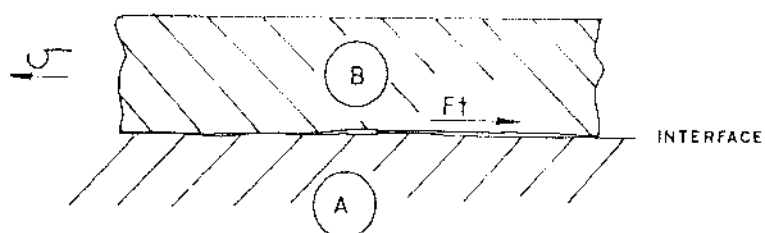


Fig. 3.9 - Contato dinâmico entre dois corpos.

1º) Estimativa da componente tangencial do vetor tensão, τ .

Para uma estimativa, ainda que não mais que razoável da tensão superficial τ , e consequentemente da força de atrito, faz-se necessário adotar algumas considerações tribológicas.

Há duas idealizações clássicas do atrito:

I) Modelo de Coulomb.

A componente normal σ e a componente tangencial τ do vetor tensão T na interface, conforme a figura 3.10, são ligadas pela expressão:

$$\tau = \mu \sigma \quad (3.13)$$

onde μ é o coeficiente de atrito.

Segundo esse modelo,

$$\begin{array}{lll} \tau = \mu \sigma & \text{se} & \mu \sigma < \tau_{\max} \\ \text{e} \quad \tau = \tau_{\max} & \text{se} & \mu \sigma \geq \tau_{\max} \end{array}$$

$$\tau_{\max} = \sigma_0 / \sqrt{3} \text{ se o metal obedece ao critério de Von Mises,}$$

$$\tau_{\max} = \sigma_0 / 2 \text{ se o metal obedece ao critério de Tresca.}$$

Segundo ainda o modelo de Coulomb, as superfícies em movimento relativo, e sujeitas a atrito, não são lisas, mas rugosas. Assim, como na figura 3.11, em que a superfície de contato entre os dois sólidos é S , a superfície real de contato S_r é notavelmente inferior.

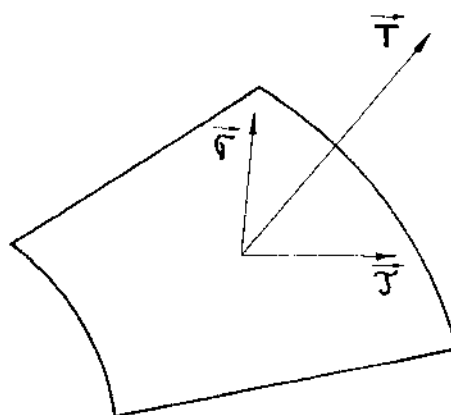


Fig. 3.10 - Vetor tensão na interface

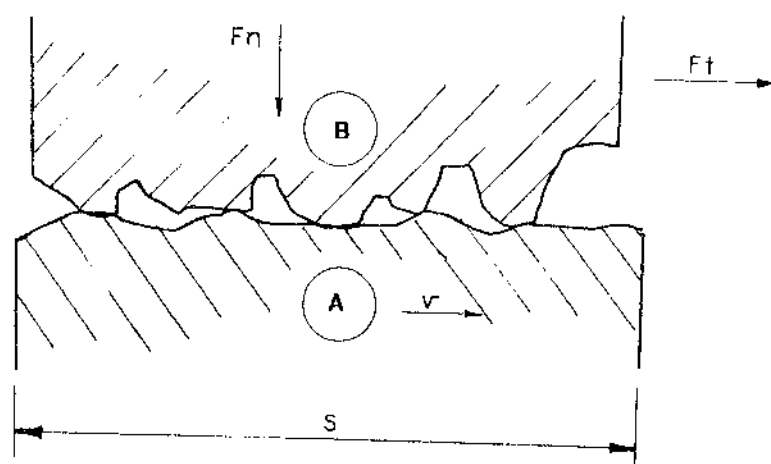


Fig. 3.11 - Interpretação do modelo de Coulomb:
contato direto superfície-superfície.

II) Modelo da camada limite.

Segundo esse modelo, a componente tangencial do vetor tensão tem um módulo constante, seja:

$$\tau = \bar{m} \tau_{\max} \quad (3.14)$$

onde $\bar{m}$ também é chamado coeficiente de atrito.

Tudo se passa como se na interface se tivesse uma camada de material de tensão de escoamento $\bar{m}\sigma_0$, perfeitamente aderente a ambas as superfícies.

De qualquer forma, a estimativa do valor de μ ou $\bar{m}$ pode ser obtida através de um teste de compressão de um anel. Isto porque se constata experimentalmente que a deformação de um anel sob compressão, em particular a evolução do raio interno, depende fortemente das condições de atrito na interface metal-ferramenta. Assim, em condições de pequeno atrito, tanto o raio interno quanto o raio externo se dilatam, com velocidade de dilatação constante. Em condições de alto atrito, o aumento do raio interno é menor. Se o atrito for suficientemente alto, o raio interno pode diminuir. Assim, efetuando-se esse teste e medindo-se as evoluções da altura do anel e de seu raio interno, pode-se conseguir da literatura uma estimativa de $\bar{m}$ (ou μ)⁽⁸⁾.

Para a escolha do modelo de atrito que se deve adotar (modelo de Coulomb ou modelo da camada limite), há, segundo Baque⁽⁹⁾, que se levar em conta a comodidade dos cálculos e a natureza física do contato envolvido, ou seja, de que tipo de contato o caso em foco se aproxima mais.

Além de todas essas considerações tribológicas, há na literatura dois métodos de estimativa do coeficiente de atrito μ (entre a peça e o recipiente), para o caso de extrusão.

O primeiro método, devido a Hirst e Ursell⁽¹⁰⁾, compara

a extrusão de duas peças de diferentes comprimentos, mantendo-se idênticas as demais condições de extrusão.

Sob essas condições, para a extrusão de uma barra sólida, o coeficiente de atrito pode ser calculado por:

$$\mu = \frac{D_o}{4(\ell_1 - \ell_2)} \ln (P_1/P_2) \quad (3.15)$$

onde D_o é o diâmetro do recipiente, ℓ_1 e ℓ_2 são os comprimentos iniciais das peças e P_1 e P_2 são as pressões associadas às extrusões das peças de comprimento ℓ_1 e ℓ_2 , respectivamente.

O segundo método consiste em medir a taxa de mudança da pressão de extrusão com relação ao comprimento da peça durante a extrusão⁽¹¹⁾. Neste caso, μ pode ser calculado pela seguinte fórmula:

$$\mu = \frac{D_o}{4p} \frac{dp}{dx} \quad (3.16)$$

onde p é a pressão do pistão de extrusão (punção) e x é a distância axial ao longo do recipiente.

Apesar de, em princípio, o coeficiente de atrito μ poder ser estimado por qualquer dos dois métodos acima, cada um deles envolve alguns problemas experimentais.

O primeiro método, devido a Hirst e Ursell, além de ser experimentalmente inconveniente quando é estudada uma gama de condições de ensaio muito grande, exige a exata duplicação das condições de ensaio. Quanto ao segundo método, e principalmente para extrusões a altas temperaturas e baixas taxas de deformação, a curva da pressão em função do deslocamento do punção tende a ser pouco acentuada, tornando portanto pouco precisa a determinação da derivada dp/dx . No entanto, esse último método é mais atraente sob o ponto de vista experimental, quando uma grande gama de condições de ensaio é estudada, e principalmente em laboratórios de pequena aparelhagem, pois a curva pressão-deslocamento geralmente é disponível.

2º) Aumento de temperatura devido à força de atrito

Para estimar tal aumento de temperatura, que chamaremos ΔT_s , tomemos primeiramente o caso de um corpo, inicialmente a uma temperatura T_1 , e no qual entra, através de uma superfície, um fluxo de calor $\dot{Q}$, conforme a figura 3.12. Admitamos que seja parabólica a distribuição de temperaturas ao longo da faixa $0 \leq x \leq e$, e que o efeito de aumento de temperatura devido a $\dot{Q}$ se estenda até uma profundidade e . Para obtermos a equação do perfil de temperaturas no corpo citado, imponhamos algumas condições:

- continuidade do fluxo de calor:

$$x > e \rightarrow T = T_1 \rightarrow \left. \frac{dT}{dx} \right|_{x=e} = 0 \rightarrow \left. \frac{dT}{dx} \right|_{x=e} = 0$$

- condições nos limites:

$$x = 0 \rightarrow T = T_s$$

$$x = e \rightarrow T = T_1$$

A equação do perfil de temperaturas será então:

$$T = T_1 + (T_s - T_1) \left(\frac{x - e}{e} \right)^2, \quad \text{para } 0 \leq x \leq e \quad (3.17)$$

O fluxo de calor $\dot{Q}$ valerá então:

$$\dot{Q} = - K \left(\frac{dT}{dx} \right)_{x=0^+} = 2 K \frac{T_s - T_1}{e} \quad (3.18)$$

onde K é a condutividade térmica do material do corpo considerado. Tal fluxo de calor, que entra no corpo citado por condução, aumen-

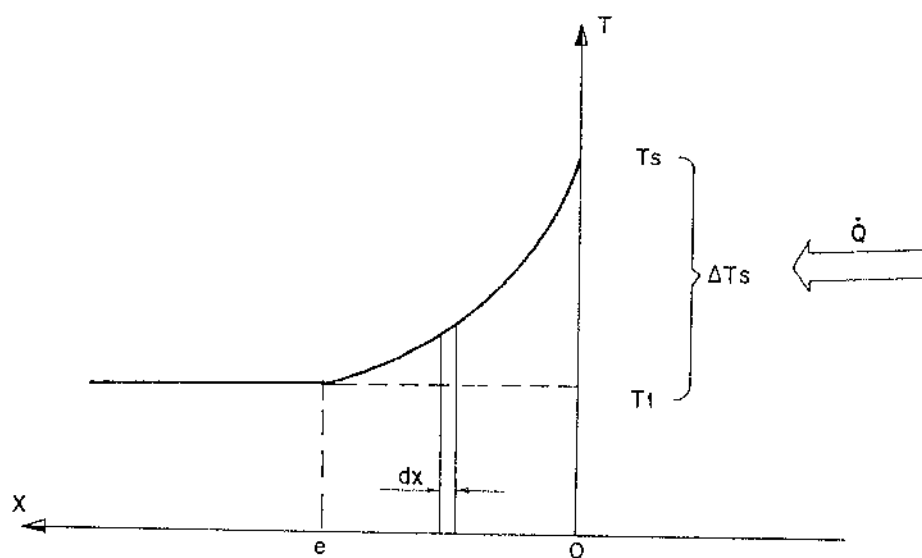


Figura 3.12 - Aquecimento de um corpo devido a um fluxo de calor $\dot{Q}$.

ta a energia interna desse corpo. Seja ΔU esse aumento de energia interna (por unidade de comprimento na direção x):

$$d \Delta U = \rho c \, dx (T - T_1) = \rho c (T_s - T_1) \left(\frac{x - e}{e} \right)^2 dx$$

$$\Delta U = \int_0^e d \Delta U = \frac{1}{3} \rho c (T_s - T_1) e \quad (3.19)$$

É evidente, por um simples balanço de energia, que:

$$\Delta U = \int_0^t \dot{Q} \, dt \quad (3.20)$$

Assim, substituindo na equação (3.20) os valores obtidos em (3.18) e em (3.19), e admitindo o fluxo $\dot{Q}$ independente de t , obteremos:

$$\frac{1}{3} \rho c (T_s - T_1) e = 2 K \frac{(T_s - T_1)}{e} t$$

e se chamarmos:

$$a = \frac{k}{\rho c} \text{ difusividade térmica do material}$$

$$b = \sqrt{k \rho c} \text{ coeficiente de repartição superficial, obteremos:}$$

$$\frac{1}{3} \rho c e = 2 \frac{k}{e} t, \quad e^2 = 6 \frac{k}{\rho c} t \quad e \quad e = \sqrt{6at} \quad (3.21)$$

Entrando com esse valor na expressão (3.18), teremos:

$$\dot{Q} = 2 k \frac{T_s - T_1}{\sqrt{6at}}$$

Como

$$\Delta T_s = T_s - T_1$$

e

$$\dot{Q} = \tau v, \quad (3.12)$$

então:

$$\tau v = 2 k \frac{\Delta T_s}{\sqrt{6 \frac{k}{\rho c} t}}$$

$$\Delta T_s = \sqrt{6 \frac{k}{\rho c} t} \frac{\tau v}{2k}$$

$$\Delta T_s = \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{1}{\sqrt{k\rho c}} \sqrt{t} \tau v$$

$$\Delta T_s = \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{\tau v \sqrt{t}}{b} \quad (3.22)$$

Consideremos agora o caso de dois corpos diferentes (1) e (2), ambos inicialmente à mesma temperatura T_1 e com atrito entre um e outro, de modo que a temperatura na interface entre os dois corpos aumente com o correr do tempo. Assim, o fluxo de calor $\dot{Q}$ gerado pelo atrito irá se repartir entre os dois corpos:

$$\dot{Q} = \dot{Q}_1 + \dot{Q}_2$$

Trata-se, portanto, de obter o valor de $\dot{Q}_1$, de $\dot{Q}_2$ e de ΔT_s , ou seja, a diferença entre a temperatura da interface num instante t , T_s , e a temperatura inicial T_1 , como na figura 3.13.

Conforme a igualdade 3.20, podemos utilizar:

$$\Delta U = \int_0^t \dot{Q} dt$$

E se introduzirmos a expressão (3.19), para o corpo (1), teremos:

$$\frac{1}{3} \rho_1 c_1 \Delta T_s e_1 = \int_0^t \dot{Q}_1 dt \quad (3.23)$$

Também para o corpo (1), podemos utilizar a expressão (3.18):

$$2 k_1 \frac{\Delta T_s}{e_1} = \dot{Q}_1$$

Multiplicando-se essas duas últimas expressões membro a membro, obteremos:

$$\frac{2}{3} b_1^2 (\Delta T_s)^2 = \dot{Q}_1 \int_0^t \dot{Q}_1 dt = \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \left[\int_0^t \dot{Q}_1 dt \right]^2$$

Analogamente, podemos obter para o corpo (2):

$$\frac{2}{3} b_2^2 (\Delta T_s)^2 = \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \left[\int_0^t \dot{Q}_2 dt \right]^2$$

Comparando as duas últimas expressões, podemos obter:

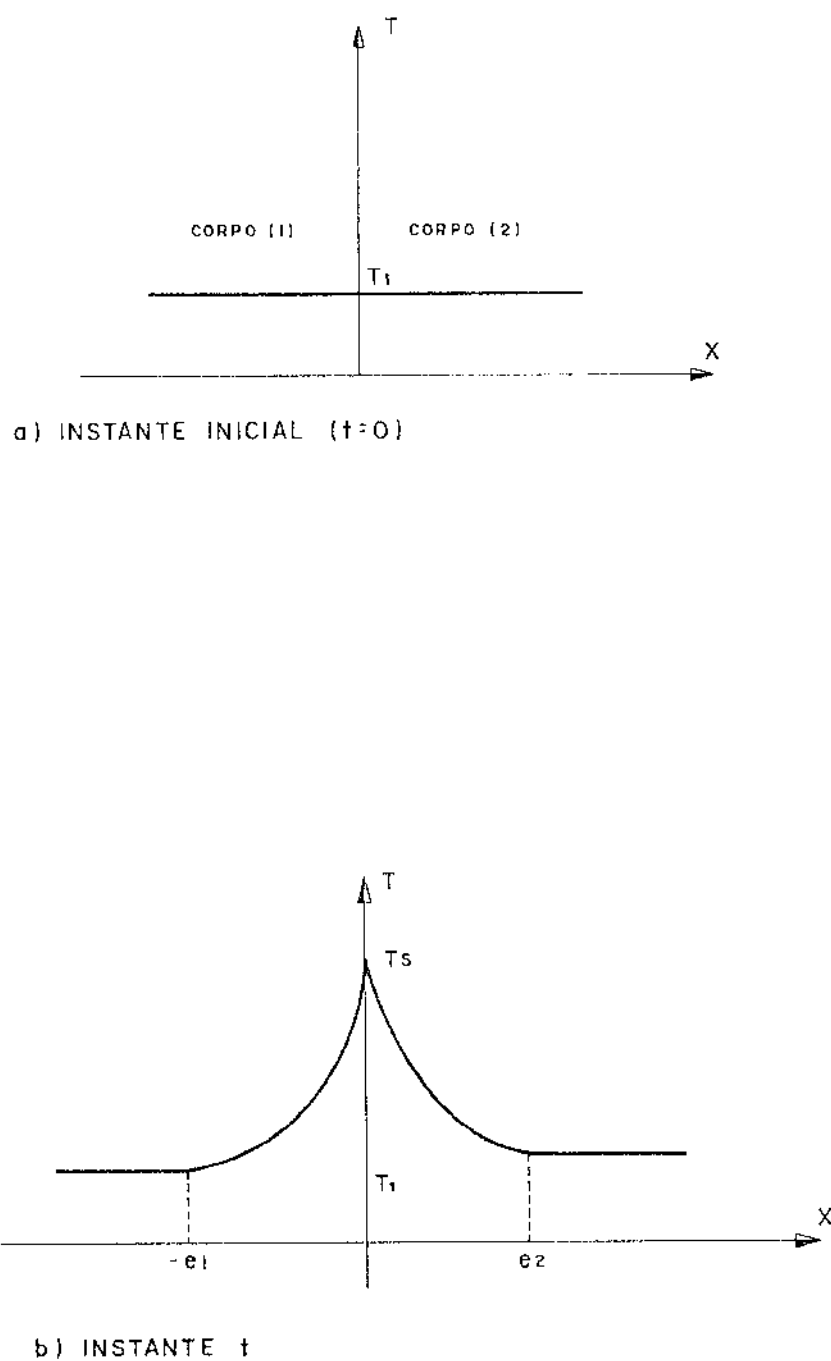


Figura 3.13 - Contato dinâmico de dois corpos de mesma temperatura inicial.

$$\frac{d}{dt} \left[\int_0^t \frac{\dot{Q}_1}{b_1} dt \right]^2 = \frac{d}{dt} \left[\int_0^t \frac{\dot{Q}_2}{b_2} dt \right]^2$$

Deduz-se portanto que:

$$\frac{\dot{Q}_1}{b_1} = \frac{\dot{Q}_2}{b_2} \quad (3.23a)$$

E como $\dot{Q} = \dot{Q}_1 + \dot{Q}_2$, temos que:

$$\dot{Q}_1 = \frac{b_1 \dot{Q}}{b_1 + b_2} \quad (3.24a)$$

$$\dot{Q}_2 = \frac{b_2 \dot{Q}}{b_1 + b_2} \quad (3.24b)$$

Se utilizarmos a expressão (3.23) para o corpo (1), obtemos (admitindo ainda que $\dot{Q}_1$ seja independente de t):

$$\frac{1}{3} \rho_1 c_1 \Delta T_s e_1 = \int_0^t \dot{Q}_1 dt = \dot{Q}_1 t$$

Logo, teremos:

$$\dot{Q}_1 = 2 k_1 \frac{\Delta T_s}{e_1}$$

Analogamente, podemos fazer:

$$\dot{Q}_2 = 2 k_2 \frac{\Delta T_s}{e_2}$$

Pela expressão (3.21), então, para o corpo (1), vale:

$$e_1 = \sqrt{6a_1 t}$$

e analogamente:

$$e_2 = \sqrt{6a_2 t}$$

A expressão (3.22) nos fornece, também para o corpo (1), que:

$$\Delta T_s = \frac{3}{2} \frac{\dot{Q}_1 \sqrt{t}}{b_1}$$

e analogamente:

$$\Delta T_s = \frac{3}{2} \frac{\dot{Q}_2 \sqrt{t}}{b_2}$$

Se introduzirmos a expressão (3.24b) nessa última, obteremos finalmente:

$$\Delta T_s = \frac{3}{2} \frac{\dot{Q} \sqrt{t}}{b_1 + b_2} \quad (3.25)$$

Consideremos finalmente o caso mais geral de dois corpos, (1) e (2), inicialmente a temperaturas diferentes, T_1 e T_2 . Ainda, aqui, o fluxo de calor $\dot{Q}$ gerado pelo atrito entre os dois corpos irá se repartir entre eles, de modo que:

$$Q = \dot{Q}_1 + \dot{Q}_2$$

Trataremos de obter o valor da temperatura na interface entre os dois corpos, T_s , como na figura 3.14.

Para tanto, procuraremos determinar inicialmente a temperatura obtida na interface no caso de um contato estático entre os dois corpos, isto é, sem efeito de atrito. Nesse caso, o fluxo de calor $\dot{Q}$ que passa de um corpo para o outro (por efeito da diferença inicial de temperaturas) pode ser dado por, segundo a expressão (3.18),

$$\dot{Q} = - 2k_1 \frac{T_s - T_1}{e_1} = 2 k_2 \frac{T_s - T_2}{e_2}$$

O sinal negativo faz notar que o fluxo de calor está saindo de um corpo, enquanto está entrando em outro.

Também devido a esse fluxo de calor, a energia interna de um dos corpos diminui na mesma medida em que aumenta no outro, segundo a expressão (3.19); podemos fazer então:

$$\Delta U = - \frac{1}{3} \rho_1 c_1 (T_s - T_1) e_1 = \frac{1}{3} \rho_2 c_2 (T_s - T_2) e_2$$

Multiplicando-se membro a membro as duas expressões precedentes, obteremos:

$$k_1 \rho_1 c_1 (T_s - T_1)^2 = k_2 \rho_2 c_2 (T_s - T_2)^2$$

e como $b = \sqrt{k\rho c}$, temos:

$$T_s = \frac{b_1 T_1 + b_2 T_2}{b_1 + b_2} \quad (3.26)$$

Também para esse caso, procuraremos obter a expressão da

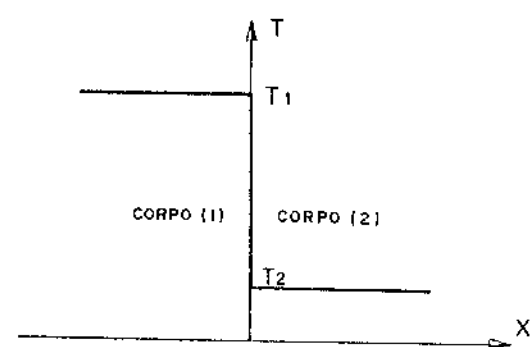
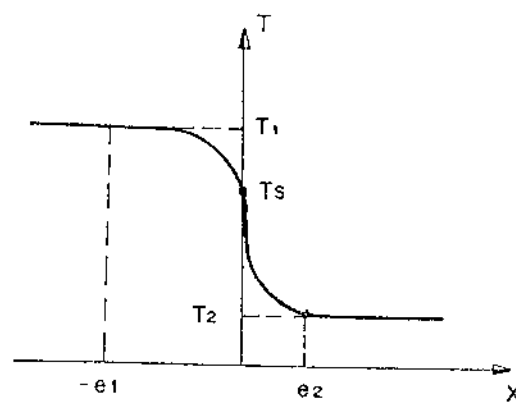
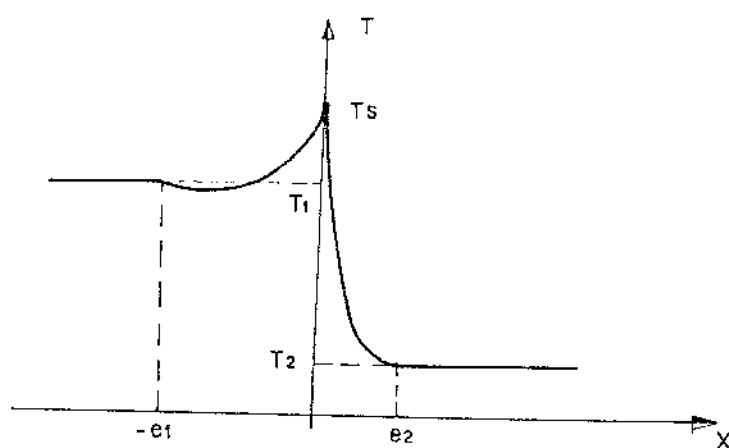
a) INSTANTE INICIAL ($t=0$)b) INSTANTE t
CASO $v < v_c$ c) INSTANTE t
CASO $v > v_c$

Figura 3.14 - Contato dinâmico entre dois corpos inicialmente a temperaturas diferentes.

profundidade e. Utilizaremos a expressão (3.20):

$$\Delta U = \int_0^t \dot{Q} dt$$

No caso, admitiremos, tendo em vista a expressão da temperatura de interface T_s (3.26), que o valor dessa temperatura não dependa de t ; então, para o corpo (1), obteremos:

$$-\frac{1}{3} \rho_1 c_1 (T_s - T_1) e_1 = - \int_0^t 2k_1 \frac{T_s - T_1}{e_1} dt$$

e derivando:

$$\frac{1}{3} \rho_1 c_1 (T_s - T_1) de_1 = 2k_1 \frac{T_s - T_1}{e_1} dt$$

e lembrando que a difusividade térmica do material foi definida como:

$$a = \frac{k}{\rho c}$$

teremos:

$$e_1 de_1 = 6a_1 dt$$

e finalmente:

$$e_1 = \sqrt{12a_1 t} \quad (3.27a)$$

Analogamente, a profundidade e para o corpo (2) será:

$$e_2 = \sqrt{12a_2t} \quad (3.27b)$$

Para obter também a expressão do fluxo de calor, vale utilizar a expressão (3.18):

$$\dot{Q} = 2k \frac{T_s - T_1}{e}$$

No caso, aplicando para o corpo (1), teremos:

$$\dot{Q} = - 2k_1 \frac{T_s - T_1}{e_1}$$

E utilizando as expressões (3.26) e (3.27), obteremos:

$$\dot{Q} = - 2k_1 \frac{\frac{b_1 T_1 + b_2 T_2}{b_1 + b_2} - T_1}{\sqrt{12a_1t}}$$

O que, após as necessárias transformações algébricas, fornecerá:

$$\dot{Q} = \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{b_1 b_2}{b_1 + b_2} \frac{T_1 - T_2}{\sqrt{t}} \quad (3.28)$$

Voltando agora ao caso mais geral de dois corpos em atrito mútuo, e inicialmente a temperaturas diferentes, podemos imaginar esse caso como a superposição de dois fenômenos já vistos por nós, ou seja:

- o caso de contato estático entre dois corpos (inicialmente a temperaturas diferentes);

- o caso da repartição do fluxo de calor gerado por atrito entre os dois corpos.

Como as expressões que fornecem o fluxo de calor (em função da temperatura) são lineares, em ambos os casos, podemos apenas combinar os dois resultados anteriores (3.25 e 3.26), obtendo:

$$T_s = \frac{b_1 T_1 + b_2 T_2}{b_1 + b_2} + \frac{3}{2} \frac{\tau v \sqrt{t}}{b_1 + b_2} \quad (3.29)$$

As profundidades de penetração, para esse caso, serão impostas pelo primeiro fenômeno, valendo portanto:

$$e_1 = \sqrt{12a_1 t}$$

$$e_2 = \sqrt{12a_2 t}$$

Vale a pena ressaltar, para esse caso, que o perfil de temperaturas pode apresentar dois formatos diferentes:

- se, depois do tempo t , o fluxo de calor devido ao atrito e cedido ao corpo mais quente é inferior ao fluxo de calor cedido por esse corpo mais quente ao corpo mais frio, o perfil de temperaturas é análogo ao perfil que seria obtido no caso de contato estático, conforme a figura 3.14.b.
- caso contrário, o perfil de temperaturas apresenta um pico na interface, como na figura 3.14.c.

Existe, portanto, uma velocidade que poderemos denominar "crítica" (e indicar por v_c), a partir da qual o perfil de temperaturas apresenta um pico.

Essa velocidade corresponde a uma temperatura de interface, T_s , igual à temperatura do corpo mais quente (T_1 , por exemplo). Então podemos fazer:

$$T_1 = \frac{b_1 T_1 + b_2 T_2}{b_1 + b_2} + \frac{3}{2} \frac{\tau v_c \sqrt{t}}{b_1 + b_2}$$

o que nos fornece:

$$v_c = \frac{2}{3} \frac{b_2 (T_1 - T_2)}{\tau \sqrt{t}} \quad (3.30)$$

Quanto ao fluxo de calor, aqui também poderemos simplesmente somar os efeitos devidos aos dois fenômenos, já citados, que se superpõem nesse caso. Assim, o fluxo de calor saindo do (ou entrando no) corpo (1), o mais quente (ou o mais frio), será dado pelas expressões (3.24a) e (3.28):

$$\dot{Q}_1 = \frac{b_1 \dot{Q}}{b_1 + b_2} - \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{b_1 b_2}{b_1 + b_2} \frac{T_1 - T_2}{\sqrt{t}} \quad (3.31)$$

e analogamente

$$\dot{Q}_2 = \frac{b_2 \dot{Q}}{b_1 + b_2} + \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{b_1 b_2}{b_1 + b_2} \frac{T_1 - T_2}{\sqrt{t}} \quad (3.32)$$

onde, em ambos, $\dot{Q} = \tau v$.

3.4 - CONDUÇÃO DE CALOR ATRAVÉS DA PEÇA EM DEFORMAÇÃO

No ítem 3.2 (que trata da geração de energia térmica devido à deformação plástica), procuramos estimar o perfil de temperaturas desenvolvido em um tarugo submetido a uma conformação plástica, levando em conta a velocidade com que o tarugo se movia durante o processo. Não havíamos, no entanto, levado em consideração a influência da condução de calor das regiões mais quentes do tarugo (as regiões mais severamente deformadas) para as regiões menos quentes, o que equivale a dizer que havíamos considerado adiabático o processo. No presente ítem tentaremos levar em conta a hipótese da não adiabaticidade, ou seja, tentaremos estimar o perfil de temperaturas desenvolvido no tarugo devido a três fenômenos:

- a geração de calor devido à deformação,
- o movimento do tarugo, arrastando consigo calor e
- a condução de calor das regiões mais quentes para as regiões mais frias do tarugo.

Por outro lado, procuraremos definir um critério que permita quantificar a influência da hipótese de adiabaticidade de modo a, em casos específicos, podermos examinar a possibilidade de abandoná-la.

a - Perfil de temperaturas desenvolvido.

Durante uma deformação plástica, a peça em deformação sofre um aquecimento que, no ítem 3.2, chamamos "aumento adiabático de temperatura", indicado por ΔT_a . Admitamos, para efeito de simplificação, que a deformação se processe subitamente, isto é, toda a deformação ocorra durante a travessia de um único plano perpendicular ao escoamento. Nesse caso, se admitirmos que não há condução de calor através da peça (hipótese de adiabaticidade), o perfil de temperaturas desenvolvido será representado pela figura 3.15.

Há casos, no entanto, em que a hipótese de adiabaticidade introduziria distorções sensíveis na estimativa do perfil de temperaturas desenvolvido. Se essa hipótese for abandonada, o perfil se apresentará modificado, elevando-se a temperatura conti-

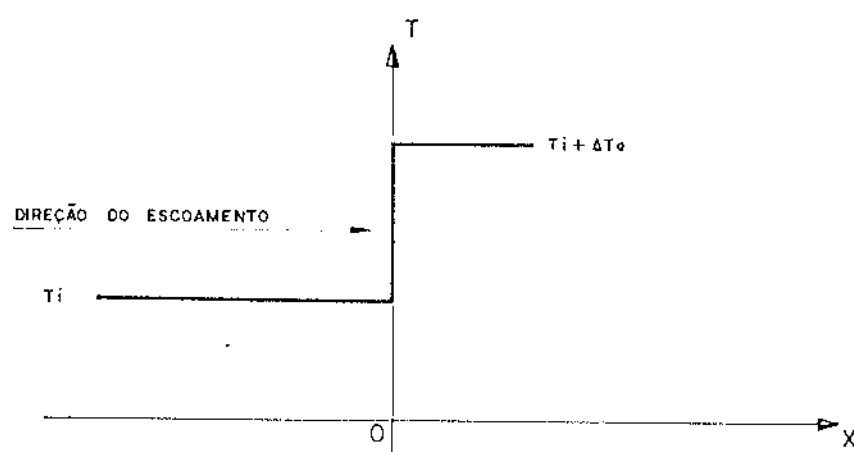


Figura 3.15 - Caso de deformação adiabática.

nuamente de T_i até $T_i + \Delta T_a$, conforme a figura 3.16.

Para estimar o perfil de temperaturas assim desenvolvido, adotaremos a hipótese de que há condução de calor no sentido longitudinal ao escoamento, mas não no sentido transversal. Em seguida, observaremos o balanço de energia em uma fatia (de largura infinitesimal) do material, como a fatia compreendida entre x e x' , na figura 3.16.

No instante t , a fatia está se deslocando para a direita; se for v a sua velocidade, durante o intervalo de tempo dt ela terá se deslocado vdt . Sua temperatura passará de $T(x)$ para $T(x')$.

A quantidade de calor recebida pela fatia terá sido:

$$dQ = \rho c (vdt) \left[T(x') - T(x) \right] \quad (3.33)$$

Essa quantidade de calor entrou, ou saiu, na fatia por condução através de suas paredes, x e x' .

Assim, pela lei de Fourier, teremos:

$$dQ = k \left[\frac{dT}{dx} (x') - \frac{dT}{dx} (x) \right] dt \quad (3.34)$$

Igualando-se as expressões (3.33) e (3.34) obteremos:

$$\rho c (vdt) \left[T(x') - T(x) \right] = k \left[\frac{dT}{dx} (x') - \frac{dT}{dx} (x) \right] dt$$

Portanto:

$$\rho c v T(x) - k \frac{dT}{dx} (x) = \rho c v T(x') - k \frac{dT}{dx} (x') \quad (3.35)$$

Chamando:

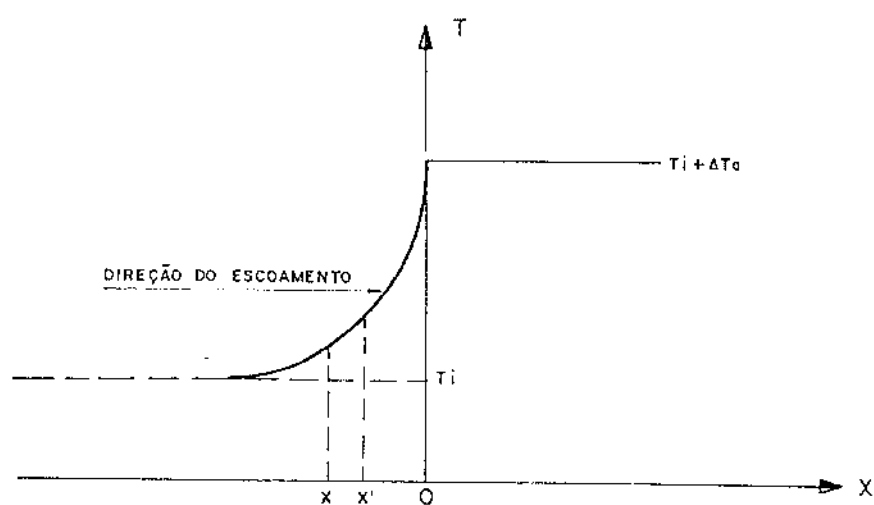


Figura 3.16 - Perfil de temperaturas de um lado e de outro de uma deformação localizada.

$$\phi(x) = \rho c v T(x) - k \frac{dT}{dx}(x) \quad (3.36)$$

A expressão (3.35) reduzir-se-á a:

$$\phi(x) = \phi(x')$$

Trata-se, portanto, de fazer:

$$\phi(x) = A.k, \text{ para } x > 0, \text{ onde } A \text{ é uma constante e}$$

$$\phi(x) = B.k, \text{ para } x < 0, \text{ onde } B \text{ é outra constante, e encontrar os valores de } A \text{ e de } B.$$

Para o caso $x > 0$, imporemos, de acordo com a figura 3.16, que T seja constante:

$$x > 0 \quad \rightarrow \quad T = T_i + \Delta T_a \quad (3.37)$$

Para o caso $x < 0$, faremos:

$$\phi(x) = B.k$$

$$\rho c v T(x) - k \frac{dT}{dx}(x) = B.k$$

ou seja:

$$\frac{dT}{dx}(x) = \frac{\rho c v}{k} T(x) - B$$

A solução dessa equação diferencial é da forma:

$$T(x) = \frac{B}{\frac{\rho cv}{k}} + C e^{\frac{\rho cv}{k} x}, \text{ onde } C \text{ é uma constante. Impondo}$$

que:

$$\text{Se } x = -\infty \rightarrow T = T_i$$

e

se $x = 0 \rightarrow T = T_i + \Delta T_a$, obteremos os valores de B e C; então teremos, finalmente, que:

$$x < 0 \rightarrow T(x) = T_i + \Delta T_a e^{\frac{\rho cv}{k} x} \quad (3.38)$$

O perfil de temperaturas desenvolvido pode ser representado, portanto, pelas relações (3.37) e (3.38). Deve-se levar em conta as limitações de tal modelo: foi admitida uma deformação (com consequente geração de calor) localizada em apenas um plano do escoamento; a condução de calor no interior da peça foi admitida longitudinalmente, e desprezada no sentido axial; o regime de escoamento foi admitido estacionário e a peça foi considerada de comprimento infinito (ou seja, foi desprezado um possível efeito das pontas). No entanto, apesar de tão simplificado, este modelo foi utilizado por Singer e Al-Samarrai⁽⁴⁾, com uma concordância adequada entre a estimativa teórica e os resultados práticos.

b - Critério para quantificar a influência da hipótese de adiabaticidade.

A diferença substancial entre as figuras 3.15 e 3.16, que levou à dedução das expressões (3.37) e (3.38), foi o abandono da hipótese de adiabaticidade, pelo menos no sentido longitudinal da peça. Assim, na figura 3.16, uma faixa da peça à esquerda da zona de deformação teve sua temperatura perturbada.

Podemos deduzir, a partir das expressões (3.37) e (3.38) a largura desta faixa, que vai desde a zona de deformação, à direita, até um ponto em que a perturbação introduzida no perfil de temperatura seja apenas, digamos, 2%, como na figura 3.17.

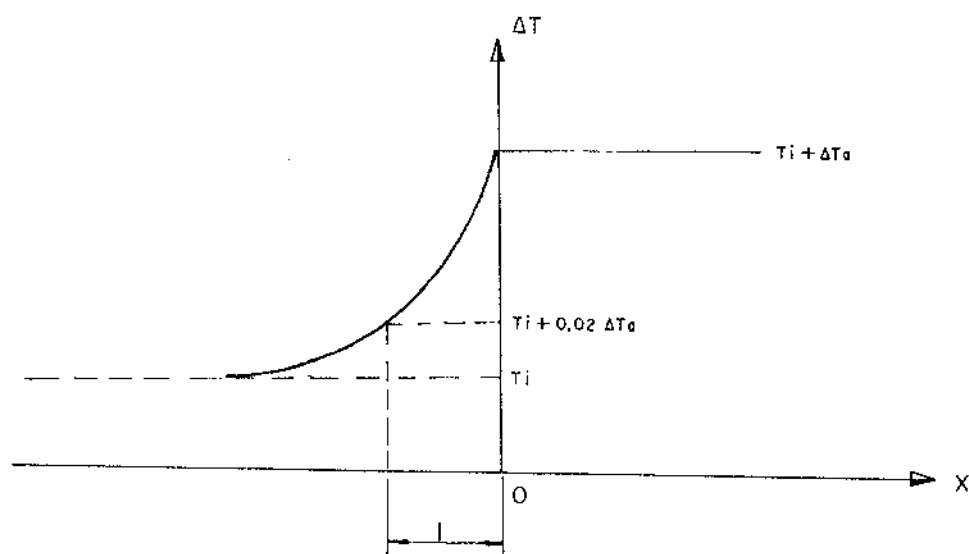


Figura 3.17 - Definição da largura da zona perturbada.

Assim, em processos de deformação plástica em que a largura de zona perturbada (indicada por ℓ) fosse desprezível frente a outro comprimento característico, como o comprimento do lingote, poder-se-ia desprezar o efeito dessa perturbação e adotar a hipótese da adiabaticidade.

Portanto, na expressão (3.38), faremos:

$$T(\ell) = T_i + \Delta T_a e^{\frac{\rho c v}{k} \ell}$$

Sendo $T(\ell) = T_i + 0,02 \Delta T_a$, então

$$T_i + 0,02 \Delta T_a = T_i + \Delta T_a e^{\frac{\rho c v}{k} \ell} \quad e \quad e^{\frac{\rho c v}{k} \ell} = 0,02$$

$$\text{Assim, } \frac{\rho c v}{k} \ell = 3,91 \approx 4$$

$$\text{e então } \ell \approx 4 \frac{k}{\rho c} \frac{1}{v}$$

Sendo $a = \frac{k}{\rho c}$ (difusividade térmica do material),

teremos:

$$\ell \approx \frac{4a}{v} \tag{3.39}$$

Tal grandeza (a largura da zona perturbada) pode, portanto, ser utilizada como teste da hipótese de adiabaticidade.

3.5 - OUTROS FENÔMENOS TÉRMICOS ENVOLVIDOS

Durante um processo de extrusão, em particular de extrusão a quente, intervêm outros fenômenos térmicos, além dos já citados nos itens anteriores, embora talvez com menor efeito sobre a temperatura final atingida pela peça em deformação. Três deles se destacam:

- a) a quantidade de calor perdida pelo tarugo para a matriz e o punção.

Admitindo, evidentemente, que haja uma diferença de temperaturas entre o tarugo e a matriz, e entre o tarugo e o punção, estabelecer-se-á entre esses corpos uma transferência de calor por condução. Se admitirmos ainda que entre esses corpos não haja movimento relativo, então poder-se-á aplicar ao estudo desses fenômenos os conceitos já vistos no item 3.3 (geração de energia térmica devido ao atrito), no parágrafo em que se tratava da determinação da temperatura de interface e do fluxo de calor no caso de contato entre dois corpos inicialmente a temperaturas diferentes, porém sem atrito mútuo.

Sendo, por exemplo, T_T a temperatura do tarugo em um instante zero, e T_p a temperatura do punção no mesmo instante, teremos, no instante t , uma temperatura intermediária T_s na superfície de contato entre os dois corpos, dada por:

$$T_s = \frac{b_T T_T + b_p T_p}{b_T + b_p} \quad (3.40)$$

onde $b = \sqrt{k\rho c}$ é o coeficiente de repartição superficial de cada material. Nota-se, por sinal, que a temperatura T_s não é função do tempo, resultado não evidente "a priori".

O fluxo de calor $\dot{Q}$ do corpo mais quente para o corpo mais frio, no instante t , valerá:

$$\dot{Q} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{b_T b_p}{b_T + b_p} \frac{T_T - T_p}{\sqrt{t}} \quad (3.41)$$

As profundidades de penetração (zona termicamente afetada por tal fluxo de calor) valerão:

$$e_T = \sqrt{12a_T t} \quad (3.42a)$$

$$e_p = \sqrt{12a_p t} \quad , \quad \text{onde} \quad (3.42b)$$

$$a = \frac{k}{\rho c} \quad (\text{difusividade térmica do material}).$$

b) a quantidade de calor perdida pelo tarugo para o recipiente.

Nesse caso, admitindo que haja atrito entre os corpos em contato, deverá haver, em consequência, uma geração de energia térmica na superfície de contato. Simultaneamente, haverá também transferência de calor por condução do corpo mais quente para o corpo mais frio, como analisado no item 3.3.

A temperatura na interface entre os dois corpos valerá, portanto:

$$T_s = \frac{b_T T_T + b_R T_R}{b_T + b_R} + \frac{3}{2} \frac{\tau v \sqrt{t}}{b_T + b_R} \quad (3.43)$$

onde o índice T indica o tarugo e o índice R indica o recipiente. τ , ainda aqui, é a componente tangencial à interface do vetor tensão, e v é a velocidade relativa entre os dois corpos.

Sendo, por exemplo, o tarugo o corpo inicialmente mais quente, o seu fluxo de calor será:

$$\dot{Q}_T = \frac{b_T \tau v}{b_T + b_R} - \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{b_T b_R}{b_T + b_R} \frac{T_T - T_R}{\sqrt{t}} \quad (3.44)$$

e o fluxo de calor relativo ao recipiente valerá:

$$\dot{Q}_R = \frac{b_R \tau v}{b_T + b_R} + \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{b_T b_R}{b_T + b_R} \frac{T_T - T_R}{\sqrt{t}} \quad (3.45)$$

onde $\dot{Q} = \dot{Q}_T + \dot{Q}_R = \tau v$.

As profundidades de penetração serão dadas por:

$$e_t = \sqrt{12a_T t} \quad (3.46a)$$

$$e_R = \sqrt{12a_R t} \quad (3.46b)$$

- c) A quantidade de calor cedida ao conjunto de extrusão por fontes externas (resistência de aquecimento) e as perdas de calor do conjunto para a atmosfera.

Tais fenômenos, de formulação matemática sobejamente conhecida⁽¹⁷⁾, não serão aqui estudadas em maior detalhe, mesmo porque, em casos reais de conformação a quente, tendem a se anular, visto que a função da resistência de aquecimento, durante o desenvolvimento do processo é, geralmente, compensar as perdas de calor para a atmosfera.

3.6 - REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- (1) SINGER, A.R.E. - Temperature Effects in Extrusion, Metal Ind., 1962, vol. 100, pp. 346-349.
- (2) ALTAN, T., KOBAYASHI, S. - A Numerical Method for Estimating The Temperature Distributions in Extrusion Through Conical Dies, Trans. ASME, 1967, pp. 1-12.
- (3) AKERET, R. - A Numerical Analysis of Temperature Distribution in Extrusion, J. Inst. of Metals, 1967, pp. 204-211.
- (4) SINGER, A.R.E.; AL-SAMARRAI, S.H.K. - Temperature Changes Associated With Speed Variation During Extrusion, J. Inst. of Metals, 1960-61, vol. 89, pp. 225-231.
- (5) HIRST, S.; URSELL, D.H. - Proceedings of the Conference on the Technology of Engineering Manufacture, 1958, paper 32, in ref. (9), p. 229.
- (6) TANNER, R.I.; JOHNSON, W. - Temperature Distributions in Some Fast Metal-Working Operations, Int., J. Mech. Sci., 1960, vol. 1, pp. 28-44.
- (7) BAQUE, P.; et alli - Mise en Forme des Métaux, Ed. Dunot, Paris, 1973, vol. 2, p. 260.
- (8) HAWKYARD, J.B., JOHNSON, W. - An Analysis of the Changes in Geometry of a Short Hollow Cylinder During Axial Compression, Int. J. Mech. Sci., 1967, vol. 9, pp. 163-182.
- (9) BAQUE, P., et. alli - Mise en Forme de Métaux, Ed. Dunot, Paris, 1973, vol. 2, p. 18.
- (10) HIRST, S.; URSELL, D.H. - Metal Treatment, 1958, vol. 25, pp. 409-413, in Wong, W.; Jonas, J.J. - Aluminium Extrusion as a Thermally Activated Process, Trans. ASME, 1968, vol. 242, pp. 2271-2280.

- (11) THOMSEN, E.G.; YANG, C.T.; KOBAYASHI, S. - Mechanics of Plastic Deformation in Metal Processing, The MacMillan Co., New York, 1965, p. 272, in Wong, W.A.; Jonas, J.J. - Aluminium Extrusion as a Thermally Activated Process, Trans. ASME, 1968, vol. 242, pp. 2271-2280.

- (12) SHACK, A. - Der Industrielle Wärmeübergang, 5th ed., fig. 19, in ref. (3), p. 208.

- (13) GEMANT, A. - Transient Temperatures Around Heating Pipes Maintained at Constant Temperature, J. Appl. Physics, 1946, vol. 17, pp. 1076-1081.

- (14) SINGER, A.R.E.; COAKHAM, J.W. - Extrusion of Aluminium, Tin and Lead, J. Inst. of Metals, 1960-61, vol. 89, pp. 177-182.

- (15) DIETER, G.E. - Mechanical Metallurgy, McGraw-Hill Kogakusha, Tokyo, 1976, p. 549.

- (16) PEARSON, C.E. - The Extrusion of Metals, Chapman & Hall, Ltd., London, 1953, p. 133.

- (17) KREITH, F. - Princípios da Transmissão de Calor, Edgard Blücher Ltda., São Paulo, 1969, p. 13.

CAPÍTULO 4

A DETERMINAÇÃO DA TEMPERATURA NA CONFORMAÇÃO PLÁSTICA

4.1 - HIPÓTESES E EXPRESSÕES ADOTADAS

De acordo com a análise dos fenômenos térmicos envolvidos na conformação plástica dos metais, vista no capítulo anterior, torna-se evidente que a determinação teórica das temperaturas, obtidas ao longo de um processo de conformação, é de extrema complexidade, dado o grande número de fenômenos e variáveis envolvidos.

A literatura cita, no entanto, expressões para estimativas, que, com a vantagem da simplicidade de cálculos, sacrificam em maior ou menor margem a precisão dos resultados obtidos. Assim, Schishokin⁽¹⁾ deduziu a fórmula seguinte, válida para o processo de extrusão:

$$P = A \cdot e^{-\lambda T} \quad (4.1)$$

onde P é a pressão de extrusão, A é a área transversal do tarugo, T é a temperatura de extrusão e λ é um coeficiente para o metal (por exemplo, para o alumínio 99,5%, λ vale 0,0082, e para o chumbo vale 0,0035). Esta expressão é válida para uma particular relação de extrusão, a uma velocidade de extrusão determinada. O autor apenas a cita como típica. Essa dependência logarítmica entre a pressão de extrusão e a temperatura de extrusão, fixadas as demais variáveis, foi confirmada por Bouton e Phipps⁽²⁾, através de experiências com chumbo e ligas de chumbo.

Singer⁽³⁾ propôs uma outra análise, mais voltada para o aumento de temperatura sofrido pelo material (também durante o processo de extrusão), onde se baseia numa análise proposta por Hirst e Ursell⁽⁴⁾:

$$pV = \rho_1 c_1 V \cdot \Delta T_a \quad (4.2)$$

onde p é a pressão de extrusão, V é o volume do tarugo, ρ_1 é a densidade do material do tarugo, c_1 é o calor específico do material do tarugo, e ΔT_a é o aumento adiabático de temperatura. Em seguida, lançando mão de uma expressão proposta por Johnson⁽⁵⁾ para a relação entre a pressão e a razão de extrusão, com a ressalva de ser válida apenas para razões de extrusão maiores que 4, utilizou:

$$p = \bar{\tau} (a + b \cdot \ln R) \quad (4.3)$$

onde $\bar{\tau}$ é a tensão de cisalhamento média, a e b são constantes, e R é a razão de extrusão. Combinando pois as expressões acima, o autor obteve:

$$\Delta T_a = \frac{\bar{\tau}}{\rho_1 c_1} (a + b \cdot \ln R) \quad (4.4)$$

Tomando o aumento adiabático de temperatura assim obtido como base, o autor procurou introduzir em seus cálculos os efeitos de transporte de energia interna (térmica) pelo fio produzido para fora do recinto de extrusão e a condução de calor da zona de intensa deformação, próxima à matriz, para a parte restante (não extrudada) do tarugo. Adotadas as hipóteses de que toda a deformação é localizada (dá-se em um único plano transversal ao eixo do tarugo), de que a condução de calor se dá apenas longitudinalmente (e não radialmente), e de que o tarugo é de comprimento infinito (despreza-se o efeito das pontas), o autor chegou a uma expressão da distribuição de temperaturas ao longo do eixo do tarugo idêntica à expressão 3.38:

$$T = T_{-\infty} + \Delta T_a e^{\frac{\rho_1 c_1 v}{k_1} x} \quad (4.5)$$

onde T é a temperatura, $T_{-\infty}$ é a temperatura no ponto $x = -\infty$ (temperatura inicial do tarugo), v é a velocidade de extrusão, k_1 é a condutibilidade térmica do material do tarugo e x é a abscissa

de direção coincidente com a do eixo do tarugo, e de origem no local da deformação localizada. Tal expressão está representada graficamente pela curva A na figura 4.1.

Em seguida, o autor introduziu no cálculo os efeitos de condução de calor do tarugo para o recipiente (condução radial) e para o conjunto matriz/porta-matriz (condução longitudinal). Como na condução de calor, o fluxo de calor transferido é diretamente proporcional à diferença de temperaturas, a temperatura do tarugo seria reduzida proporcionalmente, para, por exemplo, a distribuição representada pela curva B da mesma figura. Para determinar o aumento de temperatura (aqui chamado real) ΔT_e , foi efetuado um balanço de energia sobre o tarugo, onde se considerou que o fluxo de calor gerado pela deformação plástica (aqui indicado por $\dot{Q}_a$), menos o fluxo de calor perdido por condução para o recipiente ($\dot{Q}_R$) e menos o fluxo de calor perdido para o conjunto matriz/porta-matriz ($\dot{Q}_M$) é o fluxo de calor real restante, associado a ΔT_e e indicado por $\dot{Q}_e$:

$$\dot{Q}_a - \dot{Q}_R - \dot{Q}_M = \dot{Q}_e \quad (4.6)$$

O fluxo de calor $\dot{Q}_a$ é a potência térmica necessária para provocar um aumento de temperatura ΔT_a no tarugo, e então:

$$\dot{Q}_a = \rho_1 c_1 A v \Delta T_a \quad (4.7)$$

O fluxo de calor $\dot{Q}_R$, desde que seja conhecido o coeficiente de condução de calor para o caso, α_1 , pode ser calculado. O valor desse coeficiente depende do diâmetro do recipiente e do tempo. Gemant⁽⁶⁾ pesquisou extensivamente esse tipo de transferência de calor, e de seus resultados podem ser obtidos valores para o coeficiente acima. Assim, por exemplo, para um recipiente de 50,8mm de diâmetro, e após dois segundos, o valor de α_1 será 1,87 cal/°C.s.mm². O fluxo de calor $\dot{Q}_R$ é então dado por:

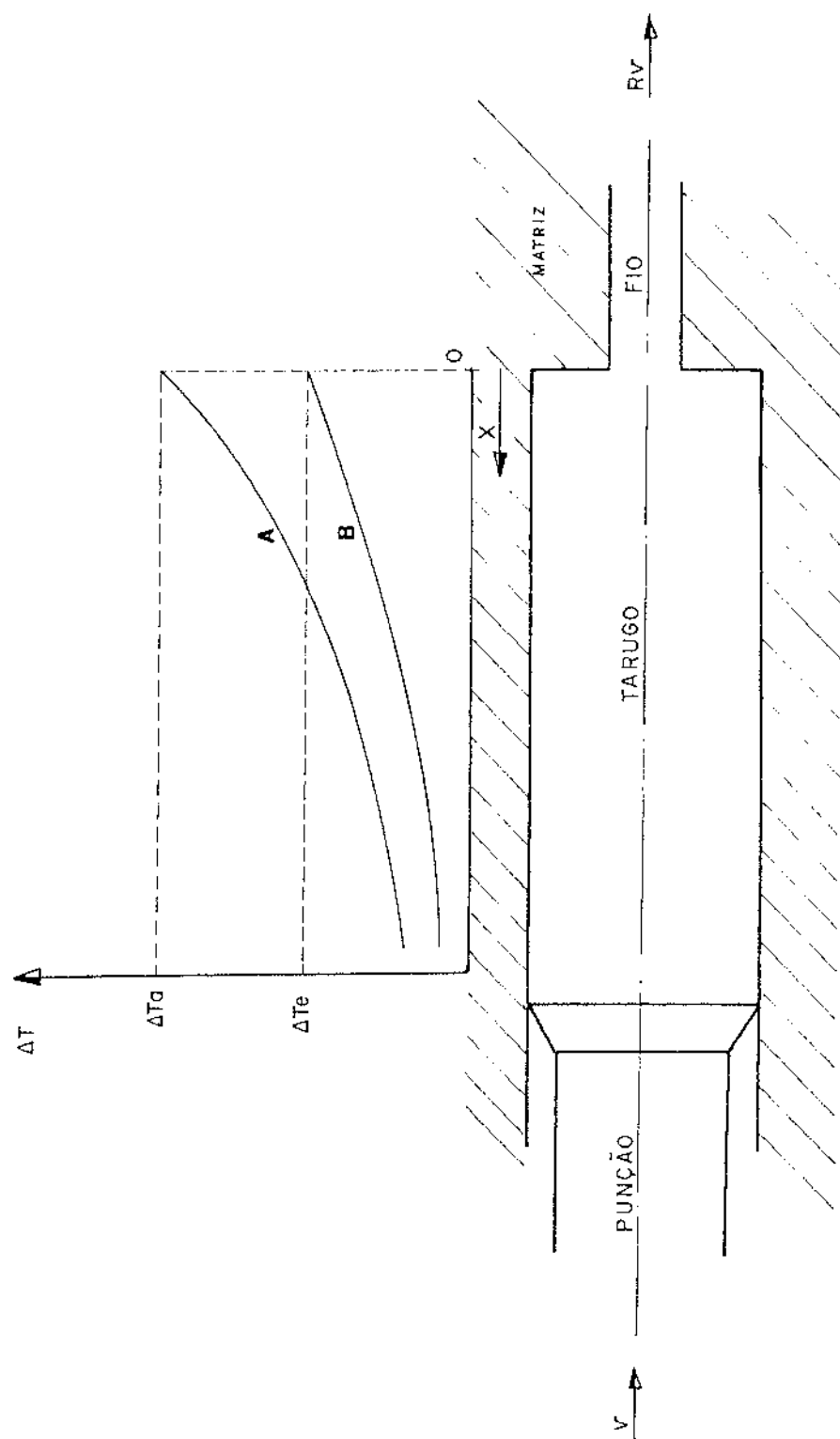


Figura 4.1 - Aumento de temperatura do tarugo durante a extrusão⁽³⁾.

$$\dot{Q}_R = \int_{-\infty}^0 T \alpha_1 dx \quad (4.8)$$

onde T é a temperatura dada pela expressão correspondente à curva B na figura 4.1. Esta expressão será:

$$T = T_{-\infty} + \Delta T_e e^{\frac{\rho_1 c_1 v}{k_1} x} \quad (4.9)$$

proporcional portanto, como havíamos ressaltado, à expressão 4.5.

A expressão do fluxo de calor $\dot{Q}_R$ pode ser simplificada para:

$$\dot{Q}_R = \alpha_1 \Delta T_e \int_{-\infty}^0 e^{\frac{\rho_1 c_1 v}{k_1} x} dx$$

$$\dot{Q}_R = \frac{\alpha_1 k_1 \Delta T_e}{\rho_1 c_1 v} \quad (4.10)$$

Também o fluxo de calor $\dot{Q}_M$ pode ser calculado, se conhecermos o valor do coeficiente de transferência de calor α_2 para esse caso. Através do equacionamento clássico desse tipo de fenômeno, o autor chegou a valores de α_2 , em função do tempo de contato dos dois corpos. Por exemplo, depois de quatro segundos, o coeficiente α_2 valerá $0,048 \text{ cal/}^\circ\text{C.s.cm}^2$. Assim, o fluxo de calor $\dot{Q}_M$ será dado por:

$$\dot{Q}_M = \alpha_2 \Delta T_e A \quad (4.11)$$

O fluxo de calor real restante, $\dot{Q}_e$, é a potência térmica necessária para provocar um aumento de temperatura ΔT_e no tarugo, e então:

$$\dot{Q}_e = \rho_1 c_1 A v \Delta T_e \quad (4.12)$$

Equacionando, finalmente, o balanço de energia referido, teremos:

$$\rho_1 c_1 A v \Delta T_a - \frac{\alpha_1 k_1 \Delta T_e}{\rho_1 c_1 v} - \alpha_2 \Delta T_e A = \rho_1 c_1 A v \Delta T_e \quad (4.13)$$

e então:

$$\Delta T_e = \Delta T_a \left(1 + \frac{\alpha_1 k_1}{(\rho_1 c_1 v)^2 A} + \frac{\alpha_2}{\rho_1 c_1 v} \right)^{-1} \quad (4.14)$$

A expressão acima, plotada em um gráfico mono-log contra a velocidade v , aparece na figura 4.2. Saliente-se, nessa figura, que, a muito baixas velocidades de extrusão, o aumento real de temperatura será muito pequeno, devido a que, a tão baixas velocidades, quase todo o calor gerado durante o processo terá tempo suficiente para se esvair em perdas diversas. Ao contrário, a muito altas velocidades, o aumento real de temperatura ΔT_e será próximo ao valor do aumento adiabático de temperatura. Entre esses valores, há uma faixa de velocidades em que é válida uma proporcionalidade logarítmica. Através de experiências, o autor constatou a veracidade dessa proporcionalidade:

$$\Delta T_e = a_1 + b_1 \ln v \quad (4.15)$$

Aliás, deve-se ressaltar que o autor encontrou também proporcionalidade logarítmica do citado aumento de temperatura com a razão de extrusão R :

$$\Delta T_e = a_2 + b_2 \ln R \quad (4.16)$$

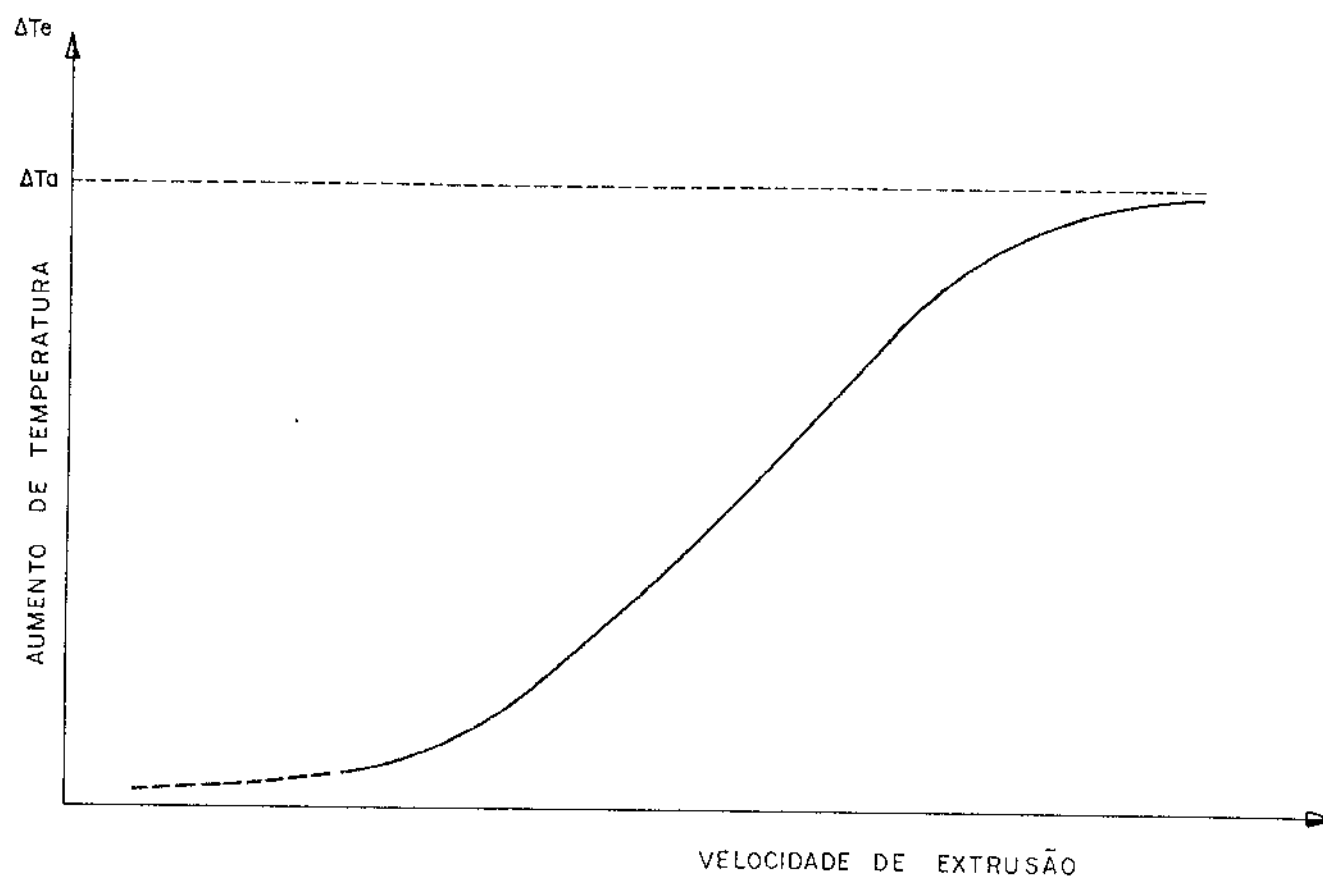


Figura 4.2 - Aumento de temperatura durante a extrusão contra a velocidade de extrusão, para um dado valor de ΔT_a , segundo Singer⁽³⁾.

A comparação entre o cálculo teórico do aumento de temperatura ΔT_e (4.13) e os resultados experimentais resultou em concordância adequada, segundo o autor.

É de se notar, neste cálculo do aumento real de temperatura, que não foram levados em conta a geração de energia térmica devida ao atrito nem uma eventual diferença inicial de temperaturas entre o tarugo e o recipiente. Akeret⁽⁷⁾ notou que essa última variável é importante em aplicações práticas, dado que o recipiente é frequentemente mantido mais frio que o tarugo, de maneira a retirar algum calor do material em extrusão para permitir extrusões a velocidades mais altas. Esse autor considerou que, introduzindo-se esse fenômeno nos cálculos, o problema se torna tão complexo que parece haver pouca esperança de se obter uma solução analítica. O autor então propôs uma solução numérica para o problema, com resultados já expostos no capítulo 3, ítem 3.1 (fig. 3.2).

Altan e Kobayashi⁽⁸⁾, em um trabalho em que levaram em conta todos os fenômenos térmicos acima citados, propuseram um método numérico para o cálculo da temperatura em cada ponto do tarugo durante a extrusão. Tal método, de notável complexidade, foi testado, comparando-se os resultados obtidos teoricamente com outros, experimentais. O resultado, segundo os autores, foi que a magnitude das temperaturas medidas estava bem dentro da faixa esperada. Tal método, por levar em conta todos os fenômenos térmicos envolvidos, pode ser, em alguns casos, demasiadamente trabalhoso para as condições de extrusão que se tiver em foco. Assim, conforme visto no ítem 3.4.b, existem casos em que se pode desprezar a influência da condução de calor durante a extrusão, não havendo, pois, necessidade de cálculos da envergadura proposta por Altan e Kobayashi. Também a velocidades muito altas de extrusão, como se prefere trabalhar em processos industriais, a temperatura resultante no tarugo pode ser dada, com boa aproximação, pelo cálculo do aumento adiabático de temperatura, de realização muito mais simples, conforme visto anteriormente.

O problema da determinação da temperatura real na conformação plástica, em especial na extrusão, se afigura pois de grande complexidade, se forem levados em conta todos os fenômenos térmicos envolvidos (embora seja, em princípio, factível).

A metodologia utilizada por Baque⁽⁹⁾, que dissecava cada um dos fenômenos térmicos envolvidos, embora não se proponha a levá-los todos em conta conjuntamente, pois isso aumentaria ainda mais a complexidade do problema, é muito útil do ponto de vista didático, embora não objetive uma avaliação quantitativa do aumento de temperatura resultante da somatória de todos aqueles fenômenos.

Parece, pois, razoável propor uma maneira sistemática de utilização dos conceitos emitidos por esse último autor. Através de sua análise de cada um dos fenômenos térmicos envolvidos, pode-se estimar a ordem de grandeza da influência de cada um deles no resultado final, o aumento de temperatura produzido. Em seguida, comparando-se essas ordens de grandeza entre si, pode-se decidir se há algumas delas desprezíveis em face das demais. Assim, levando-se em consideração apenas as mais influentes, é de esperar que na maioria dos casos seja possível obter-se resultados analíticos de razoável simplicidade de cálculos, sem prejuízo demasiado da precisão dos resultados.

4.2 - APLICAÇÃO AO CASO DA EXTRUSÃO A QUENTE DE CHUMBO

Assim, para aplicarmos a sistemática citada no item precedente ao caso da extrusão a quente de chumbo na máquina extrusora desenvolvida por Nery⁽¹⁰⁾, conforme as experiências descritas no capítulo seguinte, procuraremos levar em conta apenas os efeitos predominantes neste caso específico.

A energia térmica gerada pela deformação pode ser estimada por:

$$\Delta T_a = f \frac{\sigma_0}{\rho c} \epsilon \quad (2.6)$$

onde ϵ pode ser dada por:

$$\epsilon = \frac{2}{\sqrt{3}} \left[\frac{x}{b} + \sqrt{1 + \frac{x^2}{b^2}} \ln \frac{a}{b} \right] \quad (3.10)$$

sendo que no caso, dadas as características geométricas da máquina, temos $x = 2,3\text{mm}$, $a = 8,0\text{mm}$, $b = 2,3\text{mm}$.

Assim, temos que:

$$\epsilon = 3,19$$

$$\text{Adotando } f = 0,9$$

$$\sigma_0 = 1,23 \text{ kgf/mm}^2$$

$$\rho = 11,336 \text{ g/cm}^3$$

$$c = 0,0305 \text{ cal/g K, temos que}$$

$$\Delta T_a = 24,0^\circ \text{C}$$

Isto significa que a quantidade de energia térmica gerada pela deformação (Q_a) foi de:

$$Q_a = \rho c V \Delta T_a$$

onde V é o volume total inicial do tarugo, que, no caso, tinha $1,6 \text{ cm}^3$ de diâmetro e $5,0 \text{ cm}$ de comprimento; portanto:

$$V = 10,0 \text{ cm}^3 ; \text{ e então:}$$

$$Q_a = 83,0 \text{ cal}$$

Para determinarmos a quantidade de calor gerada pelo atrito, temos que levar em conta as condições específicas das experiências realizadas. No caso, ao fim de cada experiência podia-se notar uma casca de chumbo aderida ao recipiente, o que denotava ter havido cisalhamento do chumbo em toda a superfície lateral do tarugo. Adotando o modelo de Coulomb para o atrito havido, e admitindo que o material obedece ao critério de Von Mises, temos que a potência gerada pelo atrito por unidade de área pode ser dada por:

$$\dot{q}_s = \tau v \quad (3.12)$$

onde τ é a componente tangencial à superfície do vetor tensão e v é a velocidade de avanço do punção. Assim, a energia total gerada pelo atrito será dada por:

$$Q_s = \frac{\tau A_L v t}{2} = \frac{\tau A L}{2}$$

onde A_L é a área lateral total do tarugo, L o seu comprimento, e

o quociente 2 vem do fato de que a potência gerada pelo atrito não foi constante, mas diminuiu linearmente com o avanço do punção, da do o fato de a área lateral sujeita ao atrito diminuir durante o processo.

A componente τ pode ser, então, dada por

$$\tau = \frac{\sigma_0}{\sqrt{3}} \quad (\text{conforme o capítulo anterior}),$$

ficando

$$Q_s = \frac{\sigma_0 A_L L}{2 \sqrt{3}}$$

Assim,

$$Q_s = 104,5 \text{ cal}$$

Tal valor, maior mesmo que a energia gasta na deformação do material, não pode, evidentemente, ser desprezado nos nossos cálculos.

Quanto à condução de calor através da peça em deformação, conforme visto no capítulo anterior, podemos quantificar a influência da hipótese de adiabaticidade (isto é, a hipótese de se desprezar o fenômeno de condução de calor em apreço) pelo critério de avaliarmos a largura da faixa que eventualmente teve sua temperatura perturbada por esse fenômeno e compará-la (a largura) com uma dimensão característica do nosso caso; por exemplo, o comprimento $L=5,0$ cm do tarugo. Tal largura pode ser dada por:

$$\ell = \frac{4 k}{\rho c v}$$

onde k é a condutibilidade térmica do material (chumbo). Adotando:

$$k = 0,083 \text{ cal/s K cm}$$

teremos, para a menor velocidade de punção investigada ($v=1,16\text{mm/s}$):

$$\ell = 8,3 \text{ cm}$$

Como a largura acima é até maior que o comprimento do tarugo, segue-se que a condução de calor através da peça em deformação (isto é, das regiões de maior aquecimento para as regiões menos aquecidas) não pode ser desprezada.

Quanto ao fenômeno da perda de calor do tarugo para a matriz e o punção, poderemos, de acordo com o item anterior, efetuar uma primeira estimativa do calor assim perdido por:

$$\dot{Q}_M = \alpha_2 \Delta T_e A$$

onde α_2 é o coeficiente de transferência de calor (para cujo valor adotaremos $0,048 \text{ cal/}^\circ\text{C s cm}^2$), ΔT_e é a diferença de temperatura real entre o tarugo e o conjunto matriz-porta matriz (que ainda não conhecemos mas que, por simplicidade, igualaremos a $\Delta T_a: 24^\circ\text{C}$) e A é a área da secção transversal do tarugo. Assim, $\dot{Q}_M$ valerá:

$$\dot{Q}_M = 2,3 \text{ cal/s}$$

e durante o tempo que durou a experiência mais lenta (42 segundos) teremos perdido a energia:

$$Q_M = 97,8 \text{ cal}$$

Trata-se, evidentemente, apenas de uma ordem de grandeza da energia em questão, mas já podemos estabelecer que tal fenômeno não poderá ser, no nosso caso, desprezado.

O fluxo de calor perdido por condução pelo tarugo para o recipiente, poderá, de acordo com o item anterior, ser dado por:

$$\dot{Q}_R = \frac{\alpha_1 k \Delta T_e}{\rho c v} \quad , \quad \text{onde } \alpha_1 \text{ é o coeficiente de transferência}$$

de calor para o caso. Segundo Gemant⁽⁶⁾, esse coeficiente no caso valerá:

$$\alpha_1 = 0,50 \text{ cal/cm.s.}^{\circ}\text{C.}$$

Ainda aqui, a fim de obtermos uma estimativa da ordem de grandeza da quantidade de energia envolvida, adotaremos $\Delta T_e = \Delta T_a = 24^{\circ}\text{C}$ e $v = 1,16 \text{ mm/s}$; teremos então:

$$\dot{Q}_R = 24,8 \text{ cal/s,}$$

e tomando novamente o tempo de duração da experiência mais lenta (42 segundos), estimamos essa energia perdida em:

$$Q_R = 1042 \text{ cal}$$

ordem de grandeza essa que não é, evidentemente, desprezível face às anteriores.

Tanto quanto no capítulo precedente, não consideraremos outras formas de energia em jogo (como o fornecimento de calor pela resistência elétrica da máquina e a perda de calor para o ambiente, pelos motivos já expostos) nem os efeitos de uma possível diferença inicial de temperaturas entre o tarugo e o recipiente ,

que não era o caso nas experiências por nós realizadas.

Para equacionarmos, finalmente, esse caso específico de determinação do aumento de temperatura sofrido pelo chumbo ao ser extrudado a quente, nas condições das experiências descritas no próximo capítulo, poderemos utilizar uma metodologia semelhante à de Singer⁽³⁾, exposta no Ítem anterior, em que deveremos introduzir um termo referente à potência dissipada pelo atrito e absorvida pelo tarugo de chumbo durante o processamento.

Tal termo se baseará na expressão

$$\dot{q}_s = \tau v \quad (3.12)$$

já vista, onde $\dot{q}_s$ é a potência dissipada por atrito por unidade de área lateral do tarugo. Assim, a potência média dissipada por atrito será:

$$\dot{Q}_s = \frac{\tau A_L v}{2}$$

onde A_L é a área lateral total do tarugo.

Como já visto, no caso a tensão de cisalhamento τ pode ser dada por:

$$\tau = \frac{\sigma_0}{\sqrt{3}}$$

e portanto:

$$\dot{Q}_s = \frac{\sigma_0 A_L v}{2 \sqrt{3}}$$

Vale lembrar, no entanto, que nem toda essa potência é absorvida pe

lo tarugo, e sim uma parte dela proporcional ao coeficiente de repartição superficial b do chumbo; de tal forma que, se chamarmos de $\dot{Q}_{s2}$ a parte dessa potência absorvida pelo recipiente e $\dot{Q}_{s1}$ a parte absorvida pelo tarugo teremos:

$$\dot{Q}_s = \dot{Q}_{s1} + \dot{Q}_{s2} , \quad e$$

$$\frac{\dot{Q}_{s1}}{b_1} = \frac{\dot{Q}_{s2}}{b_2} \quad (3.23a)$$

conforme já visto no capítulo anterior, e onde b_2 e b_1 são os coeficientes de repartição superficial do material do recipiente (aço) e do material do tarugo (chumbo).

Segundo Baque⁽¹¹⁾ os valores desses coeficientes são, para o aço, $12.10^3 \text{ J/m}^2 \sqrt{s} \text{ } ^\circ\text{C}$, e para o chumbo $7.2.10^3 \text{ J/m}^2 \sqrt{s} \text{ } ^\circ\text{C}$. Segue-se portanto que o tarugo de chumbo absorverá apenas $7,2/12$ da potência dissipada pelo atrito, ou seja:

$$\dot{Q}_{sT} = \frac{b_1}{b_2} \frac{\sigma_o A_L v}{2 \sqrt{3}} \quad (4.17)$$

O balanço de energia efetuado por Singer⁽³⁾ no item anterior se apresentara como:

$$\rho_1 c_1 A v \Delta T_a - \frac{\alpha_1 k_1 \Delta T_e}{\rho_1 c_1 v} - \alpha_2 \Delta T_e A = \rho_1 c_1 A v \Delta T_e \quad (4.13)$$

e adicionando o termo por nós considerado $\dot{Q}_{sT}$, de acordo com a expressão 3.17 acima teremos:

$$\rho_1 c_1 A v \Delta T_a + \frac{b_1}{b_2} \frac{\sigma_o A_L v}{2 \sqrt{3}} - \frac{\alpha_1 k_1 \Delta T_e}{\rho_1 c_1 v} - \alpha_2 \Delta T_e A = \rho_1 c_1 A v \Delta T_e$$

que podemos explicitar em ΔT_e :

$$\Delta T_e = \Delta T_a \left(1 + \frac{b_1}{b_2} \frac{A_L}{2\sqrt{3} f \epsilon} \right) \left(1 + \frac{\alpha_1 k_1}{(\rho_1 c_1 v)^2 A} + \frac{\alpha_2}{\rho_1 c_1 v} \right)^{-1} \quad (4.18)$$

$$\text{sendo} \quad \Delta T_a = f \frac{\sigma_0 \epsilon}{\rho_1 c_1} \quad (2.6)$$

A expressão acima está representada graficamente na figura 4.3. Vale notar que a curva assim obtida apresenta o mesmo formato da curva obtida por Singer (figura 4.2), o que seria de se esperar, visto que a expressão acima não é mais que a expressão obtida por esse autor (expressão 4.14), completada, para o caso específico da série de extrusões por nós realizada, com um termo referente à influência do atrito. Valem, portanto, as mesmas observações efetuadas sobre a expressão 4.14, isto é, de que a muito baixas velocidades o aumento de temperatura é pequeno (embora não se anule), pois a energia térmica gerada pelo processo tem nesse caso tempo de se esvaír; de que a muito altas velocidades acontece o contrário, e no limite (para velocidade infinita) o aumento de temperatura é um valor dado pela energia térmica produzida tanto pela deformação quanto pelo atrito; e de que não levamos em consideração um possível efeito de uma diferença inicial de temperaturas entre o tarugo e o recipiente (que não era o nosso caso).

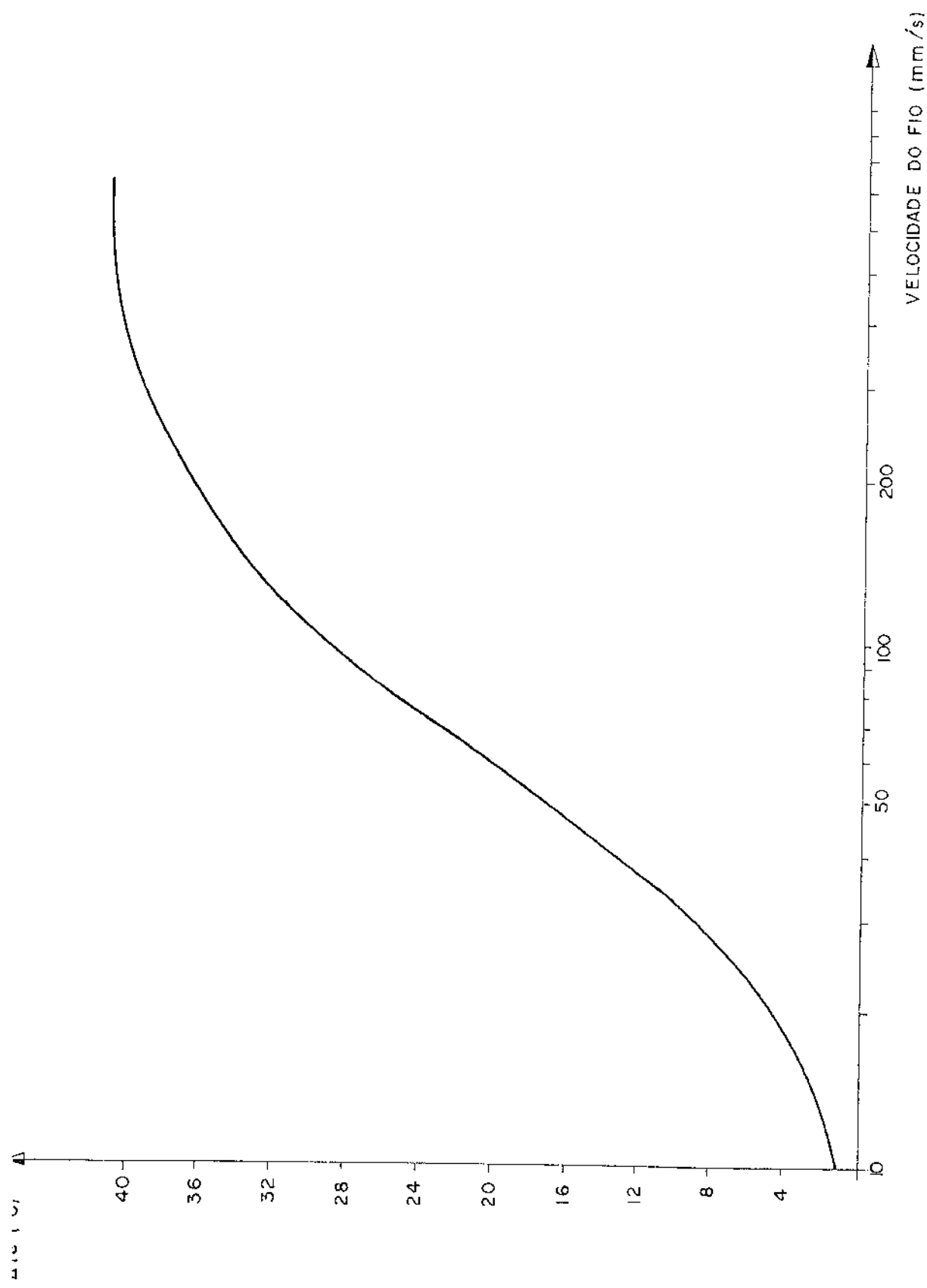


Figura 4.3 - Aumento previsto de temperatura para uma extrusão a quente de chumbo contra a velocidade de extrusão.

4.3 - REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- (1) SCHISHOKIN, W.P. - The Extrusion Properties of Metals and Alloys at Different Temperatures, Zhur. Priklad. Khimii, 1929, vol. 2, p. 663, in Pearson, C.E.-The Extrusion of Metals, Chapman & Hall Ltd., London, 1953, p. 133.
- (2) BOUTON, G.M.; PHIPPS, G.S., ASTM Proc. 51, 1951, p.761, in Hofmann, W. - Lead and Lead Alloys - Properties and Technology, Springer - Verlag, Berlin, 1970, p. 393.
- (3) SINGER, A.R.E.; AL-SAMARRAI, S.H.K. - Temperature Changes Associated with Speed Variation during Extrusion, J. Inst. of Metals, 1960-61, vol. 89, pp. 225-231.
- (4) HIRST, S.; URSELL, D.H., Proc. Conf. Technology of Engineering Manufacture, 1958, paper 32, in ref. (3), p. 229.
- (5) JOHNSON, W., J. Inst. of Metals, 1956-57, vol. 85, p. 403, in ref. (3), p. 228.
- (6) GEMANT, A. - Transient Temperatures around Heating Pipes Maintained at Constant Temperature, J. Appl. Physics, 1946, vol. 17, pp. 1076-1081.
- (7) AKERET, R. - A Numerical Analysis of Temperature Distribution in Extrusion, J. Inst. of Metals, 1967, pp. 204-211.
- (8) ALTAN, T., KOBAYASHI, S. - A Numerical Method for Estimating the Temperature Distributions in Extrusion Through Conical Dies, Trans. ASME, 1967, pp. 1-12.
- (9) BAQUE, P.; et alli - Mise en Forme des Métaux - Calculs par la Plasticité, Ed. Dunot, Paris, 1973, vol. 2, p. 246.

- (10) NERY, F.A.C. - Desenvolvimento de uma Máquina Extrusora de Laboratório para Fios de Metais Não-Ferrosos, Tese de Mestrado, UNICAMP/FEC/DEM, 1980.
- (11) BAQUE, P. et alli - Mise en Forme des Métaux - Calculs par la Plasticité, Ed. Dunot, Paris, 1973, vol. 2, p. 387.

CAPÍTULO 5

DESENVOLVIMENTO EXPERIMENTAL

5.1 - METODOLOGIA UTILIZADA NAS EXPERIÊNCIAS

A fim de se avaliar a validade da estimativa teórica dada pela expressão 4.18, foram desenvolvidas 25 experiências de determinação do aumento de temperatura obtido na extrusão de chumbo, nos laboratórios de Projeto UNICAMP-TELEBRÁS/MGE, utilizando-se a máquina desenvolvida por Nery⁽⁹⁾.

Embora, conforme ressaltado no item 1.3, fossem necessárias diversas baterias de experiências, a fim de se obter uma melhor avaliação daquela previsão teórica, pois são diversas as variáveis influentes naquele aumento de temperatura (como a velocidade de extrusão, a relação de redução, as condições de atrito, a diferença inicial de temperaturas entre o tarugo e o recipiente e a própria natureza do material extrudado), preliminarmente apenas os efeitos da velocidade de extrusão foram investigados.

Procurando-se, então, isolar os efeitos da velocidade de extrusão de possíveis influências de outras variáveis, tomou-se o máximo cuidado para que todas essas fossem mantidas constantes ao longo de toda a bateria de experiências. Assim, a relação de redução foi mantida sempre em 12:1, o atrito foi sempre máximo (de cisalhamento), foi evitada qualquer diferença inicial de temperaturas entre o tarugo e o recipiente e o material utilizado foi sempre o chumbo (a 100°C).

A velocidade de extrusão foi medida pelo método direto, isto é, cronometrando-se o tempo gasto na extrusão de um determinado comprimento de fio e medindo-se esse comprimento. Tal método de medição teve o inconveniente de limitar superiormente a faixa de velocidades investigada, dado que, a muito altas velocidades de extrusão, o intervalo de tempo decorrido na extrusão se tornava tão pequeno (menor que três segundos), que a cronometragem se tornava demasiadamente imprecisa. Teve, no entanto, a vantagem evidente da simplicidade.

O aumento de temperatura ocorrido durante a extrusão foi medido, introduzindo-se um termopar no corpo do recipiente de extrusão e tocando-se, com outro, a superfície do fio produzido. Como, antes do início da experiência, esperava-se o equilíbrio térmico entre o tarugo e o recipiente, a temperatura desse, medida por aquele termopar, foi tomada como a temperatura inicial do chumbo, e a medida do segundo termopar como a temperatura do fio produzido. Os sinais de ambos os termopares eram registrados em um registrador eletrônico (conforme descrito no Ítem 5.3). Aqui a faixa de velocidades foi limitada inferiormente, pois, a muito baixas velocidades, o aumento de temperatura se tornava muito pequeno, e em consequência a distância entre os dois traços obtidos no papel do registrador se tornava tão pequeno, que sua medição se tornava excessivamente imprecisa. Por outro lado, esse método de medição de temperatura teve também a vantagem da simplicidade (e do baixo custo).

5.2 - DESCRIÇÃO DA MÁQUINA EXTRUSORA DE LABORATÓRIO

A máquina extrusora utilizada nas experiências, desenvolvida por Nery⁽⁹⁾, é constituída basicamente das seguintes partes:

- componentes estruturais;
- ferramentas de extrusão;
- sistema hidráulico;
- sistema de aquecimento;
- painel de controle;
- medidores de temperatura.

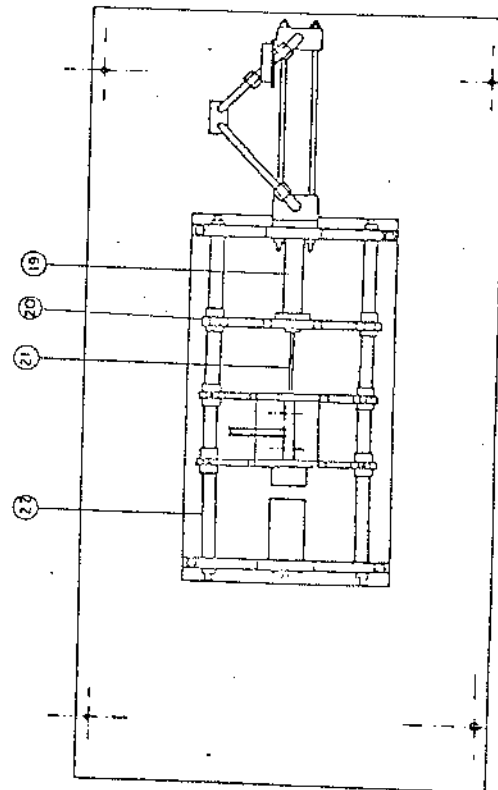
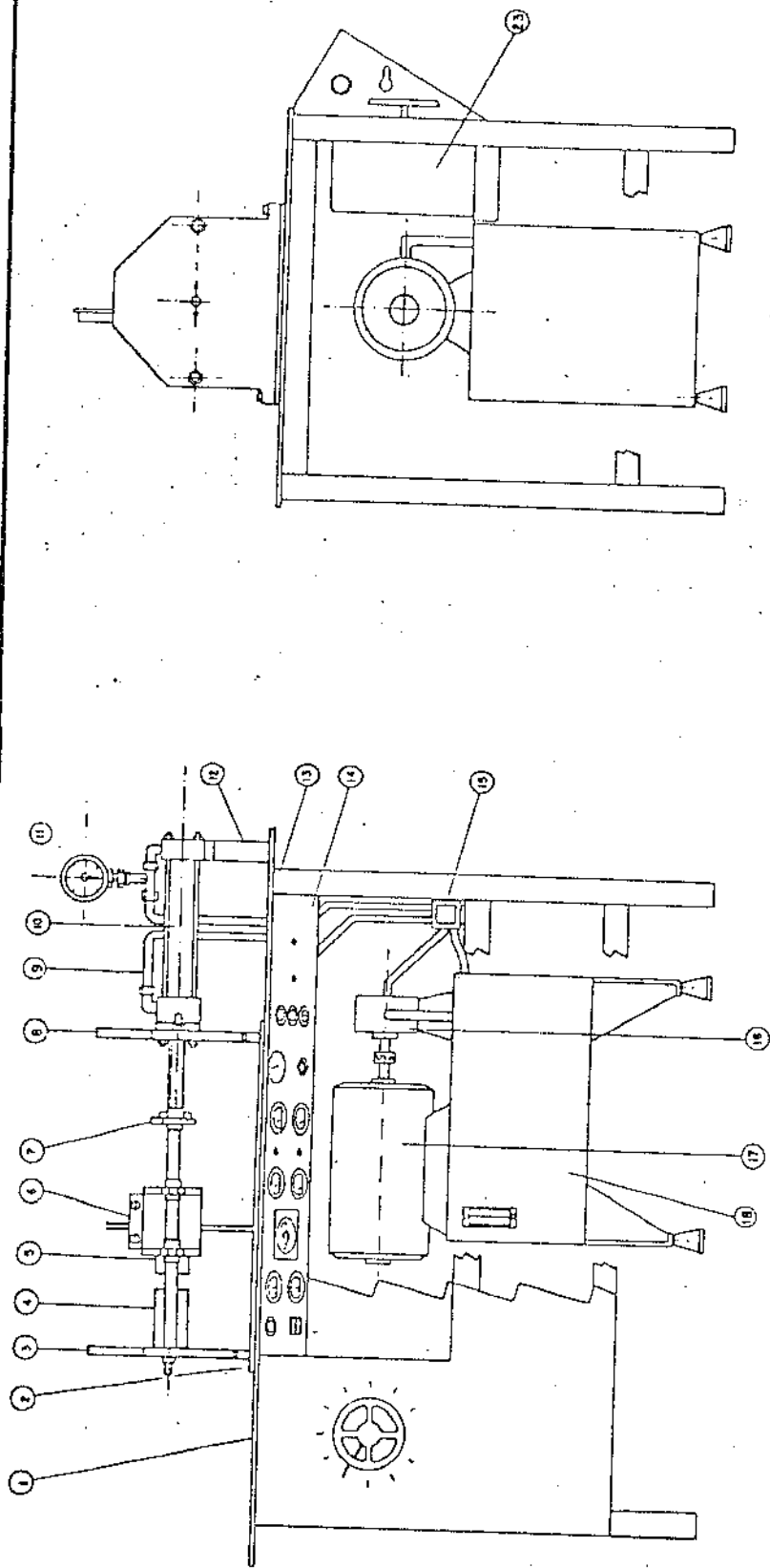
Sobre a estrutura, na forma de uma mesa, está fixada uma base na qual estão montadas as ferramentas de extrusão, que são (fig. 5.1):

- recipiente de extrusão;
- conjunto matriz/porta-matriz;
- punção.

Duas placas verticais, uma em cada extremidade da base, servem de suporte a duas barras tirantes; essas barras são fixadas por meio de porcas, em posição horizontal e paralela, e servem de guias a três suportes móveis. Dois desses suportes sustentam o recipiente de extrusão. O terceiro suporte sustenta a haste do cilindro hidráulico e o conjunto porta-punção. Além disso, na parte central dessas placas verticais estão fixadas, em uma, o conjunto matriz/porta-matriz e, na outra, o cilindro hidráulico.

O sistema hidráulico é composto de um tanque, de um conjunto motor-bomba, de uma válvula reguladora de pressão, de uma válvula direcional, de duas válvulas controladoras de fluxo, de dois manômetros e de um cilindro hidráulico, conforme a figura 5.2.

Esse sistema não só fornece a pressão necessária à extrusão, como também controla a velocidade de extrusão num nível pré-determinado e limita a sua própria pressão a um nível seguro, também pré-fixado. A força máxima desenvolvida, conforme sua especificação, é de 4436 kgf⁽⁹⁾.



- | | |
|-------------------------------------|-----------------------------------|
| 1 - Chapa da mesa | 13 - Estrutura da mesa |
| 2 - Base | 14 - Painel de controle |
| 3 - Placa porta matriz | 15 - Válvula direcional |
| 4 - Apóio | 16 - Bomba |
| 5 - Conjunto matriz/porta-matriz | 17 - Motor |
| 6 - Recipiente e termo-elemento | 18 - Tanque |
| 7 - Porta-punção | 19 - Haste do cilindro hidráulico |
| 8 - Placa porta-cilindro hidráulico | 20 - Suportes |
| 9 - Duto hidráulico | 21 - Punção |
| 10 - Cilindro hidráulico | 22 - Guias |
| 11 - Manômetro | 23 - Variador de tensão |
| 12 - Suporte do cilindro hidráulico | |

Figura 5.1 - A máquina extrusora de laboratório (9).

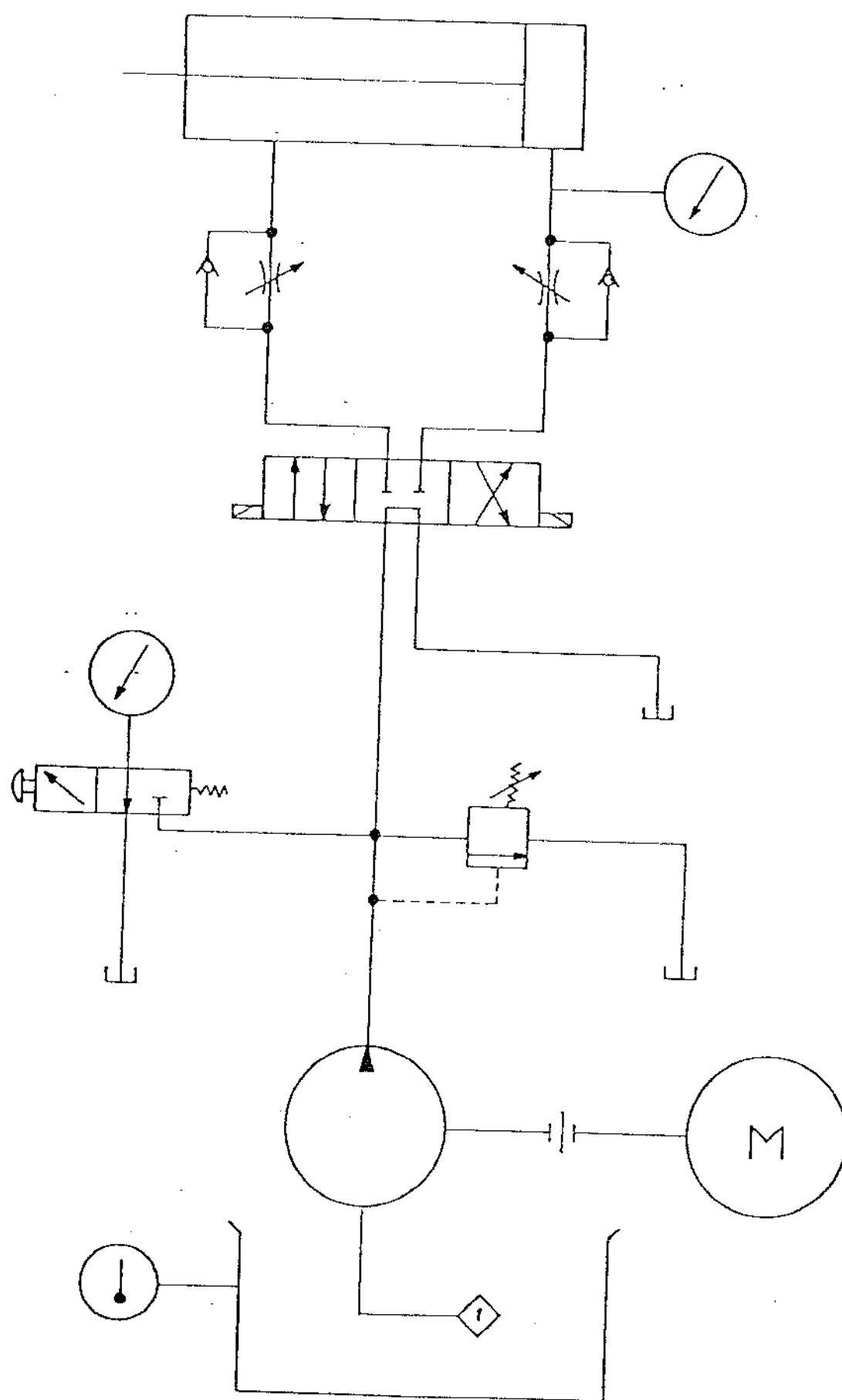


Figura 5.2 - Sistema hidráulico

O sistema de aquecimento é composto de um termo-elemento, de um sensor de temperatura, de um controlador de temperatura de um contador e um variador de tensão, conforme figura 5.3. A sua finalidade é elevar e manter o recipiente de extrusão na temperatura de trabalho. O aquecimento desse recipiente é do tipo resistivo, através de um termo-elemento, ou seja, a resistência elétrica está colocada dentro de um material cerâmico refratário que é envolvido por uma carcaça metálica. O controle da temperatura de extrusão é efetuado por um controlador de temperatura analógico. Esse controlador é constituído basicamente de três blocos principais: circuito de entrada do sinal, circuito de realimentação e circuito de saída de controle. O tipo de controle utilizado é o proporcional integral (PI), ajustável externamente. O controlador recebe um sinal de entrada, enviado através de um sensor (bulbo de resistência) que está em contato com o recipiente aquecido, e o compara com um sinal de temperatura pré-fixado pelo operador da máquina. Em função do resultado dessa comparação, o controlador envia um sinal de saída para o contator, ligando ou desligando o termo-elemento, mantendo assim a temperatura de extrusão próxima ao valor desejado, com uma tolerância de $\pm 5^{\circ}\text{C}$. No entanto, se a alimentação elétrica do termo-elemento for de tensão mais alta, o aumento inicial de temperatura será mais rápido enquanto que um controle preciso da temperatura de regime será mais difícil. Disso decorre a função do variador de tensão; esse equipamento permite a regulação da tensão de alimentação do termo-elemento, podendo assim o operador da máquina decidir entre um aquecimento inicial mais rápido ou um controle mais apurado da temperatura de extrusão. Para melhor controle de tensão e de corrente de saída do variador de tensão são utilizados, respectivamente, um voltímetro e um amperímetro.

No painel de controle estão localizados os instrumentos de controle necessários à operação, que são voltímetros, amperímetros, botoeiras, controle de temperatura, controle de tensão, etc.

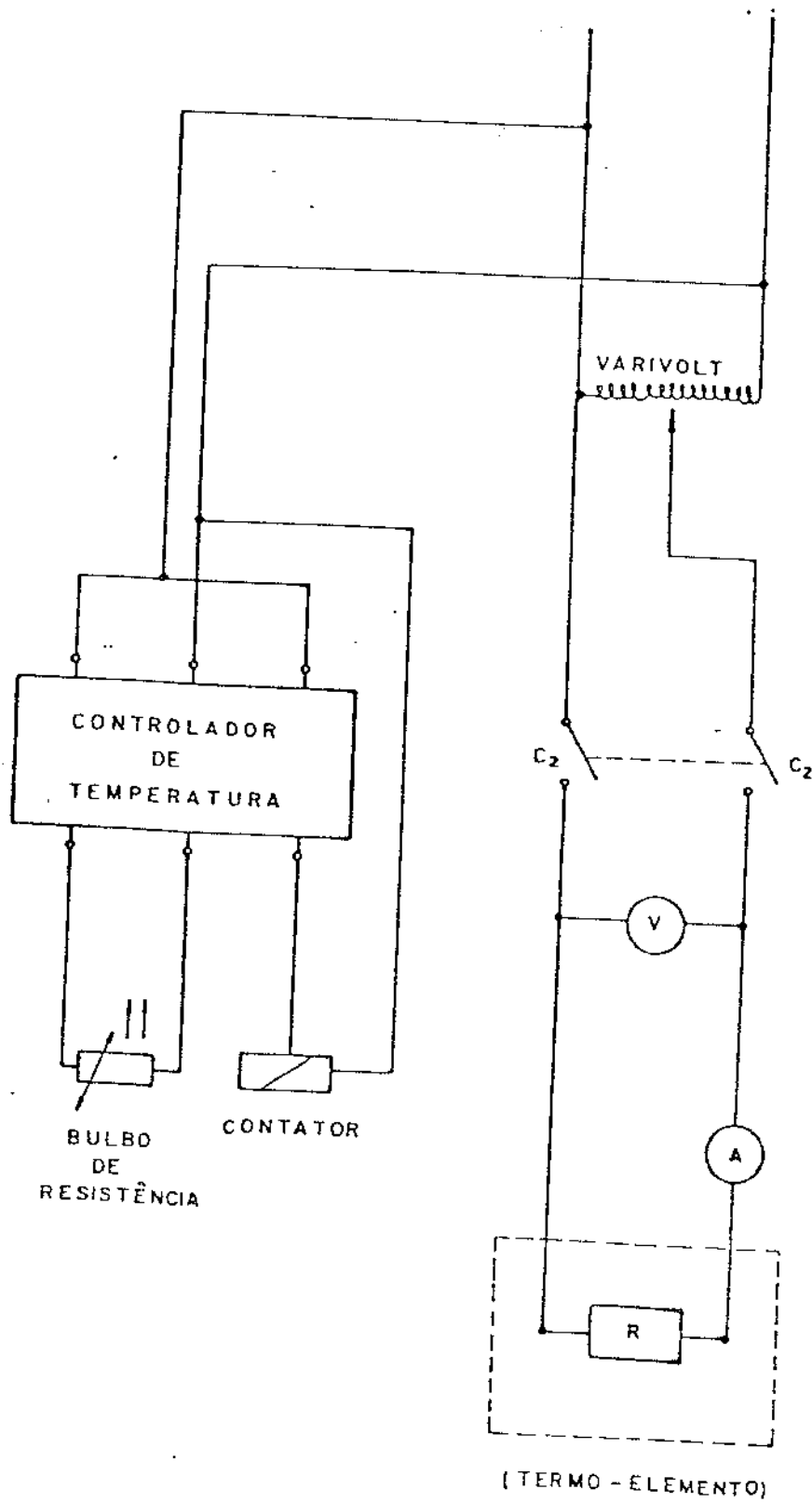


Figura 5.3.a - Sistema de aquecimento

5.3 - MEDIÇÃO DE TEMPERATURA NA MÁQUINA EXTRUSORA

A medição de temperatura foi feita em dois pontos, através de termopares tipo K (Cromel-Alumel), tendo os dois sinais dos termopares sido registrados por um registrador Yokogawa tipo 3074 (x t de dois canais). As montagens de ambos os termopares estão esquematizadas na figura 5.4.

O primeiro termopar, utilizado para se medir a temperatura do recipiente antes e durante o processo de extrusão, foi colocado em um furo de 3mm de diâmetro por 110mm de profundidade, efetuado no sentido longitudinal do recipiente e a uma distância de 11 mm do seu eixo.

O segundo termopar, utilizado para se medir a temperatura do fio produzido, durante a extrusão, foi colocado em um furo de 2mm de diâmetro, que atravessava no sentido radial o porta-matriz e a matriz, e colado em todo o interior do furo, de modo a não recuar sob influência exercida pela pressão do fio em sua ponta. A ponta do termopar, durante as experiências, esteve sempre a 2mm de interface tarugo-matriz, ou seja, da região onde era gerada a maior quantidade de energia térmica.

O formato geral das curvas obtidas através desses dois termopares está indicado na figura 5.5. Inicialmente, nota-se uma diferença nos dois registros: a temperatura do primeiro termopar se mostra maior que a do segundo. Isso se deve ao fato de que, inicialmente, o segundo termopar não está ainda em contato com o fio, e portanto está indicando apenas a temperatura do ar presente no canal de passagem do fio produzido. O primeiro termopar, ao invés, está indicando a temperatura do recipiente, numa região muito próxima ao local onde está o tarugo; vale dizer portanto que a temperatura inicial do primeiro termopar pode ser tomada como temperatura inicial do tarugo de chumbo. A seguir, a temperatura indicada pelo segundo termopar sofre um brusco aumento: é o momento em que começou a extrusão. Depois de um curto período de transição, esse segundo termopar passa a indicar realmente a temperatura do fio (frações de segundo depois de ter sido produzido). A diferença entre as duas medições, neste ponto, é o aumento de temperatura do fio em relação ao tarugo. As leves oscilações de

- (1) recipiente
- (2) matriz
- (3) porta-matriz
- (4) punção
- (5) tarugo a extrudar
- (6) fio produzido
- (7) termopar (temperatura do fio)
- (8) termopar (temperatura do conjunto)

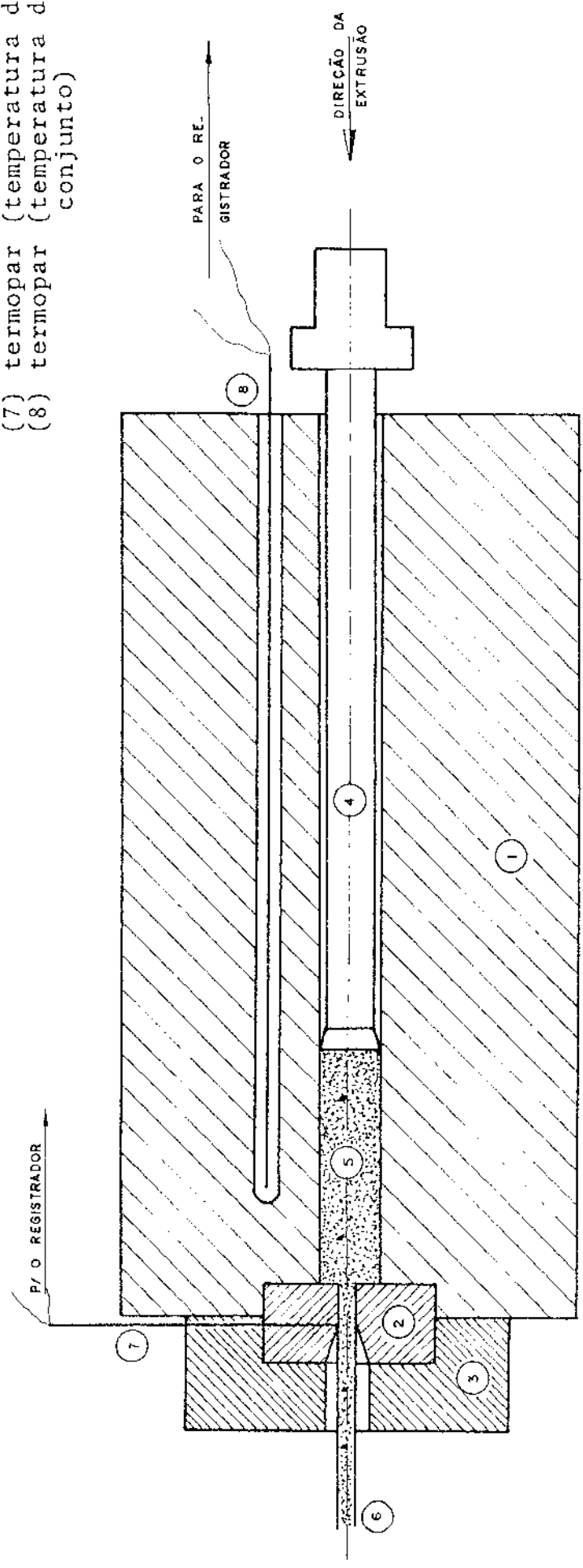


Figura 5.4 - Medição de temperaturas durante a extrusão.

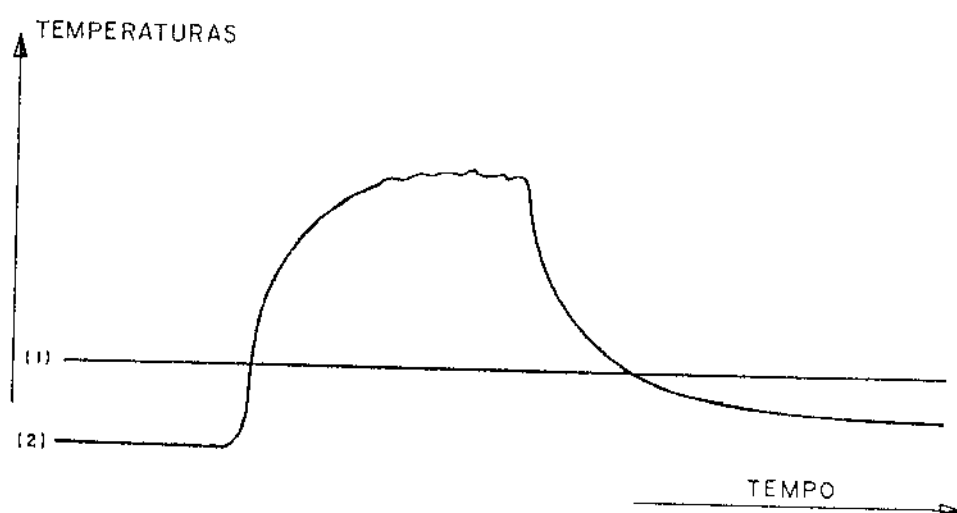


Figura 5.5 - Formato das curvas de temperatura obtidas durante uma extrusão.

- 1) temperatura do termopar colocado no re cipiente.
- 2) temperatura do termopar colocado na ma triz.

temperatura do segundo termopar, nessa região, se devem a correspondentes oscilações havidas na pressão de extrusão, durante as experiências (provavelmente escape de graxa do recinto de extrusão). Então, ao se parar o punção, encerrando o processo, a temperatura do segundo termopar sofre uma queda rápida, indicando que o fio restante no canal de passagem está perdendo temperatura, como de resto todo o conjunto.

5.4 - PROPRIEDADES MECÂNICAS E TÉRMICAS DO MATERIAL UTILIZADO

Para as primeiras experiências visando observar os fenômenos térmicos envolvidos na extrusão, foi utilizado o chumbo comercialmente puro, por ser de baixo custo, de grande disponibilidade como também por existir na literatura vastas referências à extrusão desse material, além de, dada sua baixa resistência mecânica, não solicitar maiores esforços da máquina extrusora.

Os valores das propriedades do chumbo utilizado foram extraídos da literatura⁽¹⁻⁸⁾:

a) Propriedades mecânicas (à temperatura ambiente):

- módulo de elasticidade: 1700 kg/mm^2 ;
- coeficiente de Poisson: 0,434;
- limite de elasticidade: $0,09 \text{ kg/mm}^2$;
- densidade: $11,336 \text{ g/cm}^3$;
- resistência à tração: $1,5 \text{ kg/mm}^2$;
- limite de escoamento (a 100°C): $1,23 \text{ kgf/mm}^2$

b) Propriedades térmicas (à temperatura ambiente):

- calor específico: $0,0305 \text{ cal/gK}$;
- condutibilidade térmica: $0,083 \text{ cal/s K cm}$;
- coeficiente de expansão linear: $29,1 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$;
- difusividade térmica: $2,3 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$;
- coeficiente de repartição superficial: $7,2 \times 10^3 \text{ J/m}^2\sqrt{\text{s}}^\circ\text{C}$;
- ponto de fusão: 327°C .

5.5 - DESCRIÇÃO DAS EXPERIÊNCIAS

As experiências efetuadas na máquina extrusora de laboratório para fios de metais não-ferrosos visaram registrar a influência da velocidade de extrusão no aumento de temperatura observado.

Para tanto foram efetuadas 25 experiências, variando-se a velocidade de extrusão de 14 a 200mm/s. O aumento de temperatura decorrente foi registrado em um registrador eletrônico de duas penas, apresentando valores que variam de 7 a 38°C.

Os tarugos utilizados, de chumbo comercialmente puro, foram obtidos por fundição (16mm de diâmetro por 50mm de comprimento) e pré-aquecidos, em forno elétrico, a cerca de 100°C. Os fios produzidos eram de 4,6mm de diâmetro, apresentando comprimentos que oscilavam entre 490 e 520mm, dependendo, naturalmente, da porção de chumbo restante no recinto de extrusão após o término da experiência.

Para a lubrificação foram utilizadas, concomitantemente, graxa Molykote ASC e grafita em pó.

As experiências foram realizadas uma a uma, isto é, o conjunto recipiente-matriz-porta matriz era desmontado após cada experiência, em parte para se observar possíveis problemas ocorridos durante a extrusão, e em parte para se evitar qualquer interferência entre duas experiências consecutivas (restos de chumbo e de lubrificante de uma experiência presentes na experiência seguinte).

A medição da velocidade de extrusão foi feita efetuando-se duas marcas no fio, com cerca de 300mm de distância entre uma e outra, à medida que o fio ia sendo produzido; cronometrando-se o intervalo de tempo decorrido entre uma marca e outra e, a posteriori, medindo-se a distância exata entre as marcas.

Antes de se iniciar a extrusão propriamente dita, o tarugo era retirado do forno elétrico de pré-aquecimento e rapidamente colocado no interior do recipiente já lubrificado. Em seguida, passava-se a um estágio de homogeneização e fixação em 100°C da temperatura do conjunto (recipiente-tarugo). Assim que a temperatura se estabilizava em 100°C, por força da resistência de aquecimento do recipiente, procedia-se ao início da extrusão.

5.6 - RESULTADOS OBTIDOS

Os resultados obtidos em cada experiência foram dados por curvas de formato semelhante à curva da figura 5.5 embora, como era de se esperar, o valor do aumento de temperatura medido em cada experiência aumentasse com o aumento da velocidade de extrusão.

Os resultados das 25 experiências efetuadas estão sintetizados no gráfico da figura 5.6. Os aumentos de temperatura indicados são os que foram medidos entre o patamar da temperatura do fio, conforme a figura 5.5, e a temperatura do recipiente no mesmo instante.

Os resultados indicam um comportamento muito aproximadamente logarítmico entre o aumento de temperatura e a velocidade de extrusão, na faixa de velocidades pesquisada. Tal faixa de velocidades, aliás não pode ser ainda mais estendida, em uma ponta (a muito baixas velocidades), porque o aumento de temperatura medido era tão pequeno que sua leitura no gráfico do registrador se mostrava imprecisa; e no outro lado, porque o tempo de extrusão cronometrado se tornava tão curto, que tal cronometragem se tornava também imprecisa.

A tabela 5.1 também apresenta os resultados das 25 experiências realizadas.

A fim de traçarmos uma reta que exprima a dependência logarítmica acima referida, podemos utilizar o método dos mínimos quadrados. Para tanto, podemos denominar:

$$x = \log v \quad \text{e} \quad y = \Delta T$$

e então estabelecer a relação:

$$y = a + bx$$

Trata-se portanto de determinar os valores de a e de b ,

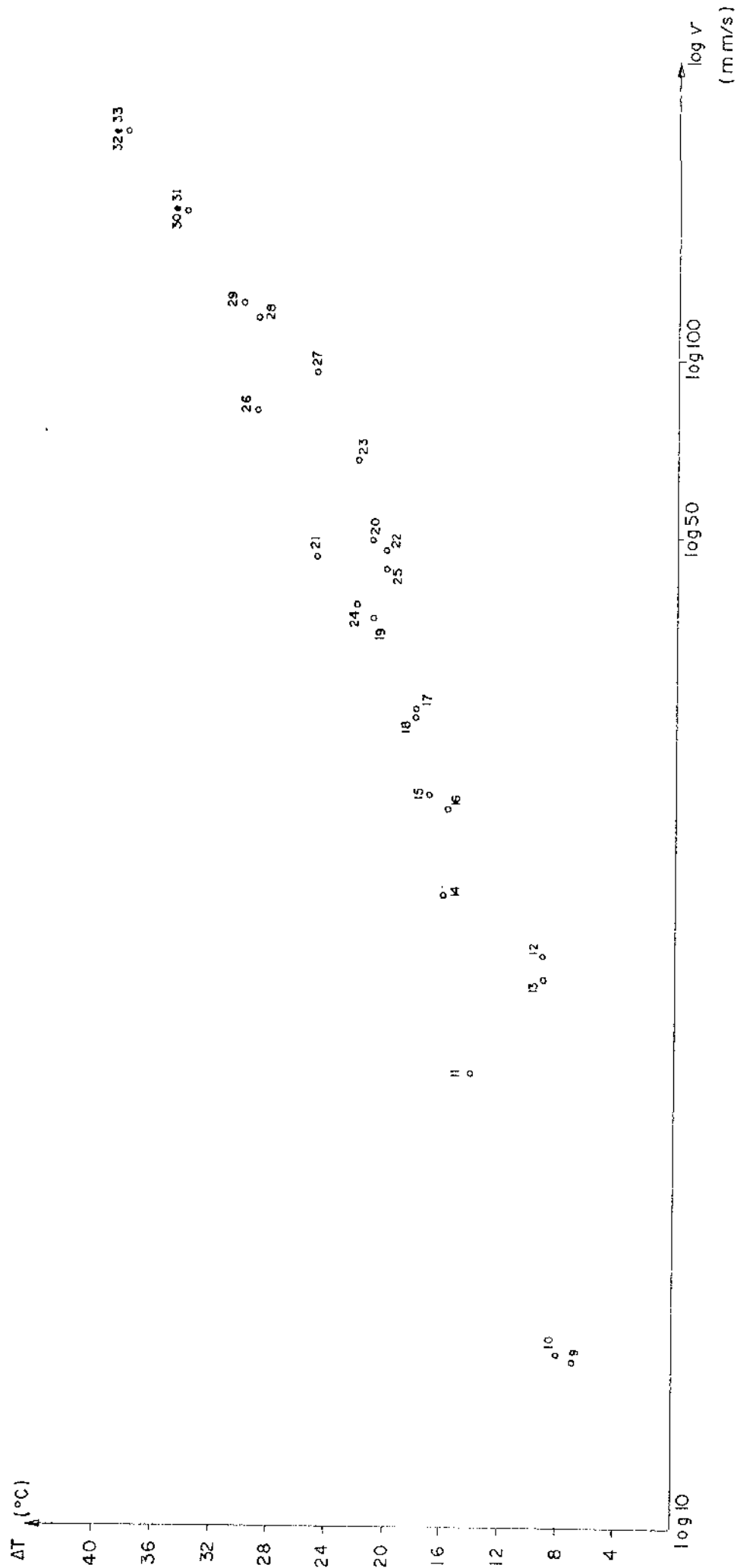


Figura 5.6 - Resultados de aumento de temperatura para velocidades de saída do fio durante a extrusão de chumbo comercialmente puro. Relação de redução 1:12; temperatura inicial: 100°C ; lubrificação: graxa e grafita.

TABELA 5.1 - Aumentos de temperatura verificados durante a extrusão de chumbo comercialmente puro. Relação de redução: 12; temperatura inicial: 100°C; lubrificação: graxa e grafite.

EXP N°	VELOC. DO FIO (mm/s)	ΔT (°C)	EXP N°	VELOC. DO FIO (mm/s)	ΔT (°C)
1	14	7	14	68	25
2	14	8	15	69	20
3	24	14	16	70	21
4	28	9	17	82	22
5	31	9	18	90	29
6	35	16	19	97	25
7	42	16	20	108	29
8	43	17	21	111	30
9	50	18	22	134	34
10	50	18	23	134	34
11	60	21	24	200	38
12	62	22	25	200	38
13	66	20	*	*	*

que, no método dos mínimos quadrados, são dados pelos valores que satisfazem o seguinte sistema de equações:

$$na + b\Sigma x = \Sigma y$$

$$a\Sigma x + b\Sigma x^2 = \Sigma xy$$

Os valores de Σx , Σx^2 , Σy e de Σxy estão computados na tabela 5.2. Temos portanto:

$$n = 25 \quad \Sigma x = 44,51 \quad \Sigma x^2 = 81,52 \quad \Sigma y = 540 \quad \Sigma xy = 1025,39$$

$$\left. \begin{array}{l} 25a + 44,51b = 540 \\ 44,51a + 81,52b = 1025,39 \end{array} \right\} \quad a = -28,12 \quad b = 27,93$$

A relação desejada é, portanto, $y = -28,12 + 27,93x$, ou seja:

$$\Delta T = -28,12 + 27,93 \log v \quad (5.1)$$

Para verificar até que ponto essa relação é estatisticamente significativa, podemos testar o modelo com o método do beta invertido.

A média dos valores de ΔT observados é

$$\overline{\Delta T} = \frac{\Sigma y}{n} = \frac{540}{25} = 21,6$$

A tabela 5.3 nos dá os valores de $\log v$, dos correspondentes valores de ΔT observados, dos valores de ΔT calculados (pe

Tabela 5.2 - Computação de Σx , Σx^2 , Σy e de Σxy (método dos mínimos quadrados).

i	x	x ²	y	xy
1	1,15	1,32	7	8,05
2	1,15	1,32	8	9,20
3	1,38	1,90	14	19,32
4	1,45	2,10	9	13,05
5	1,49	2,22	9	13,41
6	1,54	2,37	16	24,64
7	1,62	2,62	16	25,92
8	1,63	2,66	17	27,71
9	1,70	2,89	18	30,60
10	1,70	2,89	18	30,60
11	1,78	3,17	21	37,38
12	1,79	3,20	22	39,38
13	1,82	3,31	20	36,40
14	1,83	3,35	25	45,75
15	1,84	3,39	20	36,80
16	1,85	3,42	21	38,85
17	1,91	3,65	22	42,02
18	1,95	3,80	29	56,55
19	1,99	3,96	25	49,75
20	2,03	4,12	29	58,87
21	2,05	4,20	30	61,50
22	2,13	4,54	34	72,42
23	2,13	4,54	34	72,42
24	2,30	5,29	38	87,40
25	2,30	5,29	38	87,40
Σ	44,51	81,52	540	1025,39

Tabela 5.3 - Valores dos erros (ΔT observado menos ΔT calculado) e das diferenças (ΔT observado menos ΔT médio) para análise de regressão.

EXP. N°	LOG _e (1)	ΔT OBSERVADO (2)	ΔT CALCULADO (3)	ERRO (2)-(3)	DIFERENÇA (2) - $\overline{\Delta T}$
1	1,15	7	4,0	3,0	-14,6
2	1,15	8	4,0	4,0	-13,6
3	1,38	14	10,4	3,6	- 7,6
4	1,45	9	12,4	-3,4	-12,6
5	1,49	9	13,5	-4,5	-12,6
6	1,54	16	14,9	1,1	- 5,6
7	1,62	16	17,1	-1,1	- 5,6
8	1,63	17	17,4	-0,4	- 4,6
9	1,70	18	19,4	-1,4	- 3,6
10	1,70	18	19,4	-1,4	- 3,6
11	1,78	21	21,6	-0,6	- 0,6
12	1,79	22	21,9	0,1	0,4
13	1,82	20	22,7	-2,7	- 1,6
14	1,83	25	23,0	2,0	3,4
15	1,84	20	23,3	-3,3	- 1,6
16	1,85	21	23,6	-2,6	- 0,6
17	1,91	22	25,2	-3,2	0,4
18	1,95	29	26,3	2,7	7,4
19	1,99	25	27,5	-2,5	3,4
20	2,03	29	28,6	0,4	7,4
21	2,05	30	29,1	0,9	8,4
22	2,13	34	31,4	2,6	12,4
23	2,13	34	31,4	2,6	12,4
24	2,30	38	36,1	1,9	16,4
25	2,30	38	36,1	1,9	16,4

la equação 4.1 acima), dos erros (ΔT observados menos ΔT calculados), e das diferenças entre os ΔT observados e a média, $\overline{\Delta T}$.

Chamando agora de erro residual $\tilde{a}$ soma dos quadrados dos erros, teremos que:

$$\text{erro residual} = (3,0)^2 + (4,0)^2 + (3,6)^2 + (-3,4)^2 + \dots + (1,9)^2,$$

de acordo com a tabema 5.3; e assim:

$$\text{erro residual} = 151,1$$

Chamando de erro total $\tilde{a}$ soma dos quadrados das diferenças, teremos que:

$$\text{erro total} = (-14,6)^2 + (-13,6)^2 + (-7,6)^2 + (-12,6)^2 + \dots + (16,4)^2$$

ainda de acordo com a tabela 5.3, assim:

$$\text{erro total} = 1938,0$$

Chamando agora de erro de regressão $\tilde{a}$ diferença entre erro total e erro residual, teremos:

$$\text{erro de regressão} = 1938,0 - 151,1 = 1786,9$$

Utilizando-se agora a técnica da análise de variância⁽¹⁰⁾ para a nossa relação, e notando que o erro residual tem 23 graus de liberdade e que o erro de regressão tem apenas um grau de liberdade, e lembrando que a variância é dada pela soma quadrática dos erros dividida pelo número de graus de liberdade, teremos:

$$\text{Variança do erro de regressão} = \frac{1786,9}{1} = 1786,9$$

$$\text{Variança do erro residual} = \frac{151,1}{23} = 6,6$$

Chamando de F a relação entre as duas variâncias, teremos que:

$$F = \frac{1786,9}{6,6} = 272$$

Tomando-se em uma tabela⁽¹⁰⁾ de distribuição de F o valor da relação entre as variâncias que dá uma probabilidade de 99% de que a equação considerada (5.1) tenha significado físico, tem-se:

$$F_{(99\%)} = 7,88$$

Como a nossa relação F é muito maior que a relação $F_{(99\%)}$, pode-se concluir, estatisticamente, que a nossa equação 5.1 é representativa dos fenômenos experimentados, com uma probabilidade maior que 99%.

5.7 - REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- (1) KOHLRAUSH, F.- Praktische Physik, vol. 2, Stuttgart: Teubner 1956, in ref. (2), p. 12.
- (2) HOFMANN, W. - Lead and Lead Alloys - Properties and Technology, Springer-Verlag, New York, 1965, p. 12.
- (3) CHALMERS, B., Proc. Phys. Soc. London, Vol. 47, 1935, p. 352, in ref. (2), p. 13.
- (4) KOLSCH, E., Diplom. Arbeit T. H. Braunschweig 1957, in ref. (2), p. 198.
- (5) KUBASCHEWSKI, O., EVANS, E.L. - Metallurgical Thermochemistry, Pergamon Press, London, 1956, in ref. (2), p. 15.
- (6) KONNO, S., Phil. Mag., 1920, vol. 40, p. 542, in ref.(2), p. 19.
- (7) HIDNERT, P., SWEENEY, W.T., J. Res. Nat. Bur. Stand., 1932, vol. 9, p. 703, in ref. (2), p. 11.
- (8) BAQUE, P., et alli - Mise en Forme des Métaux - Calculs Par la Plasticité, Ed. Dunot, Paris, 1973, vol. 2, p. 387.
- (9) NERY, F.A.C. - Desenvolvimento de uma Máquina Extrusora de Laboratório para Fios de Metais Não-Ferrosos, Tese de Mestrado, UNICAMP/FEC/DEM, 1980.
- (10) PERRY, R.H., CHILTON, C.H. - Chemical Engineers Handbook Int. Student Edition, McGraw-Hill Kogakusha, Ltd., Tokyo, 1973, p. 2-73.

CAPÍTULO 6

COMPARAÇÃO E CONCLUSÕES

6.1 - COMPARAÇÃO ENTRE OS RESULTADOS EXPERIMENTAIS E AS EXPRESSÕES TEÓRICAS

A figura 6.1 apresenta, conjuntamente, os valores de aumentos de temperatura obtidos experimentalmente, a expressão 5.1 (de representação dos resultados obtidos por uma reta) e a expressão 4.18 (de estimativa teórica dos aumentos de temperatura).

A baixas velocidades (menores que 40mm/s) de produção do fio, a estimativa da curva B (da expressão 4.18) não se mostrou realista. Com efeito, nessa região cinco pontos experimentais se localizaram acima da curva, e apenas um abaixo; além do que, houve desvios (entre o valor observado e o previsto) de até 50% do valor experimental. Tal se deve a uma supervalorização da perda de energia térmica para as paredes do recipiente e para o conjunto matriz/porta-matriz, na dedução da expressão em pauta, ou seja, a um superdimensionamento dos coeficientes α_1 e α_2 de transferência de calor, em especial de α_1 que, na expressão 4.18, assume maior influência para menores valores da velocidade. Esse coeficiente, obtido da literatura⁽¹⁾, não levou em consideração dois fatores, que, no caso de nossas experiências, prejudicaram a transmissão de calor tarugo-recipiente, quais sejam, a existência de lubrificante e da película de chumbo oxidado em toda a superfície em que se deu a troca térmica. Tal omissão não invalida a expressão, dado que, para casos aplicados de utilização da citada expressão, poder-se-ia determinar experimentalmente o valor do coeficiente α_1 , ou ainda, estimá-lo teoricamente com maior precisão, levando-se em consideração as duas películas acima mencionadas.

Ainda nessa zona de baixa velocidade, cumpre notar que a dispersão dos resultados experimentais foi bastante alta, fato que se pode atribuir à menor precisão da medida de ΔT_e nessa faixa (dado que, no patamar de temperatura mostrado na figura 5.5, há uma ligeira oscilação de temperaturas, o que, para menores distân-

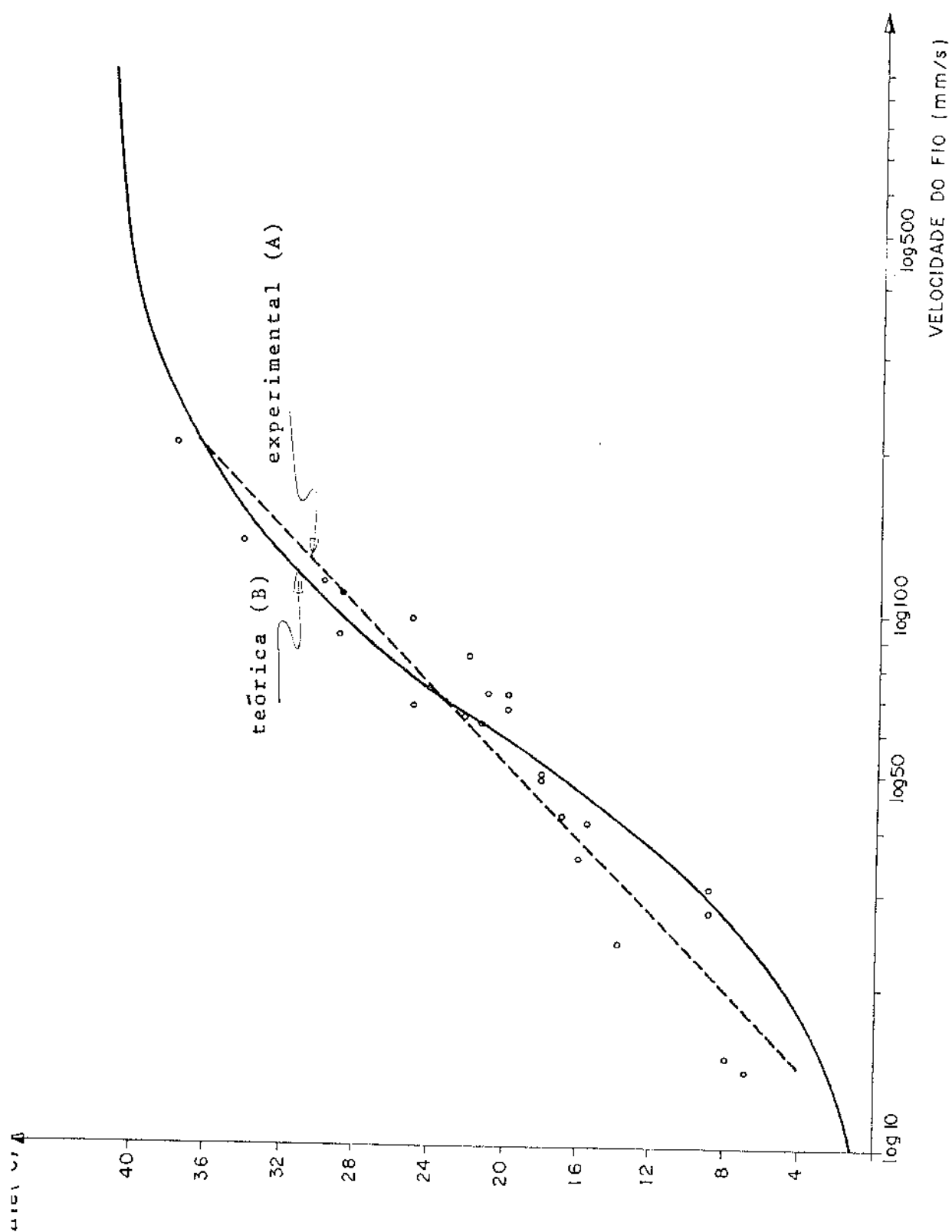


Figura 6.1.1 - Comparação entre a previsão teórica e os resultados experimentais.

cias entre as curvas 1 e 2 ali indicadas, induz a um erro maior de medida).

A velocidades situadas acima dessa faixa, a curva teórica (B) se adequa aos resultados experimentais obtidos, o que faz notar que os demais fenômenos térmicos envolvidos no processo foram bem dimensionados. Principalmente a velocidades muito altas de extrusão tal ponderação pode ser de grande valia, dado que, a se dar crédito à expressão 4.18, o aumento de temperatura ΔT_e não ultrapassará jamais 42°C , nas condições de extrusão investigadas, o que pode ser útil, em termos de projetos de máquinas ou de estipulação de temperatura inicial de trabalho.

6.2 - CONCLUSÕES

a- Conclusões sobre a previsão teórica

A concordância entre a previsão teórica efetuada no capítulo 4 e os resultados experimentais expostos no capítulo 5 foi, conforme exposto no item anterior, boa a maiores velocidades de extrusão e prejudicada, a baixas velocidades, pela superestimativa da perda térmica do tarugo para o recipiente (devido a uma estimativa do coeficiente de transferência de calor, α_1 , ainda muito pouco refinada). Cumpre, portanto, efetuar uma análise mais cuidadosa desse fenômeno, em que se leve em conta fatores tais como a influência das películas existentes de chumbo oxidado e de lubrificante na interface tarugo-recipiente, de maneira a refinar a previsão teórica, principalmente nas operações efetuadas a baixas velocidades.

Essa previsão teórica, por sua vez, foi efetuada através de uma formulação relativamente simples (expressão 4.18), analítica, sem necessidade da utilização de cálculo numérico, o que a torna atraente do ponto de vista de exequibilidade, sem perda sensível de precisão, graças à sistemática de se escolher os fenômenos térmicos a serem levados em consideração, através de uma prévia comparação de suas ordens de grandeza, conforme exposto no item 4.1.

b- Conclusões sobre o desenvolvimento experimental

Na parte experimental, notou-se um coeficiente de atrito muito alto (atrito de cisalhamento), o que não corresponde certamente às condições típicas de uma extrusão industrial. Cumpre portanto refinar o acabamento interno do furo do recipiente da máquina extrusora. Isso não invalida, no entanto, as experiências já efetuadas, uma vez que esse atrito de cisalhamento foi levado em conta também nas previsões teóricas. A fim de assemelhar ainda mais as experiências de laboratório às condições industriais de extrusão, seria interessante controlar a diferença inicial de temperaturas entre o tarugo e o recipiente como forma de se evitar temperaturas excessivas durante a produção do fio. Tal método

do é citado por Akeret⁽²⁾ como "uma maneira empírica de retirar algum calor do material em extrusão a fim de se permitir extrusão a velocidades maiores". Nas experiências realizadas, no entanto, não havia diferença inicial de temperaturas entre o tarugo e o recipiente, o que, se também não invalida as análises teóricas efetuadas, retira-lhes alguma generalidade.

c- Trabalhos decorrentes

A bateria de experiências realizadas utilizou sempre chumbo a 100°C, com relação de redução de 12:1, com atrito de cisalhamento e sem diferença inicial de temperaturas tarugo-recipiente. A única variável cujo efeito foi investigado foi, portanto, a velocidade de extrusão. A fim de se avaliar a validade da estimativa teórica efetuada, seriam ainda necessárias outras baterias de experiências, em que se investigasse os efeitos das demais variáveis acima citadas. A par disso, seria necessário ainda, conforme já foi mencionado anteriormente, analisar com maior profundidade o fenômeno de transferência de calor do tarugo para o recipiente (vide, a respeito, o item 6.1). Seria ainda importante, além do mais, analisar a validade das expressões teóricas aqui enunciadas à luz de experiências realizadas em outros processos de conformação plástica a quente de metais não-ferrosos.

6.3 - REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- (1) GEMANT, A. - Transient Temperatures Around Heating Pipes Maintained at Constant Temperature, J. Appl. Physics, 1946, vol. 17, pp. 1076-1081.
- (2) AKERET, R. - A Numerical Analysis of Temperature Distribution in Extrusion, J. Inst. of Metals, 1967, pp. 204-211.

BIBLIOGRAFIA CONSULTADA MAS NÃO REFERIDA

- JOHNSON, W., KUDO, H. - The Mechanics of Metal Extrusion, Manchester University Press, London, 1952.
- ROWE, G.W. - Conformado de los Metales, Ediciones Urmo, Bilbao, 1972.
- AVITZUR, B. - Analysis of Metal Extrusion, Trans. ASME, Ser. B, vol. 87, 1965.
- BRESCIANI Fº, E. - Conformação Plástica dos Metais, Apostila de Pós-Graduação, UNICAMP/FEC, Campinas, 1977.
- THOMSEN, E.G.; YANG, C.T.; KOBAYASHI, S. - Mechanics of Plastic Deformation in Metal Processing, McMillan Co., New York, 1965.