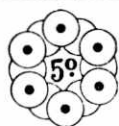




ANAIS

**5º Congresso Brasileiro
de Engenharia e
Ciência dos Materiais**



CBECIMAT

Porto Alegre/RS - Dezembro de 1982

Trabalho/Paper N.º 19

PP 173 - 182

"Estudo de uma transformação martensítica através da
medida de atrito interno"

Sadamu Koshimizu

Centro de Metalurgia Nuclear - IPEN - São Paulo

Sumário - Um estudo da transformação martensítica numa liga CuZnAl é feito através das características experimentais do atrito interno. O atrito interno em função da temperatura é analisado em termos de um fenômeno de temperatura crítica (teoria de Landau) sem levar em conta as influências das tensões internas. A dependência da amplitude de vibração sobre o atrito interno é interpretada conforme a teoria de Granato-Lücke para o atrito interno dependente da amplitude.

Summary - A study of martensitic transformation in a CuZnAl alloy is performed by means of experimental feature of internal friction. The internal friction as function of temperature is interpreted according to the critical temperature phenomenon (Landau theory). The influences of internal stresses are not taken into account. The amplitude dependence, in its turn, is interpreted according to the Granato-Lücke theory for amplitude dependent internal friction.

I - Introdução

As ligas que apresentam uma transformação martensítica tem despertado um grande interesse tanto do ponto de vista acadêmico como tecnológico. A razão para isto é devida, de uma parte, às boas propriedades de amortecimento no estado martensítico e de outra parte, aos fenômenos associados à transformação martensítica, tais como a pseudoelasticidade e o efeito de memória de forma.

A proposição deste trabalho é o estudo do forte amortecimento observado na fase martensítica através das características experimentais do atrito interno em função da amplitude de vibração e também a interpretação do atrito interno em função da temperatura durante uma transformação martensítica.

As características experimentais do atrito interno durante uma transformação martensítica tem sido amplamente estudadas no domínio de baixas frequências (~ Hz) nas ligas de Fe [1], CuZnAl [2], CoNi [3], TiNi [4], etc. Nestes estudos o atrito interno foi medido em função da temperatura e também em função de alguns parâmetros tais como a frequência, amplitude de vibração e velocidade de aquecimento ou resfriamento. As principais características observadas nestas experiências podem ser resumidas como segue:

- (a) a altura do pico (Q_{\max}^{-1}) varia proporcional e linearmente com a velocidade de aquecimento ou resfriamento (\dot{T})
- (b) mesmo à $\dot{T} = 0$, Q_{\max}^{-1} é observado
- (c) Q_{\max}^{-1} varia linearmente com o inverso da frequência (f)
- (d) o atrito interno é fortemente dependente da amplitude de vibração ϵ para $\epsilon > 10^{-5}$.

As influências de \dot{T} e f sobre Q^{-1} foram formuladas por Belko et al [3] e Delorme et al [1]. A influência da amplitude de vibração ϵ para $\epsilon > 10^{-5}$ foi formulada por De Jonghe et al [5] e atribuída à mobilidade das interfaces matriz/matrix e matriz/martensita. A partir destes resultados já conhecidos, o atrito interno devido à uma transformação martensítica, pode ser escrito:

$$Q^{-1} = Q^{-1}(\dot{T}/f) + Q^{-1}(T, \epsilon) \quad (1)$$

Para os objetivos propostos neste trabalho, o termo que nos interessa é o 2º termo da equação (1). Vale lembrar que nenhum modelo foi propos

to para explicar o atrito interno em função da temperatura. As medidas de atrito interno, neste trabalho, foram feitas no domínio de frequência de KHz, onde o 1º termo da equação (1) torna muito pequeno ϵ e em função da amplitude (ϵ) no domínio de baixas amplitudes (10^{-7} a 10^{-5}).

II - Procedimento experimental

A liga CuZnAl foi preparada a partir dos metais de Cu, Zn e Al de pureza comercial (3N) num forno de indução sob atmosfera controlada (Ar). A composição nominal da liga é: 76 wt % Cu, 20 wt % Zn e 6 wt % Al, doravante designado CuZnAl (20, 6). As amostras policristalinas para medida de atrito interno tem a forma paralelepipedica com as dimensões de 2mm X 4 mm X 40 mm e foram "water-quenched" a partir de 750°C. Os grãos das amostras variam de 0,3 mm a 3 mm. As medidas de atrito interno foram obtidas pelo método de barra ressonante, no qual uma barra é suspensa horizontalmente fixas em 2 nodos de vibração. A excitação e detecção das vibrações foram feitas numa instalação completamente automatizada feita pela Tectanel (Suíça).

III - Resultados experimentais

O atrito interno em função da temperatura durante uma transformação martensítica apresenta o seguinte comportamento: na fase β (austenita) o atrito interno é pequeno; o atrito interno atinge um máximo na região de temperatura de transformação e finalmente na fase martensítica o Q^{-1} é mais alto do que na fase β . Por sua vez a frequência de vibração a apresenta uma queda significativa na temperatura onde o Q^{-1} atinge o máximo. Este comportamento é mostrado na figura 1, onde a curva 1 corresponde à transformação austenita \rightarrow martensita (resfriamento) e a curva 2 à transformação inversa (aquecimento). Embora o problema da reprodutibilidade das curvas de Q^{-1} em função de T não sejam discutidas neste trabalho, os principais efeitos que causam distúrbios nas medidas são: envelhecimento às baixas temperaturas e decomposição da fase β [6].

O atrito interno medido em função da temperatura é mostrado na figura (2) para diferentes amplitudes, durante o resfriamento a 1,2 K/min. É notável a forte dependência da amplitude nas medidas de atrito interno, no domínio de ϵ de 1.1×10^{-7} a 3×10^{-6} onde na fase martensítica, a 140 K, o atrito interno passa $0,22 \times 10^{-3}$ a $3,8 \times 10^{-3}$. Estes resultados não são diretamente comparáveis aos de De Jonghe [2] por causa do intervalo de ϵ considerado. Um fato interessante é mostrado na curva 6 da figura

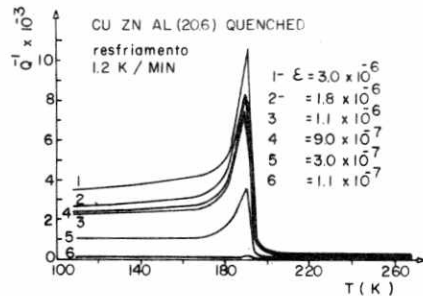
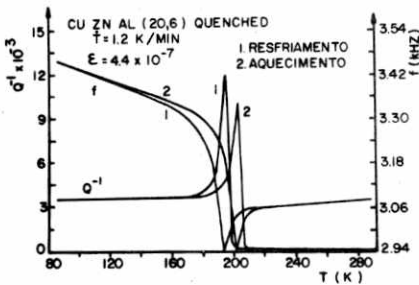


Figura 1: Q^{-1} e f em função de T durante transformação martensítica na liga CuZnAl com $\epsilon = 4,4 \cdot 10^{-7}$. $\dot{T} = 1,2$ K/min.

(2) que é reproduzido na figura (3) numa escala mais conveniente. Esta figura (3) mostra que o atrito interno em função da temperatura apresenta a mesma forma durante a transformação martensítica independentemente da amplitude e que o forte amortecimento observado na fase martensítica nada mais é do que um fenômeno dependente da amplitude. Em outras palavras as ligas martensíticas não são bons amortecedores de vibração para pequenas amplitudes de vibração.

Para o estudo da dependência da amplitude no atrito interno, foram feitas medidas diretamente em função da amplitude à temperatura constante. A figura (4) apresenta o atrito interno em função da amplitude para 2 temperaturas: $T = 133$ K (fase martensítica) e $T = 250$ K (fase β), curvas 1 e 2 respectivamente. O tipo de curva mostrado na figura (4) sugere que no intervalo de ϵ de 10^{-7} à 10^{-6} o atrito interno seja devido a um mecanismo semelhante ao do desancoramento de deslocamentos (modelo de Granato-Lücke) [7]. De fato, o $\log(Q^{-1} \times \epsilon)$ em função de $1/\epsilon$ conhecido como gráfico de Granato-Lücke (figura 5) mostra uma relação linear para $\epsilon < 10^{-6}$ indicando que o fenômeno é semelhante ao do desancoramento de deslocamentos.

IV - Cálculo de Q^{-1}

O cálculo do atrito interno em função da temperatura desenvolvido aqui é uma aproximação termodinâmica. Considera-se que à uma temperatura T constante, a função de Gibbs G pode ser expandido como uma série de Taylor nas variáveis σ (tensão) e ξ (variável interna ou parâmetro de ordem). Para uma transição de fase de primeira ordem a função de Gibbs pode ser escrita [8].

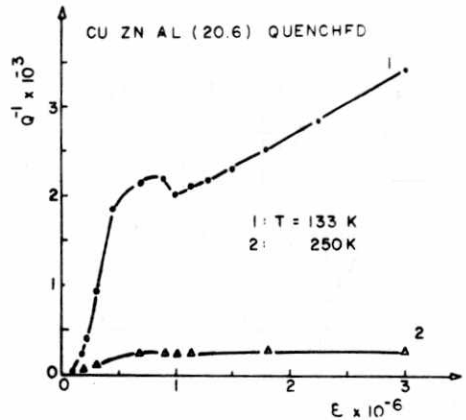
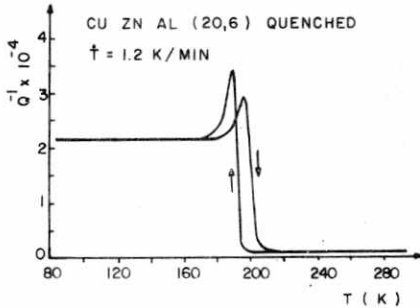


Figura 3: A curva 6 da figura (2) na escala mais conveniente.

Figura 4: Atrito interno em função da amplitude para 2 temperaturas: 133 K (martensita) e 250 K (fase β).

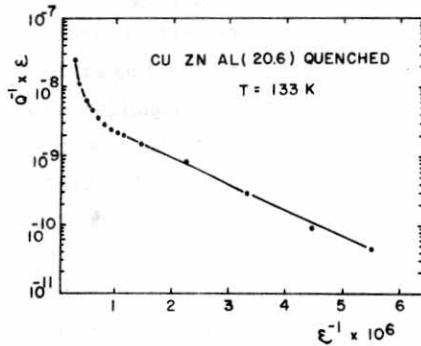


Figura 5: Gráfico de Granato-Lücke: $\log Q^{-1} \times \epsilon$ em função de ϵ^{-1} para $T = 133$ K (fase martensítica).

$$g(\sigma, \epsilon, T) = g(\sigma, \sigma, T) - \frac{1}{2} J_u \sigma^2 - \chi \sigma \epsilon + \frac{1}{2} \beta \epsilon^2 + \frac{1}{4} \gamma \epsilon^4 + \frac{1}{6} \kappa \epsilon^6 \quad (2)$$

onde J_u é o "compliance" não relaxado e com $\gamma < 0$, $\kappa > 0$ e $\beta = a(T - T_c)$.

O valor de equilíbrio de ξ é dado por $\Lambda = 0$, onde $\Lambda = - \frac{\partial g}{\partial \xi} \Big|_{\sigma, T}$ é a afinidade. Nesta aproximação as influências das tensões internas não são levadas em conta. Neste formalismo aparecem 3 temperaturas a serem consideradas $\theta : T_c, T_{eq} = T_c + \frac{3}{16} \frac{\gamma^2}{\kappa a}$ e $T_h = T_c + \frac{1}{4} \frac{\gamma^2}{\kappa a}$ com $T_c < T_{eq} < T_h$

A figura (6) mostra a forma da função g em função de ξ para diferentes valores de temperatura. A temperatura de equilíbrio T_{eq} corresponde ao caso onde todos os mínimos da função g tem a mesma profundidade

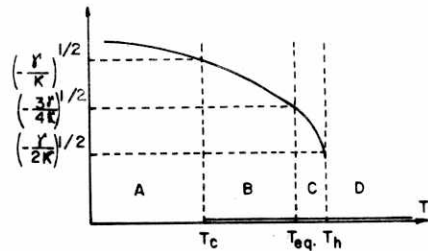
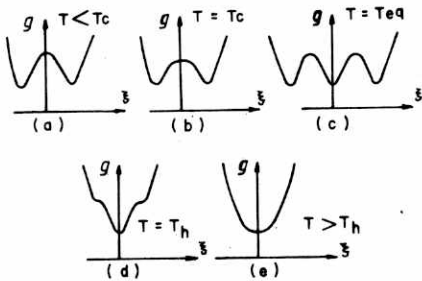


Figura 6: Função de Gibbs g para (a) $T < T_c$; (b) $T = T_c$; (c) $T = T_{eq}$; (d) $T = T_h$; (e) $T > T_h$ Figura 7: Representação esquemática de ξ ($\sigma = 0$) em função da temperatura.

(fig. 6_c). A temperatura T_c corresponde à situação onde o mínimo central (fig. 6_b) desaparece durante o resfriamento e pode ser considerado como o limite de metastabilidade da fase de alta temperatura (austenita). E finalmente a temperatura T_h corresponde à condição onde os mínimos laterais (fig. 6_d) desaparecem durante o aquecimento e pode ser considerado como o limite de metastabilidade da fase de baixa temperatura (martensita).

A figura 7 mostra os possíveis valores de ξ nos estados estáveis e metastáveis. De acordo com as figuras (6) e (7) a transição pode ocorrer ou em $T = T_{eq}$ sem histerese térmica ou em $T < T_{eq}$ durante o resfriamento e em $T > T_{eq}$ durante o aquecimento, portanto com uma histerese térmica.

Quando se assume o caso de uma relaxação anelástica supõe-se que para pequenos valores da afinidade A (isto é, pequenos desvios do equilíbrio), a taxa de aproximação ao equilíbrio $\dot{\xi}$ depende linearmente da afinidade,

$$\dot{\xi} = M A \tag{3}$$

Assim, pode-se mostrar [7] que o atrito interno será dado por:

$$Q^{-1} = \frac{\chi^2}{J_u} \frac{M \omega}{M^2 \left[\frac{\gamma^2}{4\kappa} + a (T - T_h) \right]^2 + \omega^2} \quad \text{para } T > T_h \tag{4}$$

$$Q^{-1} = \frac{\chi^2}{J_u} \frac{M \omega}{\frac{M^2 \gamma^4}{\kappa^2} \left[\frac{4\kappa a}{\gamma^2} (T_h - T) \right] \left\{ 1 + \left[\frac{4\kappa a}{\gamma^2} (T_h - T) \right]^{1/2} \right\}^2 + \omega^2} \quad \text{para}$$

$$T < T_h$$

O resultado deste cálculo em todo o intervalo de temperatura é mostrado na figura (8).

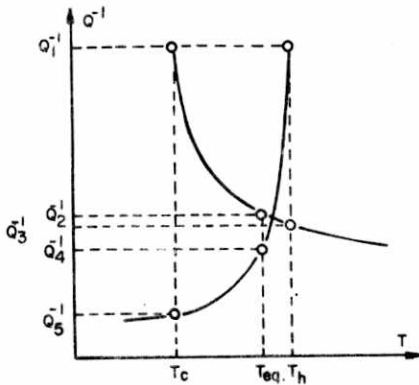


Figura 8: Atrito interno calculado em função da temperatura.

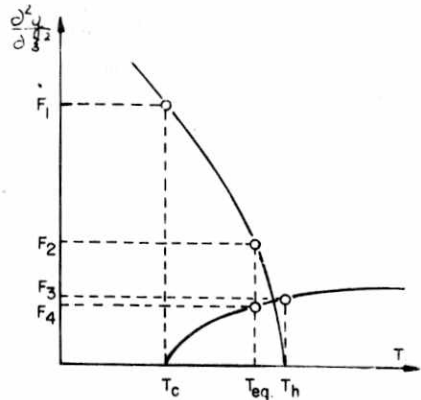


Figura 9: $\frac{\partial^2 g}{\partial \xi^2}$ em função da temperatura.

A segunda derivada de g em relação a ξ em função da temperatura é mostrada na figura 9. Esta quantidade $\left. \frac{\partial^2 g}{\partial \xi^2} \right|_{\xi_{eq}}$ pode ser interpretada como uma constante elástica relacionada com o desvio de ξ . A frequência é proporcional à raiz quadrada desta constante elástica. Conforme a figura (8) o atrito interno apresenta uma pequena descontinuidade em $T = T_{eq}$ enquanto que as descontinuidades são muito mais importantes em T_h ou T_c . A figura (9) mostra que o comportamento crítico ocorre em $T = T_c$ durante o resfriamento e em $T = T_h$ durante o aquecimento, onde se observa uma queda sensível da frequência e neste caso uma histerese térmica seria observada. De fato a histerese térmica é observada experimentalmente (figura 1).

O cálculo apresentado descreve bem o atrito interno e a frequência em função da temperatura observado durante o aquecimento. Embora um "elastic softening mode" seja observado no resfriamento, o atrito interno não satisfaz exatamente as previsões teóricas. Este fato poderia estar relacionado com o fato de que durante uma transformação martensítica ocorre uma introdução de tensões internas importantes que precisariam ser levadas em conta na expressão da função de Gibbs.

Até agora não foi levada em conta a influência da amplitude de vibração ϵ sobre o atrito interno. Esta dependência não apareceu no cálculo desenvolvido por causa da hipótese da relaxação anelástica. Na rea-

lidade, no intervalo de ϵ de 10^{-7} a 10^{-6} ; observamos uma forte dependência da amplitude (figuras 2 e 4). Portanto neste intervalo de ϵ , a hipótese da relaxação anelástica deve ser descartada. Mais precisamente a equação (3) deve ser abandonada e admitir, conforme a figura 4, que no intervalo de ϵ de 10^{-7} a 10^{-6} o parâmetro de ordem tem um comportamento dinâmico similar das deslocações quando ocorre o desancoramento. Com esta hipótese [6] obtêm-se o seguinte resultado:

$$Q^{-1}(\epsilon, T) = \frac{C_1}{\epsilon} \frac{e^{-C_2/\epsilon}}{\{1 + M^2 \left[\frac{\gamma^2}{4\kappa} + a(T - T_h) \right]^2\}^2} \quad \text{para } T > T_h \quad (5)$$

$$Q^{-1}(\epsilon, T) = \frac{C_1}{\epsilon} \frac{e^{-C_2/\epsilon}}{\left(1 + \frac{M^2 \gamma^4}{X^2} \left[\frac{4\kappa a}{\gamma^2} (T_h - T) \right] \left\{ 1 + \left[\frac{4\kappa a}{\gamma^2} (T_h - T) \right]^{1/2} \right\}^2 \right)^2}$$

para $T < T_h$

onde C_1 e C_2 são constantes.

Esta equação mostra a mesma dependência da temperatura mostrada na equação 4, mas não mostra a dependência da frequência e a dependência da amplitude corresponde exatamente àquela do gráfico de Granato-Lücke da figura 5.

V - Conclusões

As medidas de atrito interno feitas no domínio de frequência de KHz durante uma transformação martensítica, permite um estudo mais apropriado sobre a dependência da temperatura e da amplitude de vibração, pois ao contrário das medidas feitas no domínio de Hz, o termo que depende de T/f (eq. 1) torna muito pequeno. Além disso, permite estudar a influência da amplitude de vibração para pequenos valores de ϵ . Ficou bem caracterizado que a forte dependência da amplitude observada no intervalo de ϵ entre 10^{-7} e 10^{-6} segue um mecanismo similar ao do desancoramento das deslocações dos pontos ancorantes.

O cálculo do atrito interno em função da temperatura durante a transformação martensítica foi feita através de uma análise termodinâmica, usando a teoria fenomenológica de Landau para o caso de uma transição de 1ª ordem. Entretanto neste desenvolvimento não foi levada em con-

ta as influências das tensões internas criadas durante a transformação austenita \rightarrow martensita. Este fato poderia ser causa da concordância parcial entre a experiência e a teoria. No entanto para uma transição de fase de primeira ordem o comportamento crítico não aparece na temperatura de equilíbrio, mas em 2 temperaturas diferentes T_c e T_h durante resfriamento e aquecimento respectivamente.

Enfim, os resultados da influência da amplitude e análise termodinâmica do atrito interno nos leva a concluir que a transformação martensítica é controlada por um mecanismo similar ou idêntico ao movimento de deslocamentos.

Bibliografia

- (1) DELORME, J.F., R. Schmid, M. Morin e P. Gobin, Frottement Intérieur et Microdéformation dans les Transformations Martensitiques. Journal de Physique, colloque c², tomo 32, pp. 101-111, (1971).
- (2) DEJONGHE, W., L. Delaey, R. De Batist e J. Van Humbeeck, Temperature and Amplitude Dependence of Internal Friction in CuZnAl Alloys. Metal Science, vol. 11, pp. 523-530, (1977).
- (3) BELKO, V.N., B.M. Darinskiy; V.S. Postnikov e I.M. Sharshakov, Internal Friction During Diffusion less Phase Transf. in Co-Ni Alloys. Physics of Metals and Metallurgy, vol. 27, pp. 140-146, (1969).
- (4) MERCIER, O.; K.N. Melton e Y. De Préville, Low-frequency Internal Friction Peaks Associated with the Martensitic Phase Transformation of NiTi. Acta Metallurgica, vol. 27, pp. 1467-1475, (1979).
- (5) DEJONGHE, W., R. De Batist e L. Delaey, Factors Affecting the Internal Friction Peak Due to Thermoelastic Martensitic Transformation. Scripta Metallurgica, vol. 10, pp. 1125-1128, (1976).
- (6) KOSHIMIZU, S., Etude par Mesure du Frottement Intérieur d'une Transf. Martensitique. Tese de doutoramento da Escola Politécnica Federal de Lausanne (Suíça), (1981).
- (7) GRANATO, A. e K. Lücke, Theory of Mechanical Damping due to Dislocations. Journal of Applied Physics, vol. 27, pp. 583-593, (1956)
- (8) GAUTIER, F., Solid State Phase Transformations in Metals and Alloys. Ecole d'Eté d'Aussois. Les Editions de Physique, France, pp. 459-521, (1978).