



II CAIM 2010
Segundo Congreso Argentino
de Ingeniería Mecánica
San Juan - Noviembre 2010

Fricción Interna y Módulo Elástico Dinámico como Métodos de Caracterización de Materiales

Ada A. Ghilarducci

Centro Atómico Bariloche (CNEA)-Instituto Balseiro (Universidad Nac.de Cuyo)-CONICET

Av.Bustillo 9800- Bariloche (8400)- Pcia. Río Negro - Argentina.

Tel/Fax: +54-2944 445268 - E-mail: friccion@cab.cnea.gov.ar

RESUMEN

En el Centro Atómico Bariloche se dispone de un Péndulo Forzado Subresonante y un Equipo de Lámina Vibrante que permiten medir la Fricción Interna a frecuencias bajas (10^{-3} a 1 Hz) e intermedias (0,5 a 5 kHz), y en forma simultánea el Módulo Elástico Dinámico (Módulo de Corte a bajas frecuencias y Módulo de Young a las intermedias). Son dos propiedades del sólido que se correlacionan y permiten hacer los modelos teóricos de Fricción Interna con un mejor ajuste. El Módulo de Corte absoluto es un dato interesante desde el punto de vista tecnológico, que se relaciona con la resistencia mecánica y con la macrodureza. Es más interesante que el módulo estático porque en muchos usos las piezas mecánicas están sometidas a vibraciones, y allí la respuesta del módulo es diferente.

Como método no destructivo, la Fricción Interna permite caracterizar diversas transformaciones de fase de primer o segundo orden; el contenido y movilidad de gases en metales, el C en hierro alfa y aceros ferríticos (relajación de Snoek); la difusión y/o migración de defectos puntuales; la formación y la disolución de precipitados para contribuir con datos a los diagramas de fase en la línea de solvus; la movilidad de dislocaciones en metales puros o en aleaciones deformados, con mecanismos como formación de pares de escalones, relajación o resonancia de dislocaciones; la concentración de solutos intersticiales segregados en dislocaciones a través de la movilidad de dislocaciones con nubes de Cottrell; la viscosidad de los bordes de grano en policristales; etc.

El objetivo de esta presentación es mostrar a los ingenieros mecánicos cómo pueden obtener información útil para el diseño y control de calidad de los materiales utilizados en componentes de máquinas, que pueden prevenir fallas por microfatiga en rango elástico, cambios microestructurales dinámicos, y otros, durante el uso.

Palabras Claves: Fricción Interna, Módulo Elástico Dinámico.

1. INTRODUCCIÓN

Se denomina Relajación Anelástica, al ajuste del sistema termodinámico a lo largo del tiempo, como respuesta a un cambio en las variables externas mecánicas [1-6]. Antes de presentar las ecuaciones que la describen, vamos a dar algunas definiciones del sólido según el modelo reológico:

1.1 Sólido elástico ideal o de Hooke

La relación tensión-deformación es lineal. Al retirar la tensión retorna instantáneamente al estado original, es decir tiene recuperabilidad. Responde a la ley de Hooke:

$$\sigma = M\varepsilon; \quad \varepsilon = J\sigma; \quad M = 1/J \quad (1)$$

Donde: M: módulo de elasticidad, y J: módulo de complacencia (recíproco de M).

Los esfuerzos se expresan como tensores de segundo orden, cuando son sometidos a deformaciones arbitrarias y la ley de Hooke se convierte entonces en un conjunto de ecuaciones lineales que relacionan cada uno de los componentes del tensor de tensiones con las deformaciones aplicadas.

El comportamiento del sólido elástico ideal se puede representar mediante un resorte (Figura 1.a) cuyo comportamiento tensión-deformación es lineal, como se representa en la Figura 1.b:

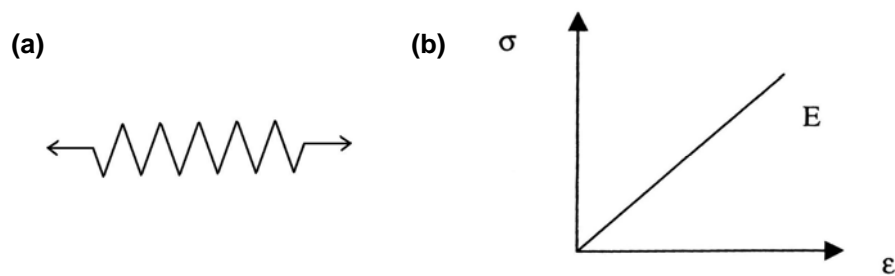


Figura 1.a) Representación reológica del sólido elástico ideal; b) Comportamiento Tensión-Deformación.

1.2 Sólido elástico no ideal o de Newton

Es similar al caso anterior, con la única diferencia que la curva tensión-deformación no tiene una respuesta lineal. Sin embargo presenta una respuesta instantánea a la tensión o deformación y luego de retirado la tensión recupera su forma original. Se puede representar mediante un pistón, que se sumerge en un líquido viscoso (Figura 1.2), o sea un amortiguador.

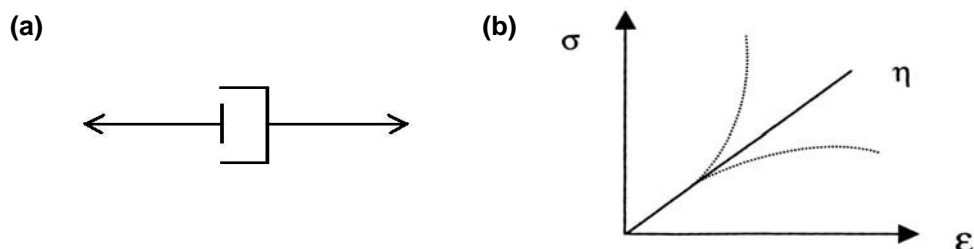


Figura 2.a) Representación reológica del sólido elástico no ideal. b) Comportamiento Tensión-Deformación.

En el sólido elástico no ideal la tensión es proporcional al cambio de la deformación mediante un factor η , se conoce a dicho factor como viscosidad, en analogía con los líquidos: $\sigma = \eta\dot{\varepsilon}$.

1.3 Sólido plástico o de Saint-Venant.

El sólido plástico tiene una recuperación instantánea, pero no tiene un comportamiento lineal ni tampoco recupera completamente la forma original. Se puede representar mediante un resorte limitado, donde a partir de ciertos valores es plástico (Figura 3.a). La tensión-deformación, al inicio se comporta linealmente, pasado cierto umbral de tensión σ_s presenta un comportamiento plástico, es decir deforma sin aumentar la tensión. Si se retirase la tensión en ese punto el material recuperaría cierta deformación pero no volvería a su forma original (Figura 3.b).

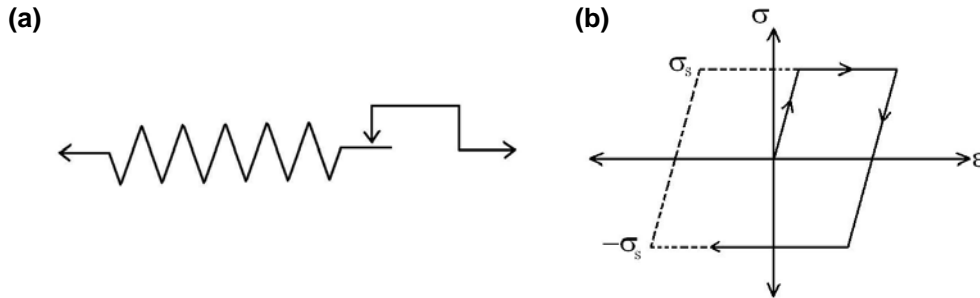


Figura 3 a) Representación reológica del sólido plástico. b) Comportamiento Tensión-Deformación.

1.4 Sólido anelástico ideal o de Kelvin – Voigt

Presenta una recuperación completa y lineal pero no instantánea, es decir que la recuperación está desfasada en el tiempo. Se puede interpretar como un atraso de la deformación con respecto a tensión, para tiempos suficientemente largos luego de retirada la tensión se recuperará el estado inicial.

Este modelo tiene en paralelo un resorte y un amortiguador (Figura 4.a).

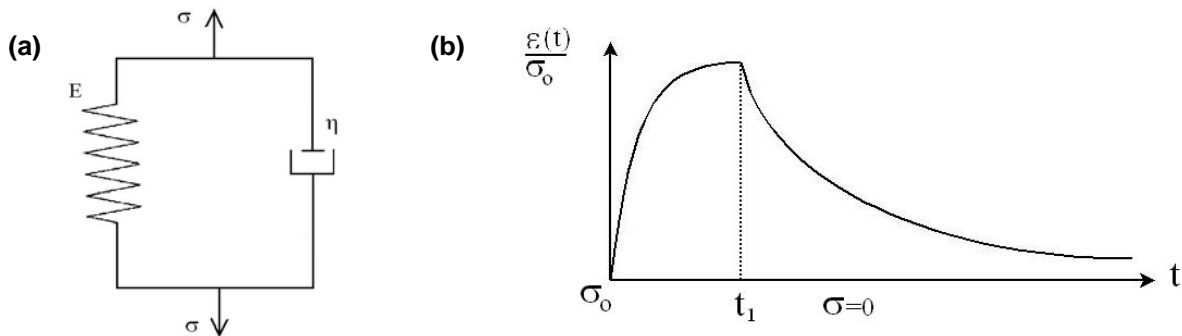


Figura 4.a) Representación reológica. b) Comportamiento temporal para un sólido anelástico ideal.

Las ecuaciones que describen este modelo parten de: $\sigma = \sigma_\eta + \sigma_E = \eta \dot{\epsilon} + E\epsilon$. Y dan una dependencia temporal de la deformación del tipo del efecto “fluencia” (Creep):

$$\epsilon(t) = \frac{\sigma_0}{E} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\eta/E}\right) \right] \quad (2)$$

En la Figura 4.b se representa este comportamiento, donde se observa que al aplicar tensión constante σ_0 , la relación tensión deformación responde a la Ecuación (4), y al retirar la tensión aplicada empieza a recuperar el valor inicial en un periodo de tiempo mayor también descrito por un decaimiento exponencial.

1.5 Sólido anelástico estándar o de Zener

En el modelo anterior se carece de la respuesta instantánea característica de los sólidos en general. Ésta se puede lograr agregando un resorte en serie, como se muestra en la Figura 5.a. Ahora, aplicando tensión a $t=0$, el resorte 1 se deforma instantáneamente mientras que, debido al amortiguador, el bloque en paralelo permanece sin deformarse. Luego la tensión actúa sobre la unidad de Voigt: en esta etapa aparece una dependencia temporal en la deformación.

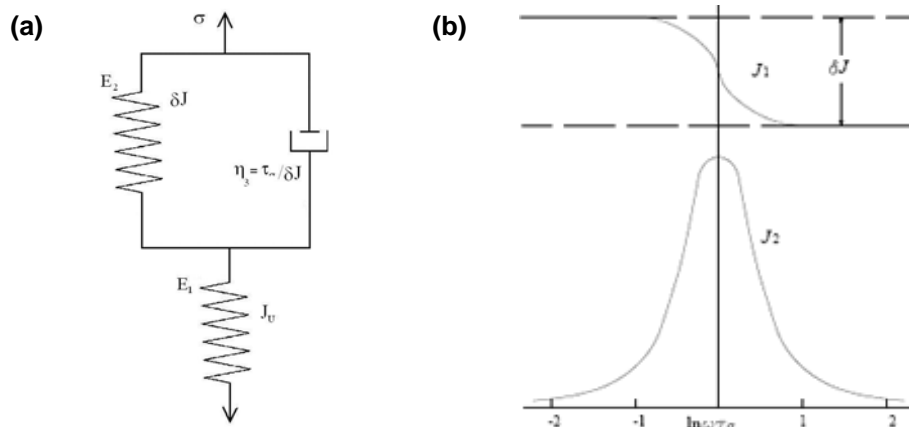


Figura 5.a) Modelo reológico del sólido anelástico estándar (SAS). b) Funciones de Debye de Ecuaciones (5) y (6).

De los elementos que forman el modelo obtenemos las relaciones tensión-deformación del sistema, que tienen la forma de una ecuación de Hooke generalizada: $J_R\sigma + \tau_\sigma J_U \dot{\sigma} = \varepsilon + \tau_\sigma \dot{\varepsilon}$: donde la complacencia relajada J_R se relaciona con la no relajada J_U como sigue: $J_R = J_U + \delta J$; y cuya solución para las condiciones: $\sigma = \sigma_0$; $\dot{\sigma} = 0$ para $t \geq 0$ y $\varepsilon = J_U \sigma$ a $t = 0$, es la expresión de la complacencia J :

$$J(t) = J_U + \delta J [1 - \exp(-t/\tau_\sigma)] \quad (3)$$

Y si usara las siguientes condiciones: $\varepsilon = \varepsilon_0$; $\dot{\varepsilon} = 0$ para $t \geq 0$ y $\sigma = M_U \varepsilon$ para $t = 0$; vale: $\sigma + \tau_\varepsilon \dot{\sigma} = M_R \varepsilon + M_U \tau_\varepsilon \dot{\varepsilon}$; y se obtiene una solución para el módulo M:

$$M(t) = M_R + (M_U - M_R) \exp(-t/\tau_\varepsilon) \quad (4)$$

La Ecuación (3) describe el efecto "creep" y la Ecuación (4) el módulo elástico describe la relajación de tensiones a deformación constante, que son los comportamientos estáticos.

1.6 Ecuaciones de Debye para el sólido anelástico estándar.

Para obtener las funciones de respuesta dinámica $J_1(\omega)$ y $J_2(\omega)$ ante una dada tensión periódica, en la ley de Hooke generalizada se reemplaza la tensión y deformación por funciones complejas: $\sigma = \sigma_0 e^{i\omega t}$ y $\varepsilon = (\varepsilon_1 - i\varepsilon_2) e^{i\omega t}$, donde ω es la frecuencia de excitación, que se impone externamente. Es una manera de encontrar el desfase ϕ entre la tensión aplicada y la deformación obtenida, así como las ecuaciones que describen el módulo elástico (o su inversa) y la fricción interna para una relajación anelástica de este tipo de sólidos.

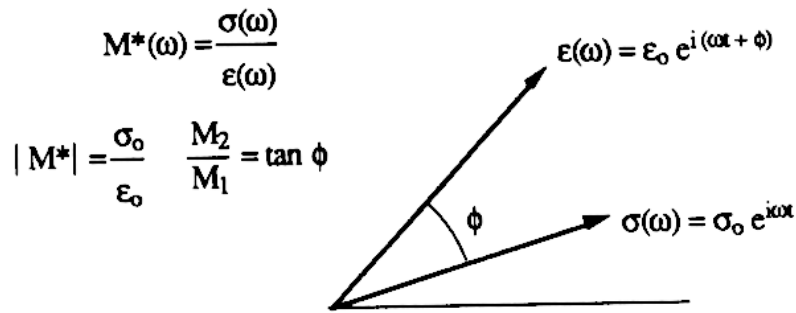


Figura 6: Diagrama fasorial de la tensión aplicada y la deformación obtenida.

En la Ecuación de la ley de Hooke generalizada (ver 1.5) y usando las definiciones de las respuestas elásticas: $J_1 = \varepsilon_1/\sigma_0$ y $J_2 = \varepsilon_2/\sigma_0$; y separando las partes real e imaginaria, obtenemos las ecuaciones:

$J_R = J_1 + \omega\tau_\sigma J_2$ y $\omega\tau_\sigma J_U = \omega\tau_\sigma J_1 - J_2$. Resolviendo para J_1 y J_2 se tiene:

$$J_1(\omega) = J_U + \frac{\delta J}{1 + \omega^2 \tau_\sigma^2} \quad (5)$$

$$J_2(\omega) = \delta J \frac{\omega \tau_\sigma}{1 + \omega^2 \tau_\sigma^2} \quad (6)$$

Donde J_1 es la evolución de la complacencia, en forma de escalón, siendo τ_σ el tiempo de relajación a esfuerzo constante; y J_2 es un pico relacionado con la fricción interna. En la Figura 5.b se representan las funciones de Debye $J_1(\omega)$ y $J_2(\omega)$.

La fricción interna medida por el ángulo de desfase ϕ , está dada por el cociente entre las funciones de Debye:

$$\tan \phi = \frac{J_2(\omega)}{J_1(\omega)} = \delta J \frac{\omega \tau_\sigma}{J_R + J_U \omega^2 \tau_\sigma^2} \quad (7)$$

Donde se puede cambiar τ_σ por el promedio: $\tau = (\tau_\sigma \cdot \tau_\varepsilon)^{1/2}$, y definir la "Intensidad del Relajamiento" como: $\Delta = (\delta J / J_U) \ll 1$; entonces la Ecuación (7) puede expresarse como:

$$\tan \phi = [\Delta / \sqrt{1 + \Delta}] \frac{\omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (8)$$

cuyo valor máximo $\tan \phi)_{\max} \cong \Delta / 2$ ocurre en el centro del pico: $\omega \tau = 1$; y el ancho del pico a la mitad de su altura es: $\Delta(\log_{10} \omega \tau_\sigma) = 1.144$.

Para medir Fricción Interna aplicando esta fórmula, se desarrollaron los péndulos de torsión sub-resonantes en la década de 1970. Antes, se utilizaron equipos resonantes y se podía aplicar en sólidos con fenómenos térmicamente activados, dado el hecho de que el tiempo de relajación depende de la temperatura del material según una relación de tipo Arrhenius:

$$\tau = \tau_0 \times e^{\frac{\Delta h}{k} T p^{-1}} \quad (9)$$

donde τ_0 es el tiempo de relajación k la constante de Boltzman (o la constante universal de los gases según el sistema de unidades) y Δh es la energía de activación, que depende de los procesos

microscópicos que producen la relajación. Existe una relación lineal entre $\ln(\omega\tau)$ y el recíproco de la temperatura:

$$\ln(\omega\tau) = \ln(\omega\tau_0) + (\Delta h/k)(1/T_p) \quad (10)$$

En el máximo del pico de Debye se tiene que $\ln(\omega\tau) = 0$, así: $\ln(\omega\tau_0) + (\Delta h/k)(1/T_p) = 0$, donde T_p es la temperatura del pico. La representación gráfica de $\ln(f)$ versus $1/T_p$ es conocida como "Curva de Arrhenius", cuya pendiente es $\Delta h/k$. Es un método para medir la "Energía de activación por corrimiento en frecuencia" ΔH_{shift} , y requiere medir los picos de Debye para distintas frecuencias.

Por otro lado, si se mide ϕ en función de T para una sola frecuencia, la "Energía de activación aparente" ΔH_{ap} puede obtenerse a partir de un ajuste numérico de la Ecuación (8) como por ej. el programa "peakfit".

Una forma ingenieril de la fricción interna es la Capacidad de Amortiguamiento Específica η' que es proporcional a la energía disipada por ciclo, dividida la energía total almacenada. En la Figura 7 se muestra esta propiedad en función del módulo de Young [4].

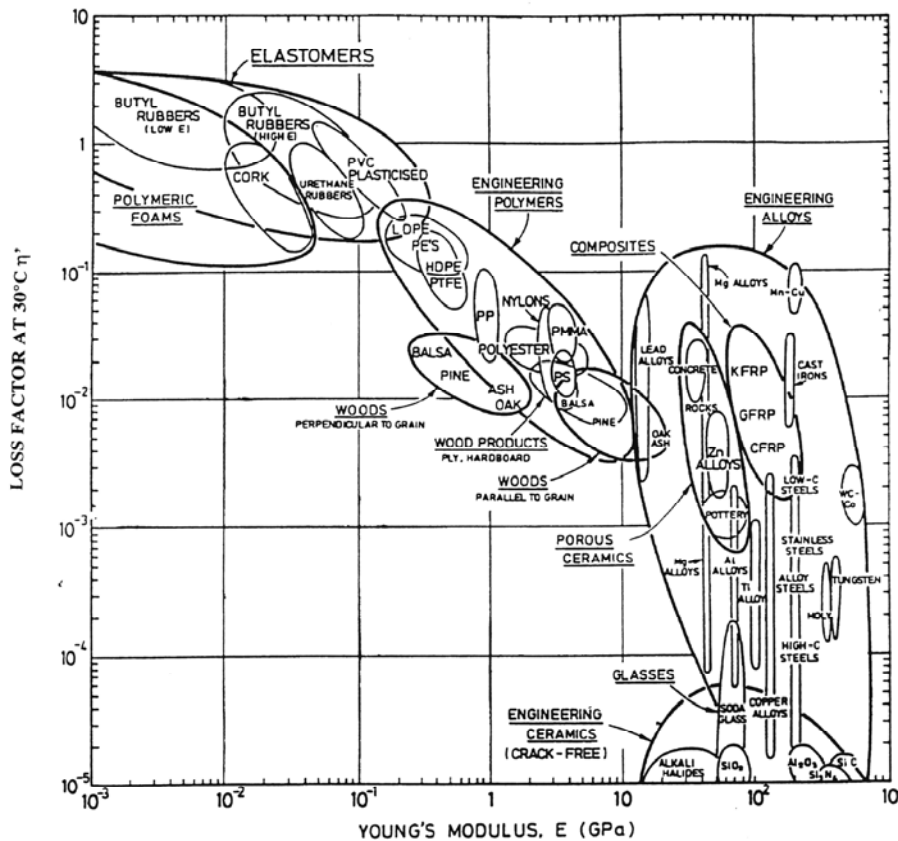


Figura 7. Factor de pérdida en función del Módulo de Young para diferentes materiales.

Se observa que η' en metales puros es alto para Al y Sn, donde el movimiento de dislocaciones es el fenómeno principal, mientras que en aleaciones como el bronce o aceros al carbono son altas porque las dislocaciones son ancladas. Las aleaciones de Mn-Cu tienen alta fricción interna en donde presentan la transformación martensítica. El Mg tiene altos valores cuando forma maclas.

Los metales en general tienen rangos de fricción interna de valores amplios porque dependen del grado de deformación plástica o en aleaciones del tipo y cantidad de aleantes que contienen, además de su deformación plástica, y algo más complejo es el tema en compuestos.

Los cerámicos tienen bajísimos valores de fricción interna porque no pueden deformar plásticamente, pero en los cerámicos porosos empieza a dar valores más considerables porque sus grietas se mueven disipando energía.

En los polímeros el alto amortiguamiento se debe a la rotación y/o al deslizamiento de sus cadenas poliméricas, dependiendo que la temperatura de medición esté por encima de la transición vítrea (las cadenas deslizan fácilmente: el módulo es bajo y la fricción interna alta) o si está por debajo (las cadenas se congelan: el módulo es alto y la fricción interna relativamente baja).

Los plásticos reforzados con fibras tienen amortiguamiento menor que las matrices poliméricas.

El amortiguamiento de esponjas poliméricas y de elastómeros es muy alto.

2. TRANSFORMACIONES DE FASE

Una sustancia pura o una mezcla de sustancias sufren una transformación de fase si cambia: la estructura cristalina, cambio de orden atómico (transformaciones orden-desorden), cambio de orden magnético (ferromagnéticas), cambio de orden eléctrico (ferroeléctricas). Una sustancia puede pasar de una a otra fase sufriendo un cambio o transformación de fases, variando las condiciones de un sistema heterogéneo en equilibrio. Se califican en transformaciones de fase de primero o segundo orden de acuerdo a si el parámetro de orden y la entalpía son discontinuos o continuos, respectivamente, en la temperatura donde ocurre el cambio de fase (T_c : temperatura crítica).

2.1 Transformaciones de fase de primer orden

En las transformaciones de primer orden existen cambios de entropía y volumétricos. Son discontinuas, ocurren cuando se produce un cambio discontinuo entre una fase y otra. Tienen un calor latente asociado; de allí el cambio de volumen (Cap. 5 ref [4]).

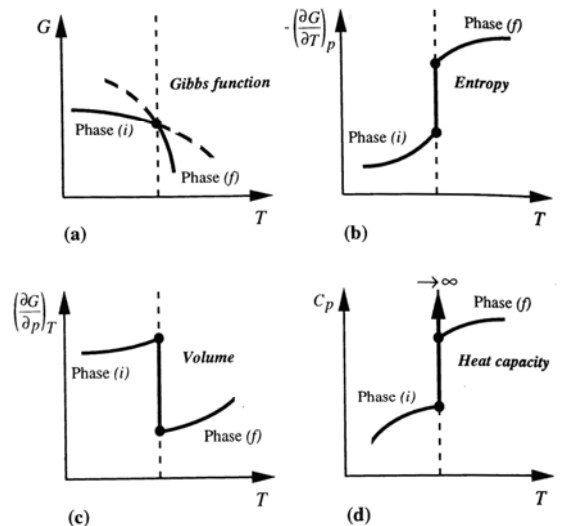


Figura 8. Características de la transformación de fase de primer orden. (a) Función de Gibbs (b) Entropía (c) Volumen (d) Calor específico.

2.1.1 Teoría del campo promedio para transiciones de primer orden

Se describe mediante la energía libre por unidad de volumen "g" con un término de ξ^6 de manera que:

$$g(\sigma, \xi, T) = g(0, 0, T) - \frac{1}{2} J_u \sigma^2 - \chi \sigma \xi + \frac{1}{2} \beta \xi^2 + \frac{1}{4} \gamma \xi^4 + \frac{1}{6} \kappa \xi^6 \quad (11)$$

Para que estemos ante una transformación de primer orden se debe cumplir que $\gamma < 0$, $\kappa > 0$ y $\beta = a(T - T_c)$ con $a > 0$. La afinidad A es:

$$A = - \left(\frac{\partial g}{\partial \xi} \right)_{\sigma, T} = \chi \sigma - \beta \bar{\xi} - \gamma \bar{\xi}^3 - \kappa \bar{\xi}^5 \quad (12)$$

La condición de equilibrio para una tensión dada sería:

$$\beta \bar{\xi} + \gamma \bar{\xi}^3 + \kappa \bar{\xi}^5 = \chi \sigma \quad (13)$$

Donde $\bar{\xi}$ es el valor promedio, y para $\sigma = 0$ es $\bar{\xi} = \xi_0$ el valor de equilibrio; luego, reemplazando β en Ecuación (13) cuando la tensión es nula:

$$\xi_0 [\kappa \xi_0^4 + \gamma \xi_0^2 + a(T - T_c)] = 0 \quad (14)$$

Una solución (la trivial) para (14) es $\xi_0 = 0$ y las otras dos soluciones serían:

$$\xi_0 \begin{cases} = -\frac{\gamma}{2\kappa} \left\{ 1 + \left[1 - \frac{4\kappa a}{\gamma^2} (T - T_c) \right]^{1/2} \right\} \\ = -\frac{\gamma}{2\kappa} \left\{ 1 - \left[1 - \frac{4\kappa a}{\gamma^2} (T - T_c) \right]^{1/2} \right\} \end{cases} \quad (15)$$

La segunda solución de la Ecuación (15) es real para $T_c < T < T_h$ donde:

$$T_h = T_c + \frac{1}{4} \frac{\gamma^2}{\kappa a} \quad (16)$$

Sin embargo no corresponde a un mínimo de la función g , por lo tanto puede ser descartada. La primer solución es real para todo $T < T_h$ y representa 3 mínimos en la función de la misma "profundidad" de la función g . La primer solución de (15) es real para todo $T < T_c$ y presenta tres mínimos de la función g de la misma profundidad a una temperatura:

$$T_{eq} = T_c + \frac{3}{16} \frac{\gamma^2}{\kappa a} \quad (17)$$

Entonces, la variación de la función g con el parámetro ξ para las transiciones de primer orden estaría representado esquemáticamente por la Figura 9.

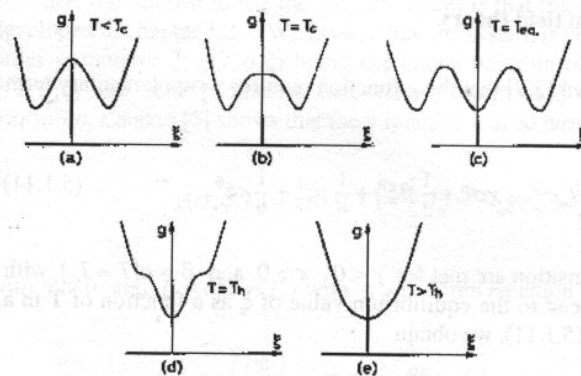


Figura 9. Variación de la energía libre g con el parámetro ξ para distintas temperaturas

En este esquema vemos que la temperatura T_{eq} sería la de equilibrio en la transición, ya que implica que ambas fases tienen mínimos de la misma profundidad. La temperatura T_c es el límite de metaestabilidad para la fase de alta temperatura, y la temperatura T_h es el límite de metaestabilidad para la fase de baja temperatura. Ambas corresponden a la desaparición de los mínimos relativos de la función g .

2.1.2 Relajación anelástica cerca de transiciones de fase de primer orden

Para calcular la Fricción interna asociada a las transiciones de primer orden se considera la temperatura T_h como la temperatura de transición. Se realiza el análisis para dicha T_h y luego, para obtener la fricción interna a las temperaturas T_c y T_{eq} se sustituye la expresión de T_h de la Ecuación (16) en la (17). Aplicando una tensión pequeña siendo $\bar{\xi}$ el valor de equilibrio de ξ escribimos Ecuación (13) como:

$$\beta(\bar{\xi} - \xi_0) + \gamma(\bar{\xi}^3 - \xi_0^3) + \kappa(\bar{\xi}^5 - \xi_0^5) = \chi\sigma \quad (18)$$

Tomando el caso de que ξ sea pequeño se cumple que $(\bar{\xi} - \xi_0) \ll \xi_0$ y obtenemos:

$$(\bar{\xi} - \xi_0) = \frac{\chi\sigma}{\beta + 3\gamma\xi_0^2 + 5\kappa\xi_0^4} \quad (19)$$

Desde que la deformación es: $\varepsilon = -\left(\frac{\partial g}{\partial \sigma}\right)_{\xi, T} = J_u \sigma + \chi\xi$, la deformación de equilibrio correspondiente al

experimento isotérmico es $\chi(\bar{\xi} - \xi_0)$, la magnitud de relajación $\delta J = \frac{\varepsilon_{an}}{\sigma}$ viene dada por la Ecuación anterior como:

$$\delta J = \frac{\chi^2}{\beta + 3\gamma\xi_0^2 + 5\kappa\xi_0^4} \quad (20)$$

Sustituyendo los valores de ξ_0 con la segunda solución de (15)

$$\delta J = \frac{\chi^2}{\frac{\gamma^2}{\kappa} \left[1 - \frac{4\kappa a}{\gamma^2} (T - T_c)\right]^{1/2} \left\{1 + \left[1 - \frac{4\kappa a}{\gamma^2} (T - T_c)\right]^{1/2}\right\}} \quad (21)$$

y, sustituyendo el valor de T_c con el valor de T_h vía la Ecuación 16 tenemos:

$$\delta J = \frac{\chi^2}{\frac{\gamma^2}{\kappa} \left[1 - \frac{4\kappa a}{\gamma^2} (T_h - T)\right]^{1/2} \left\{1 + \left[\frac{4\kappa a}{\gamma^2} (T_h - T)\right]^{1/2}\right\}} \quad (22)$$

Para $T > T_c$, $\xi_0 = 0$ y los términos de ξ^3 y ξ^5 se desprecian. Entonces tendremos en función de T_h :

$$\delta J = \frac{\chi^2}{\frac{\lambda^2}{4\kappa} + a(T - T_h)} \quad (23)$$

Entonces, según esta función de energía libre, la relajación anelástica presenta una discontinuidad en $T=T_h$;

$$\begin{cases} \lim_{T \rightarrow T_h^+} \delta J = \frac{4\chi^2 \kappa}{\gamma^2} \\ \lim_{T \rightarrow T_h^-} \delta J \rightarrow \infty \end{cases} \quad (24)$$

Para obtener una expresión de la fricción interna necesitamos conocer como es el “tiempo de relajación τ ” en este proceso. Para esto vamos a resumir que la velocidad de acercamiento al equilibrio, para pequeños corrimientos es proporcional a la afinidad (Ecuación (22)).

$$\begin{aligned} \dot{\xi} &= MA \\ \frac{(\xi - \xi_0)}{\tau} &= MA \end{aligned} \quad (25)$$

reemplazando A con la expresión de la Ecuación (12) e incorporando luego T_c y T_h de las Ecuaciones (16) y (17) tendremos:

$$\tau = \frac{1}{M \frac{\gamma^2}{\kappa} \left[\frac{4\kappa a}{\gamma^2} (T_h - T) \right]^{1/2} \left\{ 1 + \left[\frac{4\kappa a}{\gamma^2} (T_h - T) \right]^{1/2} \right\}} \quad \text{para } T < T_h \quad (26)$$

$$\tau = \frac{1}{M \left\{ \frac{\gamma^2}{4\kappa} + a(T - T_h) \right\}} \quad \text{para } T > T_h \quad (27)$$

Tomando la expresión para la fricción interna: $Q^{-1} = \frac{\delta J}{J_u} \cdot \frac{\omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2}$ y reemplazando en ella el tiempo de relajación de Ecuaciones (26) y (27) y la magnitud de la relajación δJ de Ecuación (23) queda:

$$Q^{-1} = \frac{\chi^2 \omega M}{J_u} \frac{1}{\frac{M^2 \gamma^4}{\kappa^2} \left[\frac{4\kappa a}{\gamma^2} (T_h - T) \right] \left\{ 1 + \left[\frac{4\kappa a}{\gamma^2} (T_h - T) \right]^{1/2} \right\}^2 + \omega^2} \quad \text{para } T < T_h \quad (28)$$

$$Q^{-1} = \frac{\chi^2 \omega M}{J_u} \frac{1}{M^2 \left[\frac{\gamma^2}{4\kappa} + a(T - T_h) \right]^2 + \omega^2} \quad \text{para } T > T_h \quad (29)$$

Luego, la fricción interna presenta una discontinuidad en $T = T_h$ siendo:

$$\begin{cases} \lim_{T \rightarrow T_h^-} Q^{-1} = \frac{\chi^2 M}{J_u \omega} \\ \lim_{T \rightarrow T_h^+} Q^{-1} = \frac{\chi^2 M}{J_u} \frac{\omega}{\frac{M^2 \gamma^5}{16\kappa^2} + \omega^2} \end{cases} \quad (30)$$

El límite desde $-\infty$ además de ser la discontinuidad representa el máximo de la fricción interna. En las Ecuaciones (28) a (30) se evidencia que la forma del pico de fricción interna en estas transiciones de 1er orden es asimétrica en función de la temperatura (ver Capítulo 5.1 de referencia [4]).

2.1.3 La transformación martensítica: un ejemplo de transformación de fase de primer orden

El análisis anterior está realizado desde un punto de vista teórico, y explica bien la existencia de valores máximos y una discontinuidad en la fricción interna en la temperatura de la transformación de fase. También se argumenta la existencia de una histéresis térmica. Pero no se tiene en cuenta la influencia de variables como la velocidad de enfriamiento o calentamiento, o la frecuencia de oscilación. Por ello, basados en evidencia experimental, se escribe la fricción interna de una transformación martensítica como sigue:

$$Q^{-1} = Q^{-1}(T, \varepsilon) + \alpha \frac{\dot{T}}{f} \quad (31)$$

cuando el experimento se realiza a frecuencias del orden de los Hertz o kilohertz. Según está ecuación, la fricción interna es equivalente al valor teórico más el aporte de la velocidad de calentamiento o enfriamiento sobre la frecuencia. Por otro lado, se puede atribuir al valor de fricción interna el aporte de 3 efectos que explicamos a continuación:

$$Q^{-1} = Q_{INT}^{-1} + Q_{TRANS}^{-1} + Q_{PT}^{-1} \quad (32)$$

donde: Q_{INT}^{-1} : Es el valor intrínseco de la fricción interna de cada fase. Es el promedio ponderado con la fracción volumétrica. Q_{TRANS}^{-1} : Este valor es la parte transicional de Q^{-1} y existe sólo cuando \dot{T} es distinto de cero. Es consecuencia de la cinética de transformación y por lo tanto es proporcional a la cantidad de volumen de material que transforma, por unidad de tiempo. Depende además de la amplitud y frecuencia de excitación. Q_{PT}^{-1} : Es el término relacionado con la transformación de fase, pero que no depende de la velocidad de transformación. En la figura 10 se describe el aporte relativo de cada término.

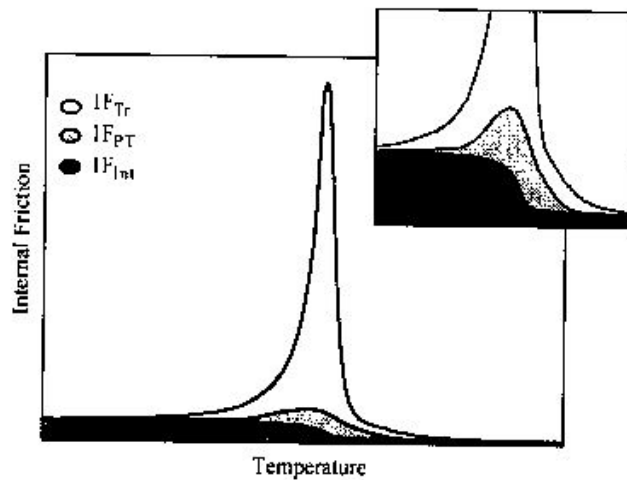


Figura 10. Aporte a la fricción interna total de los términos intrínsecos, propios de la transformación y transitorios de la transformación (Ver Cap.5.3 de referencia [4]).

2.1.4 Caracterización de la transformación martensítica en el NiTi

En el trabajo [8] se miden muestras de una aleación de NiTi super-elástica provista por Special Metals® con tratamiento termomecánico de “straight annealing” (trefilado continuo, recocido a 500° C durante 5 min.) en el péndulo de torsión CAB que se describe luego. En las Figuras 11 y 12 se verifican las Ecuaciones (31) y (32):

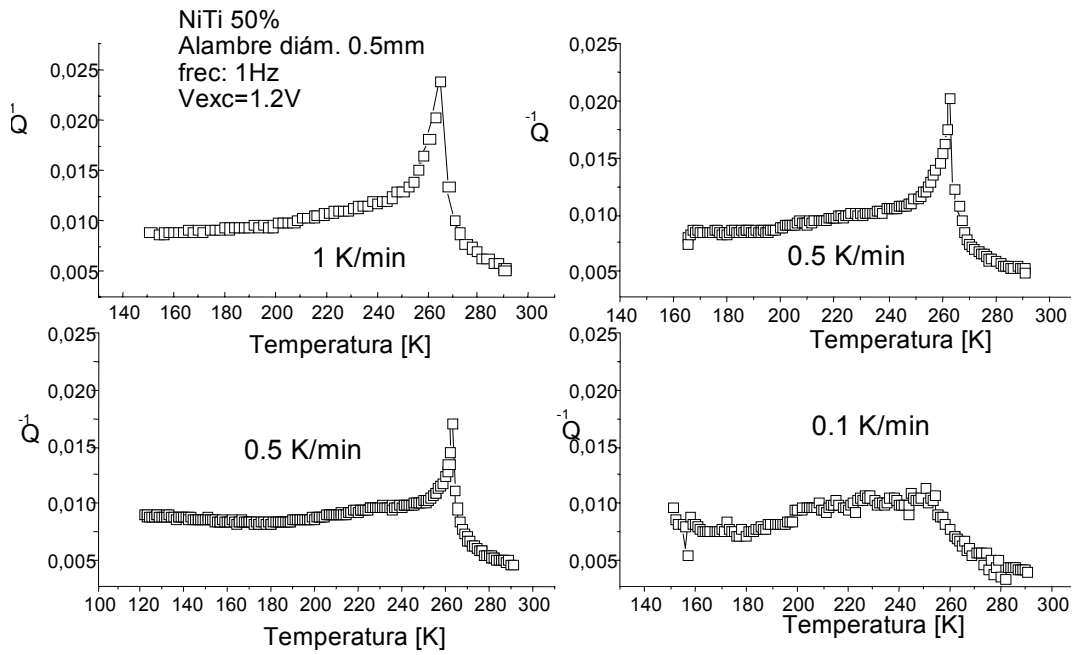


Figura 11.a) Fricción interna (Q^{-1}) del NiTi para diferentes velocidades de calentamiento

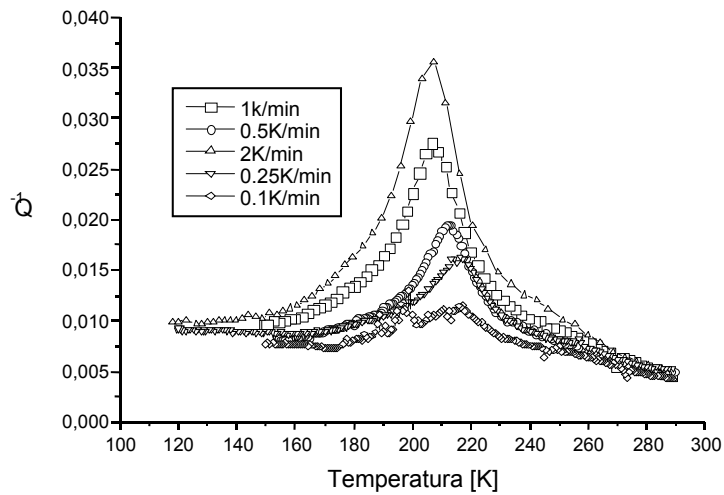


Figura 11.b) Curvas de Q^{-1} obtenidas en los enfriamientos cumpliendo Ecuaciones (31) y (32).

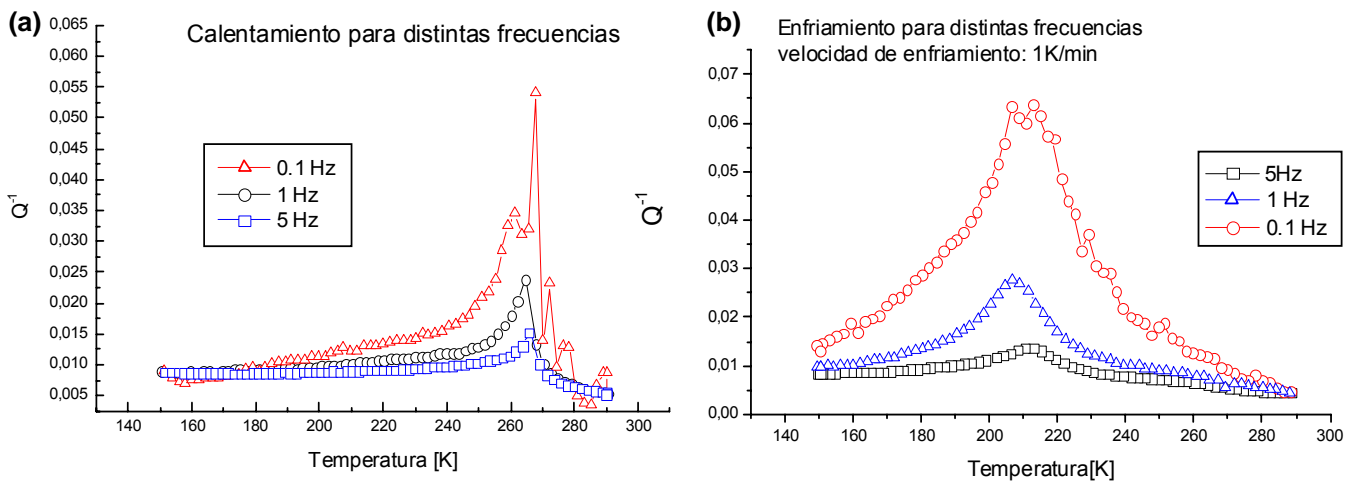


Figura 12.a) Curvas de Q^{-1} obtenidas en calentamiento, b) en enfriamiento de la misma muestra de Figura 11.

2.2 Transformaciones de fase de segundo orden

Una transformación de fase es de segundo orden cuando es continua en el parámetro de orden y la entalpía, y discontinua en el calor específico. Ejemplos son las transformaciones ferromagnéticas, antiferromagnéticas, ferroeléctricas, superconductoras orden-desorden en cristales moleculares. La descripción teórica fue hecha por Landau y Khalatnikov (1954), ver Cap.16 de referencia [3], considerando la expresión de la energía libre de Gibbs por unidad de volumen "g" como sigue:

$$g(\sigma, \xi, T) = g(0,0,T) - \frac{1}{2} J_u \sigma^2 - \chi \sigma \xi + \frac{1}{2} \beta \xi^2 + \frac{1}{4} \gamma \xi^4 - \alpha \sigma \Delta T \quad (33)$$

Donde $\gamma > 0$, y $\beta = a(T - T_c)$ con $a > 0$. La deformación y la afinidad pueden escribirse como sigue:

$$\begin{cases} \varepsilon = - \left(\frac{\partial g}{\partial \sigma} \right)_{\xi, T} = J_u \sigma + \chi \xi + \alpha \Delta T \\ A = - \left(\frac{\partial g}{\partial \xi} \right)_{\sigma, T} = \chi \sigma - \beta \xi - \gamma \xi^3 \end{cases} \quad (34)$$

Donde si la afinidad es nula para un cierto valor promedio del parámetro de orden, en la Ecuación (34) queda la expresión:

$$\beta \bar{\xi} + \gamma \bar{\xi}^3 = \chi \sigma \quad (35)$$

Ahora se considera el momento en que la tensión aplicada es nula, la función de Gibbs minimiza para:

$$\xi_0 \left[\gamma \xi_0^2 + a(T - T_c) \right] = 0$$

cuya solución es la siguiente:

$$\xi_0 \begin{cases} = \left[\frac{a}{\gamma} (T - T_c) \right]^{1/2} & \text{para } T < T_c \\ = 0 & \text{para } T > T_c \end{cases}$$

indicando que el parámetro de orden tiene un valor finito para temperaturas $T < T_c$, y tiende a cero para T_c .

Cuando se aplica la tensión, la Ecuación (35) puede escribirse considerando un apartamiento del equilibrio del parámetro de orden promedio, para $T < T_c$, como sigue:

$$\beta (\bar{\xi} - \xi_0) + \gamma (\bar{\xi}^3 - \xi_0^3) = \chi \sigma \quad (36)$$

y si tenemos en cuenta que generalmente los valores de las tensiones aplicadas son pequeños, se puede aproximar $\bar{\xi} - \xi_0 \ll \xi_0$, y usando un desarrollo en potencias menores:

$$(\bar{\xi} - \xi_0) = \frac{\chi \sigma}{\beta}$$

La deformación anelástica surge de la Ecuación (34) y las últimas consideraciones, dando una relajación:

$$\delta J = \frac{\chi^2}{\beta} = \begin{cases} \chi^2 / 2a(T_c - T) & \text{para } T < T_c \\ \chi^2 / a(T - T_c) & \text{para } T > T_c \end{cases} \quad (37)$$

que es finita por encima y por debajo de T_c , pero que diverge justo en T_c . La Ecuación (37) había sido deducida por Curie-Weiss para describir la susceptibilidad paramagnética de un material ferromagnético por encima de la temperatura de Curie.

3. RELAJACIONES ANELÁSTICAS DEBIDAS A DEFECTOS PUNTUALES

La teoría de relajación de defectos puntuales (Capítulos 6 a 8 de referencia [3]) considera que el defecto (un átomo intersticial, un par sustitucional, un par intersticial-sustitucional, una vacancia, etc) se comporta como un dipolo elástico λ (distorsiones elásticas locales en el cristal) con cierta simetría, que produce relajación anelástica mediante el proceso de ordenamiento inducido bajo la tensión aplicada. La relación de las tensiones generadas por el dipolo elástico con la tensión aplicada es la que permite describir cuantitativamente el comportamiento anelástico del cristal. Dado que la orientación de un monocristal afecta la medición de las amplitudes de relajación, se las expresa en función de un parámetro de orientación Γ que está en función de los cosenos directores (cosenos de los ángulos entre el eje longitudinal de tensión y los ejes de la celda unidad), γ_1, γ_2 y γ_3 , respectivamente; de la forma $\Gamma = \gamma_1^2 \gamma_2^2 + \gamma_2^2 \gamma_3^2 + \gamma_3^2 \gamma_1^2$; siendo también función de las constantes elásticas recíprocas S_{ij} :

$$\begin{aligned} \delta E^{-1} &\equiv \delta J_E = \delta S_{11} - 2\left[\delta(S_{11} - S_{12}) - \frac{1}{2} \delta S_{44}\right] \Gamma \\ \delta G^{-1} &\equiv \delta J_G = \delta S_{44} + 4\left[\delta(S_{11} - S_{12}) - \frac{1}{2} \delta S_{44}\right] \Gamma \end{aligned} \quad (38)$$

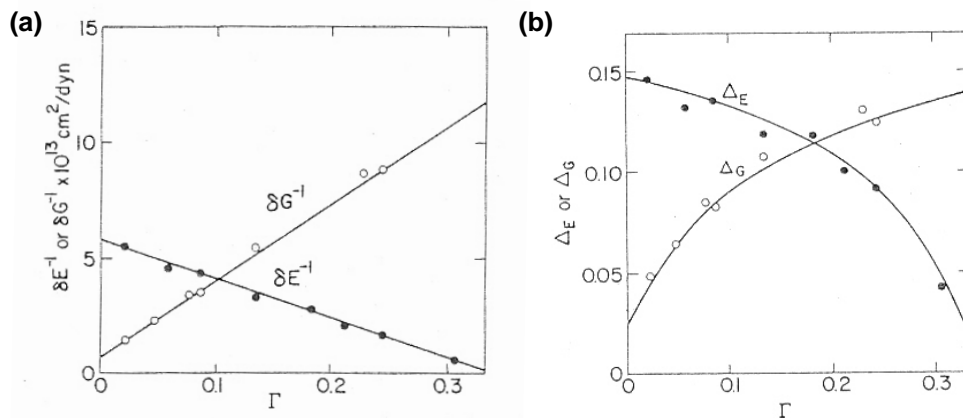


Figura 13.a) Variación del recíproco del módulo de Young E y del módulo de torsión G en función de la orientación monocristalina de la aleación Ag-26%at Zn. b) Variación de la intensidad del relajamiento proveniente de un experimento en longitudinal y en torsión para la misma aleación.

La Figura 13.a) demuestra la validez de las Ecuaciones (38), que indican que si se mide en un péndulo de torsión no va a evidenciarse el pico de Zener en la orientación $\langle 100 \rangle$ del monocristal, sino para alguna orientación diferente, llegando a su valor máximo para la orientación $\langle 111 \rangle$.

3.1 Efecto Snoek

Es un pico de fricción interna resultante de la ordenación preferente de los átomos intersticiales bajo una tensión aplicada. Este tipo de relajación fue descubierta por Snoek (1941) en Fe-C (ver Cap.2.2.1 de referencia [4] o Cap.9 de referencia [3]). Los átomos intersticiales de carbono en el hierro con red cúbica centrada en el cuerpo (bcc) que están en solución sólida, ocupan los sitios octaédricos de la red (ver Figura 14.a), causando una distorsión a su alrededor. La distribución de átomos entre los lugares octaédricos es

aleatoria, pero si se aplica una fuerza externa a lo largo del eje Z, los átomos intersticiales emigrarán a las posiciones octaédricas que tienden a alinearse en la dirección Z, por un mecanismo de migración controlado por la frecuencia de salto propia del soluto en esa matriz.

Cuando cesa la tensión, los átomos vuelven hacia una distribución aleatoria.

Bajo las tensiones oscilantes impuestas por un aparato de fricción interna, los átomos intersticiales estarán en movimiento continuo, con tendencia hacia la orientación preferencial ó a volver a su sitio al azar. El resultado es un fuerte máximo de relajación. Existe una proporcionalidad entre la altura del pico y la concentración del soluto.

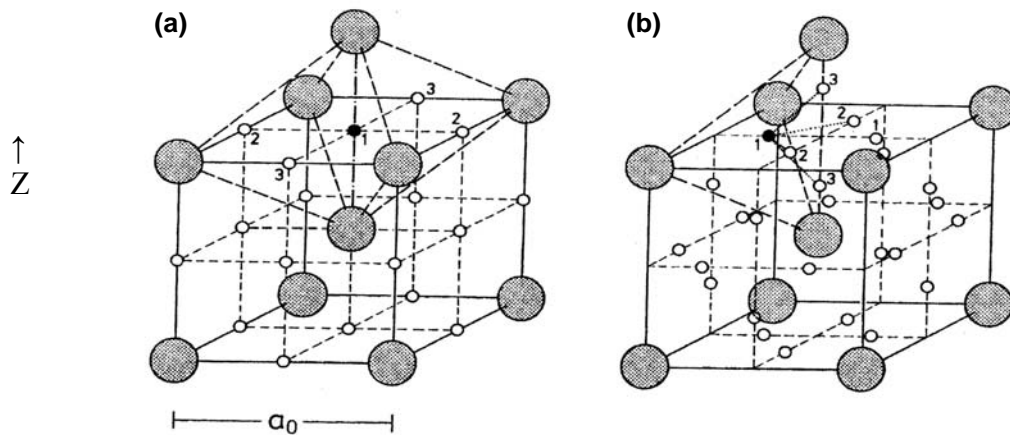


Figura 14. Modelo atómico de la relajación Snoek en metales bcc. Sitio intersticial del tipo: a) Octaedro b) Tetraedro.

Para un defecto de simetría tetragonal y el comportamiento del defecto bajo tensión como un dipolo elástico tetragonal y para una tensión uniaxial la magnitud de la relajación (expresada en módulo de Young E) está dada por:

$$\begin{cases} \delta E_{\langle 100 \rangle}^{-1} = \frac{\delta S'}{3} = \frac{2 C_o v_o}{9 kT} (\lambda_1 - \lambda_2)^2 \\ \delta E_{\langle 111 \rangle}^{-1} = \frac{\delta S}{3} = 0 \end{cases} \quad (39)$$

Donde \$C_o\$ es la fracción molar de soluto, \$v_o\$ es el volumen por átomo de la matriz, y \$\lambda_1\$ y \$\lambda_2\$ son los principales valores independientes del tensor \$\lambda\$. Como vemos esta energía es proporcional a la fracción molar de soluto en solución sólida, al cuadrado de la diferencia de los parámetros \$\lambda\$, indicando la distorsión elástica en la dirección aplicada. Y es inversamente proporcional a la temperatura de medición.

Esta característica es utilizada para determinar gases en metales de estructura bcc, el estudio de solubilidad de un elemento intersticial en matriz bcc, entre otros. La medición del efecto Snoek es muy especial en relación a técnicas químicas porque nos permite separar las contribuciones del elemento que participa en solución sólida como intersticial, del que se encuentre formando segundas fases, atmósferas alrededor de dislocaciones, sobre bordes de grano, u otros sitios.

En el caso de un acero ferrítico de soldadura, A.A.Ghilarducci y A.Vertanessian [9] muestran que es posible determinar la cantidad de N en solución sólida, a pesar de la complejidad del material.

En la Figura 15 se muestra el límite de detección de C en Fe alfa como 1 ppm atómico de C, aunque cada equipo tiene su propio límite inferior, en general los péndulos de torsión (1Hz) tienen un fondo de fricción interna mayor que los sistemas de lámina vibrante (kHz).

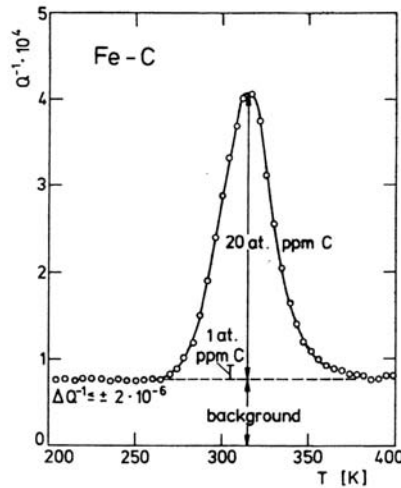


Figura 15. Pico de Snoek en Fe-C como ejemplo del límite de detección estimado en 1 at.ppm C (ver Cap.2.2.1 de [4]).

Los parámetros anelásticos presentados en la Tabla 1 se condicen con el modelo de la relajación Snoek dado que la energía de activación del proceso es del orden de la energía de migración del intersticial en esa matriz, la frecuencia de salto es del orden de la frecuencia de Debye y la temperatura del pico (medida o referida a 1Hz cuando fue medida a otra frecuencia) está ubicada entre temperatura ambiente y 626K.

Tabla 1. Parámetros anelásticos del efecto Snoek para sistemas de base metálica de estructura cúbica de cuerpo centrado.

	H [eV]	$\tau_0^{-1}, 10^{14} s^{-1}$	T_m [K] (f = 1 Hz)
Fe-N	0.82 ± 0.01	4.2 ± 2	300
Fe-C	0.87 ± 0.01	5.3 ± 2	314
Nb-O	$1.15_4 \pm 0.01$	$3.7_7 \pm 0.8$	422
Nb-N	$1.57_5 \pm 0.02$	$8.2_0 \pm 0.8$	562
Nb-C	1.43		514 ± 2
Ta-O	$1.10_5 \pm 0.01$	1.17 ± 2.5	420
Ta-N	$1.66_5 \pm 0.02$	$2.7_5 \pm 2$	615
Ta-C	1.67		626 ± 2
Mo-N	1.3	0.9	498
Cr-N	1.19	7	429
V-O	1.29	10	458
V-N	1.57	19.6	544

3.2 Aplicación tecnológica del efecto Snoek

La mayoría de los estudios de Fricción Interna en países desarrollados, se realizan a pedido de la industria, que financian proyectos y tesis doctorales reservadas. Los japoneses, suizos y belgas, exportan equipos adaptados al uso industrial. Un uso notable es el control de gases en aceros ferríticos realizado en acerías de Alemania, Suecia y Japón, que toman como fundamento la relajación de Snoek.

Sin embargo, muchas veces utilizan policristales texturados, para los cuales hay que hacer correcciones a las Ecuaciones (39). Puede ocurrir que el acero requerido por la industria contenga aleantes sustitucionales, y que se genere un campo de tensiones por cada átomo sustitucional debido a la diferencia del tamaño atómico del sustitucional respecto del de la matriz. El efecto es reducir la altura del pico de Snoek, como puede apreciarse en la Figura 16 en una matriz de Fe-C con microaleantes sustitucionales.

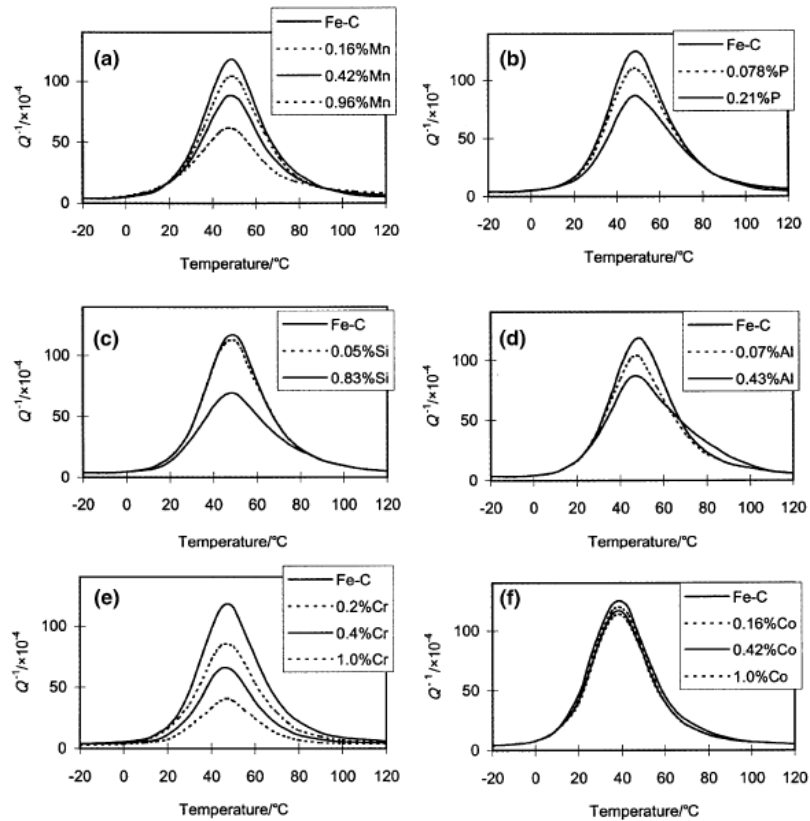


Figura 16. Espectros de fricción interna para diferentes aleantes en una matriz de Fe-C (ver referencia [10]).

El efecto Snoek sirve para determinar el coeficiente de difusión del intersticial en la matriz en función de la temperatura, como por ejemplo en los sistemas Fe-C y Fe-N que se muestran en Figura 17.

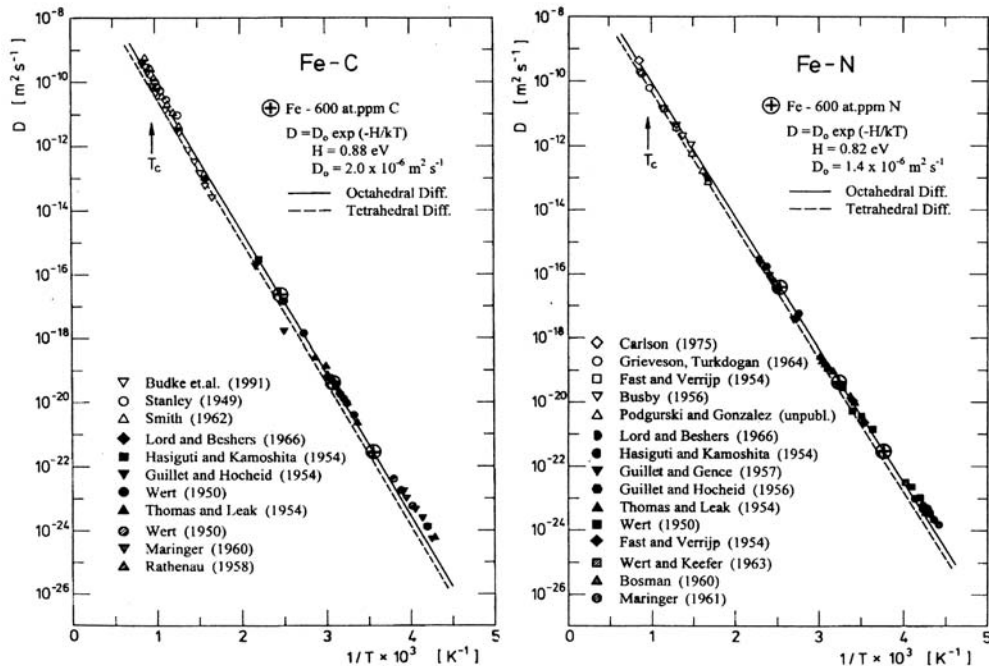


Figura 17. Aporte de la fricción interna a datos de difusión en los sistemas Fe-C y Fe-N en fase ferrítica.

3.3 Observación de efecto túnel de H(ó D) en metales.

La relajación de Snoek observada en metales con Hidrógeno (o sus isótopos) en sitios intersticiales de la red es de especial interés debido a la aparición del efecto túnel, explicable con la mecánica cuántica como un mecanismo de migración atómica que compite a bajas temperaturas con el salto activado clásicamente. El efecto túnel puede ser manifestado inicialmente como una desviación de la linealidad en el ajuste de Arrhenius. A temperaturas suficientemente bajas, el efecto túnel puede dominar completamente la relajación, y el tiempo de relajación volverse independiente de la temperatura. La movilidad del átomo de H (o D) se explica porque a bajas temperaturas tiene una función de onda cuántica distribuida en el espacio. En la bibliografía se ha reportado lo siguiente: Lord (1967) evidencia este efecto para hierro a una frecuencia de 10MHz mostrando el pico de Snoek de H a 120K con energía de activación de 0.130eV. Cannelli y Verdini (1966), ver ref. [7], definieron bien el pico de Snoek del hidrógeno en Ta y Nb, estudiando el cambio de la temperatura del pico con la frecuencia, variando desde 700kHz hasta 300Hz, mediante relación de Arrhenius encontraron la energía de activación $Q=0.12\text{eV}$ y frecuencia $\tau_0=1.6\times 10^{-12}\text{seg}$.

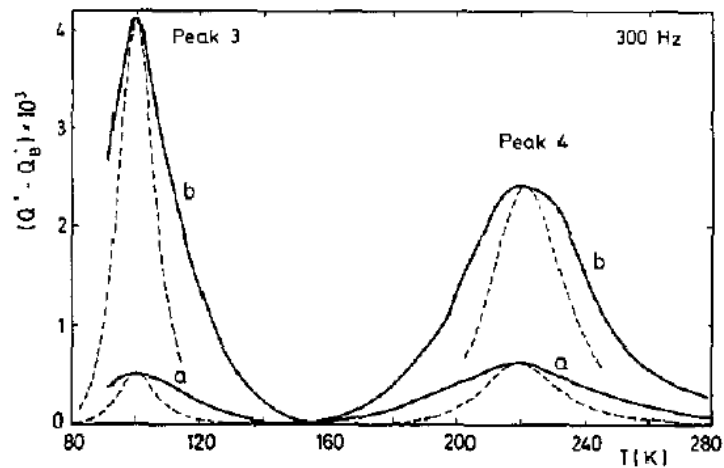


Figura 18. Picos Snoek de Hidrógeno en aleación Co33-Zr67 a 3300Hz. [Sinning ref. [11] 1991]

Sinning [11] en la aleación Co33Zr67, barriendo a 300Hz reportan dos picos de hidrógeno (Fig. 18), uno a 100K y otro a 220K aproximadamente. El pico a 220K se atribuye a los Hidrógenos en los sitios de Zr en fase tetragonal del CoZr2. Sin embargo el pico a 100K lo atribuye a un “estado mixto” o “intermedio” que hace referencia a un cambio entre las fases cúbica y tetragonal. Con valores de la energía de activación $Q=0.17\pm 0.02\text{eV}$ y $\tau_0=2\times 10^{-12}\text{seg}$, esta interpretación para el pico de 100K, no concuerda con la de Cannelli y Verdini (1966).

3.4 Efecto Zener

En el efecto Zener [1], la relajación se atribuye a una reorientación de pares de átomos de soluto, inducida por tensión. Dichos pares se encuentran presentes en la solución sólida en una configuración de primeros vecinos. La relajación de Zener es un proceso térmicamente activado.

El hecho de que el efecto Zener se atribuya al orden de los pares de átomos de soluto inducido por tensión (Fig. 19), implica la existencia de una energía de interacción entre los átomos y consecuentemente, implica la existencia de una temperatura crítica intrínseca.

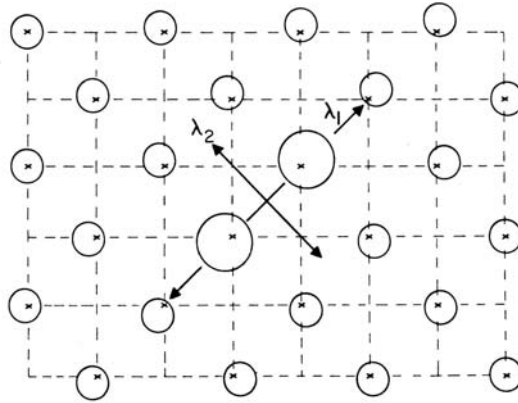


Figura 19. Modelo atómico con desplazamientos.

En aleaciones metálicas binarias existe una dependencia de la concentración del soluto con el esfuerzo de relajación. La altura del pico varía con el cuadrado del porcentaje atómico del soluto.

La magnitud de relajación en un cristal bcc a primeros vecinos para un par de solutos, esta dada por:

$$\begin{cases} 3\delta E_{(100)}^{-1} = \delta S = 0 \\ 3\delta E_{(111)}^{-1} = \delta S' = \frac{4}{9} \frac{C_o v_o}{kT} (\lambda_1 - \lambda_2)^2 \end{cases} \quad (40)$$

Donde C_o es la fracción molar de soluto, v_o es el volumen por átomo de la matriz, y λ_1 y λ_2 son los principales valores independientes del tensor λ . Se da un ejemplo en la Figura 20 de otros autores y en la referencia [12] de resultados obtenidos en equipos de FI del Centro Atómico Bariloche.

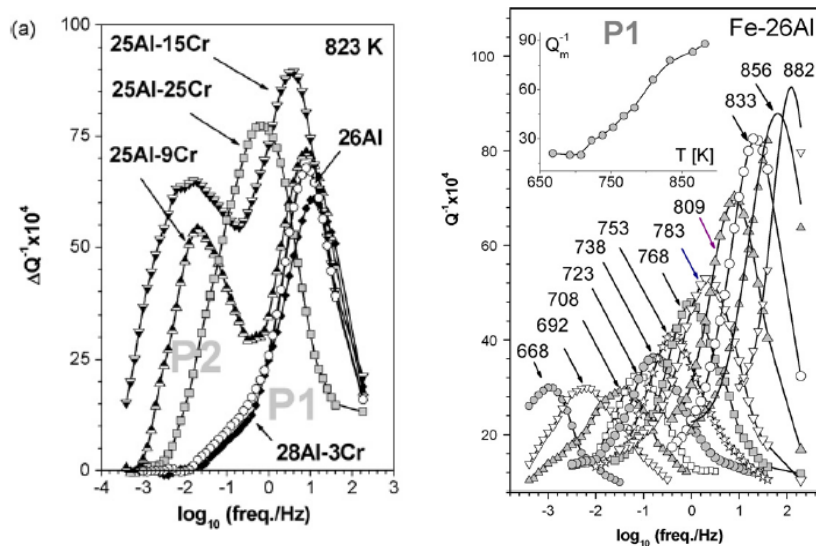


Figura 20. Pico de Zener para diferentes composición de soluto y diferentes temperaturas (Golovin ref.[6])

Tabla 2: Intensidad del relajamiento Zener en sistemas binarios.

Alloy ^a	Structure	Temp. (°C)	$\Delta (\times 10^3)$ Obs. ^b	$\Delta (\times 10^3)$ Estim. for $X = 0.1$	Reference
Ag-0.25 Au	fcc	400	2.8	0.64	Turner and Williams (1963)
Ag-0.31 Cd	fcc	210	15.5	2.75	Shtrakhtman and Piguzov (1964)
Ag-0.18 In	fcc	230	15.0	5.6	Williams and Turner (1968)
Ag-0.063 Sb	fcc	260	11.9	27.6	Williams and Turner (1968)
Ag-0.081 Sn	fcc	285	5.25	7.7	Williams and Turner (1968)
Ag-0.24 Zn	fcc	240	77	18.8	Berry and Orehotsky (1968a)
Al-0.018 Cu	fcc	170	4.2	107	Berry and Nowick (1958)
Al-0.06 Mg	fcc	150	1.1	2.8	Nilson (1961)
Au-0.3 Ni	fcc	380	88	16.2	Ang <i>et al.</i> (1955)
Au-0.15 Zn	fcc	250	66	33	Pirson and Wert (1962)
Cd-0.1 Mg	hcp	10	5	5	Lulay and Wert (1956)
Cd-0.29 Mg	hcp	20	270	—	
Cu-0.15 Al	fcc	380	17.6	8.8	Childs and LeClaire (1954)
Cu-0.16 Ga	fcc	330	14	6.3	Rotherham and Pearson (1956)
Cu-0.16 Mn	fcc	420	9	4	Wert (1953)
Cu-0.32 Ni	fcc	570	1.47	0.25	Roberts and Barrant (1969a)
Cu-0.15 Zn	fcc	380	5.8	2.9	Childs and LeClaire (1954)
Cu-0.45 Zn	bcc	300	1.4 ^e	0.185 ^c	Artman (1952)
Fe-0.15 Al	bcc	520	11	5.5	Fischbach (1962)
Fe-0.24 Cr	bcc	575	7.7	1.9	Barrant (1967)
Fe-0.08 Si	bcc	525	8.8 ^e	13 ^c	Boesono <i>et al.</i> (1967)
Fe-0.20 V	bcc	620	20	6.3	Stanley and Wert (1961)

4. EQUIPOS DE FRICCIÓN INTERNA DEL CENTRO ATÓMICO BARILOCHE

4.1 Péndulo de torsión subresonante “Charango II”

Es un péndulo de torsión invertido (Fig.21), que realiza oscilaciones forzadas a una frecuencia controlada, menor que la frecuencia de resonancia del sistema oscilante. La muestra de forma paralelepípeda o cilíndrica, está fija en su extremo inferior, mientras que en el superior, rota solidariamente con el péndulo en La muestra se hace oscilar mediante una señal sinusoidal de excitación que proviene de un sistema de un imán y dos bobinas. Estas son alimentadas por un Analizador de Frecuencias Schlumberger a frecuencias del primer modo de vibración, para evitar movimientos espurios (Fig. 20), entre 10^{-4} a 100 hz. La deformación angular se mide a través de la desviación de un haz que incide sobre un espejo fijo al eje del péndulo y su reflejo es captado por una fotocélula (señal que va al Analizador de Frecuencias).

Se mide fricción interna (FI) como el desfase respecto a la excitación y el módulo elástico absoluto como cociente entre las señales de excitación y detección, cuyos valores son entregados por el Analizador de Frecuencias.

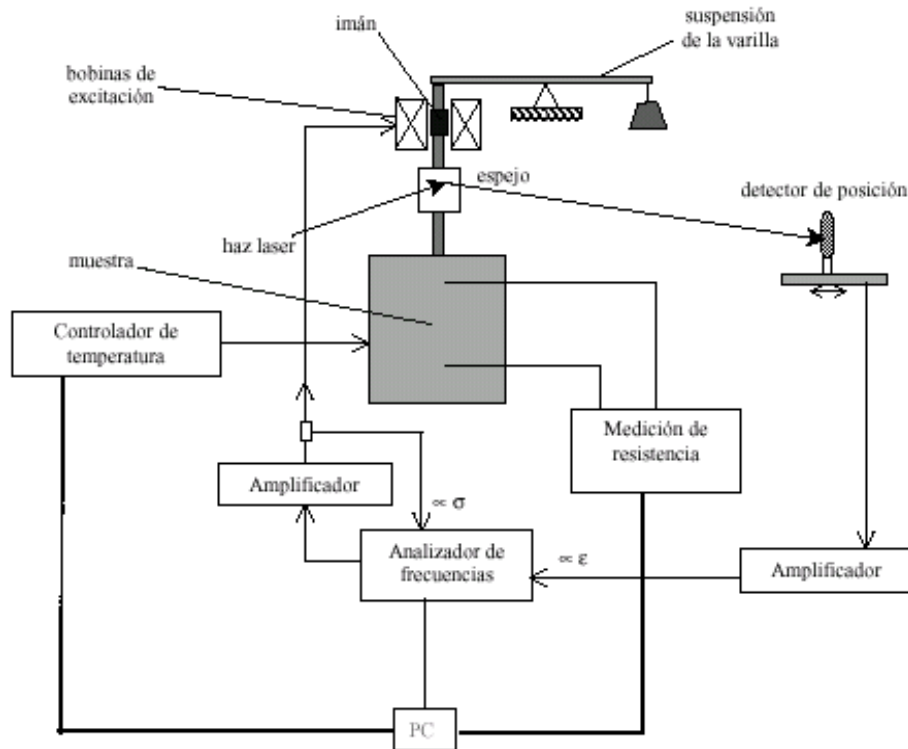


Figura 20. Esquema del sistema de excitación y detección del movimiento en torsión.

La temperatura de la muestra puede variarse en forma controlada mediante un aparato Oxford PID inteligente, de modo que se pueden hacer mediciones en función de la temperatura a frecuencia constante y viceversa. El control se realiza con una computadora que permite programar la medición de diferentes espectros seguidos. El rango de temperaturas accesible es de 4K a 500K con un crióstato Oxford y de 100 a 600K con un crióstato CAB desarrollado por Prof.Dr.H.R.Salva.

Este péndulo fue realizado en la Escuela Politécnica Federal de Lausana, Suiza, por D'Anna, PhD 1990, y modificado por el CAB.

Para minimizar la acción de frenamiento del aire sobre la probeta, el experimento se hace en vacío. En realidad, se hace entrar una pequeña presión (200 mbar) de gas Helio de alta pureza para favorecer la conducción térmica entre la muestra, la mordaza inferior y el horno resistivo que la rodea. Para eliminar el problema de ocasionar modos de vibración complejos y el efecto del contacto de la mano, o el impulso generado, la deformación inicial o excitación (y además el registro del cambio en la amplitud) se realiza electro-magnéticamente con bobinas, sin contacto. Para eliminar el ruido externo transmitido por la pared, se construye un sistema que aisle el sistema de las vibraciones externas. Hay muchas técnicas de medición de la fricción interna que además utilizan principios físicos muy variados, [4] y [7].

En este equipo se han obtenido muchísimos resultados: deslizamiento de partículas en bordes de grano [13]; picos de borde de grano en Al 6063 en la Tesis Doctoral IB (1994) de E.Carreño Morelli; picos de la transición vítrea y la relajación beta de polímeros compuestos en parte de la Tesis Doctoral UBA (2000) de S.Cerveny; formación y disolución de hidruros en aleaciones absorbedoras de H para baterías Ni-MH en la Monografía del Ing. H.Colorado (2004) Univ.Medellín, y de Tesis Doctoral IB (2010) de D.J.Cuscuenta; etc.



Figura 21. Péndulo de torsión sub-resonante del Centro Atómico Bariloche.

4.2 Sistema de lámina vibrante

En el equipo de lámina vibrante, Figura 22, la muestra está fija en un extremo, y se trabaja en resonancia mecánica en el primer modo de oscilación. El movimiento se excita mediante una bobina y un imán y la detección de la deformación se realiza mediante un capacitor cargado eléctricamente donde una de las caras del capacitor es el extremo de la muestra (Figura 23). La deformación que se produce es del tipo flexión – tracción, con lo cual se mide el módulo de Young. Debe usarse una muestra de geometría paralelepípeda con caras paralelas que permitan la colocación de electrodos de excitación y detección del movimiento. La adquisición de datos se realiza por computadora. El rango de temperaturas es de 4K a 500K y el frecuencias de medición entre 200 y 5000 Hz según la muestra. El módulo de Young se obtiene directamente y es necesario calibrar la escala de valores de fricción interna.

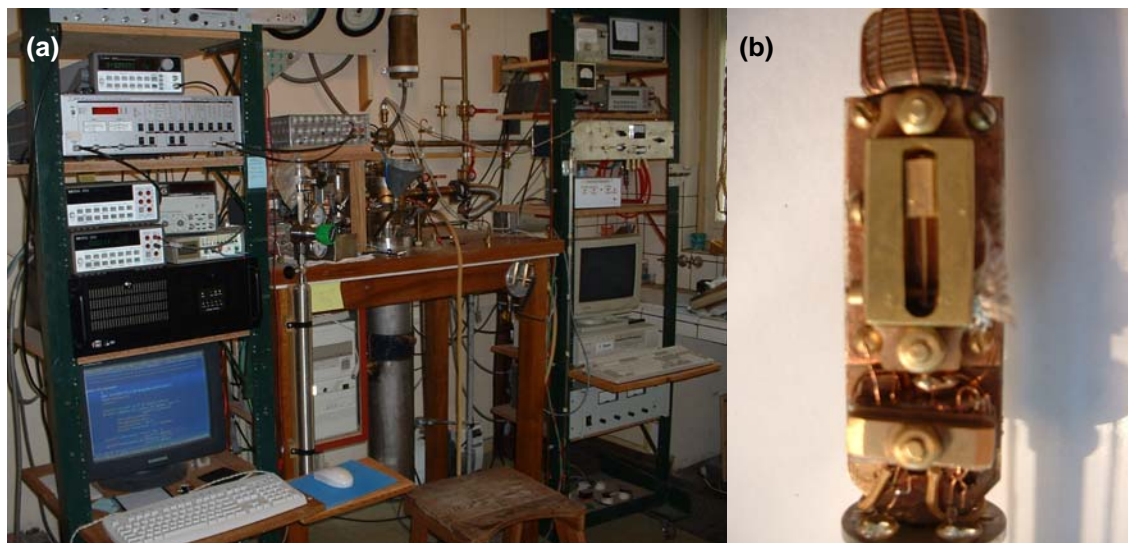


Figura 22. a) Sistema de lámina vibrante. b) Muestra colocada en sistema de excitación y detección del movimiento.

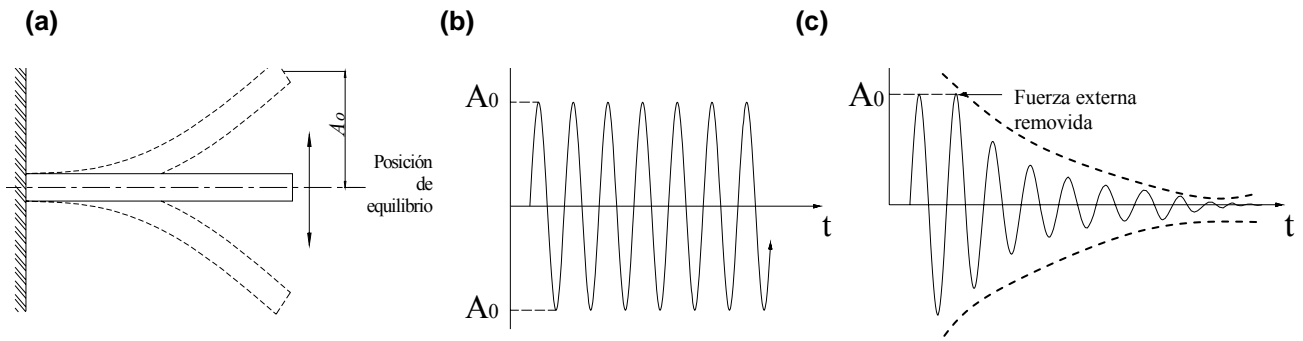


Figura 23. a) Experimento de oscilaciones libres b) Evolución de la amplitud con el tiempo para un material elástico ideal (vale la Ecuación (1)) en el que la amplitud A_0 permanece constante una vez retirada la fuerza de flexión. c) Evolución de la amplitud con el tiempo para un material real (con defectos o que transicione) cuya envolvente es logarítmica.

5. CONCLUSIONES

- 1- Se han presentado los posibles comportamientos del sólido cuando es sometido a una carga constante débil, mostrando entre otros, efectos cuasi-estáticos como la fluencia (creep) y la relajación de tensiones a deformación constante, para valores pequeños de tensión y deformación (dentro del conocido "rango elástico"), que son debidos a imperfecciones del sólido.
- 2- Se ha mostrado el modelo reológico del sólido anelástico estándar (SAS) cuando es sometido a una carga sinusoidal, y el desarrollo de las ecuaciones de Debye para representar la relajación anelástica de defectos cristalinos de diversa índole. Constituyen la descripción de la gran mayoría de las relajaciones, aún cuando haya que hacerles modificaciones por una distribución de tiempos de relajación o energías de activación.
- 3- Se desarrolla la teoría de Landau para las transformaciones de fase de 1º y 2º orden, llegando a ecuaciones que describen los picos de fricción interna en cercanías de la temperatura crítica (o de transición). Se da como ejemplo de transformación de 1º orden a la martensítica, con resultados obtenidos en equipos del Centro Atómico Bariloche en la aleación NiTi.
- 4- Se dan modelos para las relajaciones anelásticas debidas a defectos puntuales, y se destaca que el efecto Snoek es útil en la industria siderúrgica como control de calidad de aceros especiales, en los cuales el N libre (o sea en solución sólida) puede producir envejecimiento dinámico. En este caso la fricción interna es la única técnica capaz de cuantificar con la precisión de 1 ppm atómico de N (ó C) la concentración del soluto intersticial libre, discriminándola de la parte segregada en dislocaciones (pico de Snoek-Köester), en bordes de grano (pico de borde de grano), y de la parte precipitada en segundas fases.
- 5- Se describe el péndulo de torsión sub-resonante del Centro Atómico Bariloche con el cual se pueden medir simultáneamente el módulo de corte dinámico "absoluto" (sin necesidad de patrones) y el espectro de fricción interna, que puede ser FI vs. T a frecuencia constante como en los péndulos clásicos, o también FI vs. F (frecuencia) durante isoterma. Esta característica del péndulo lo hace muy particular para obtener gráficos de Arrhenius muy precisos para una misma muestra. También permite separar en dos picos en FI vs F en un espectro que daba un pico ancho en FI vs. T. También favorece la medición de transiciones de fase que divergen en T_c , dado que al medir a $F < F_{resonancia}$, el nivel es menor. Además, tiene una facilidad para hacer "deformación plástica cíclica in situ", y se puede medir en atmósfera gaseosa, por ej. de H para encontrar puntos de la solubilidad del H en Zry4.

AGRADECIMIENTOS

La autora agradece la participación constante del Prof. Dr. Horacio R. Salva en el funcionamiento y mejoramiento de los equipos de fricción interna presentados en este trabajo.

Este trabajo se realiza con el apoyo de la Secretaría de Ciencia, Técnica y Posgrado de la Universidad Nacional de Cuyo (proyectos C-297 y C-322) y Proyecto PICT-2006-00656-02 de SECyT.

6. REFERENCIAS

- [1] Clarence Zener: *Elasticity and Anelasticity of Metals*. The University of Chicago Press, Illinois, 1948.
- [2] R. de Batist: *Internal Friction of Structural Defects in Crystalline Solids*. North-Holland P.C., Netherlands, (1972).
- [3] A.S.Nowick, B.S.Berry, *Anelastic Relaxation in Crystalline Solids*, Materials Science Series, Academic Press NY (1972),
- [4] Ed. R.Schaller, G.Fantozzi and G.Gremaud, *Mechanical Spectroscopy with Applications to Materials Science*, Materials Science Forum Vol.366-368 (2001), Trans Tech Publications Inc.
- [5] Puskar, A. *Internal friction of metals*, Cambridge International Science Publishing, U.K, (2001).
- [6] D.Golovin et al, *Internal Friction in Metallic Materials*, Springer, (2008).
- [7] Materials Science & Engineering A, Vol 370 (2004), Vol. A 442 (2006), Vol. A 521-2 (2009), *Proceedings Intern. Conference on Internal Friction and Mechanical Spectroscopy ICIFMS-13, 14 y 15* respectivamente.
- [8] H.Soul, Examen de "Espectroscopía Mecánica" 2005, Instituto Balseiro.
- [9] A.A.Ghilarducci, A. Vertanessian, International Congress on Metallurgy and Materials Technology (São Paulo, Brasil), 9 al 14/10/1994, "*Determination of interstitial solute content in iron alloys*".
- [10] Hajime Saitoh, Naoki Yoshinaga, Kohsaku Ushioda, *Influence of substitutional atoms on the Snoek peak of carbon in b.c.c. iron*, Acta Materialia 52 (2004) 1255-1261.
- [11] H.R.Sinning, *Internal Friction Peaks of Hydrogen in Amorphous and Crystalline Co₃₃Zr₆₇*, J.Phys.: Condensed Matter 3 (1991) 2005.
- [12] Horacio R Salva, Ada A Ghilarducci, Silvia S Seiro, Gabriela Leyva and Rodolfo Sánchez. "*Zener relaxation in manganites?*". Physica B. Vol.384 (2006), pp.62-64. ISSN 0921-4526, Editor: Elsevier, Holanda.
- [13] H.Salva, A.Ghilarducci, G. Leyva, S. Seiro. "*Particle sliding in ceramic LaMnO₃*", Journal of Magnetism and magnetic materials- Vol. 310 (2007), e626-e628.