

MINISTÉRIO DA EDUCAÇÃO E CULTURA
UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
ESCOLA DE ENGENHARIA
DEPARTAMENTO DE METALURGIA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA
METALÚRGICA E DOS MATERIAIS (PPGEMM)

ANÁLISE DO ENCRUAMENTO DOS AÇOS ESFEROIDIZADOS

por

JOYSON LUIZ PACHECO
Engenheiro Mecânico

PORTO ALEGRE, RS

1981

ESCOLA DE ENGENHARIA
BIBLIOTECA

ANÁLISE DO ENCRUAMENTO DOS AÇOS ESFEROIDIZADOS

DISSERTAÇÃO

apresentada ao Programa de Pós-Graduação em
Engenharia Metalúrgica e dos Materiais
- PPGEMM, como parte dos requisitos para a
obtenção do título de

MESTRE EM ENGENHARIA METALÚRGICA.

Por

JOYSON LUIZ PACHECO

Engenheiro Mecânico

JULHO DE 1981

RESUMO

É proposto e testado um modelo elementar para o processo de encruamento de aços de dupla fase (ferrita - esferoidita), em aços de baixo, médio e alto carbono, o qual parece fornecer bons resultados quanto à influência, sobre as propriedades mecânicas, da fração volumétrica, tamanho e distribuição das fases não ferríticas.

ABSTRACT

An elementary model for the work-hardening process in duplex-structures steels (ferrite - spheroidite) is proposed and tested on low, medium and high carbon content, which seems to give good results concerning the influence of the volume fraction and particle size of the second phase on the work-hardening behaviour.

AGRADECIMENTOS

- Ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq - PRONUCLEAR) pelo suporte financeiro a essa pesquisa.
- Ao PPGEMM por me ter propiciado o ambiente necessário para a realização desses estudos.
- Aos Professores Ildon Guilherme Borchardt e José Gerbase Filho, pela Orientação e Co-orientação respectivamente.
- Ao Prof. e colega Sérgio Luiz Bertoldo Zin, pelo valioso auxílio na Microscopia Eletrônica.
- A Aços Finos Piratini S.A., na pessoa do Eng. Rui Cohen, pela doação do material utilizado.
- Ao Prof. Paulo Roberto Fassel do Departamento de Engenharia Mecânica da Pontifícia Universidade Católica do Rio Grande do Sul, pelo auxílio na usinagem e controle dimensional dos corpos de prova utilizados.
- Ao Corpo Técnico do PPGEMM, nas pessoas dos Srs. Vílson João Batista, Éverton O. Martins e Celso Andrade Alves, pelo constante auxílio na execução deste trabalho.
- A todos que de uma forma ou de outra, direta ou indiretamente, através de críticas, sugestões e discussões, contribuíram decisivamente para a realização dos objetivos propostos e, especialmente, aos Professores Milton Antônio Zaro e Francisco José Kiss.

À minha família, pelas minhas origens,
e pelo carinho, apoio e estímulo recebidos,
dedico este trabalho.

*Sō amamos aquilo que não se esgota
e que sempre apresenta um encanto
inesperado. Em outras palavras, sō
amamos o mistério.*

Mário Guerreiro

LISTA DE SÍMBOLOS UTILIZADOS

- V - volume
 f - fração volumétrica de segunda fase
 σ - tensão normal verdadeira
 τ - tensão tangencial (de cisalhamento)
 ϵ - deformação verdadeira ou logarítmica

$$\epsilon = \int_{\ell_0}^{\ell_1} \frac{d\ell}{\ell} = \ln \left(\frac{\ell_1}{\ell_0} \right)$$

- ϵ_p - deformação plástica verdadeira ou logarítmica. Para grandes deformações, $\epsilon_p \approx \epsilon$ (deformações elásticas muito pequenas).

- ϵ_p^* - deformação plástica verdadeira não relaxada (ver texto)

- γ - deformação plástica verdadeira por cisalhamento

$$\gamma = - 1/2 \epsilon_p \quad (\text{constância de volume})$$

- γ^* - deformação plástica verdadeira por cisalhamento, não relaxada.

- σ_y - tensão de escoamento na matriz, para as Teorias de Contra-tensão Generalizada e de Encruamento por Escorregamento Secundário.

- σ_i - tensão interna generalizada, que explica o encruamento (ver Teoria de Encruamento por Escorregamento Secundário)

- σ_o - tensão de início de escoamento (tensão de atrito, necessária para iniciar o movimento das discordâncias)

- σ_{ap} - tensão de amolecimento permanente, utilizada como parâmetro para caracterizar o Efeito Bauschinger.

σ_c - contratensão elástica, nascida da incompatibilidade plástica entre as fases ferríticas e não ferríticas (nos casos em estudo, $\sigma_c = 1/2 \sigma_{ap}$).

σ_M - tensão de escoamento da matriz ferrítica pura, sem a presença de segunda fase.

σ_P - parcela do encruamento da matriz, causada pela presença das partículas de segunda fase.

σ_D - parcela do encruamento global da matriz, no agregado.

$$\sigma_D = (\sigma_M^2 + \sigma_P^2)^{1/2} \quad (\text{ver texto})$$

ν - coeficiente de Poisson ($\approx 0,3$ nos casos em estudo)

E - módulo de elasticidade longitudinal (Módulo de Young)

G - módulo de cisalhamento,

$$G = \frac{E}{2(1+\nu)} = 79235 \text{ MPa, na situação abordada.}$$

b - vetor de Burgers, $b = 2,5 \cdot 10^{-7}$ mm, para o ferro alfa.

d - tamanho médio de partícula

r - raio médio das partículas, $d = 2r$

ρ - densidade de discordâncias (cm/cm^3)

α , β e κ , constantes reais, explicadas em cada situação.

n - coeficiente de encruamento. É o valor usado na expressão

$$\sigma = \sigma_0 \varepsilon^n.$$

SUMÁRIO

- 1 - INTRODUÇÃO
- 2 - OS MODELOS DE ENCRUAMENTO PARA OS MATERIAIS DE DUPLA FASE
 - 2.1 - Modelos baseados na mecânica dos meios contínuos
 - 2.2 - Teoria de contratensão generalizada
 - 2.3 - Teoria de encruamento por escorregamento secundário
- 3 - O MODELO PROPOSTO
 - 3.1 - A contratensão elástica σ_c e o Efeito Bauschinger
 - 3.2 - O encruamento da matriz ferrítica: Análise de σ_o e σ_M
 - 3.3 - O efeito das partículas no encruamento da matriz:
Análise de σ_p .
 - 3.4 - Generalização do modelo
- 4 - PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL
 - 4.1 - A escolha do material
 - 4.2 - Preparação dos corpos de prova
 - 4.3 - Análise estrutural e metalografia quantitativa
 - 4.4 - O sistema de ensaios
- 5 - RESULTADOS
 - 5.1 - Medida experimental do Efeito Bauschinger
 - 5.2 - O teste de tração e o modelo proposto
- 6 - DISCUSSÃO
- 7 - CONCLUSÕES
- 8 - SUGESTÕES PARA FUTUROS TRABALHOS
- 9 - BIBLIOGRAFIA

10 - APÊNDICE

10.1 - Ensaio típico

10.2 - Solução para o campo de tensões criadas por uma inclusão elipsoidal elasticamente deformada.

10.3 - Determinação de σ_p

10.4 - Tabelas de cálculo de σ .

1 - INTRODUÇÃO

A possibilidade de alterar as fases e a microestrutura de um material permite ao engenheiro escolher a combinação de propriedades mais adequadas a uma determinada aplicação. Mesmo as microestruturas dos materiais monofásicos podem ser ajustadas e ter suas propriedades modificadas por deformação plástica e por recristalização, bem como pela escolha da solução sólida e ou da orientação cristalina mais adequada.

As propriedades dos materiais polifásicos também podem ser controladas e modificadas não só pelos mesmos métodos, como também por variação das quantidades relativas e tamanho relativo das várias fases, mas principalmente da morfologia das fases presentes (2), (20), (21), (22), (23), (34), passível de alteração através de transformações de fase do estado sólido.

As três variações microestruturais citadas oferecem, pois, os meios de modificar as propriedades dos materiais. As quantidades relativas das fases estão relacionadas com a composição química de cada liga e a temperatura em que se encontram. O tamanho e a morfologia dependem basicamente do histórico termomecânico de cada material.

Os aços carbono, na sua estrutura de equilíbrio, contêm duas fases básicas de ferrita e cementita, com diversas morfologias, tais como ferrita-perlita e ferrita-esferoidita. Cada uma dessas morfologias apresentam propriedades características e qualitativamente bem conhecidas. Assim, se for pretendida a construção de uma matriz para estampagem de um pára-lama de automóvel, impõe-se o uso de um aço de alto carbono e alta liga (selecionando a composição química e então possíveis fases presentes), o qual irá conferir alta resistência à deformação (maior do que a das fases presentes isoladamente) e uma microestrutura mais adequada (morfologia e tamanho de grão). No exemplo utilizado, deve ser ainda lembrado que o material do pára-lama deverá ser de baixo carbono e de microestrutura conveniente, para que

possa ser laminado na forma de chapas finas e suporte a estampagem profunda para adquirir as curvaturas necessárias.

As propriedades dos materiais polifásicos podem ser estudadas em relação às propriedades das fases presentes. Algumas delas podem simplesmente ser aditivas, quando determinadas pela média das propriedades de cada uma das fases isoladamente, se forem levados em conta pesos adequados. Outras interativas, visto que o comportamento de cada fase depende da natureza da adjacente. Assim sendo, a densidade de uma microestrutura polifásica pode ser calculada diretamente a partir da densidade de cada uma das fases e da fração volumétrica correspondente, devendo, então, ser considerada como uma média ponderada em que as frações de volume são os pesos.

Propriedades da microestrutura polifásica, tais como calor específico, condutividade elétrica e térmica, são também aditivas. A escolha dos pesos, entretanto, pode se tornar mais complexa. A densidade e o calor específico dependem apenas da fração de volume correspondente a cada uma das fases, ao passo que a condutividade elétrica e térmica dependem da fração de volume correspondente, mas principalmente da forma e da distribuição das fases (morfologia). Propriedades tais como dureza e resistência à deformação não podem ser interpoladas entre as das fases contribuintes, sendo exemplo disso o fato de uma dispersão de partículas finas, de uma fase dura, inibir o escorregamento e evitar o cisalhamento de uma matriz dútil.

O conhecimento prévio de tais propriedades - entre as quais a tensão de escoamento - é muito importante para o projeto e desenvolvimento de novas ligas, ou mesmo para determinar qual o processamento termomecânico (ciclos de tratamentos térmicos e ou deformação plástica a frio) que permita a melhor utilização de uma liga disponível para determinado trabalho.

É grande o interesse atual por aços de dupla fase, especialmente os de alta resistência e baixa liga (entre os quais os aços ao nióbio), que reúnem a atrativa combinação de uma alta taxa de encruamento, em estágios iniciais de deformação, com uma boa ductilidade. Essas propriedades são encontradas pela produção de microestrutura, consistindo de uma matriz dútil, ferrítica, contendo produtos não ferríticos dispersos.

Estando o projeto e desenvolvimento de novas ligas cor relacionados com o processo de tentativa-e-erro, bastante oneroso e às vezes muito lento, entendemos que seria útil o estabelecimento de um modelo cuja análise pudesse auxiliar essa tarefa.

Assim, com base nos trabalhos de ESHELBY (15), (16), (17), analisando campo de tensões gerado por uma inclusão elipsoidal elasticamente deformada; de WILSON (36), WILSON & KONNAN (35) e ASHBY (4), correlacionando o encruamento com o nível de tensões internas; de BROWN e outros (5), (6), (7), (8), (9), (27), estudando o encruamento de monocristais de cobre com partículas de sílica; de CHANG & ASARO (10), TANAKA & MORI (30), KARLSSON & LINDEN (21), (22), (23), de ARMSTRONG e outros (2),

é proposto um modelo para o encruamento dos aços esferoidizados.

Para o cumprimento desse objetivo, se fez necessário, entre outras, realizar e analisar o processo de esferoidização; efetuar ensaios cíclicos tração-compressão para avaliar o Efeito Bauschinger (medida direta do nível de tensões internas e ou avaliação da incompatibilidade plástica entre matriz e partículas) e avaliar as frações de volume das fases e parâmetros referentes à morfologia (tamanho e espaçamento médio das partículas).

2 - OS MODELOS DE ENCRUAMENTO PARA OS MATERIAIS DE DUPLA FASE

2.1 - Modelos baseados na mecânica dos meios contínuos

O comportamento mecânico dos materiais de dupla fase foi estudado por KARLSSON e LINDEN (20), (21), (22), (23), analisando diversas morfologias, entre as quais ferrita-perlita e ferrita-esferoidita, utilizando métodos computacionais baseados na Teoria dos Elementos Finitos.

O maior problema desse tipo de aproximação é a necessidade de definir a maneira na qual as deformações e tensões estão distribuídas em cada fase. A fig. 1 mostra duas possibilidades básicas, de iguais tensões ou iguais deformações em cada uma das fases. No processo real não temos nenhuma das duas possibilidades, mas sim uma situação intermediária. A limitação mais séria desses modelos está na necessidade de se obter a quantidade de tensão e deformação de cada fase apenas baseado no modelamento experimental e empírico, restrito a casos onde medições de dureza podem ser feitas em cada uma das fases. Para o caso particular de aços de dupla fase, é muito difícil encontrar evidência experimental que forneça a partição das tensões e deformações das duas fases ou até mesmo prever quantitativamente os valores dessa partição. É duvidoso que esse tipo de modelo, com suas suposições inerentes, possa fornecer informações suficientes para o estudo da influência das fases no processo de deformação.

Considerando dois materiais A e B, de volume V_A e V_B , respectivamente, agregados em um volume V , de tal maneira que

$$V = V_A + V_B \quad (\text{Fig. 1}),$$

sujeitos a uma tensão

$$\sigma, \quad \sigma_A \text{ e } \sigma_B,$$

podemos considerar o trabalho de deformação em um instante qualquer como

$$\sigma V \epsilon = \sigma_A V_A \epsilon_A + \sigma_B V_B \epsilon_B, \quad \text{onde}$$

$\bar{\sigma}$, $\bar{\epsilon}$; σ_A , ϵ_A e σ_B , ϵ_B são tensões e deformações médias, respectivamente, do agregado, do material A e do material B.

Supondo o modelo de igual tensão, temos

$$\sigma = \sigma_A = \sigma_B, \quad \text{e então}$$

$$\bar{\epsilon} = \epsilon_A f_A + \epsilon_B f_B, \quad \text{onde } f_A \text{ e } f_B \text{ são frações volumétricas.}$$

Por outro lado, se tivermos igual deformação,

$$\epsilon = \epsilon_A = \epsilon_B, \quad \text{e então}$$

$$\bar{\sigma} = \sigma_A f_A + \sigma_B f_B.$$

Para materiais de duas fases, em geral, as propriedades mecânicas têm de refletir a quantidade, distribuição, geometria e propriedades locais das duas fases. A estrutura geral pode ser complexa, tanto que uma distribuição de tensões e deformações acentuadamente não homogêneas podem resultar sob deformação microscópica. Estas distribuições são governadas pela incompatibilidade (continuidade em deformação) e condições de equilíbrio que devem permanecer válidas até que não ocorra cavitação e fratura, e então o material permaneça contínuo e de densidade constante.

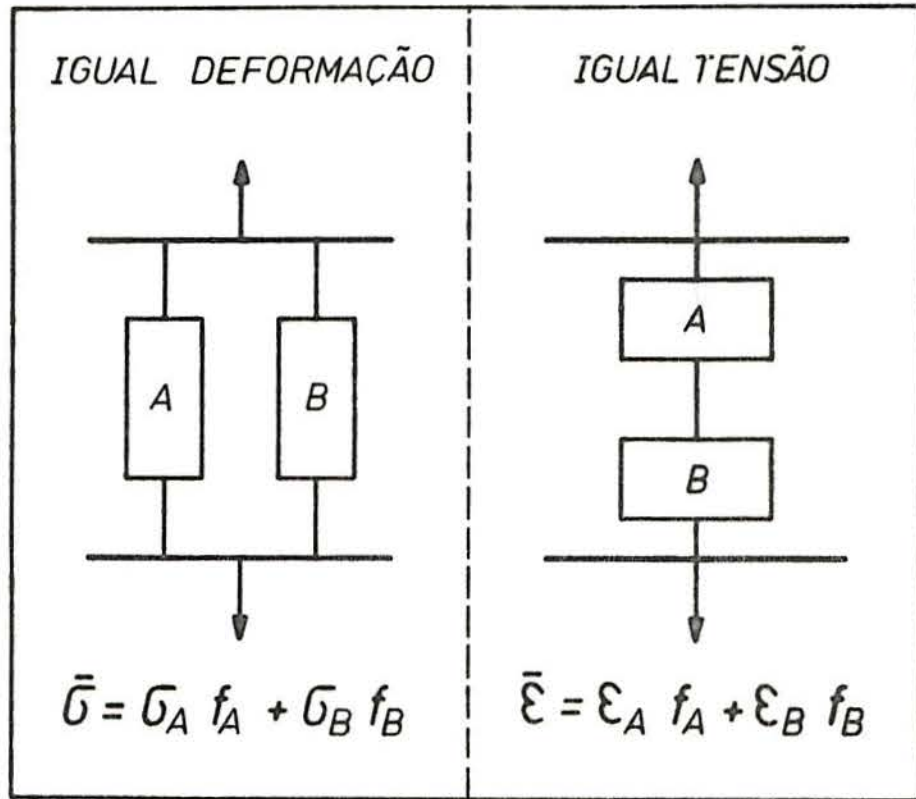


Fig. 1 - Diagrama esquemático para os modelos de igual deformação e igual tensão.

2.2 - Teoria de Contratensão Generalizada*

FISCHER e outros, em 1953, propuseram o seguinte modelo para o encruamento de ligas com partículas indeformáveis dispersas. Uma tensão de cisalhamento σ é aplicada na matriz de um monocristal contendo partículas duras, esféricas. Abaixo de uma certa tensão cisalhante, ambos, matriz e partículas se deformam elasticamente. A alguma tensão crítica σ_y (uma tensão de atrito), a matriz se torna plástica. Acima de σ_y , um acréscimo na tensão aplicada deve ser equilibrado por um acréscimo oposto nas tensões internas, σ_i , o qual, desde que a matriz seja plástica, tem que ser produzido pelas partículas.

Em um instante qualquer,

$$\sigma = \sigma_y + \sigma_i .$$

Nesta teoria, σ_y é suposto constante, ou seja, a matriz idealmente plástica, e o acréscimo σ_i com a deformação explica o encruamento. Em termos de teoria de discordância, este modelo é descrito como segue: quando uma tensão cisalhante crítica no cristal é atingida, as discordâncias no plano primário de escorregamento encontram as partículas como obstáculos e sofrem escorregamento secundário.

Esses circuitos secundários necessitam um acréscimo de tensão para serem mantidos, ou seja, exercem uma contratensão devido às tensões internas σ_i . Resumindo, um grupo de discordâncias em torno da rede necessita uma tensão σ que deve vencer a contratensão média dos circuitos de discordâncias em torno da partícula (que aumenta com a deformação, pois o processo de deformação plástica gera também discordâncias) mais a tensão de atrito que se opõe ao movimento das discordâncias através da matriz pura.

Num refinamento da teoria, FISCHER e outros supuseram que a tensão σ_y na matriz variava da mesma forma que a matriz sem as partículas, mas admitiram que as tensões dentro e imediatamente em torno de cada partícula (devido aos circuitos secundários de discordâncias) rapidamente atingiam valores muito grandes e o modelo falhava a deformações relativamente pequenas, devido à fratura das partículas e ou micro

* Em inglês: "Long Range Back Stress Theory".

deformações plásticas na matriz. Isto implica em que σ_i deve parar de crescer com a deformação e a taxa de encruamento deve cair até as características da matriz pura.

Valores experimentais obtidos por ASHBY (4) sugerem que a teoria de FISCHER e outros é adequada para deformações plásticas $\epsilon_p \leq 2\%$, mas, para deformações maiores, o encruamento não é equivalente ao da matriz pura, e exibem uma característica parabólica. Para levar em conta esse fato, uma nova teoria baseada no escorregamento secundário é proposta.

2.3 - Teoria de Encruamento por Escorregamento Secundário

Um melhoramento da teoria de FISCHER e outros foi realizado por ASHBY (4), e deu surgimento à Teoria de Encruamento por Escorregamento Secundário. O modelo de contratensão generalizada falha devido à concentração de tensões em torno das partículas, com a conseqüente relaxação plástica. Uma camada plasticamente deformada forma-se em torno de cada partícula e espalha-se à medida que a deformação prossegue, preenchendo o volume entre partículas com discordâncias secundárias que, em geral, interseccionam o sistema primário de escorregamento. As discordâncias primárias agora têm que atravessar essas discordâncias secundárias e também vencer a contratensão generalizada, devendo às partículas, para se moverem.

Quando ocorre relaxação plástica, partindo do modelo descrito em 2.2, σ_i varia muito pouco com a deformação, quando ocorre relaxação, mas σ_y aumenta rapidamente com a quantidade de relaxação (ou seja, a presença das partículas afeta o encruamento da matriz) e, então, a densidade de discordâncias secundárias que interceptam o sistema primário de escorregamento aumenta com a deformação.

A Teoria de Encruamento por Escorregamento Secundário estabelece que:

- a) a principal contribuição ao encruamento será da interação das discordâncias primárias com as secundárias no plano de escorregamento;
- b) o escorregamento primário é geral, em todo o agregado;

- c) o escorregamento secundário é local e até a uma distância calculável das partículas;
- d) a densidade de circuitos secundários é função da deformação plástica imposta ao agregado;
- e) a tensão de escoamento está relacionada com a densidade dos circuitos secundários de discordâncias.

Segundo KROUPA, as tensões provenientes de um circuito prismático primário caem rapidamente com a distância, e a interação de longo alcance entre uma discordância e o circuito é pequena, ou seja, a força resultante numa discordância está concentrada a pouca distância do circuito, e a força total exercida pelo circuito na discordância pode ser considerada como uma força puntual. Baseado nas considerações acima, ASHBY (4) deduziu uma expressão para a tensão de escoamento para a estrutura cúbica de faces centradas,

$$(\sigma - \sigma_o) = 0,24 G_M \left(\frac{bf\gamma}{d}\right)^{1/2}, \text{ onde}$$

- G_M = módulo de cisalhamento da matriz
- b = vetor de Burgers
- f = fração de volume da 2a. fase
- γ = deformação plástica por cisalhamento
- d = diâmetro médio das partículas
- σ = tensão de escoamento
- σ_o = tensão de atrito

e, usando argumentos geométricos, mostrou que este resultado é quase independente dos detalhes do modelo. Se fossem considerados os circuitos secundários, não como circuitos prismáticos isolados, mas como uma densidade de discordâncias $\rho(\text{cm}/\text{cm}^3)$, interseccionando o plano primário de escorregamento, se chegaria a

$$(\sigma - \sigma_o) = 0,2 G_M b \rho^{1/2},$$

expressão muito semelhante à anterior.

O resultado final de ASHBY (4) pode ser facilmente generalizado,

$$(\sigma - \sigma_0) = \alpha G_M \left(\frac{bfY}{d} \right)^{1/2}$$

ou

$$(\sigma - \sigma_0) = \alpha \rho^{1/2}, \quad \text{onde } \alpha \text{ é uma constante}$$

de proporcionalidade. O modelo de ASHBY (4) ainda negligencia a contra tensão elástica devido à incompatibilidade plástica entre as duas fases, que é uma parcela significativa do encruamento em primeiros estágios de deformação, segundo CHANG e ASARO (10).

BROWN e STOBBS (6), (7), (8) e ATKINSON e outros (5), numa série de trabalhos, utilizaram monocristais de cobre com partículas de sílica dispersas, e estabeleceram um modelo de encruamento baseado na teoria de encruamento por escorregamento secundário, incluindo uma análise da contratensão elástica e o papel da relaxação plástica no encruamento.

3 - O MODELO PROPOSTO

Seguindo a evolução dos modelos anteriormente descritos, a tensão de escoamento pode ser descrita como uma soma de várias parcelas. A maneira de se adicionar essas parcelas será imposta pela natureza de cada uma delas. Acompanhando a deformação plástica de um agregado policristalino do tipo ferrita-esferoidita (matriz dútil e partículas duras), podemos distinguir as seguintes parcelas:

a) uma tensão inicial de escoamento σ_0 (ou tensão de atrito) para começar o movimento das discordâncias na matriz;

b) contratensão elástica σ_c devido à incompatibilidade plástica entre as duas fases (descontinuidade de deformação) e que, segundo WILSON (36) e WILSON & KONNAN (35), é linearmente relacionada com o Efeito Bauschinger;

c) σ_D , referente ao encruamento da matriz ferrítica, e que, de acordo com ASHBY (4), é proporcional à densidade das discordâncias elevado a 1/2,

$$\sigma_D = \alpha \rho^{1/2} .$$

σ_D pode ser analisada como a resultante de duas outras parcelas: σ_M referente às discordâncias primárias, supondo então a matriz livre da presença das partículas de segunda fase, e uma outra σ_P causada pelas discordâncias secundárias produzidas pela presença das partículas na matriz. As partículas funcionam como um obstáculo às discordâncias primárias e criam circuitos secundários, fazendo com que o emaranhado de discordâncias, gerado em torno das partículas, seja um forte obstáculo ao movimento das discordâncias primárias.

Como σ_0 e σ_c são contratensões de origens diferentes, pois σ_0 existe devido a outros fatores, devem ser adicionados de maneira linear. σ_M e σ_P , entretanto, são componentes que representam obstáculos de mes

ma natureza e então sua adição dependerá de suas resistências relativas. Como primeira aproximação, podemos supor que os dois tipos de obstáculos têm uma resistência similar, uma vez que representam a influência das discordâncias. Então podemos escrever:

$$\rho_D = \rho_M + \rho_P \quad (1), \text{ onde}$$

ρ_D = densidade total de discordâncias

ρ_M = densidade de discordâncias primárias
(na matriz sem as partículas)

ρ_P = densidade de discordâncias secundárias
(na matriz devido à presença das partículas).

E, conforme ASHBY (4),

$$\sigma_D = \alpha \rho_D^{1/2} \quad \rho_D = \alpha^{-2} \sigma_D^2$$

$$\sigma_M = \alpha \rho_M^{1/2} \quad \text{ou que} \quad \rho_M = \alpha^{-2} \sigma_M^2$$

$$\sigma_P = \alpha \rho_P^{1/2} \quad \rho_P = \alpha^{-2} \sigma_P^2$$

que, substituindo em (1) dá

$$\sigma_D = (\sigma_M^2 + \sigma_P^2)^{1/2} \quad (2).$$

Então, a tensão de escoamento pode ser escrita como

$$\sigma = \sigma_o + \sigma_c + (\sigma_M^2 + \sigma_P^2)^{1/2} \quad (3),$$

sendo a seguir apresentadas as formas de "cálculo" destas várias contribuições.

3.1 - A contratensão elástica σ_c e o Efeito Bauschinger

ESHELBY (15), (16), (17) foi quem primeiro previu a existência de tensões internas causadas por distorções produzidas por inclusões plasticamente indeformáveis, quando desenvolveu matematicamente uma solução para o campo de tensões produzido por uma inclusão elipsoidal elasticamente deformada (Apêndice 10.2). Seu trabalho serviu de base para a solução de uma série de problemas de interesse tecnológico, entre os quais uma melhor compreensão do Efeito Bauschinger em ligas de dupla fase.

Quando um agregado policristalino, contendo fases com diferentes resistências à deformação for deformado plasticamente, dará surgimento a um nível de tensões internas que se opõe a essa deformação, causado pelo carregamento elástico da fase indeformável (incompatibilidade plástica). A orientação dessas tensões é sempre no sentido de opor resistência ao escoamento na direção em que ele está sendo realizado, mas facilitando-o no sentido inverso. Assim, podemos construir os ciclos Bauschinger, realizando testes de tração e fazendo ensaios de compressão, após pré-deformações à tração (criação do campo de tensões internas). (Figs. 2 e 3)

ATKINSON e outros (5) introduziram o uso do termo "tensão de amolecimento permanente" (σ_{ap}) para as medições do Efeito Bauschinger em ciclos tração-compressão (Fig. 4). A correlação entre σ_{ap} e a contratensão elástica σ_c foi feita por WILSON & KONNAN (35), que estabeleceram através de ensaios, usando técnica de Raios X em aços esferoidizados, que σ_c e σ_{ap} devem se correlacionar de maneira linear e que, para a situação por eles analisada,

$$\sigma_c = \frac{1}{2} \sigma_{ap} ,$$

ou seja, a contratensão elástica média é aproximadamente a metade da tensão de amolecimento permanente medida pelos ciclos Bauschinger.

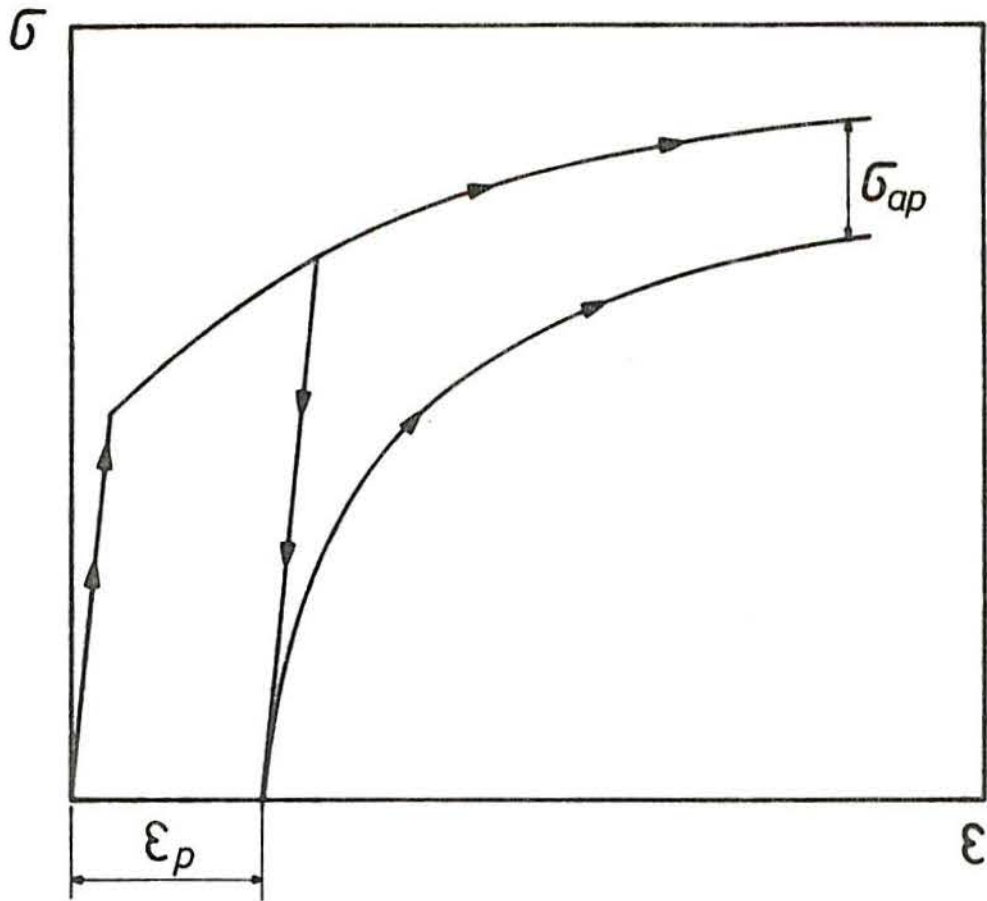


Fig. 2 - Representação esquemática da avaliação de σ_{ap} através de ciclos Bauschinger.

ϵ_p = pré-deformação plástica sofrida à tração para criação do campo de tensões internas.

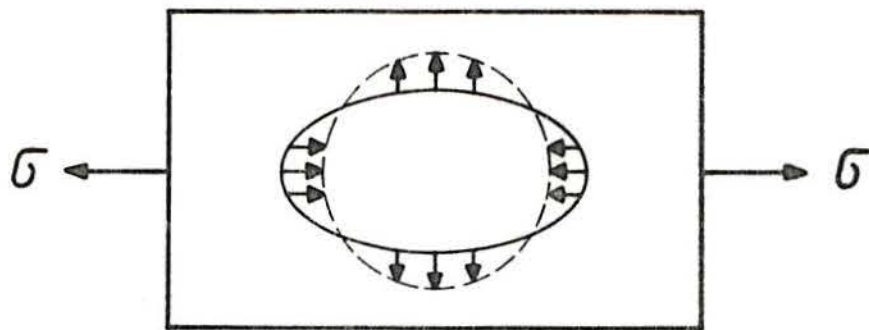


Fig. 3 - Representação esquemática do campo de tensões gerado por uma inclusão elipsoidal elasticamente deformada. Esse campo de tensões se opõe à tração, mas facilita a compressão.

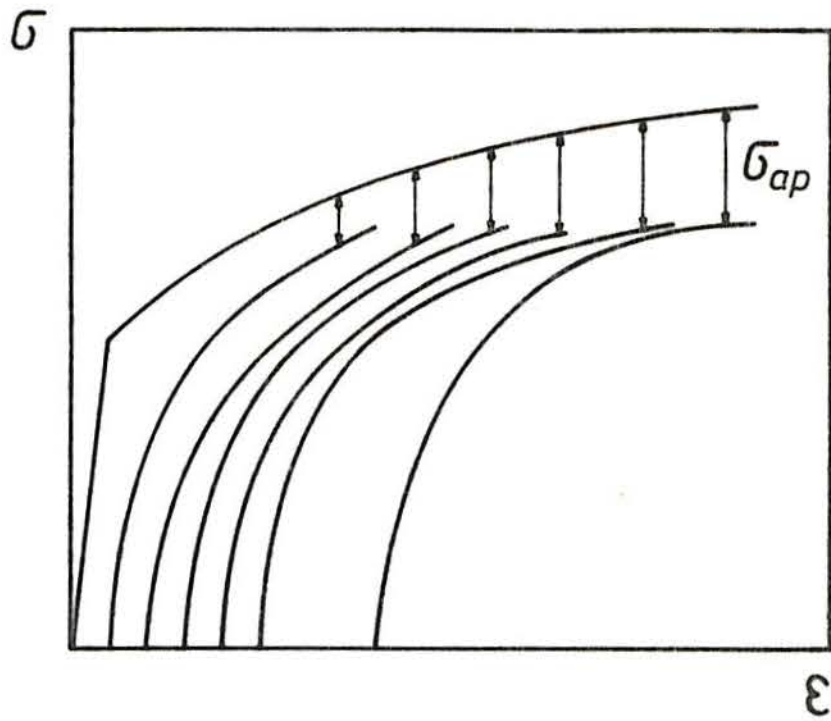


Fig. 4 - Representação esquemática de vários ciclos tração/compressão para medir o Efeito Bauschinger em um mesmo material.

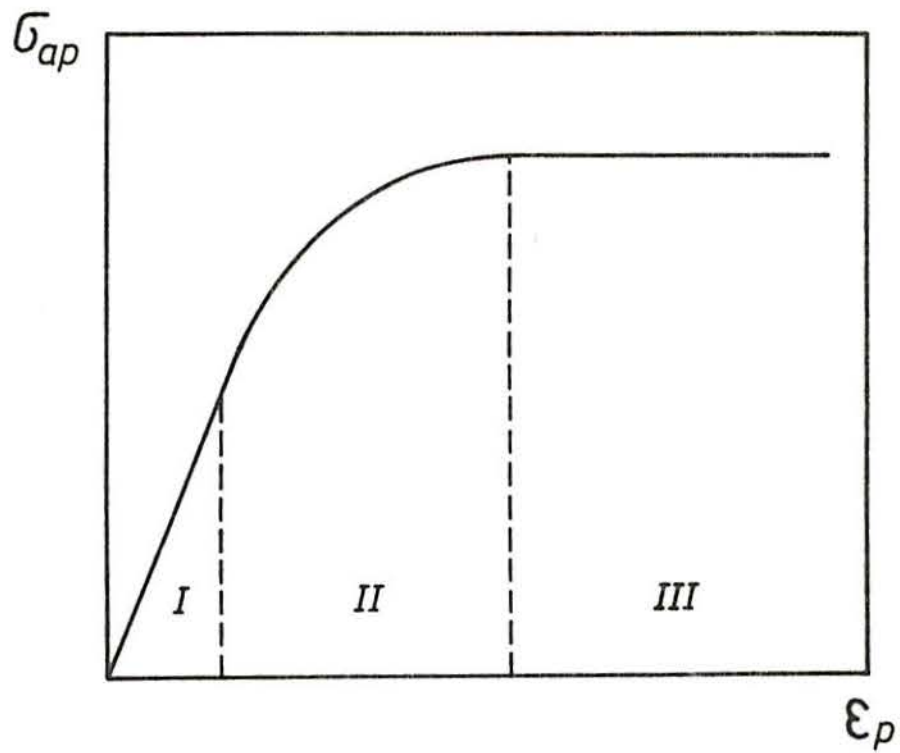


Fig. 5 - Representação esquemática de σ_{ap} em função da pré-deformação sofrida.

A forma da curva $\sigma_{ap} \times \epsilon_p$ foi determinada por ATKINSON e outros (5), que estabeleceram três regiões distintas (Fig. 5). Na região I, as deformações plásticas ainda pequenas, o Efeito Bauschinger aumenta rapidamente, pois o nível de concentração de tensões ainda não é suficiente para produzir relaxação plástica e ainda não atuam as discordâncias secundárias. Nessa situação, o sólido é dito de perfeita memória (SPM), pois o encruamento da matriz não é afetado pelo número de Ciclos Bauschinger realizados, apresentando mesmos valores para vários ciclos, sendo portanto reversível. Em II, as discordâncias atuam ao redor das partículas e a concentração de tensões atinge valores críticos, provocando relaxação plástica e gerando as discordâncias secundárias. A forma dessa região é uma forma parabólica e a relação

$$\sigma_{ap} = \alpha \epsilon_p^{1/2}$$

foi testada por ATKINSON e outros (5). Como σ_{ap} não poderia aumentar indefinidamente, pois algum evento competitivo, tal como cavitação, fratura ou deformação plástica das partículas de segunda fase se fará sentir, há uma região de saturação III, onde σ_{ap} não consegue mais aumentar e é mantido então constante pelo emaranhado de discordâncias secundárias geradas.

Um conceito muito importante relativo ao Efeito Bauschinger é o de deformação plástica não relaxada (ϵ_p^*). Esse conceito foi introduzido por BROWN & STOBBS (6), e é a medida da incompatibilidade plástica entre as duas fases. ϵ_p^* é a quantidade de deformação que mantém o nível das contratensões elásticas após o início da relaxação plástica. WILSON & KONNAN (35), quando utilizaram o método de Raios X para medir o nível de tensões internas, na verdade mediram ϵ_p^* que, em função de manter o nível das tensões elásticas, seria uma medida indireta dessas, representando alterações nos parâmetros de rede sensíveis aos Raios X.

A forma da curva $\epsilon_p^* \times \epsilon_p$ é semelhante a da curva $\sigma_{ap} \times \epsilon_p$ e isto foi evidenciado por ATKINSON e outros (5). Para pequenas deformações plásticas impostas, ϵ_p^* tem o mesmo valor de ϵ_p (deformação total aplicada), mas quando inicia a relaxação plástica, ϵ_p^* varia de forma parabólica com ϵ_p , até que ϵ_p^* satura devido a fatores já mencionados.

Na parte parabólica dessas curvas, BROWN & STOBBS (6) propõem:

$$\epsilon_p^* = \left(\frac{8 \epsilon_p b}{\pi r} \right)^{1/2},$$

e ATKINSON e outros (5) sugerem:

$$\sigma_c = \frac{1}{2} \sigma_{ap} = 2 \beta G_M G' f \epsilon_p^*,$$

onde β é um fator tipo que pode ser deduzido da teoria de ESHELBY e segundo UKO (33), $\beta = \frac{1}{2}$ para esferas e $\beta = \frac{3}{4}$ para discos, e

$$G' = \frac{G_p}{G_p - \beta (G_p - G_M)} \approx 1,$$

para os aços em estudo.

Assim, podemos escrever:

$$\sigma_{ap} = 2 \sigma_c = 4 G_M f \left(\frac{8 \epsilon_p b}{\pi r} \right)^{1/2}, \text{ e então que}$$

$$\sigma_{ap} = 3,2 G_M f \left(\frac{b \epsilon_p}{r} \right)^{1/2} \quad (4),$$

para estruturas com esferas, e

$$\sigma_{ap} = 4,8 G_M f \left(\frac{b \epsilon_p}{r} \right)^{1/2} \quad (5),$$

para estruturas com discos.

A alta taxa de encruamento a pequenas deformações plásticas, seria muito difícil de explicar por argumentos referentes apenas à taxa inicial de produção de discordâncias móveis, tornando difícil sua avaliação. CHANG & ASARO (10) consideram a contratensão elástica como a maior contribuição à taxa de encruamento em estágios iniciais de deformação. A geração e o conseqüente desenvolvimento dessas tensões

internas são muito dependentes da maneira pela qual a microestrutura é obtida, e dos parâmetros que são usados para caracterizá-la, tais como fração volumétrica, tamanho médio, distribuição das fases e suas propriedades mecânicas. Tensões internas devido a transformações de fase se creêm sejam pequenas. Será dada maior ênfase à incompatibilidade plástica das fases. A contribuição dessas tensões para a taxa de encruamento em estágios iniciais de deformação é a mais significativa de todas, para deformações menores que 5%. Uma ampla família desses materiais pode ser representada por aços esferoidizados, contendo partículas de cementita dispersas.

Resumindo, os estágios de encruamento de um material de duas fases (limitados pelas descontinuidades de $\frac{d\sigma}{d\varepsilon}$) seriam:

- a) Sólido de perfeita memória (SPM),
- b) Relaxação plástica e escorregamento secundário,
- c) Saturação de σ_{ap} pela cavitação e ou deformação plástica da segunda fase.

3.2 - O encruamento da matriz ferrítica: Análise de σ_0 e σ_M

A capacidade de aplicação do modelo poderia ficar seriamente limitada por vários fatores. Quando é considerado o encruamento da matriz (σ_M) no conceito proposto por ASHBY (4), encontra-se a dificuldade de avaliação experimental da densidade de discordâncias. Da mesma maneira que GERBASE (18), será considerado o encruamento do ferro Armco, como sendo a maneira prática de se obter σ_M experimentalmente (Fig. 8). Essa aproximação parece ser grosseira, uma vez que é de se esperar diferenças entre o ferro Armco ensaiado e a matriz ferrítica, mas o problema pode ser contornado. Essas diferenças são quanto ao conteúdo de soluto substitucional, elementos intersticiais, e devido às possíveis diferenças em tamanho de grão.

Segundo KARLSSON & LINDEN (22) e ARMSTRONG e outros (2), a taxa de encruamento $\frac{d\sigma}{d\varepsilon}$ depende fracamente do tamanho de grão para deformações plásticas menores que 5% e praticamente não depende para maiores deformações, de maneira que é razoável supor a não dependência com o tamanho de grão (Figs. 6 e 7).

Quanto à possível influência dos elementos de liga sobre a taxa de encruamento, a Tab. 1 nos permite concluir que é muito pequena e que pode ser desprezada, pois a variação do coeficiente de encruamento "n" é muito pequena. Se nem o tamanho de grão, nem a presença de elementos de liga alteram significativamente a forma da curva de escoamento, apenas deslocando-a para níveis mais altos ou mais baixos de tensão - e tendo em vista que estamos interessados em analisar o encruamento - podemos contornar esses problemas pela consideração de σ_0 . Assim, a tensão σ_0 pode incluir efeitos do conteúdo de solução sólida, e também os relativos ao tamanho de grão da matriz ferrítica. Então, a tensão inicial de escoamento σ_0 passa a ser uma tensão de ajuste do nível da curva de encruamento, o que torna aplicável o modelo proposto, dando ênfase na análise do encruamento do material.

ELEMENTO DE LIGA	Δn POR PESO %
Cobre	- 0,06
Silício	- 0,06
Molibdênio	- 0,05
Manganês	- 0,04
Níquel	- 0,04
Cobalto	- 0,04
Cromo	- 0,02

Tab. 1 - Influência do conteúdo de elementos de liga no valor do coeficiente de encruamento n (da Ref. 18).

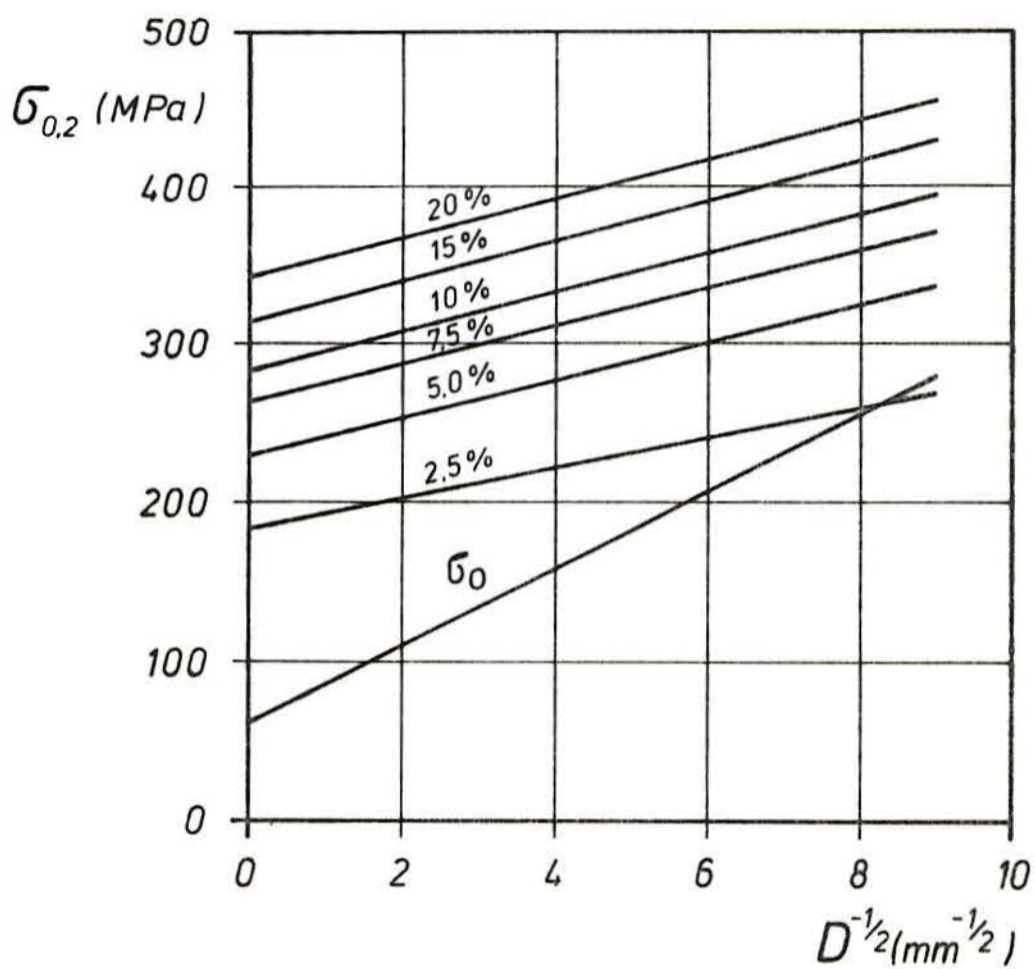


Fig. 6 - Relação entre o tamanho de grão D e a tensão de início de escoamento ($\sigma_{0.2}$), à deformação constante, para o ferro Armco, à temperatura ambiente (da ref. 2).

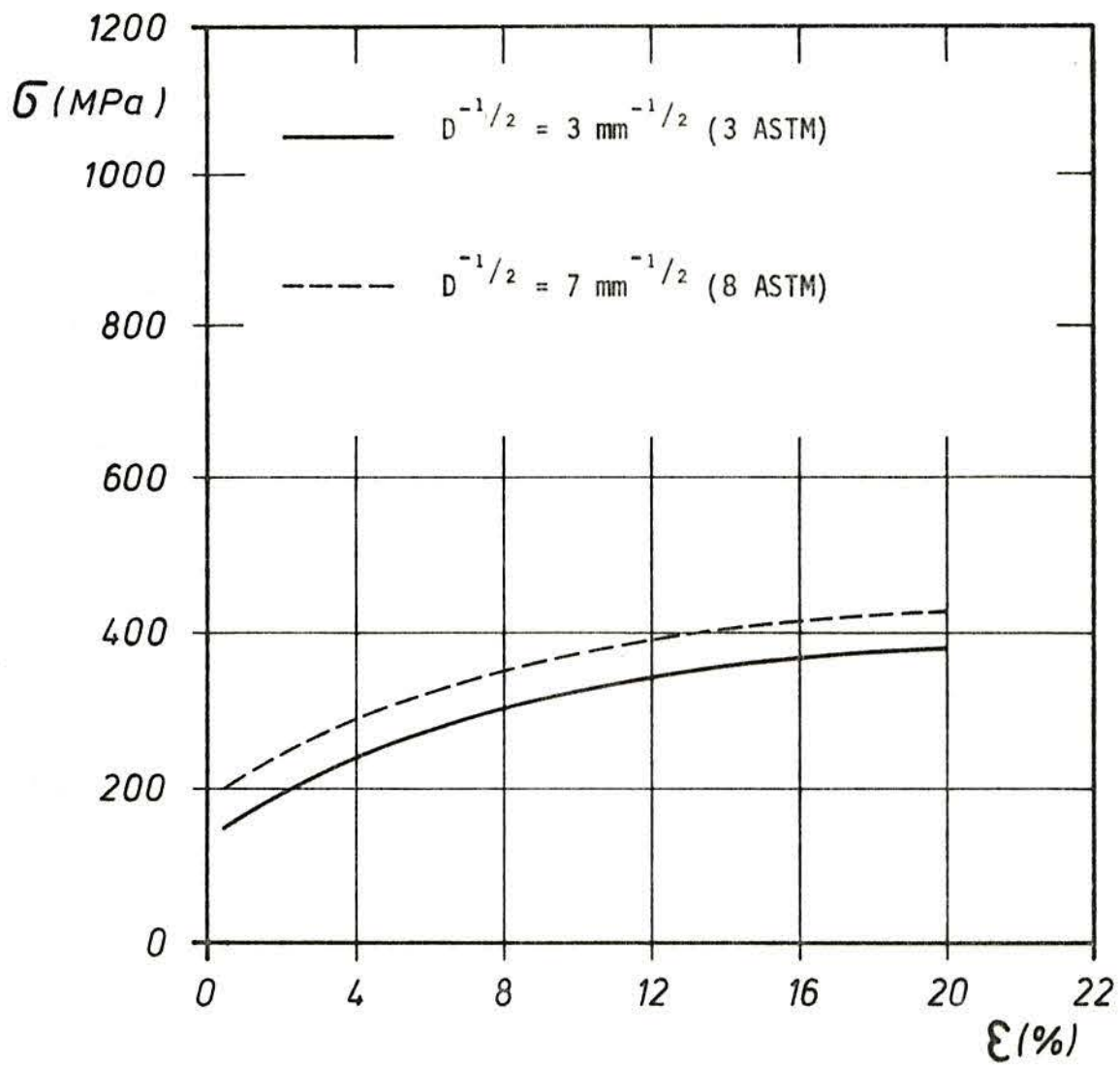


Fig. 7 - Curvas de escoamento para o ferro Armco, de diferentes tamanhos de grão, baseadas nos dados da figura 6.

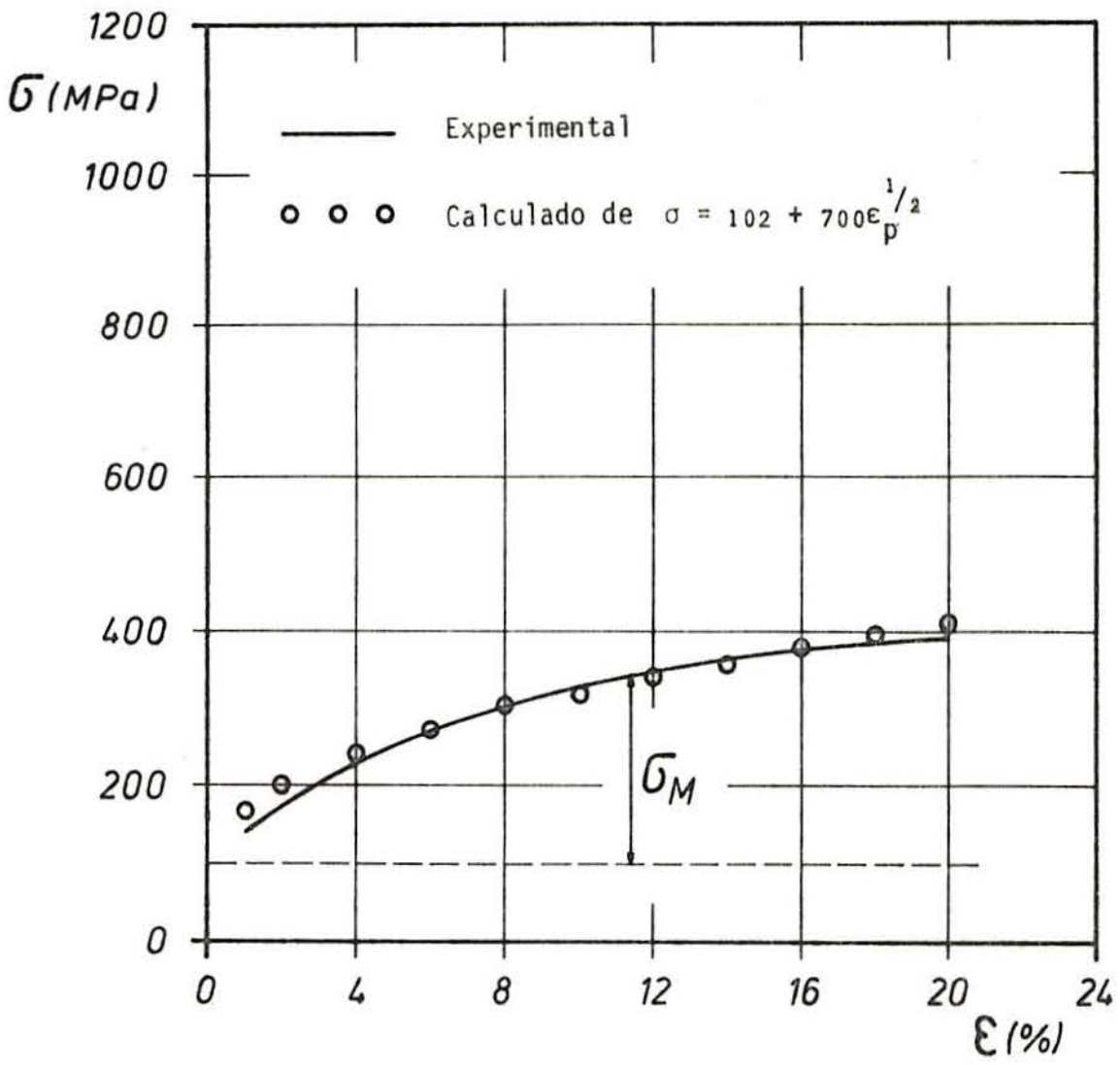


Fig. 8 - Ensaio de tração do ferro Armco (da ref. 18).

3.3 - O efeito das partículas no encruamento da matriz:

Análise de σ_p

CHANG & ASARO (10) (Apêndice 10.3) utilizaram os resultados de ESHELBY (15), (16), (17) e o conceito de ASHBY (4), no sentido da densidade de discordâncias geometricamente necessárias e, baseados no trabalho de ATKINSON e outros (5), deduziram uma expressão aplicável ao caso dos aços esferoidizados por eles estudados e que permite a avaliação da influência das partículas no encruamento da matriz:

$$\sigma_p = 1,96 G_M \left(\frac{b f \epsilon_p}{2 r} \right)^{1/2} .$$

3.4 - Generalização do modelo

Baseado no exposto e na dedução inicial do modelo

$$\sigma = \sigma_o + \sigma_c + (\sigma_M^2 + \sigma_p^2)^{1/2} , \text{ podemos escrever, substituindo as respectivas parcelas}$$

$$\sigma = \sigma_o + \alpha_1 G_M f \epsilon_p^* + \left[(700 \epsilon_p^{1/2})^2 + \alpha_2^2 G_M^2 \frac{b f \epsilon_p}{2 r} \right]^{1/2} \quad (5)$$

onde

$$\epsilon_p^* = \left(\frac{8 \epsilon_p b}{\pi r} \right)^{1/2} \quad (6)$$

e tem características já estudadas.

α_1 e α_2 são constantes que foram calculadas por CHANG & ASARO (10):

$$\alpha_1 = \frac{7 - 5\nu}{5(1 - \nu)} , \text{ sendo } \nu \text{ o coeficiente de Poisson.}$$

$$\alpha_2 = 1,96$$

A expressão para $\sigma_M = 700 \epsilon_p^{1/2}$ (Fig. 8) surgiu da necessidade prática de se interpolar a curva tensão x deformação para o ferro Armco, de maneira a se calcular σ_M . A curva de encruamento (Fig. 8) da referência (18) pode ser interpolada como $\sigma = 102 + 700 \epsilon_p^{1/2}$ (em MPa).

4 - PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

4.1 - A escolha do material

Foram estudados aços de baixo (SAE 1008), médio (SAE 1045) e alto carbono (SAE 1095), para que se obtivessem diferentes frações volumétricas de esferoidita. Não era objetivo inicial a análise de microestruturas parcialmente esferoidizadas, o que nos levou a utilizar, em alguns casos, aços de mesma classificação SAE, mas diferentes composições químicas.

AÇO	MICROESTRUTURA	C	Si	Mn	P	S	DESIGNAÇÃO SAE
A	Parcialmente esferoidizado	0,10	0,15	0,45	0,010	0,039	1008
B	Parcialmente esferoidizado	0,44	0,23	0,82	0,023	0,028	1045
C	Completamente esferoidizado	1,00	0,30	0,50	0,014	0,020	1095
D	Completamente esferoidizado	0,07	0,20	0,56	0,017	0,007	1008
E	Completamente esferoidizado	0,50	0,25	0,78	0,012	0,029	1045

Tab. 2 - Aços estudados e sua composição química em peso %.

A escolha de aços carbono se justifica por serem facilmente transformáveis em aços de dupla fase ferrita-esferoidita, obtendo-se assim um material de matriz dútil, com partículas indeformáveis, dispersas, convenientes ao estudo proposto, sendo portanto um bom material-modelo e servindo de protótipo a uma série de materiais de dupla fase.

4.2 - Preparação dos corpos de prova

A matéria prima para os corpos de prova foi obtida na forma de barras trefiladas de seção circular, de 19 mm de diâmetro, cortadas em pedaços de 125 mm de comprimento, para serem tratadas termicamente.

As microestruturas parcialmente esferoidizadas foram obtidas por recozimento longo (≈ 50 h a $700 \pm 20^\circ\text{C}$), a partir da estrutura perlitica inicial. O material completamente esferoidizado foi obtido por austenitização a $950 \pm 20^\circ\text{C}$, durante 2 h e têmpera em água, sofrendo a seguir recozimento a $650 \pm 20^\circ\text{C}$, durante 15 h. Os tratamentos térmicos foram realizados em forno elétrico de resistência, e não houve maior preocupação com a descarbonetação, visto ser o volume útil do corpo de prova de dimensões bem menores que as do cilindro inicial e localizado no centro deste.

Os corpos de prova de cada material (em número de 20) foram tratados termicamente todos ao mesmo tempo, a fim de se obter as mesmas condições para cada um deles e, conseqüentemente, uma mesma microestrutura.

O dimensionamento dos corpos de prova (Fig. 9) foi feito com base nas condições da máquina de ensaios (sistema de fixação, afastamento entre as placas e força máxima desenvolvida) e nas condições geométricas para não haver flambagem, pois seriam submetidos a ensaios tração-compressão.

Pré ensaios foram realizados, e os corpos de prova ensaiados postos em torno mecânico, entre pontas, tiveram sua condição de não flambagem testada através de um relógio comparador. Através deste procedimento, se pôde ter certeza da adequação do dimensionamento.

A forma final dos corpos de prova foi obtida por usinagem cuidadosa em torno mecânico, sendo dado acabamento através de lixa fina. Para a usinagem, foram construídas duas buchas de bronze, fixas no barramento e usinadas no próprio local de trabalho, que serviram de apoio, para minimizar o efeito indesejável da flexão proveniente do esforço de corte e da montagem entre pontas.

Os corpos de prova foram marcados um a um segundo seu material e numerados (Ex.: C10, refere-se ao material C corpo de prova 10), sendo controlados dimensionalmente em microscópio de ferramentaria (menor divisão 0,001 mm), tendo as dimensões (diâmetro e comprimento) do volume deformável anotadas. Por ocasião dos ensaios, as tensões e deformações foram calculadas com base nestas anotações.

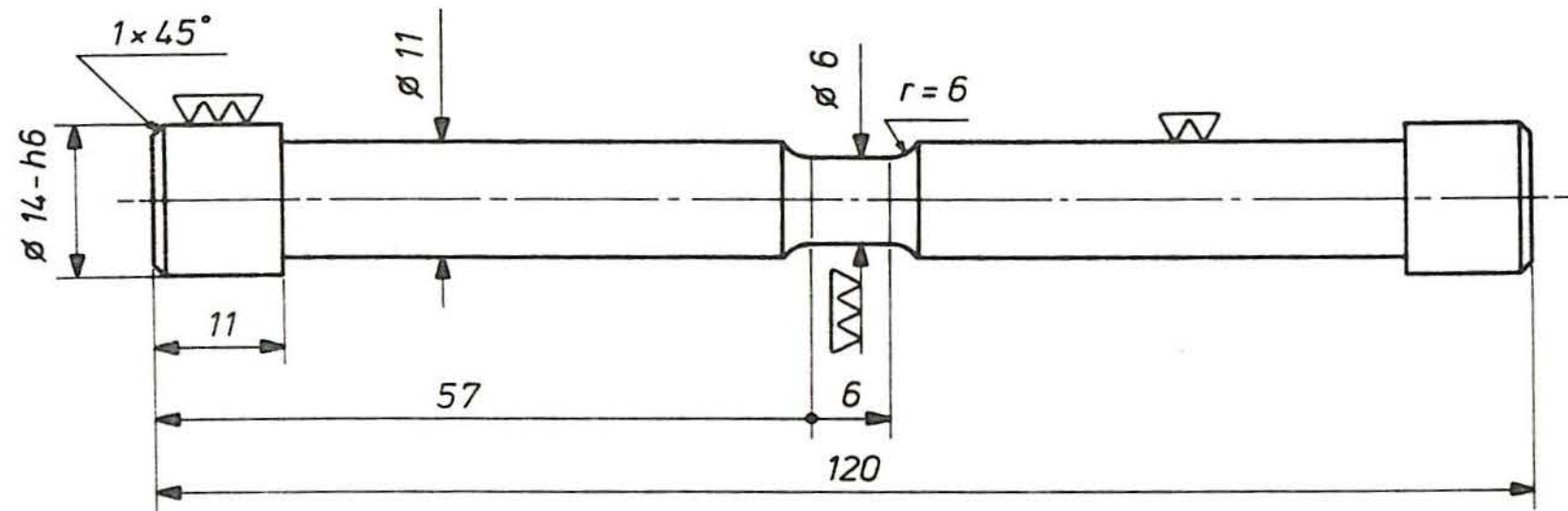


Fig. 9 - Corpo de prova utilizado (Esc. 1,5:1).

4.3 - Análise estrutural e metalografia quantitativa

A análise da microestrutura dos materiais obtidos foi feita através de metalografia convencional (polimento mecânico com lixas 220, 320, 400, 600 até pasta de diamante de $0,3\ \mu\text{m}$ de granulometria e ataque químico de nital (5 a 10s) e ou picral (20 a 30s) e fotografadas em microscópio eletrônico de varredura (MEV) em aumento conveniente (para avaliação do tamanho e espaçamento médio das partículas), combinado com a ampliação fotográfica. O uso do microscópio eletrônico de varredura (MEV) para esses estudos foi preferível à microscopia ótica, pela sua maior profundidade de campo e melhor resolução, associada a maiores aumentos. Os dados referentes ao tamanho médio foram tratados estatisticamente (Tab. 3) e medidos em seções aleatoriamente escolhidas, preferentemente do centro dos cilindros originais, podendo ser consideradas representativas.

AÇO	n	d (μm)	S (μm)	λ (μm)
A	70	0,65	0,42	4,4
B	225	0,55	0,27	1,8
C	284	0,55	0,26	1,3
D	70	0,41	0,15	2,9
E	250	0,33	0,15	1,1

Tab. 3 - Tamanho das partículas

n = nº de partículas analisadas

d = tamanho médio das partículas

S = desvio padrão amostral de d

λ = distância média entre partículas (de centro a centro)

Quando uma partícula se desviava da forma esférica, foi adotada a média entre a maior e menor dimensão, como sendo seu tamanho.

A determinação da fração volumétrica de partículas de segunda fase foi feita por metalografia quantitativa, utilizando-se uma grade de espaçamento aleatório, com 9 x 9 pontos. O método de metalografia quantitativa não era crítico, visto ser a estrutura esferoidizada de fácil avaliação. Além disso, como se tratava de aço carbono, facilmente pôde-se testar os resultados, comparando-os com os dados obtidos pelo diagrama de equilíbrio ferro-carbono (Tab. 4).

AÇO	n	f (%)	S (%)	f _e (%)
A	10	1,7	1,0	1,5
B	10	7,3	1,7	6,6
C	10	13,8	1,7	15,0
D	10	1,6	1,0	1,0
E	10	7,7	0,9	7,5

Tab. 4 - Fração volumétrica de partículas de segunda fase

n = n^o de contagens

f = fração volumétrica

f_e = fração volumétrica do diagrama de equilíbrio

S = desvio padrão amostral de f

Quando do teste do modelo, serão utilizadas as frações volumétricas da metalografia quantitativa, por serem os dados do diagrama de equilíbrio um pouco diferentes dos reais (presença de outros elementos além de Fe e C, carbono dissolvido na matriz, etc.).

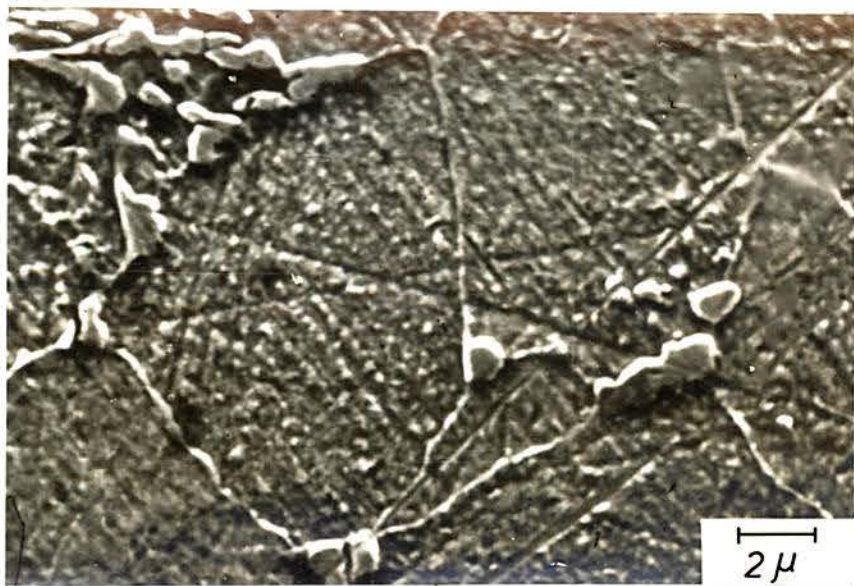
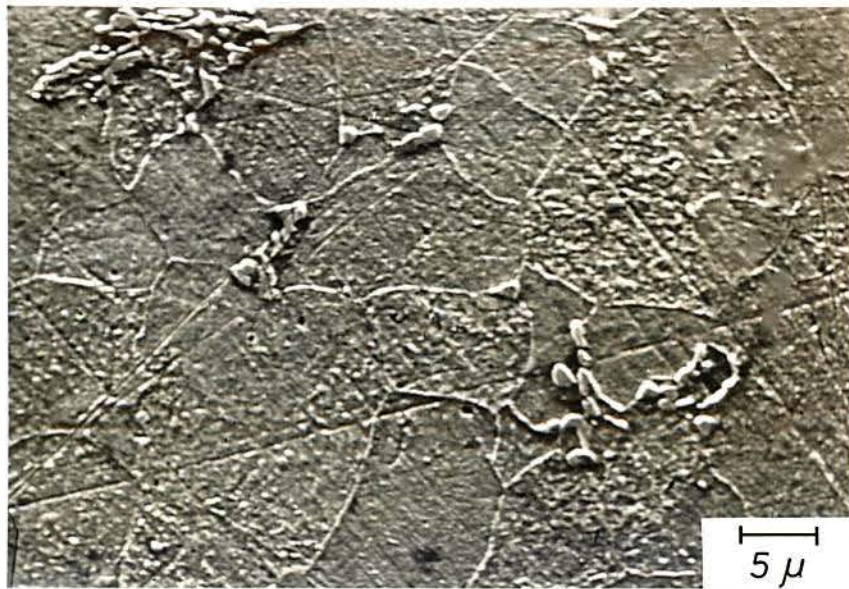


Fig. 10 - Aço parcialmente esferoidizado (SAE 1008-A). Ataque nital 3%. Fotografias em MEV.

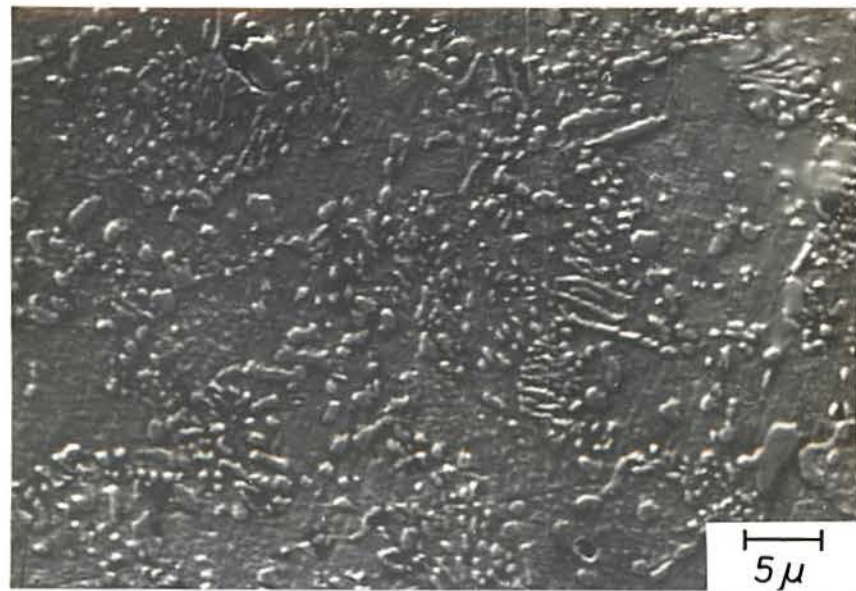


Fig. 11 - Aço parcialmente esferoidizado (SAE 1045-B). Ataque nital 3%. Fotografias em MEV.

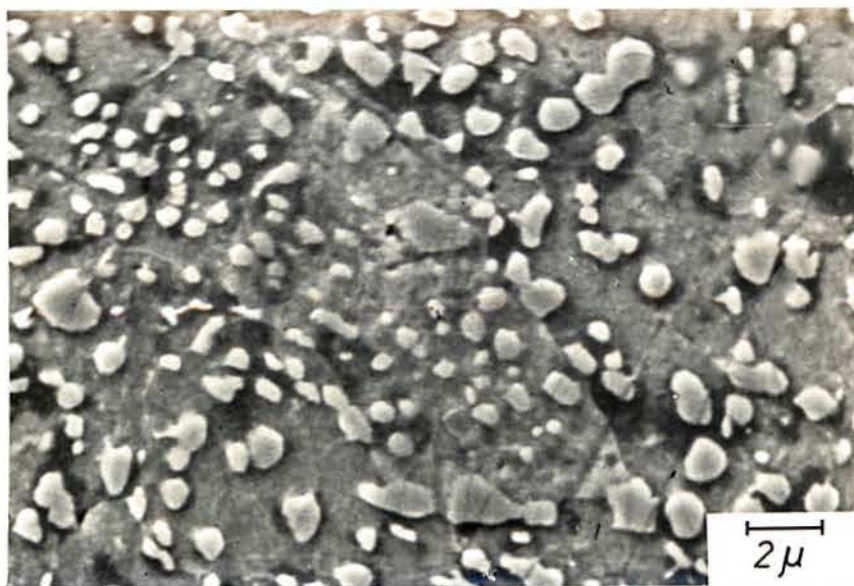
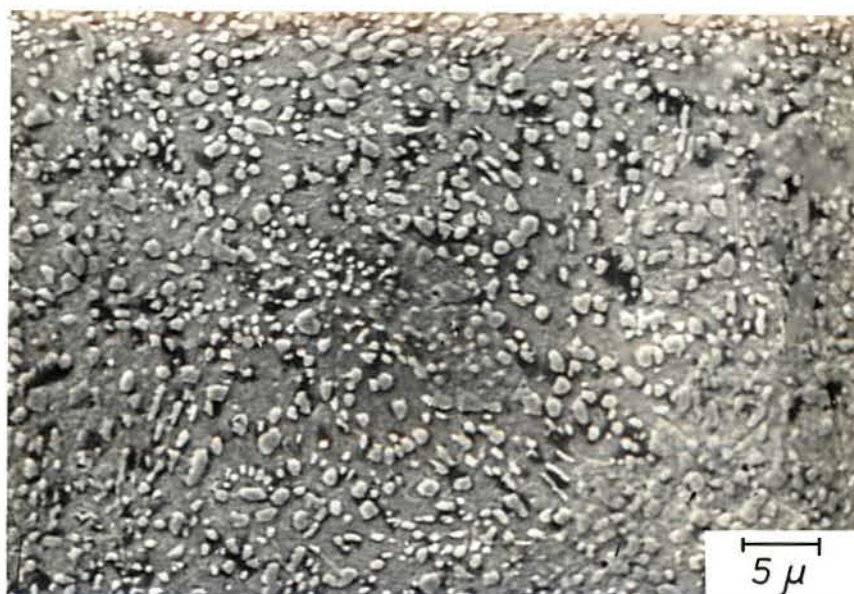


Fig. 12 - Aço esferoidizado (SAE 1095 - C).
Ataque nital 3%. Fotos em MEV.

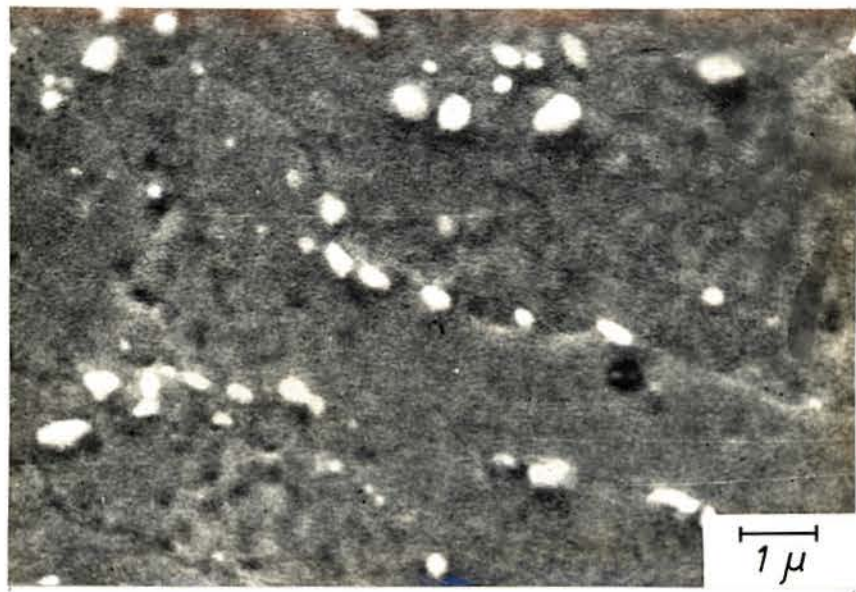
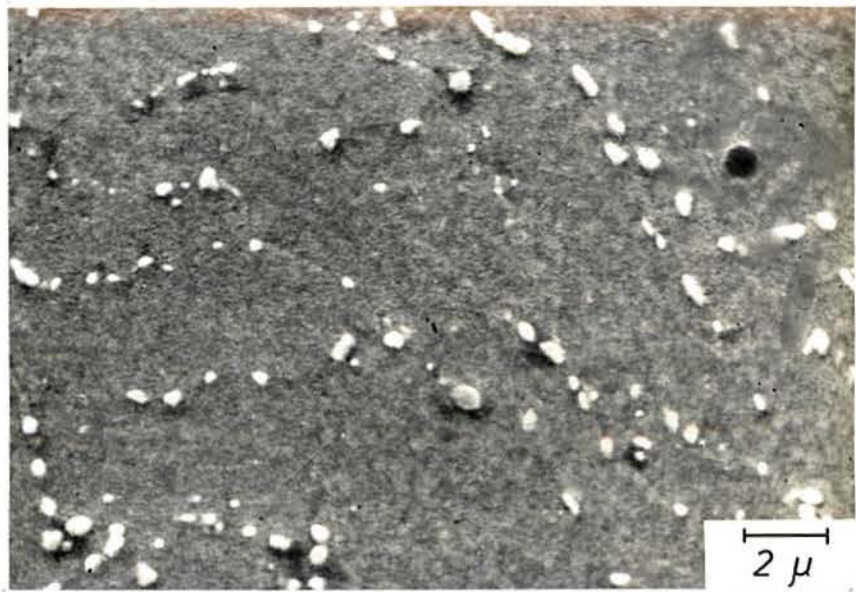
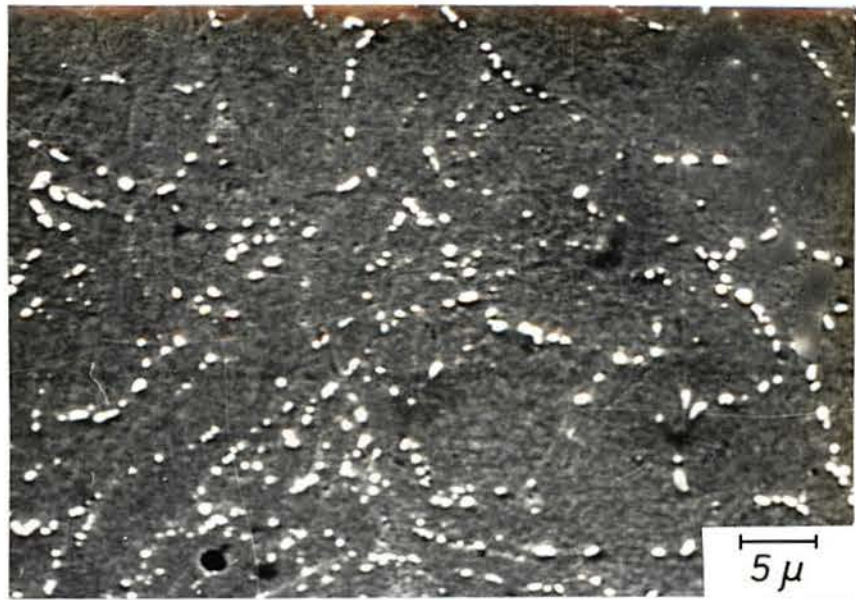


Fig. 13 - Aço esferoidizado (SAE 1008-D).
Ataque picral 3%. Fotos em MEV.

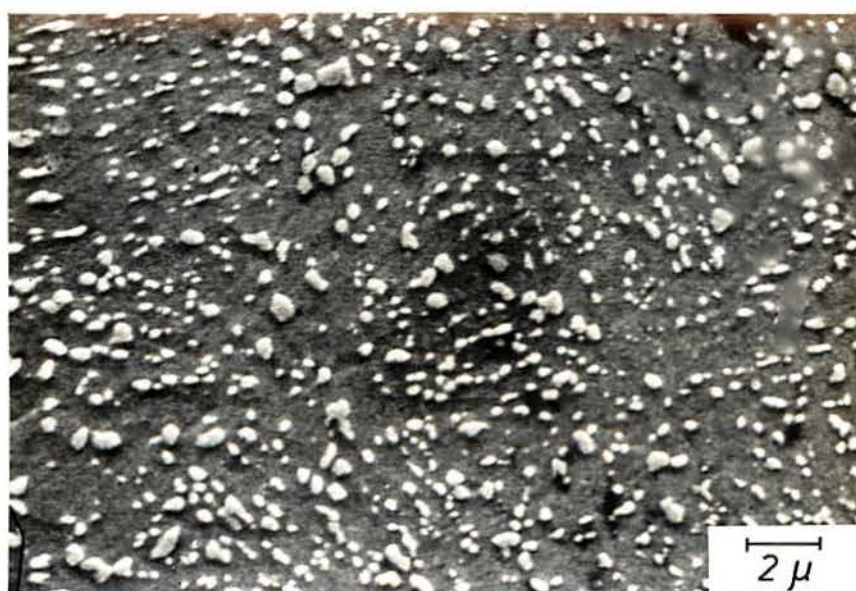


Fig. 14 - Aço esferoidizado (SAE 1045-E).
Ataque picral 3%. Fotos em MEV.

4.4 - O sistema de ensaios

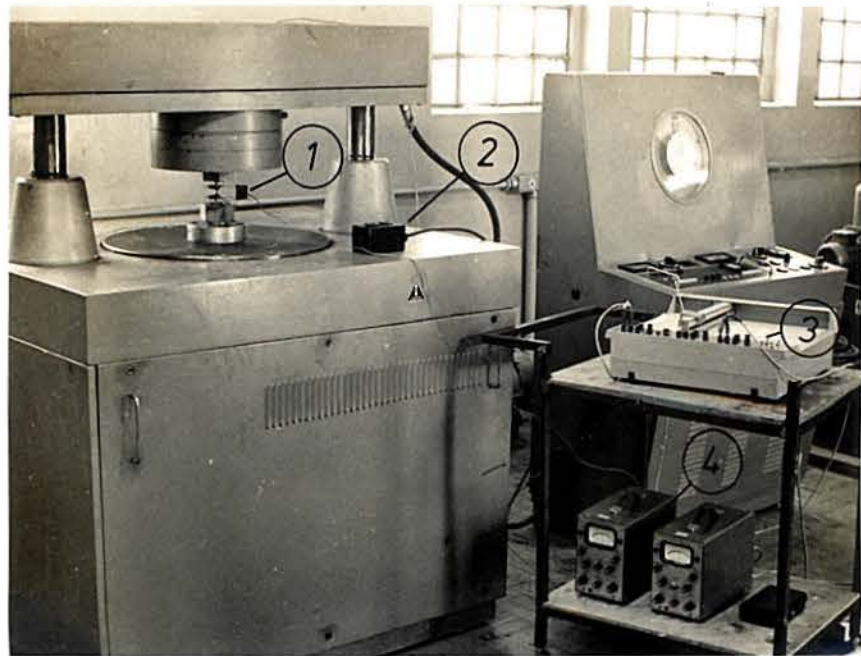
Nos ensaios tração-compressão, foi utilizada uma máquina universal de teste, VEB WERKSTOFFPRUFMASCHINEN LEIPZIG, modelo RPU 6, com 3 toneladas de força máxima para a tração ou compressão, de acionamento mecânico, com velocidade mínima de afastamento entre as placas de 1,8 mm/min. A centragem e fixação do corpo de prova foi feita utilizando-se o dispositivo próprio da máquina (Fig. 16).

Uma modificação no sistema de medição de força se fez necessário, uma vez que o sistema indutivo original não tinha precisão suficiente. Assim, colou-se extensômetros elétricos de resistência na membrana onde estava o sistema indutivo, obtendo-se uma célula de carga. Para medida de deformação, utilizou-se também um extensômetro elétrico de resistência do tipo "Clip Gauge". Ambos sistemas de medição (força e deformação) foram ligados a pontes amplificadoras marca HBM, modelo KWS/T-5 (frequência portadora 5 KHz, desvio da linearidade 1,5% máx., imprecisão no instrumento do painel 2% máx.). O sinal de saída das pontes amplificadoras foi ligado a um registrador tipo XY, marca HP, modelo 7046 A, de maneira a se obter diretamente o registro da curva força x variação de comprimento (Apêndice 10.1).

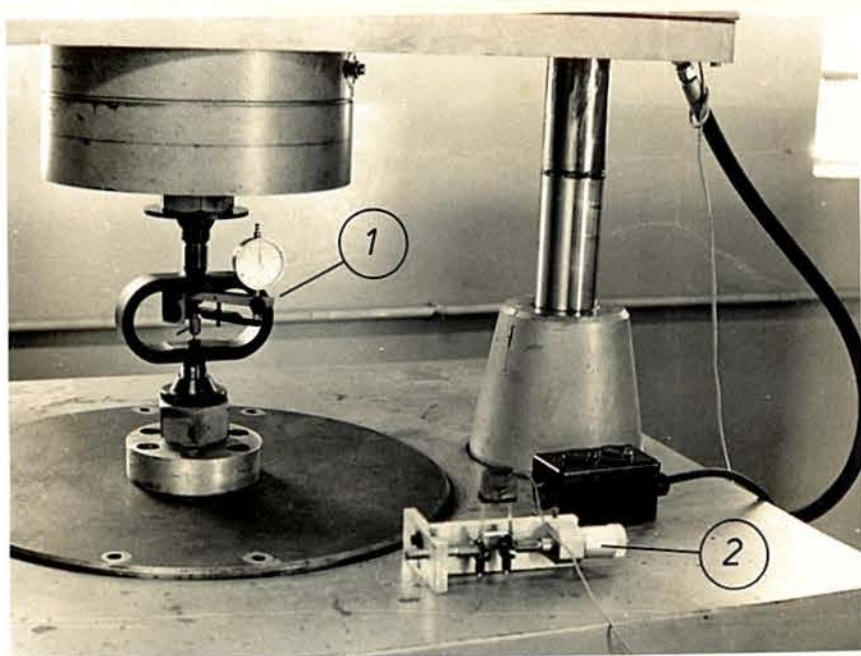
Uma calibração de força e deformação foi feita sempre, antes de uma bateria de ensaios, para se testar a linearidade de ambos e controlar variações de escala. Calibrações de força foram realizadas por meio de anel dinamométrico padrão, de 4 toneladas, calibrado pelo fabricante, com imprecisão de 0,2% máx. (todo o conjunto), colocado diretamente entre as placas (Fig. 15). Este procedimento foi feito tanto para tração, como para compressão, o que comprovou o funcionamento idêntico da célula de carga nas duas situações.

As variações de comprimento (Δl) foram calibradas por meio de fixação do extensômetro em parafuso micrométrico, com menor divisão de 0,1 mm (Fig. 15).

O registro obtido ($F \times \Delta l$) foi transformado numa tabela (por pontos) e a partir desses pontos, em calculadora programável, se construiu as curvas tensão x deformação verdadeira. Este procedimento foi seguido para cada ensaio realizado.



(A)



(B)

Fig. 15 - (A) Realização de um ensaio
(B) Calibrações

(A) LEGENDA

- (1) Montagem do corpo de prova
- (2) Comando
- (3) Registrador
- (4) Pontes

(B) LEGENDA

- (1) Calibração de força
- (2) Calibração de Δl

5 - RESULTADOS

5.1 - Medida experimental do Efeito Bauschinger

As figuras 17, 18, 19, 20, 21 mostram os resultados das medições de σ_{ap} (parâmetro utilizado para medir a intensidade do Efeito Bauschinger) em função da pré deformação plástica ϵ_p , sofrida em tracionamento, respectivamente para os aços A, B, C, D e E estudados.

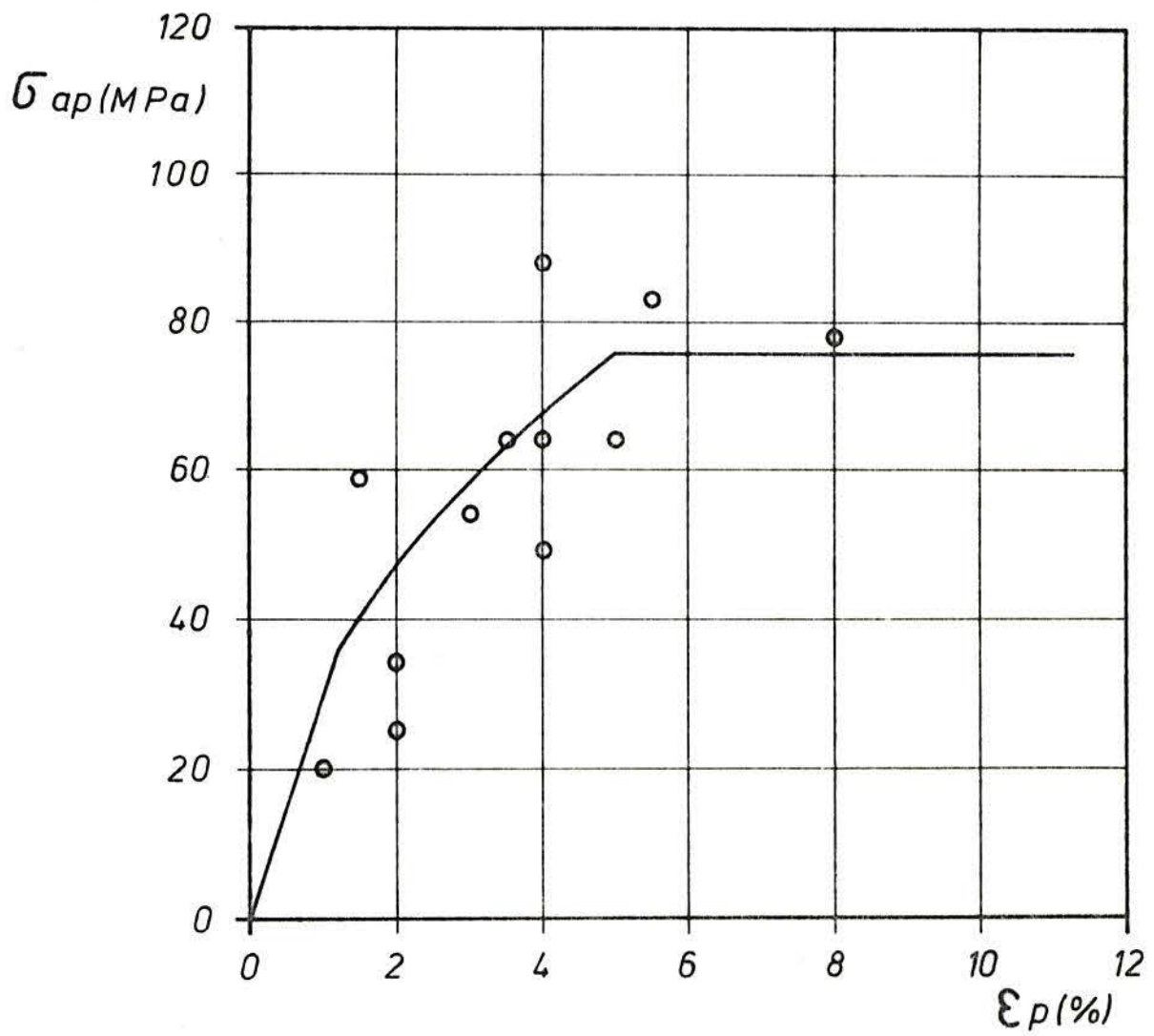


Fig. 17 - Curva experimental $\sigma_{ap} \times \epsilon_p$
para o aço SAE 1008 - A.

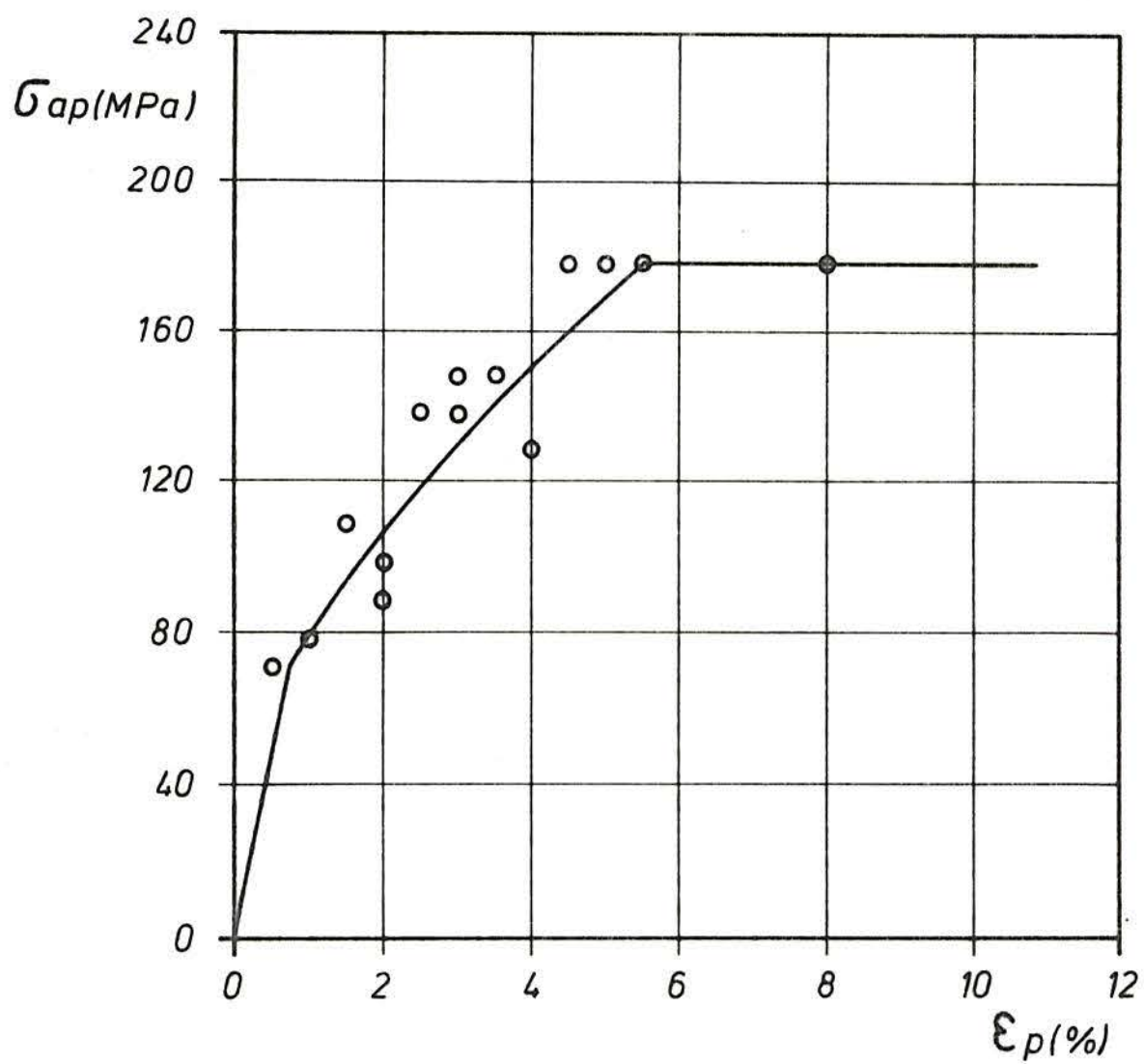


Fig. 18 - Curva experimental $\sigma_{ap} \times \epsilon_p$
para o aço SAE 1045 - B.

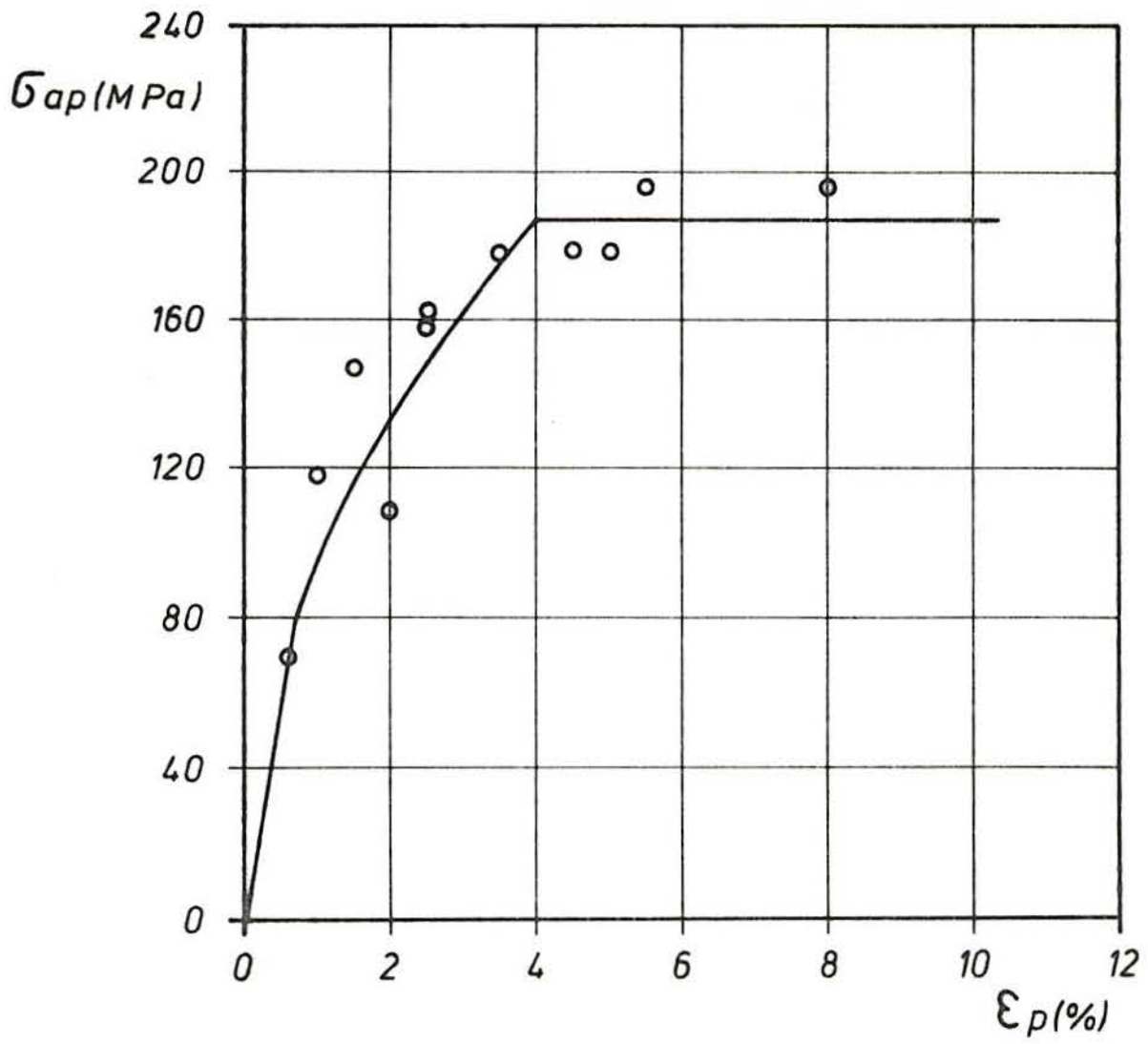


Fig. 19 - Curva experimental $\sigma_{ap} \times \epsilon_p$
para o aço SAE 1095 - C.

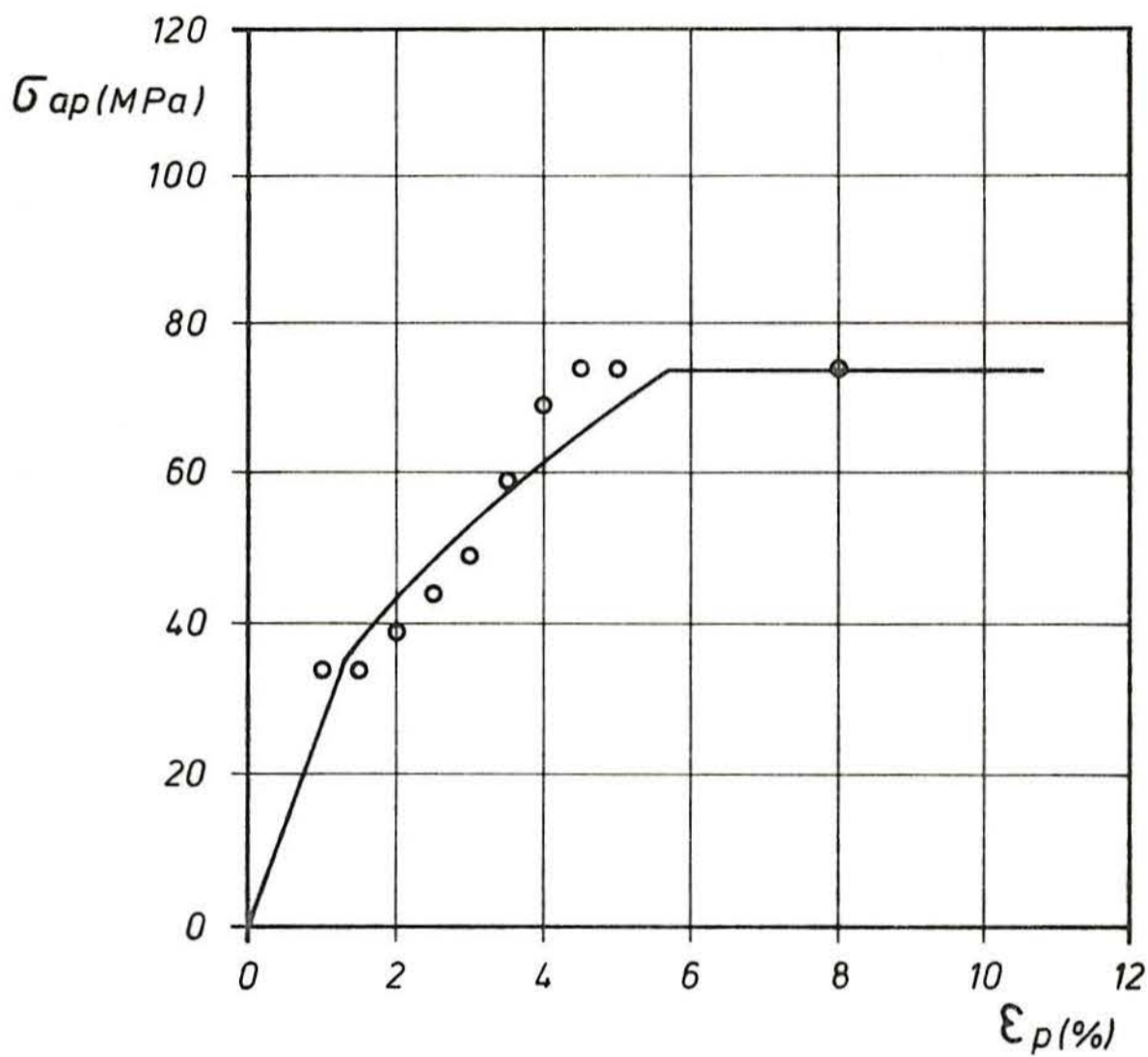


Fig. 20 - Curva experimental $\sigma_{ap} \times \epsilon_p$
para o aço SAE 1008 - D.

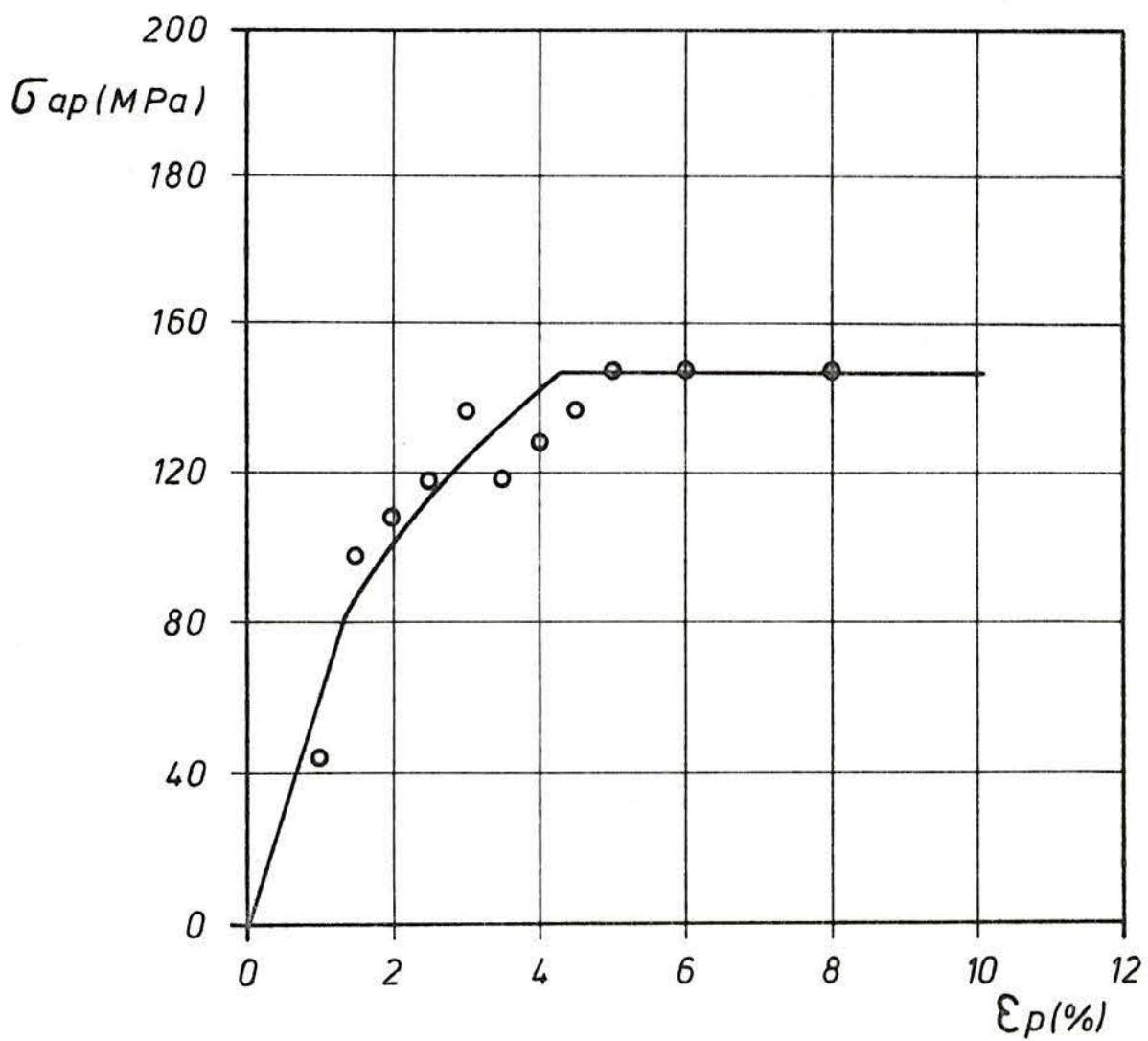


Fig. 21 - Curva experimental $\sigma_{ap} \times \epsilon_p$
para o aço SAE 1045 - E.

5.2 - O teste de tração e o modelo proposto

Uma comparação entre os resultados experimentais dos ensaios de tração para os materiais estudados e a aplicação do modelo proposto (Eq. 5) está graficamente representado nas figuras 22, 23, 24, 25, 26. No apêndice 10.3 estão as tabelas de cálculo das diversas parcelas σ_o , σ_c , σ_M e σ_p , para cada material ensaiado, bem como o cálculo de σ .

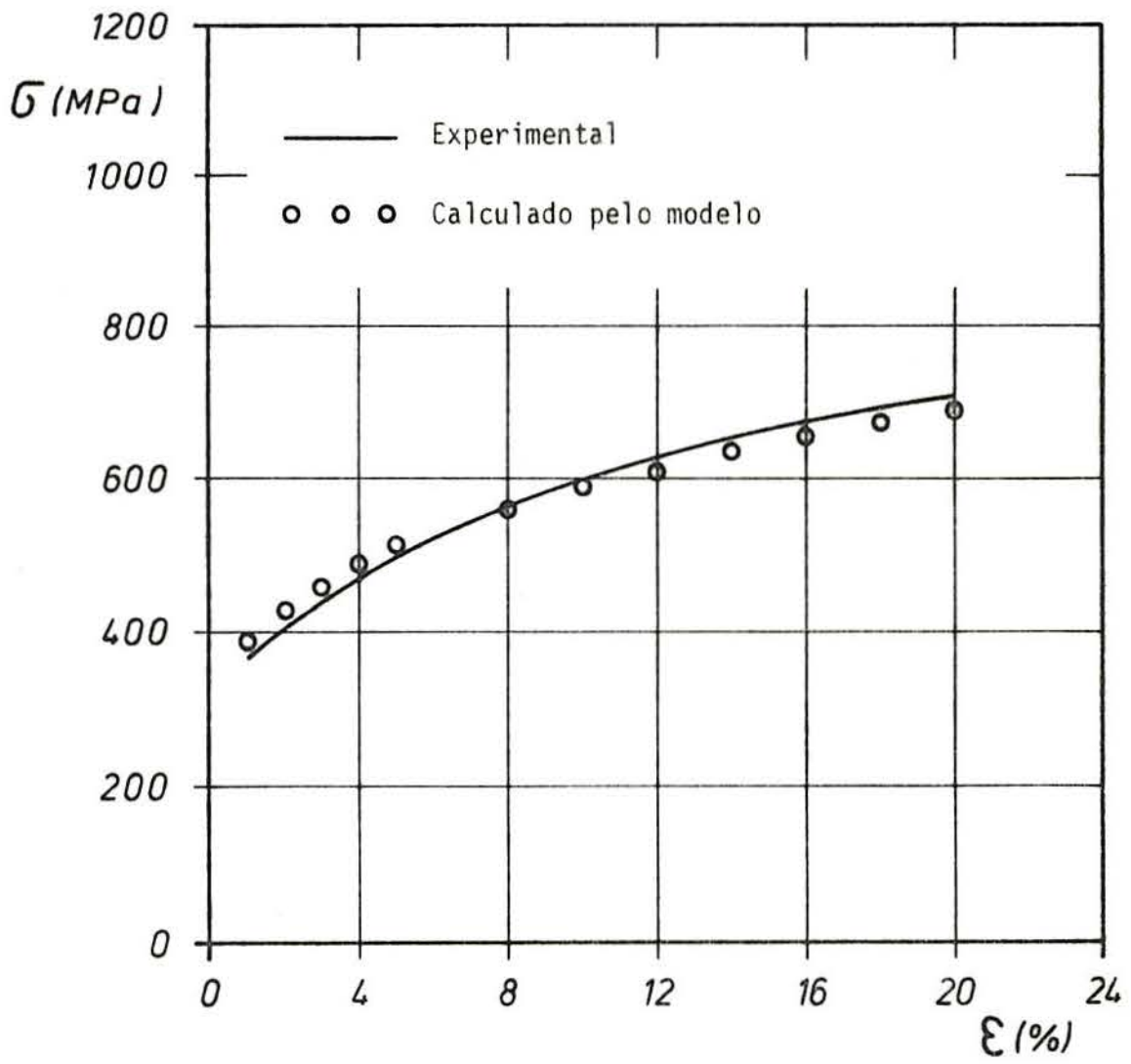


Fig. 22 - Curva de escoamento para o aço SAE 1008 - A.

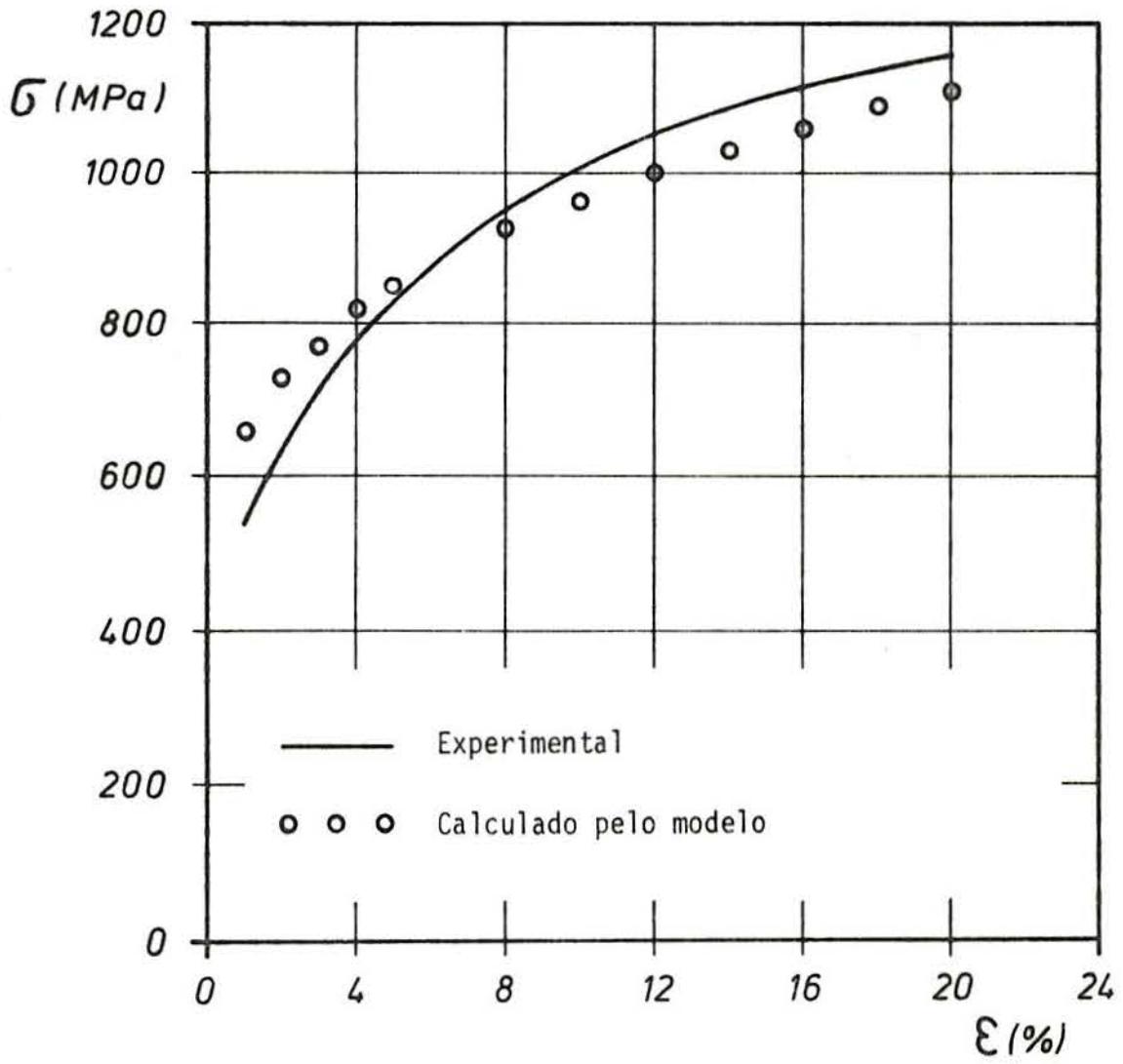


Fig. 23 - Curva de escoamento para o aço SAE 1045 - B.

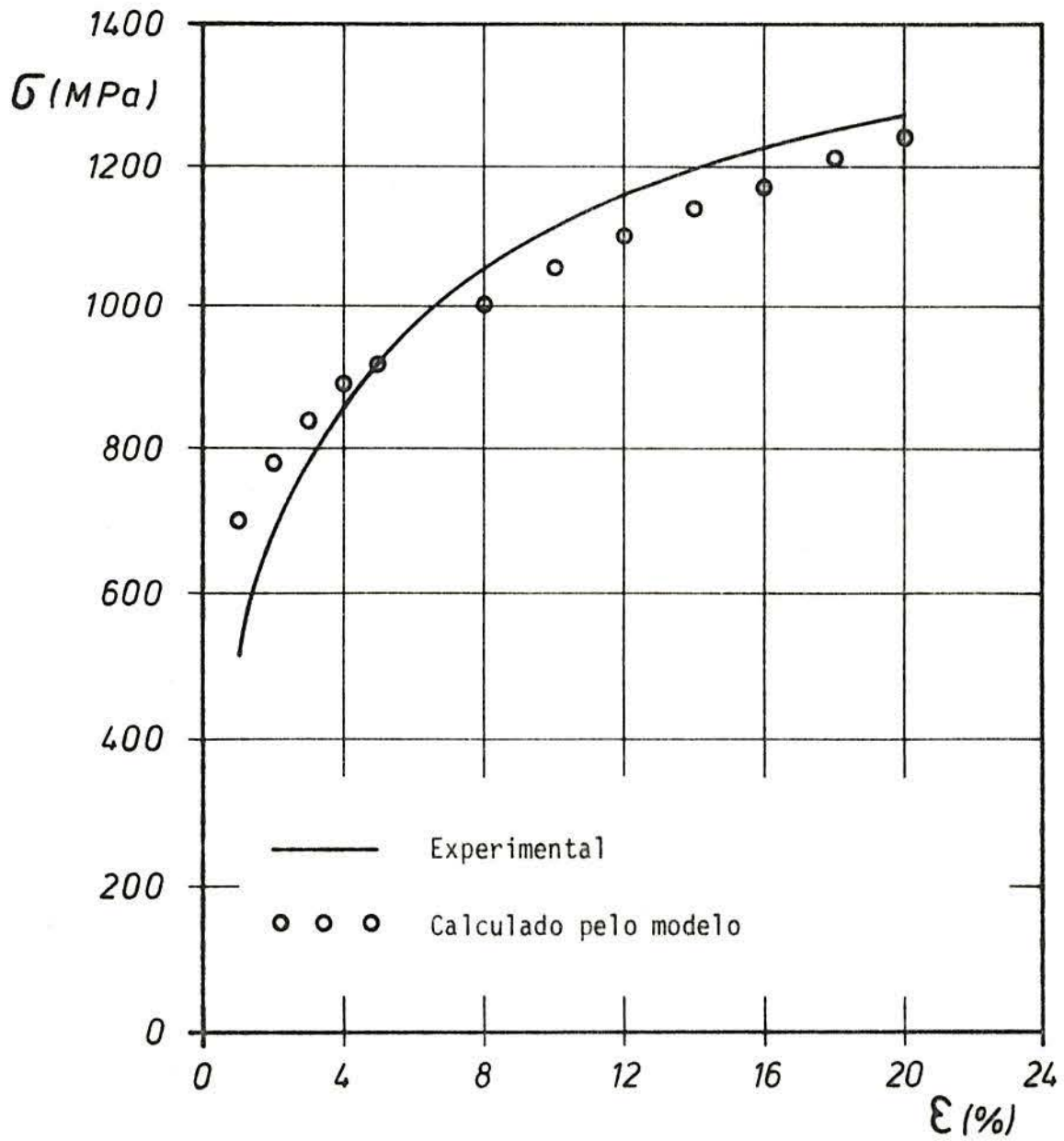


Fig. 24 - Curva de escoamento para o aço SAE 1095 - C.

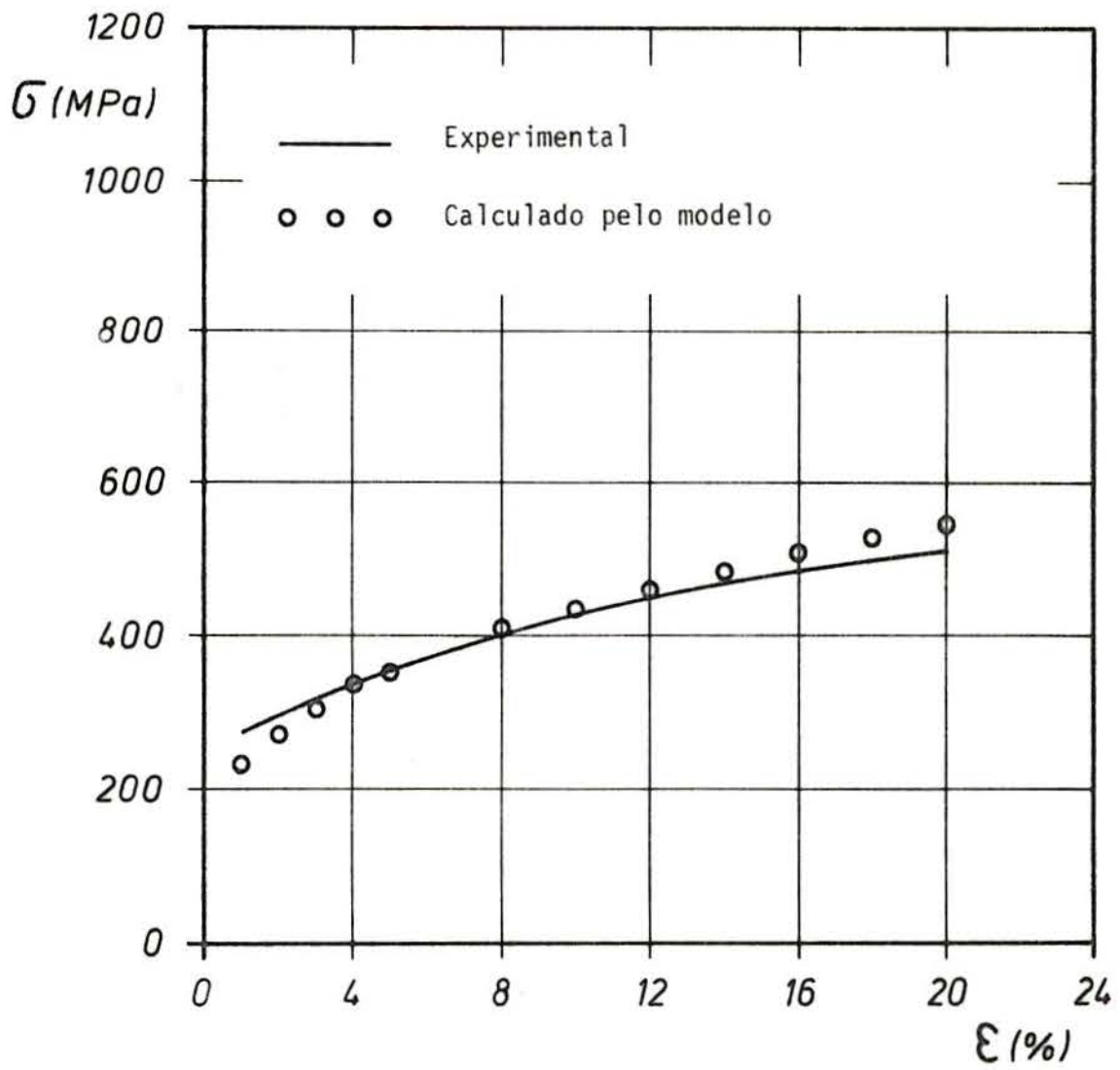


Fig. 25 - Curva de escoamento para o aço SAE 1008 - D.

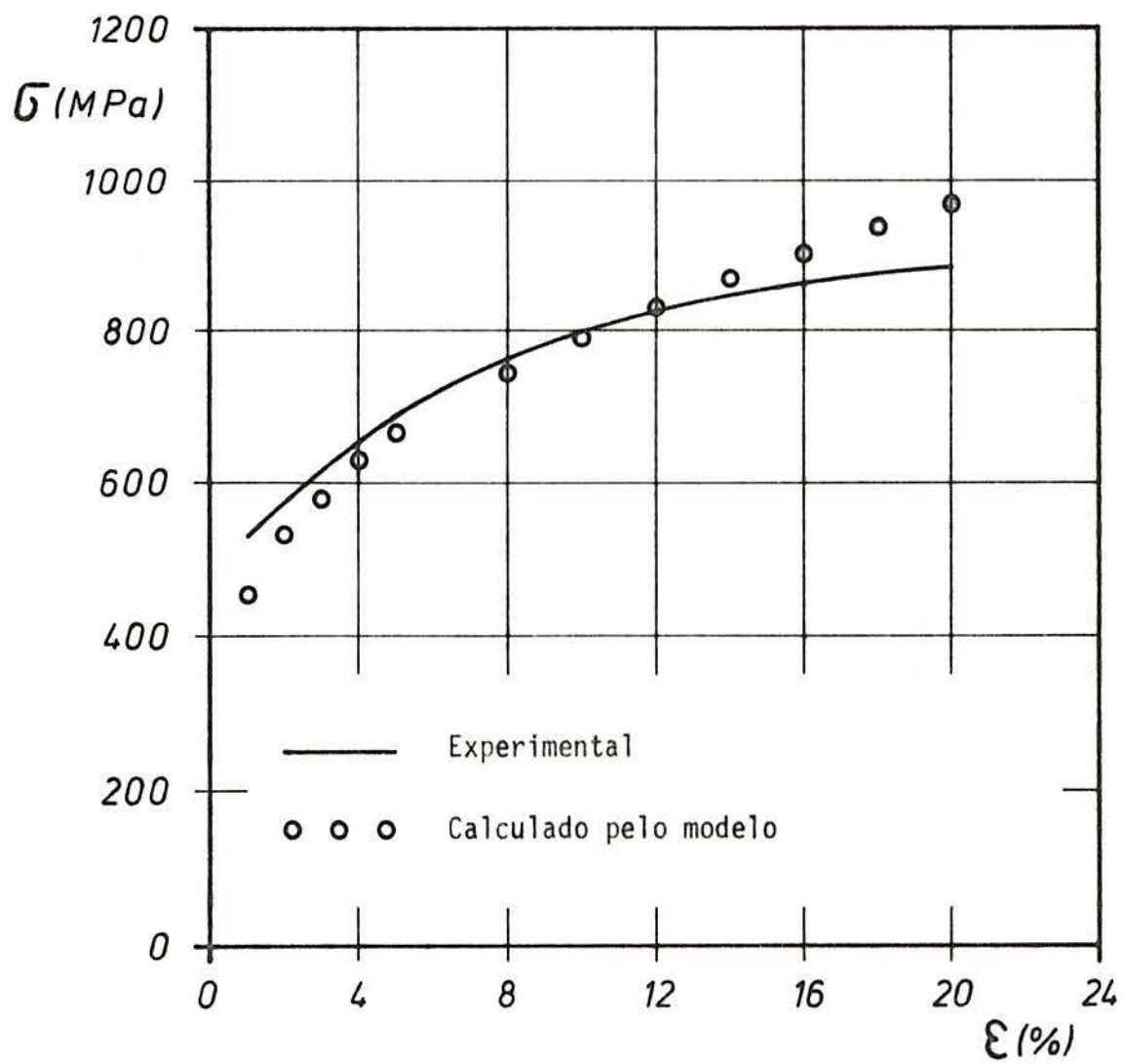


Fig. 26 - Curva de escoamento para o aço SAE 1045 - E.

6 - DISCUSSÃO

Para a avaliação de σ_M , utilizamos dados da literatura (18) referentes ao teste de tração do ferro Armco. Da interpolação dessa curva de escoamento pela expressão

$$\sigma = \sigma_0 + \kappa \varepsilon^n,$$

obtivemos os seguintes valores:

$$\sigma = 102 + 700 \varepsilon^{1/2}, \quad \text{em MPa} \quad (\text{Fig. 8})$$

e, então, supondo $\varepsilon_p \approx \varepsilon$, porque as deformações elásticas são pequenas comparadas com as deformações plásticas, e também porque a forma da curva de encruamento não é afetada pelo tamanho de grão (apenas σ_0 o é), pudemos utilizar a expressão

$$\sigma_M = \kappa \varepsilon_p^n = 700 \varepsilon_p^{1/2},$$

onde $\kappa = 700$ é uma constante para matrizes ferríticas (livre de intersticiais) e que representa, de maneira global, o obstáculo ao movimento das discordâncias primárias e depende, basicamente, de sua densidade. Dessa forma, a expressão utilizada para σ_M torna-se uma expressão generalizada.

Na zona parabólica das curvas $\sigma_{ap} \times \varepsilon_p$ foi forçada uma dependência do tipo

$$\sigma_{ap} = \alpha \varepsilon_p^{1/2}$$

para a traçagem dos gráficos entre os pontos experimentais, amparada em dados da literatura (ASHBY (4), BROWN & STOBBS (8) e ATKINSON e outros

(5)), justificada em termos de densidade de discordâncias secundárias e confirmada com pouca discrepância, utilizando-se uma interpolação potencial pelo método dos mínimos quadrados.

As diferenças entre a tensão de escoamento experimental e a calculada pelo modelo são devidas a vários fatores:

a) para deformações plásticas menores que 2,5%, a influência do tamanho de grão no encruamento é sensível. Em torno de 5% é desprezível e para maiores deformações não existe a dependência (Figs. 6 e 7). Isto justifica parcialmente as diferenças relativas maiores, para pequenas deformações.

b) A influência da Banda de Lüders sobre a curva de escoamento não é ainda de todo esclarecida, influenciando sensivelmente sobre a curva experimental para deformações menores que 2,5%. Para um mesmo material, a largura da Banda de Lüders variava muito de corpo de prova para corpo de prova. Uma explicação razoável sobre isso gira em torno do início do escoamento (nucleação e propagação de linhas de distensão), que formarão a Banda de Lüders (Figs. 27 e 28). Quando um corpo de prova é tracionado, entra no regime de deformações elásticas. a uma tensão crítica σ_0 (tensão de atrito para iniciar o movimento das discordâncias), é iniciado o processo de deformação plástica. Essa tensão σ_0 , se a rigidez da máquina de ensaio for suficientemente grande, será levemente maior que a tensão relativa ao patamar de escoamento. Nesse instante, em algum lugar do corpo de prova, possivelmente em alguma descontinuidade geométrica (no final do raio de concordância, por exemplo), a tensão é levemente maior que nas outras seções do volume deformável, e inicia assim uma microdeformação plástica, numa linha a 45° (onde ocorre a máxima tensão de cisalhamento). Essa microdeformação plástica encrua e aumenta a resistência à deformação local (na descontinuidade), fazendo com que a descontinuidade "caminhe", produzindo uma propagação das linhas de distensão. Se houver multidescontinuidades, teremos vários sítios possíveis para nuclear e propagar essas microdeformações, o que explica a variação da largura do patamar de escoamento, e também porque a tensão se mantém constante durante aquela etapa de deformação. Por esta razão, podemos notar uma diferença entre σ_0 previsto pelo modelo e o experimental, pois o modelo não prevê a existência da Banda de Lüders (Tabela 5).

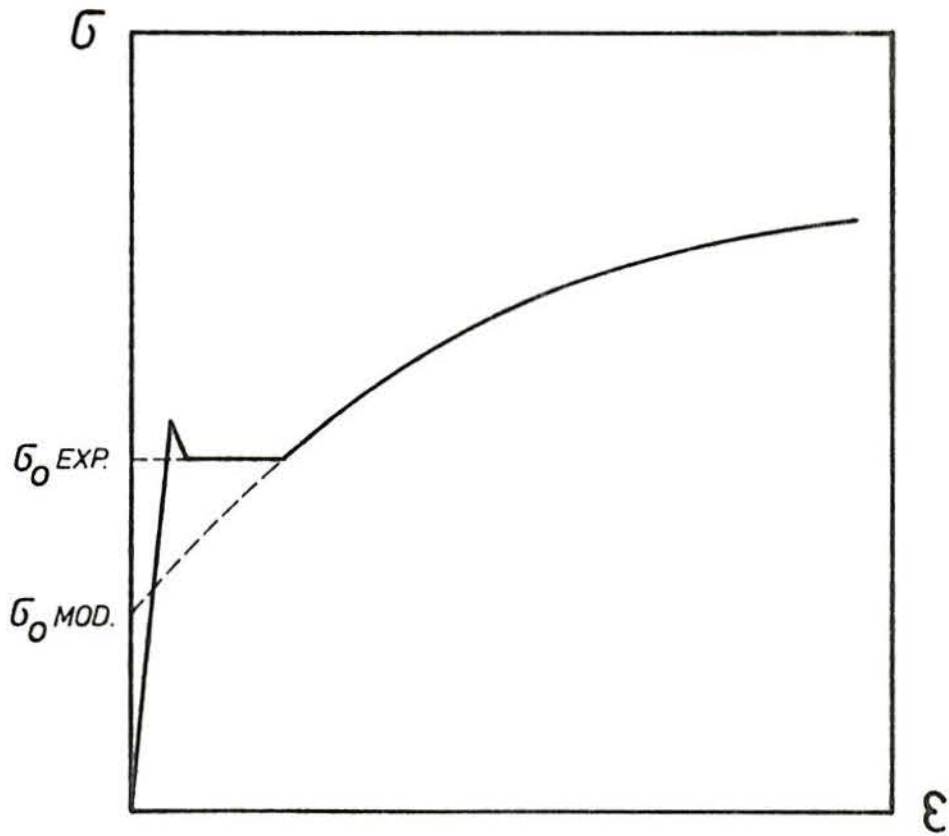


Fig. 27 - Diagrama esquemático do efeito da Banda de Lüders sobre a curva de escoamento.

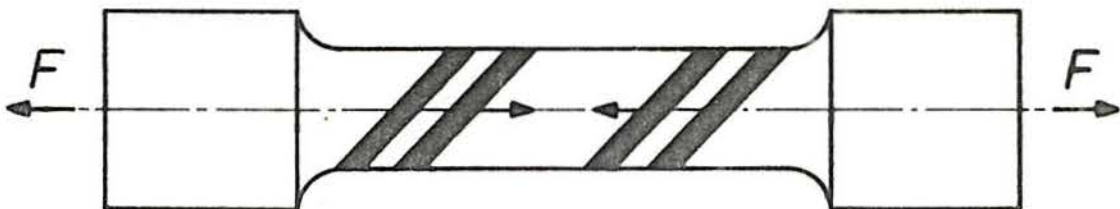


Fig. 28 - Representação esquemática da nucleação e propagação das linhas de distensão a 45° (máxima tensão de cisalhamento), que originarão a Banda de Lüders na curva $\sigma \times \epsilon$.

Material	σ_o Experimental	σ_o Modelo
A	383	295
B	530	514
C	432	513
D	294	129
E	540	282

Tab. 5 - Comparação entre a tensão de início de escoamento experimental e a prevista pelo modelo (em MPa).

c) Seria razoável se esperar diferenças entre as constantes α_1 e α_2 da equação (5) calculadas por CHANG & ASARO (10) a partir das teorias de ESHELBY (16), (17) e ASHBY (4), e os resultados experimentais. Não nos preocupamos em alterá-las, uma vez que foram determinadas para aços esferoidizados, e qualquer tentativa em arbitrar algum novo valor seria meramente especulativo. Duas hipóteses podem ser utilizadas para o refinamento do modelo. Uma delas é aceitar o valor calculado por CHANG & ASARO e, então, supor diferentes pesos na adição de σ_M e σ_P , que dependeriam da morfologia de segunda fase (esferas, agulhas ou discos). Outra, seria supor α_2 dependente do fator tipo e σ_M e σ_P com iguais pesos na adição. Matematicamente as duas situações são equivalentes.

As razões apontadas acima, somadas à dificuldade experimental de se medir o Efeito Bauschinger dentro da Banda de Lüders, justificam o maior erro relativo a pequenas deformações, para o modelo proposto.

Nos materiais em que a fração de volume de segunda fase é pequena (aços A e D), onde σ_{ap} é pequeno, o modelo se adapta perfeitamente à situação real (Figs. 22 e 25). As maiores discrepâncias passam a existir, quando a fração volumétrica de segunda fase é maior (Fig. 24 - aço C), ou então que o efeito "tipo" de segunda fase (Fig. 23 - aço B) tornem a influência de σ_P um pouco diferente no processo de encruamento.

Quanto às curvas experimentais σ_{ap} x ϵ_p , podemos comentar os seguintes aspectos:

a) Os pontos de intersecção da parte parabólica da curva σ_{ap} x ϵ_p (Fig. 5) com a zona SPM e com a zona de saturação de σ_{ap} são difíceis de se determinar experimentalmente. A deformação plástica na qual parece iniciar a relaxação plástica da matriz é em torno de 1%, ainda dentro da Banda de Lüders e sob a acentuada influência do tamanho de grão, o que não permite muita precisão em sua determinação. A saturação parece acontecer em torno de 5% de deformação plástica, e esses valores (1% e 5%) são concordantes com os dados da literatura.

b) Como σ_{ap} (e então σ_c) satura para deformações plásticas maiores que 5%, ou por fratura das partículas de segunda fase, ou por cavitação da interface partícula-matriz, é razoável se supor que o processo de fratura inicie já a essa deformação, com a nucleação de vazios que formarão os clássicos "dimples de rasgamento", característicos das fraturas dúteis (Fig. 30) com nucleação e propagação estável de trincas.

c) No caso dos aços 1045-B (parcialmente esferoidizado) e 1045-E (totalmente esferoidizado), os valores de σ_{ap} foram diferentes, devido à diferença de morfologia, sendo maior para o caso em que apareciam "agulhas" (1045-B). Essa diferença foi constatada apenas qualitativamente, uma vez que não foi possível determinar o grau de esferoidização para os aços parcialmente esferoidizados, pois ainda não existe uma técnica padrão para tal e seria muito trabalhoso por métodos de metalografia quantitativa. Não é portanto de se esperar, para aquelas microestruturas, que o Efeito Bauschinger possa ser avaliado por alguma expressão que dependa do "fator tipo". Pode-se apenas afirmar que qualitativamente foi maior.

A Tabela 6 nos permite comparar os valores experimentais de σ_{ap} com os valores calculados da Eq. 4, para os aços completamente esferoidizados.

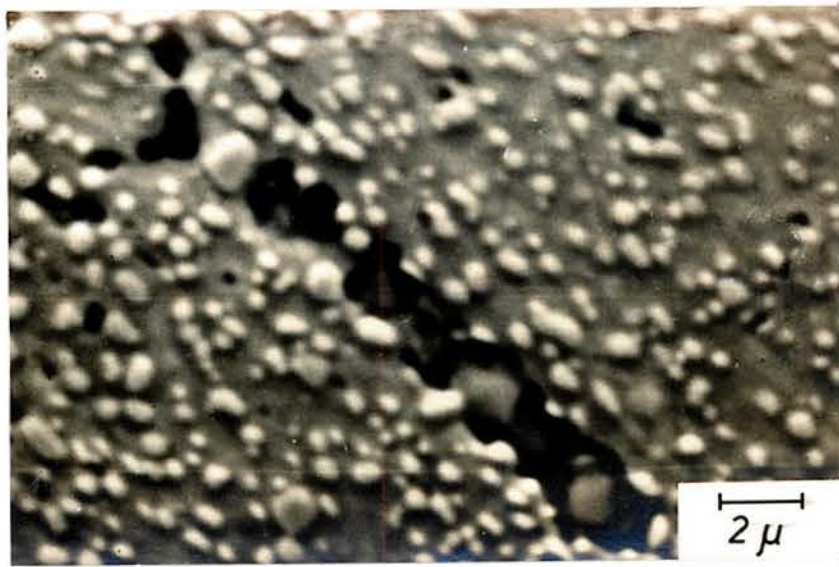
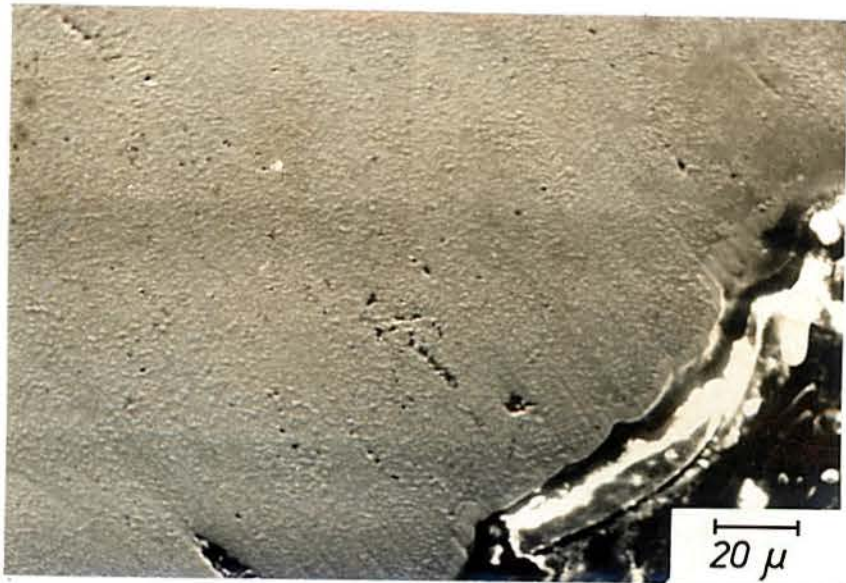


Fig. 29 - Análise da cavitação e nucleação de trincas, próximo à superfície de fratura, em corte longitudinal ao eixo do corpo de prova (SAE 1095 - C). Fotos em MEV.

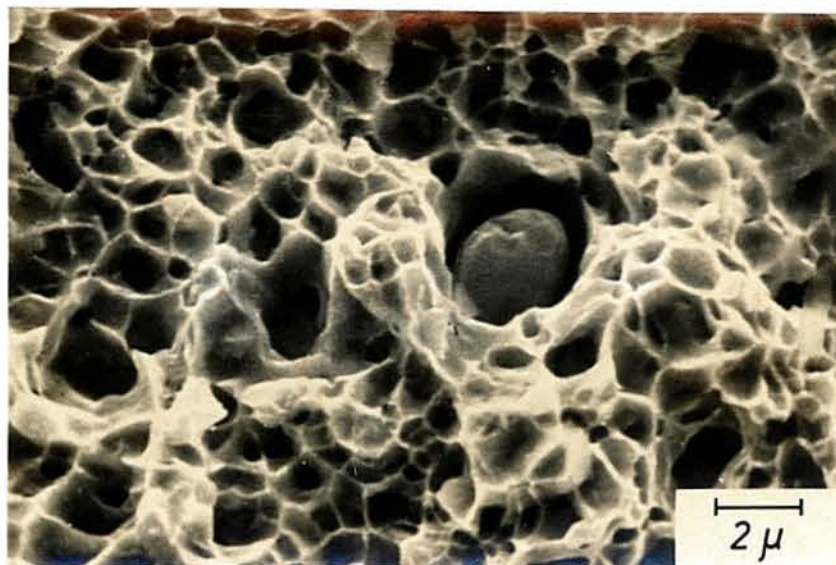
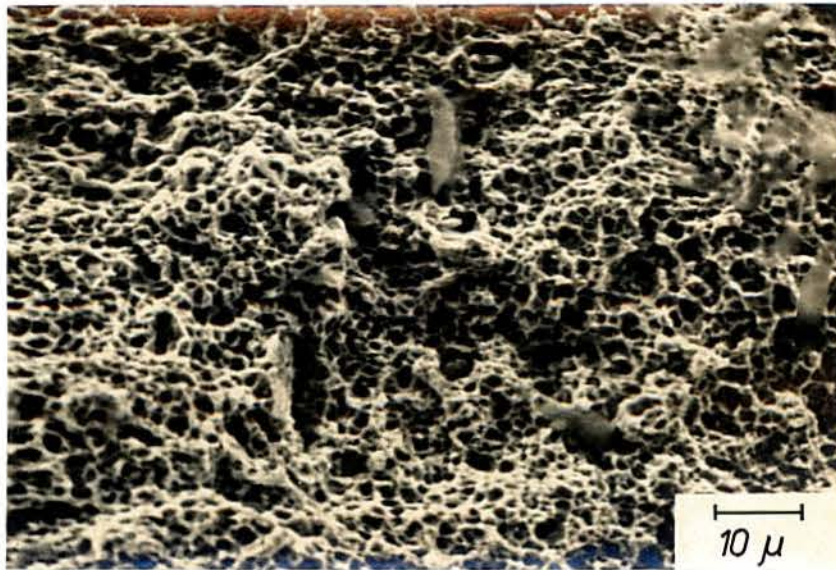


Fig. 30 - Aspecto da superfície de fratura do aço SAE 1095 - C, esferoidizado, analisado em MEV. Observa-se os "dimples de rasgamento", originados da cavitação da interface partícula-matriz.

ϵ_p	SAE 1095 - C		SAE 1008 - D		SAE 1045 - E	
	σ_{ap} EXP	σ_{ap} CALC	σ_{ap} EXP	σ_{ap} CALC	σ_{ap} EXP	σ_{ap} CALC
0,02	132	149	44	20	101	107
0,03	162	183	54	25	124	132
0,04	188	211	62	29	142	152

Tab. 6 - Comparação entre σ_{ap} experimental e o calculado da Eq. 4.

Comparando as diversas parcelas de tensão relativas ao encruamento dos aços 1045 - B e 1045 - E, podemos observar (Apêndice 10.4) que σ_c foi maior para o primeiro (estruturas com esferas + "agulhas" = maior Efeito Bauschinger) e σ_p maior para o SAE 1045 - E (menor tamanho de partícula, e então com maior número de partículas dispersas).

A taxa de encruamento, para os materiais em estudo, pode ser escrita como:

$$\frac{d\sigma}{d\epsilon_p} = \frac{d}{d\epsilon_p} \left[\sigma_o + \sigma_c + (\sigma_M^2 + \sigma_p^2)^{1/2} \right], \quad \text{ou}$$

$$\frac{d\sigma}{d\epsilon_p} = \frac{d\sigma_c}{d\epsilon_p} + \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha}{\epsilon_p} \right)^{1/2},$$

sendo

$$\alpha = 700^2 + (1,96 G_M)^2 \frac{f b}{2 r}.$$

Note-se que a parcela $d\sigma_c / d\varepsilon_p$ não é contínua e sobe até um valor máximo, quando então cai a zero sua contribuição à taxa de encruamento (saturação de σ_{ap} - Fig. 5). Neste ponto, o modelo explica a alta taxa de encruamento para pequenos estágios de deformação ($\varepsilon_p \leq 5\%$). Podemos então comparar a taxa de encruamento para os aços SAE 1045 - B e 1045 - E. Para o 1045 - B, temos:

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon_p} = \begin{cases} 9250 + 568 \varepsilon_p^{-1/2}, & \varepsilon_p \leq 0,008 \\ 948 \varepsilon_p^{-1/2}, & 0,008 < \varepsilon_p \leq 0,055 \\ 568 \varepsilon_p^{-1/2}, & \varepsilon_p > 0,05 \end{cases}$$

No caso do 1045 - E, podemos escrever:

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon_p} = \begin{cases} 6154 + 689 \varepsilon_p^{-1/2} & \varepsilon_p \leq 0,013 \\ 1048 \varepsilon_p^{-1/2}, & 0,013 < \varepsilon_p \leq 0,043 \\ 689 \varepsilon_p^{-1/2}, & \varepsilon_p > 0,043 \end{cases}$$

Uma comparação gráfica dos valores acima pode ser vista na Fig. 31.

Experimentalmente, não conseguimos verificar cavitação ou fratura das partículas para deformações pequenas. Várias poderiam ser as causas para esse insucesso, entre as quais as pequenas dimensões das cavidades e problemas de polimento (tanto mecânico como eletrolítico). De uma maneira geral, é razoável se supor as partículas indeformáveis, e a cavitação como sendo a geradora do processo de fratura (Figs. 29 e 30), hipótese que encontra amparo teórico na literatura.

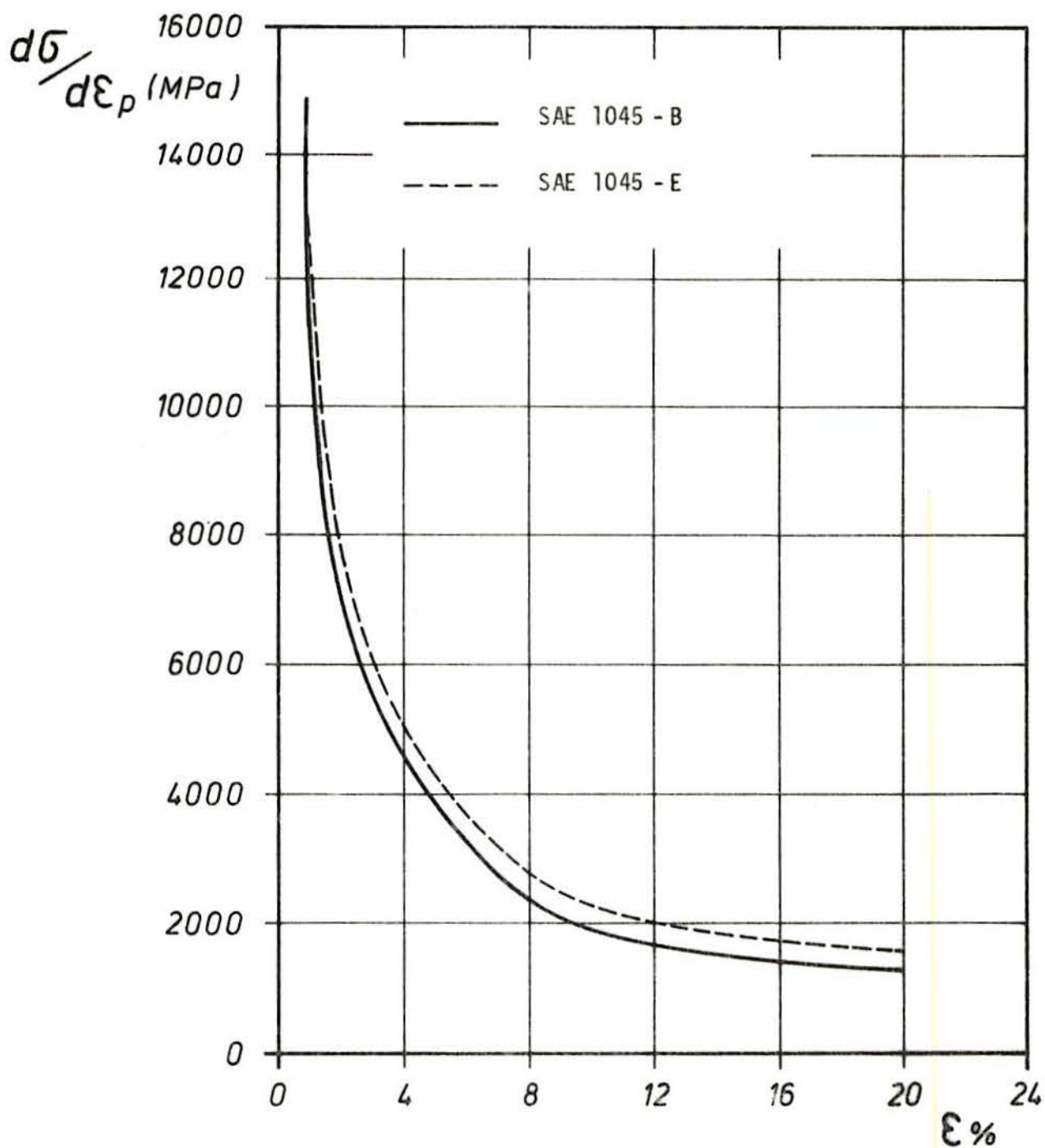


Fig. 31 - Curvas $d\sigma/d\varepsilon_p$ para os aços B e E, calculadas pelo modelo.

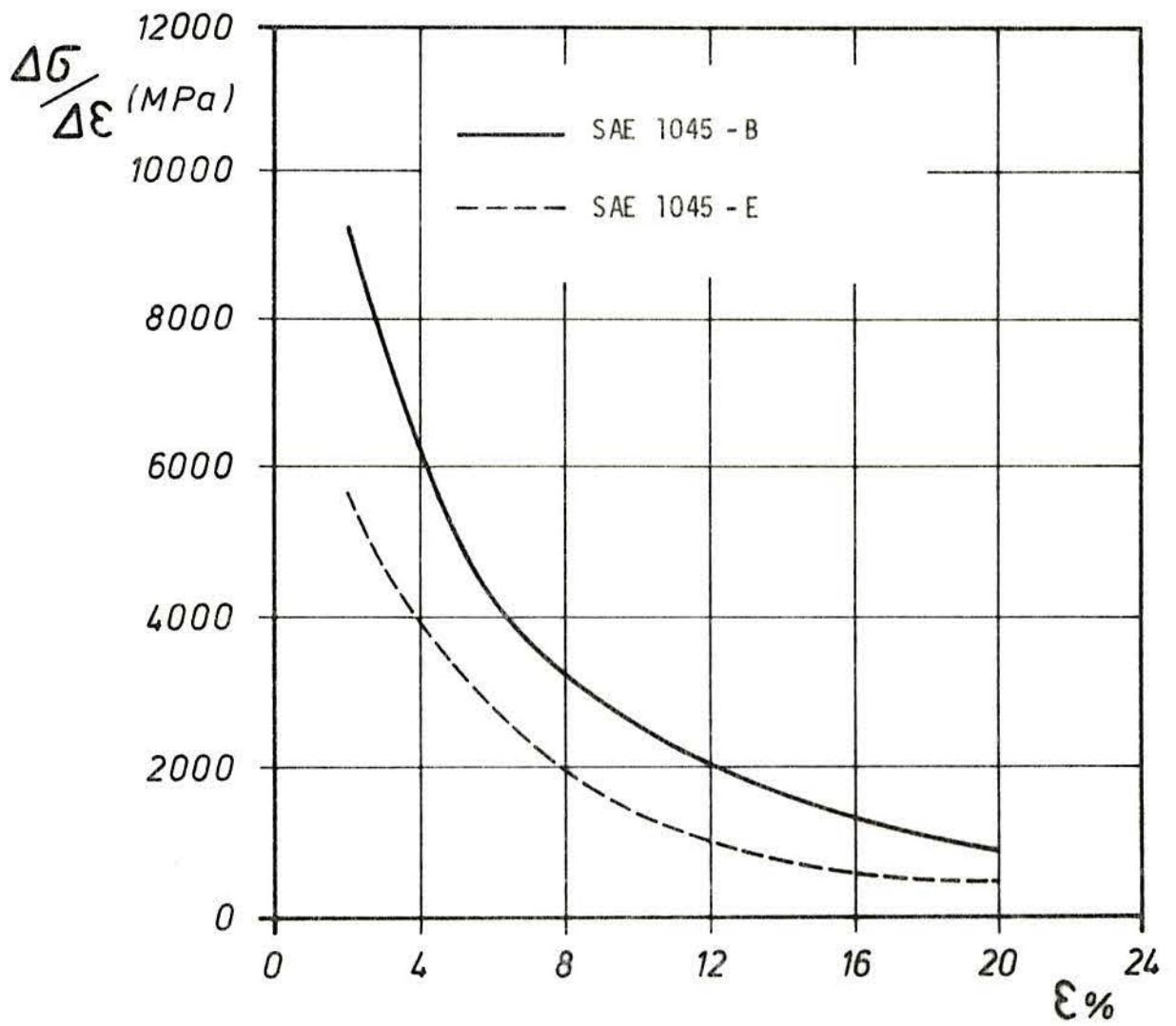


Fig. 32 - Curvas experimentais de $\Delta\sigma / \Delta\epsilon$ para os aços B e E.

Quando comparamos as curvas $d\sigma/d\epsilon_p$ da Fig. 31 (modelo) com as da Fig. 32 (experimental), podemos notar uma inversão na posição relativa entre as curvas para os aços B e E. Experimentalmente, o nível da curva para o encruamento do aço B foi maior que para o aço E, como seria de se esperar.

A inversão na aplicação do modelo poderia ser, visto ser o aço B parcialmente esferoidizado, devido a um expoente diferente de $\frac{1}{2}$ para a expressão de cálculo de σ_p , ou mesmo um coeficiente diferente de 1,96 calculado por CHANG & ASARO (10), para o caso dos aços esferoidizados, ou até mesmo na determinação do tamanho equivalente de partícula ($2r$), pois não é suficiente, em termos de relaxação plástica, calcularmos um tamanho equivalente em superfície (fator de forma).

Testamos as variações das variáveis citadas acima, no cálculo de σ_p , e constatamos que o melhor expoente parece ser mesmo $\frac{1}{2}$, e as variações em $2r$ não são significativas do ponto de vista de ajuste da curva.

O que podemos constatar é que, para pequenas deformações, a parcela $d\sigma_c/d\epsilon_p$ é com certeza o fator dominante. Para grandes deformações, possivelmente o processo de cavitação já altera o processo de encruamento na matriz. E isto não é previsto pelo modelo.

7 - CONCLUSÕES

Com base no exposto e nos resultados obtidos e no que diz respeito ao encruamento, podemos concluir que:

- a) De uma maneira geral, o modelo parece ser concordante com os resultados experimentais.
- b) O Efeito Bauschinger é maior para partículas com a forma de agulhas ou discos (Aço SAE 1045 B e SAE 1045 E; SAE 1008 A e SAE 1008 D), do que para partículas esféricas.
- c) A relaxação plástica devido à concentração de tensões inicia em torno de 1% de deformação plástica total e a saturação da contratensão elástica em torno de 5% (Figs. 17, 18, 19, 20, 21), onde parece iniciar o processo de fratura, para todos os materiais estudados.
- d) Para deformações pequenas (menores do que 2,5%), o modelo apresenta a maior discrepância do valor experimental (Banda de Llders e efeito do tamanho do grão).
- e) A calibração do Efeito Bauschinger em relação ao nível de tensões internas ($\sigma_c = \frac{1}{2} \sigma_{ap}$) realizado por WILSON & KONNAN (35), concordou com os resultados para os materiais estudados.
- f) O encruamento da matriz pura (representado pelo ferro Armco) pode ser escrito como

$$\sigma_M = \kappa \epsilon_p^{1/2}$$

onde $\kappa = 700$, sendo σ_M medido em MPa e independente do ta

manho do grão. A constante κ representa as barreiras ao movimento das discordâncias primárias, fatores tais como espaçamento médio de discordâncias e ou sua densidade.

- g) A expressão $\sigma_p = 1,96 G_M \left(\frac{fb}{2r} \epsilon_p \right)^{1/2}$ devida a CHANG & ASARO (10) está de acordo com os resultados experimentais.
- h) As curvas de escoamento para materiais que exibam o efeito de transição elástico-plástico (Banda de Lüders), para deformações menores que 2,5% parecem depender da geometria do corpo de prova.
- i) σ_o (Tab. 5) calculado pelo modelo está próximo do real extrapolado (desprezando-se a Banda de Lüders - Fig. 27).
- j) A expressão utilizada para o cálculo do Efeito Bauschinger (Eq. 4) funciona perfeitamente para frações volumétricas médias (SAE 1045) e altas (SAE 1095) de segunda fase, mas para pequenas frações volumétricas de segunda fase (SAE 1008), o erro é grande (50% menor que o experimental). Isto pode ser constatado na Tabela 6.
- l) Para baixas frações volumétricas de segunda fase, a imprecisão na medida experimental do Efeito Bauschinger é maior, por serem pequenos os valores de σ_{ap} .

8 - SUGESTÕES PARA FUTUROS TRABALHOS

8.1 - Estudo sobre a esferoidização relacionado com os seguintes aspectos:

- a) Influência da microestrutura prévia na cinética de esferoidização. Teria grande interesse industrial em termos de economia de energia no processo.
- b) Correlação entre tempo, temperatura e tamanho de partícula, o que poderia trazer um refinamento ao modelo, incluindo aquelas variáveis.

8.2 - Análise do processo de fratura, que poderia incluir um estudo sobre a influência dos métodos mecânicos de conformação nas propriedades mecânicas dos materiais, tais como fadiga, ductilidade e resistência à deformação.

8.3 - Um estudo mais detalhado sobre o Efeito Bauschinger nos seguintes aspectos:

- a) Influência da morfologia de segunda fase;
- b) Efeito Bauschinger na Banda de Lüders;
- c) correlação entre Efeito Bauschinger (σ_{ap}) e a contração elástica (σ_c) para diversas morfologias. (Por exemplo, através de Raios X, seguindo WILSON & KONNAN (35). Isto incluiria um estudo mais detalhado sobre a deformação plástica não relaxada (ϵ_p^*) para outras morfologias (e então o fator concentração de tensões em torno da segunda fase).

- 8.4 - Estudo mais detalhado sobre σ_0 no sentido de formular uma teoria sobre sua natureza e um modelo (ao menos qualitativo) para sua avaliação, levando em conta elementos de liga, tamanho de grão, morfologia de segunda fase e os fatores tempo e temperatura de transformação. O conhecimento prévio de σ_0 teria grande interesse industrial e tecnológico tanto no projeto como no desenvolvimento de novas ligas.
- 8.5 - Generalização do modelo aplicado para outros materiais de dupla fase, com estudo da correlação entre as morfologias e as variáveis tempo e temperatura de transformação (por exemplo, na estrutura perlítica, correlacionar a espessura e o espaçamento médio das lamelas com a temperatura e o tempo de transformação).
- 8.6 - Estudar melhor a taxa de encruamento para aços parcialmente esferoidizados e perlíticos, comparando-os com os resultados das Figs. 31 e 32. Isto significaria, num refinamento do modelo, estudar melhor a relaxação plástica e o processo de cavitação para aquelas microestruturas.

9 - BIBLIOGRAFIA

- 1 - ANAND, L. & GURLAND, J. Effect of Internal Boundaries on the Yield Strengths of Spheroidized Steels. Metallurgical Transactions A, 7A, fevereiro de 1976.
- 2 - ARMSTRONG, R.; CODD, I.; DOUTHWAITE, R.M. & PETCH, N.J. The Plastic Deformation of Policristalline Aggregates. Philosophical Magazine, 7 : 45-58, 1962.
- 3 - ASARO, R.J. Reversible Plasticity and Work-hardening. In: THOMPSON, A.W. Work-hardening in Tension and Fadigue. Proceedings of a Symposium of the AIME, Cincinnati, Ohio, novembro de 1975.
- 4 - ASHBY, M.F. Work-hardening of Dispersion-hardened Crystals. Philosophical Magazine, 14, 1966.
- 5 - ATKINSON, J.D.; BROWN, L.M. & STOBBS, W.M. The Work-hardening of Copper-silica. IV - The Bauschinger Effect and Plastic Relaxation. Philosophical Magazine, 30, 1974.
- 6 - BROWN, L.M. & STOBBS, W.M. The Work-hardening of Cooper-silica. II - The Role of Plastic Relaxation. Philosophical Magazine, 23, 1971.
- 7 - BROWN, L.M. & STOBBS, W.M. The Work-hardening of Cooper-silica. I - A Model Based on Internal Stresses, With no Plastic Relaxation. Philosophical Magazine, 23, 1971.
- 8 - BROWN, L.M. & STOBBS, W.M. The Work-hardening of Copper-silica. V - Equilibrium Plastic Relaxation by Secondary Dislocations. Philosophical Magazine, 34, 1976.

- 9 - BROWN, L.M. Orowan's Explanation of the Bauschinger Effect. Scripta Metallurgica, 11, 1977.
- 10 - CHANG, Y.W. & ASARO, R.J. Bauschinger Effects and Work-hardening in Spheroidized Steels. Metal Science, junho de 1978.
- 11 - CHIAVERINI, V. Aços e Ferros Fundidos. 4a. Ed., São Paulo, Associação Brasileira de Metais, 1979.
- 12 - COLPAERT, H. Metalografia dos Produtos Siderúrgicos Comuns. 4a. Ed., São Paulo, Edgard Blücher, 1974.
- 13 - COSTELO, P.K. Design of Duplex Low-carbon Steels With Carbide Forming Elements. MSc. Thesis, University of California, Berkeley, California, USA, dezembro de 1978.
- 14 - DIETER, G.E. Mechanical Metallurgy. 2nd Ed. New York, McGraw-Hill Book Company, 1976.
- 15 - ESHELBY, J.D. Distortion of a Crystal by Point Imperfections. Journal of Applied Physics, 25 (2), fevereiro de 1954.
- 16 - ESHELBY, J.D. The Determination of the Elastic Field of an Ellipsoidal Inclusion, and Related Problems. Proceedings of The Royal Society, London, 241 (1226), agosto de 1957.
- 17 - ESHELBY, J.D. The Elastic Field Outside an Ellipsoidal Inclusion. Proceedings of the Royal Society, London, 252 (1271), outubro de 1959.
- 18 - GERBASE, J. The Mechanical Behavior of Some Dual Phase Steels - With Emphasis on the Initial Work Hardening Rate. MSc. Thesis, McMaster University, Hamilton, Ontario, Canada, 1979.
- 19 - HONEYCOMBE, R.W.K. The Plastic Deformation of Metals. London, Edward Arnold, 1968.
- 20 - KARLSSON, B. & SUNDSTROM, B.O. Inhomogeneity in Plastic Deformation of Two-phase Steels. Materials Science and Engineering, 16 : 161-168, 1974.

- 21 - KARLSSON, B. & LINDEN, G. Plastic Deformation of Eutectoid Steel With Different Cementite Morphologies. *Materials Science and Engineering*, 17 : 153-164, 1975.
- 22 - KARLSSON, B. & LINDEN, G. Plastic Deformation of Ferrite - Pearlite Structures in Steel. *Materials Science and Engineering*, 17 : 209-219, 1975.
- 23 - KARLSSON, B. & LINDEN, G. Work-Hardening in Two-phase Alloys: Effects of Morphology and Grain Size. IVth International Conference on the Strength of Metals and Alloys, Nancy, França, setembro de 1976.
- 24 - KUHLMANN-WILSDORF, D. Recent Progress in Understanding of Pure Metal and Alloy Hardening. In: THOMPSON, A.W. Work Hardening in Tension and Fatigue. Proceedings of a Symposium of the AIME, Cincinnati, Ohio, novembro de 1975.
- 25 - MOAN, G.D. & EMBURY, J.D. A Study of the Bauschinger Effect in Al - Cu Alloys. *Acta Metallurgica*, 27, 1979.
- 26 - MODIN, H. & MODIN, S. *Metallurgical Microscopy*. London, Butterworth & Co, 1968.
- 27 - STOBBS, W.M.; WATT, D.F. & BROWN, L.M. The Fatigue Hardening and Softening of Copper Containing Silica Particles. *Philosophical Magazine*, 23, 1971.
- 28 - STOBBS, W.M. Dispersion Strengthening. In: THOMPSON, A.W. Work Hardening in Tension and Fatigue. Proceedings of a Symposium of the AIME, Cincinnati, Ohio, novembro de 1975.
- 29 - STOLTZ, R.E. & PELLOUX, R.M. The Bauschinger Effect, Monotonic and Cyclic Hardening in Precipitation-strengthened Aluminum alloys. In: THOMPSON, A.W. Work Hardening in Tension and Fatigue. Proceedings of a Symposium of the AIME, Cincinnati, Ohio, novembro de 1975.

- 30 - TANAKA, K. & MORI, T. The Hardening of Crystals by Non-deforming Particles and Fibres. Acta Metallurgica, 18, agosto de 1970.
- 31 - THELNING, K.E. Steel and Its Heat Treatment. Bofors Handbook. London, Butterworth & Co, 1975.
- 32 - THOMPSON, A.W. Polycrystal Hardening. In: THOMPSON, A.W. Work Hardening in Tension and Fadigue. Proceedings of a Symposium of the AIME, Cincinnati, Ohio, novembro de 1975.
- 33 - UKO, D.K. The Bauschinger Effect and Aplications to Manufacture of High Strength Linepipe. PhD. Thesis, McMaster University, Hamilton, Ontario, Canada, abril de 1978.
- 34 - VAN VLACK, L.H. Princípios de Ciência dos Materiais. São Paulo, Edgard Blücher, 1970.
- 35 - WILSON, D.V. & KONNAN, Y.A. Work Hardening in a Steel Containing a Coarse Dispersion of Cementite Particles. Acta Metallurgica, 12, maio de 1964.
- 36 - WILSON, D.V. Reversible Work Hardening in Alloys of Cubic Metals. Acta Metallurgica, 13, julho de 1965.

10.1 - Ensaio de tração ($\epsilon_p = 3,5\%$) e compressão posterior (ciclo Bauschinger).
Registro do ensaio (do registrador).

Dados: Data - 22/01/81

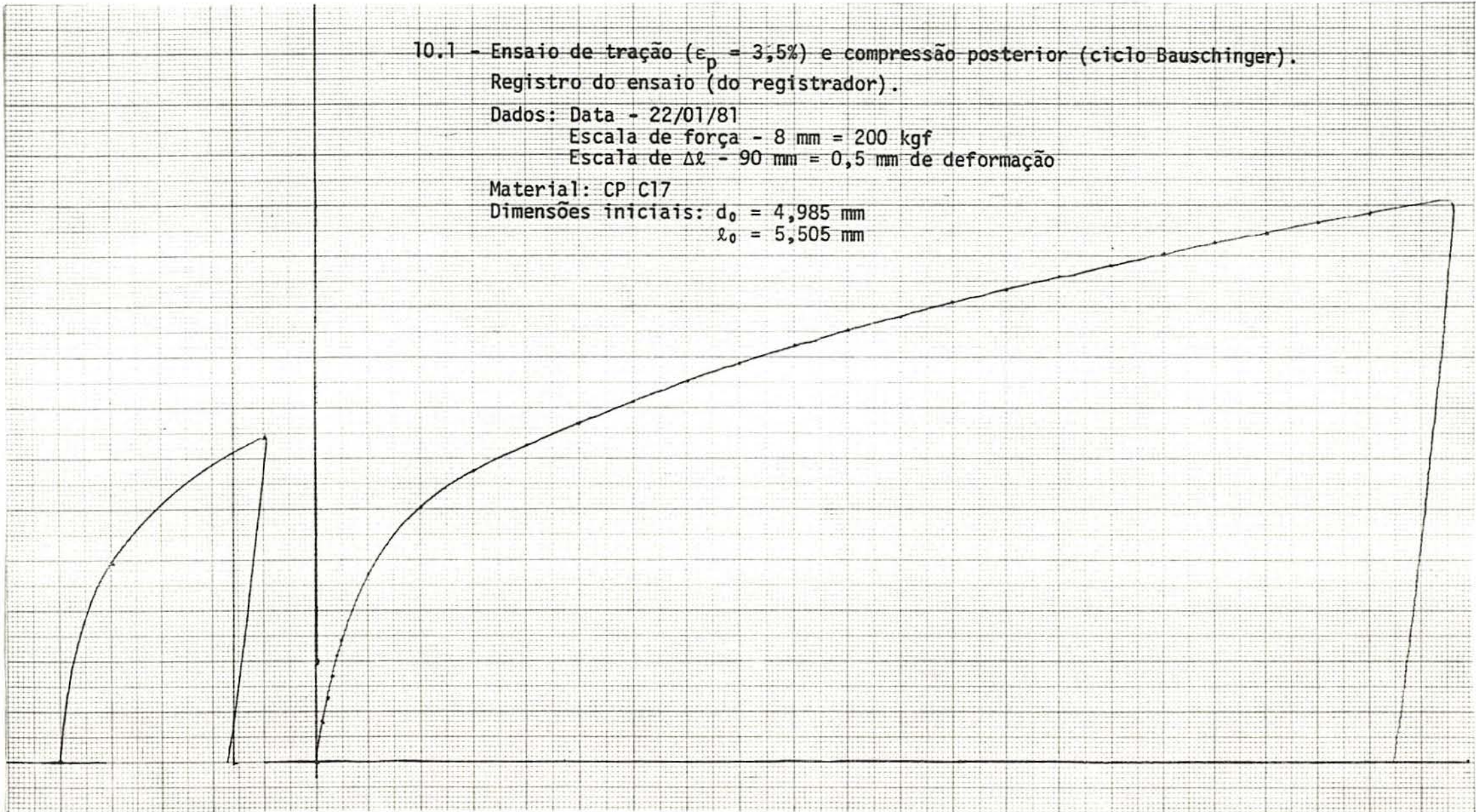
Escala de força - 8 mm = 200 kgf

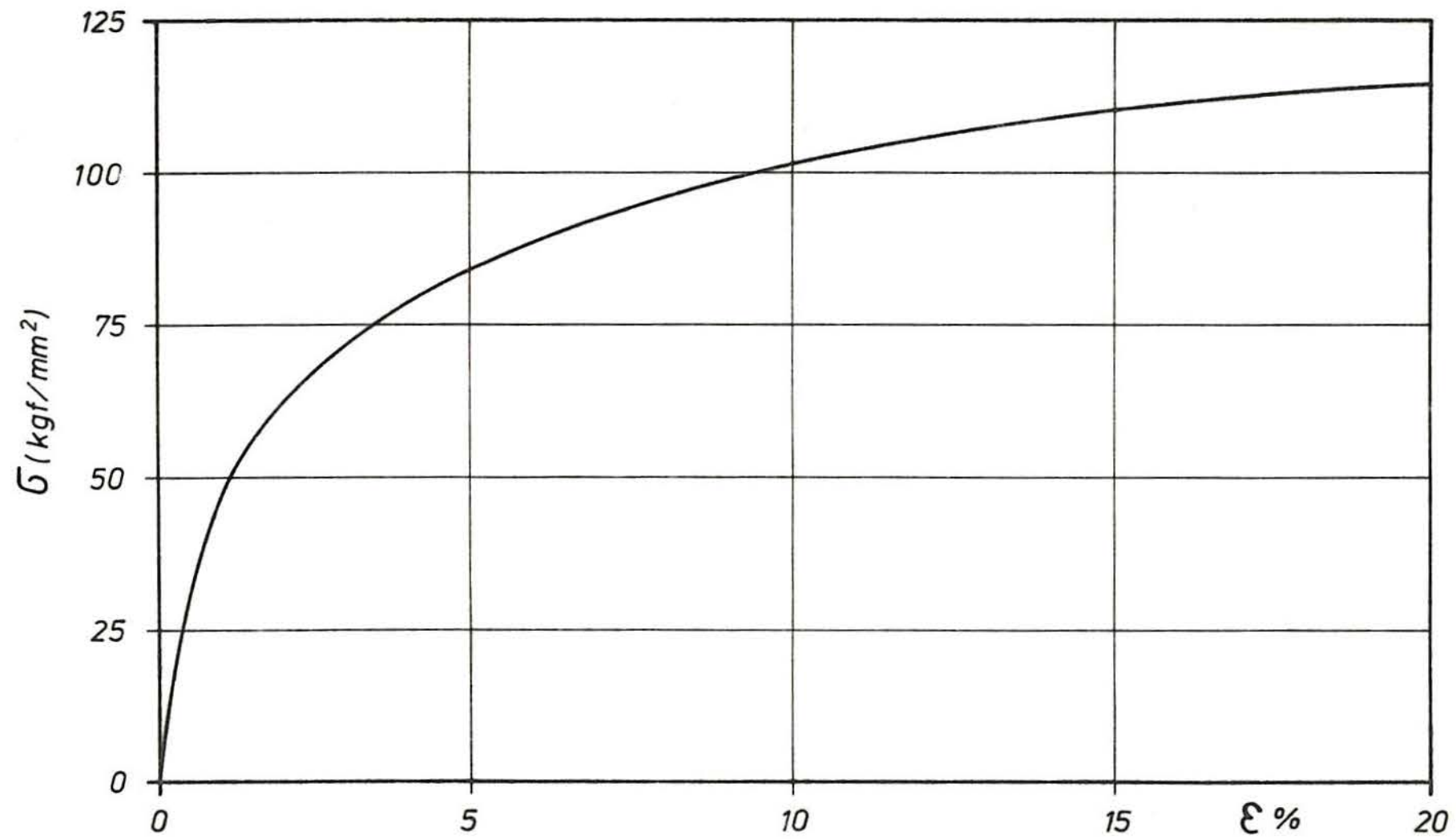
Escala de Δl - 90 mm = 0,5 mm de deformação

Material: CP C17

Dimensões iniciais: $d_0 = 4,985$ mm

$l_0 = 5,505$ mm





Curva de escoamento construída com o registro anterior.
CP C17 22/01/81 Compressão (T 3,5%)

10.2 - Solução para o campo de tensões criadas por uma inclusão elipsoidal elasticamente deformada.

No sentido de calcular as tensões internas, que nascem da incompatibilidade plástica entre as fases ferríticas e não ferríticas, primeiro consideraremos um corpo livre de tensões nas superfícies, contendo uma fração de volume f de partículas esféricas de raio r_0 . Estas partículas sofrem então uma deformação uniforme ($-\epsilon_p$) de tal maneira que a matriz também sofre uma deformação equivalente (ϵ_p) em sentido oposto.

ESHELBY (16), (17) forneceu a solução para o cálculo do campo elástico associado com as partículas em um sólido infinito. Os deslocamentos calculados para uma partícula de raio r_0 são, para um ponto de coordenadas X, Y e Z, fora da partícula:

$$U_X = \frac{A}{r^2} \left[(1-2\nu) \frac{Z}{r} + \frac{3X^2 Z}{r^3} \right] + \frac{3Ar_0^2}{r^4} \left[\frac{Z}{5r} - \frac{X^2 Z}{r^3} \right]$$

$$U_Y = \frac{A}{r^2} \left[\frac{3XYZ}{r^3} \right] - \frac{3Ar_0^2}{r^4} \left[\frac{XYZ}{r^3} \right]$$

$$U_Z = \frac{A}{r^2} \left[(1-2\nu) \frac{X}{r} + \frac{3XZ^2}{r^3} \right] + \frac{3Ar_0^2}{r^4} \left[\frac{X}{5r} - \frac{XZ^2}{r^3} \right]$$

onde

$$A = -\frac{\epsilon_p r_0^3}{3(1-\nu)} \quad \text{e} \quad \nu = \text{coeficiente de Poisson}$$

$$\text{e} \quad r \leq r_0$$

Para um ponto dentro da partícula, os deslocamentos são dados por

$$U_X = -(1-\gamma) \epsilon_p Z$$

$$U_Y = 0$$

$$U_Z = -(1-\gamma) \epsilon_p X \quad \text{onde} \quad \gamma = \frac{7-5\nu}{15(1-\nu)}$$

Dos deslocamentos, é possível calcular as tensões fora e dentro das partículas. As tensões fora das partículas podem ser supostas como tendo um valor médio nulo (se calculado em todo o volume), e as tensões imediatamente fora das partículas são dadas por

$$\sigma_{XZ} = \sigma_{ZX} = 2 \gamma G \epsilon_p$$

e todas as outras componentes

$$\sigma_{dentro} = 0$$

Esta solução foi aplicada para um corpo infinito, mas para o nosso caso temos de considerar as superfícies livre de tensões do corpo de prova. Chamando a tensão devido à presença das superfícies livres de tensão σ_B , o valor médio de cada uma dessas componentes de tensão tem de ser zero quando calculados sobre o volume total, sendo que poderiam haver trações aplicadas às superfícies. Como o valor médio das tensões fora da partícula é zero, a única contribuição para a tensão média do corpo de prova vem de dentro das partículas. O efeito das tensões σ_B é superpor um campo de tensões cujo valor médio é igual e oposto em sentido às tensões médias dentro das partículas. Para calcular estas tensões médias, temos de fazê-lo sob todo o volume e encontramos

$$(\sigma)_M = 2 \gamma G \epsilon_p \left(\frac{4}{3} \pi r_o^3 \right) / \frac{4}{3} \pi R^3$$

ou

$$(\sigma)_M = 2 \gamma G \epsilon_p f$$

onde f é a fração de volume das partículas. Se o módulo de elasticidade por cisalhamento das partículas e matriz são diferentes, a última equação se torna

$$(\sigma)_M = 2 \gamma G \epsilon_p f \frac{G_P}{G_P - \gamma (G_P - G_M)}$$

onde G_P e G_M são os módulos de elasticidade por cisalhamento, respectivamente, para as partículas e a matriz. No caso dos aços esferoidizados podemos fazer a seguinte simplificação:

$$(\sigma)_M = \sigma_c$$

$$\varepsilon_p = \varepsilon_p^*$$

$$\gamma \approx \frac{1}{2}$$

$$\frac{G_P}{G_P - \gamma(G_P - G_M)} \approx 1, \quad \text{ou que}$$

$$\sigma_c = G_M \cdot f \cdot \varepsilon_p^*,$$

sendo σ_c a contratensão elástica utilizada neste trabalho (no modelo proposto) e ε_p^* deformação plástica não relaxada, na matriz, analisada no texto.

10.3 - Determinação de σ_p

CHANG & ASARO (10), baseados em trabalhos oportunamente indicados, deduziram uma expressão para a avaliação de σ_p em aços policristalinos esferoidizados. O raciocínio por eles seguido, em resumo, pode ser descrito como segue:

Para deduzir uma relação entre ϵ_p^* e ϵ_p , temos de fazer uso de um modelo desenvolvido por BROWN & STOBBS (6) e ATKINSON e outros (5) para simples cisalhamento em monocristais contendo partículas dispersas. Eles supuseram que uma zona plástica secundária se forma quando a tensão próxima à partícula excede a tensão local de escoamento. Esta zona se estende para fora da partícula, até uma distância além da qual as tensões são insuficientes para continuar o processo de relaxação. Baseados em suas observações microscópicas, BROWN & STOBBS (6) e ATKINSON e outros (5) supuseram as zonas plásticas com a forma de um disco. Baseados nas observações de ANAND & GURLAND (1), suporemos que as zonas plásticas secundárias em aços policristalinos esferoidizados são esfericamente simétricas em torno das partículas. CHANG & ASARO (10) estabelecem que

$$\epsilon_p^* = \frac{7 - 5\nu}{5(1-\nu)} \beta G_M f \epsilon_p^{0,3} r^{-0,7}$$

e a zona plástica devido à relaxação plástica secundária de raio R é encontrada como

$$R = \left[\left(\frac{2(7-5\nu)}{5(1-\nu)} \frac{K(\epsilon_p)}{4b} \right)^{1/3} - 1 \right] r$$

onde $K(\epsilon_p)$ é uma função de pequena variação de ϵ_p e tem um valor por exemplo, de $1,8 \cdot 10^{-3}$ a $\epsilon_p = 0,05$ e o coeficiente de r na equação anterior nunca difere muito da unidade.

Conhecendo R e assim o volume da zona plástica secundária, e ϵ_p^* , é assim possível estimar a densidade de discordâncias secundárias ρ dentro das zonas plásticas e fazer uma estimativa da contribuição local do emaranhado de discordâncias para o escoamento. Assim,

$$\rho = \frac{24 r^2 (\epsilon_p - \epsilon_p^*)}{\pi b (R^3 - r^3)}$$

e então

$$\sigma_p = 1,96 G_M \left(\frac{b f \epsilon_p}{2r} \right)^{1/2},$$

como utilizado no texto.

10.4 - Tabelas de cálculo de σ

a) Material: SAE 1008 - A

Dados: $d = 0,65 \cdot 10^{-3}$ mm

$f = 0,017$

$$\sigma_P = 1,96 G_M \left(\frac{b f \epsilon_P}{2r} \right)^{1/2} = 397 \epsilon_P^{1/2}$$

ϵ	$\sigma_c = \frac{1}{2} \sigma_{ap}$	σ_M	σ_P	$\sigma_c + (\sigma_M^2 + \sigma_P^2)^{1/2}$	σ EXPER	σ CALC
0,01	15	70	40	96	383	391
0,02	24	99	56	138	407	433
0,03	29	121	69	168	441	463
0,04	34	140	79	195	471	490
0,05	38	157	89	218	500	513
0,08	38	198	112	265	569	560
0,10	38	221	126	292	598	587
0,12	38	242	138	317	628	612
0,14	38	262	149	339	647	634
0,16	38	280	159	360	667	655
0,18	28	297	168	379	687	674
0,20	38	313	178	398	706	693

$$\sigma_o = 295 \text{ MPa}$$

b) Material: SAE 1045 - B

Dados: $d = 0,55 \cdot 10^{-3}$ mm

$f = 0,073$

$$\sigma_P = 1,96 G_M \left(\frac{b f \epsilon_P}{2r} \right)^{1/2} = 895 \epsilon_P^{1/2}$$

ϵ	$\sigma_c = \frac{1}{2} \sigma_{ap}$	σ_M	σ_P	$\sigma_c + (\sigma_M^2 + \sigma_P^2)^{1/2}$	σ EXPER	σ CALC
0,01	36	70	90	150	549	664
0,02	54	99	127	215	628	729
0,03	65	121	155	262	706	776
0,04	75	140	179	302	775	816
0,05	85	157	200	339	834	853
0,08	90	198	253	411	952	925
0,10	90	221	283	449	1001	963
0,12	90	242	310	483	1059	997
0,14	90	262	335	515	1089	1029
0,16	90	280	358	544	1118	1058
0,18	90	297	380	572	1138	1086
0,20	90	313	400	598	1157	1112

$$\sigma_o = 514 \text{ MPa}$$

c) Material: SAE 1095 - C

Dados: $d = 0,55 \cdot 10^{-3}$ mm

$f = 0,138$

$$\sigma_P = 1,96 G_M \left(\frac{b f \epsilon_P}{2r} \right)^{1/2} = 1230 \epsilon_P^{1/2}$$

ϵ	$\sigma_c = \frac{1}{2} \sigma_{ap}$	σ_M	σ_P	$\sigma_c + (\sigma_M^2 + \sigma_P^2)^{1/2}$	σ EXPER	σ CALC
0,01	47	70	123	189	520	702
0,02	66	99	174	266	677	779
0,03	81	121	213	326	785	839
0,04	94	140	246	377	863	890
0,05	94	157	275	411	922	924
0,08	94	198	348	494	1059	1007
0,10	94	221	389	541	1123	1054
0,12	94	242	426	584	1158	1097
0,14	94	262	460	623	1197	1136
0,16	94	280	492	660	1226	1173
0,18	94	297	522	695	1246	1208
0,20	94	313	550	727	1275	1240

$$\sigma_o = 513 \text{ MPa}$$

d) Material: SAE 1008 - D

Dados: $d = 0,41 \cdot 10^{-3}$ mm

$f = 0,016$

$$\sigma_P = 1,96 G_M \left(\frac{b f \epsilon_P}{2r} \right)^{1/2} = 485 \epsilon_P^{1/2}$$

ϵ	$\sigma_c = \frac{1}{2} \sigma_{ap}$	σ_M	σ_P	$\sigma_c + (\sigma_M^2 + \sigma_P^2)^{1/2}$	σ EXPER	σ CALC
0,01	14	70	49	99	284	228
0,02	22	99	69	143	294	272
0,03	27	121	84	174	324	303
0,04	31	140	97	201	343	330
0,05	35	157	108	226	353	355
0,08	37	198	137	278	402	407
0,10	37	221	153	306	432	435
0,12	37	242	168	332	451	461
0,14	37	262	181	355	371	484
0,16	37	280	194	378	486	507
0,18	37	297	206	398	500	527
0,20	37	313	217	418	510	547

$$\sigma_o = 129 \text{ MPa}$$

e) Material: SAE 1045 - E

Dados: $d = 0,33 \cdot 10^{-3}$ mm

$f = 0,077$

$$\sigma_P = 1,96 G_M \left(\frac{b f \epsilon_P}{2r} \right)^{1/2} = 1186 \epsilon_P^{1/2}$$

ϵ	$\sigma_c = \frac{1}{2} \sigma_{ap}$	σ_M	σ_P	$\sigma_c + (\sigma_M^2 + \sigma_P^2)^{1/2}$	σ EXPER	σ CALC
0,01	30	70	119	168	544	450
0,02	51	99	168	246	554	528
0,03	62	121	205	300	608	582
0,04	71	140	237	346	652	628
0,05	74	157	265	382	687	664
0,08	74	198	335	463	765	745
0,10	74	221	375	509	800	791
0,12	74	242	411	551	824	833
0,14	74	262	444	590	849	872
0,16	74	280	474	625	863	907
0,18	74	297	503	658	878	940
0,20	74	313	530	690	888	972

$$\sigma_o = 282 \text{ MPa}$$