

C.N.E.A. Biblioteca	
ARCHIVO PUBLICACIONES	
Nº 3	AÑO 1971

04.71.10

TE-7/59

COMISION NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA
DEPENDIENTE DE LA PRESIDENCIA DE LA NACION
GERENCIA DE TECNOLOGIA

REVISION DE EFECTOS ANELASTICOS A BAJAS TEMPERATURAS
PROVOCADOS POR LA DEFORMACION PLASTICA EN METALES
CUBICOS DE CARAS CENTRADAS Y HEXAGONALES COMPACTOS

EDUARDO J. SAVINO Y EDGARDO A. BISOGNI

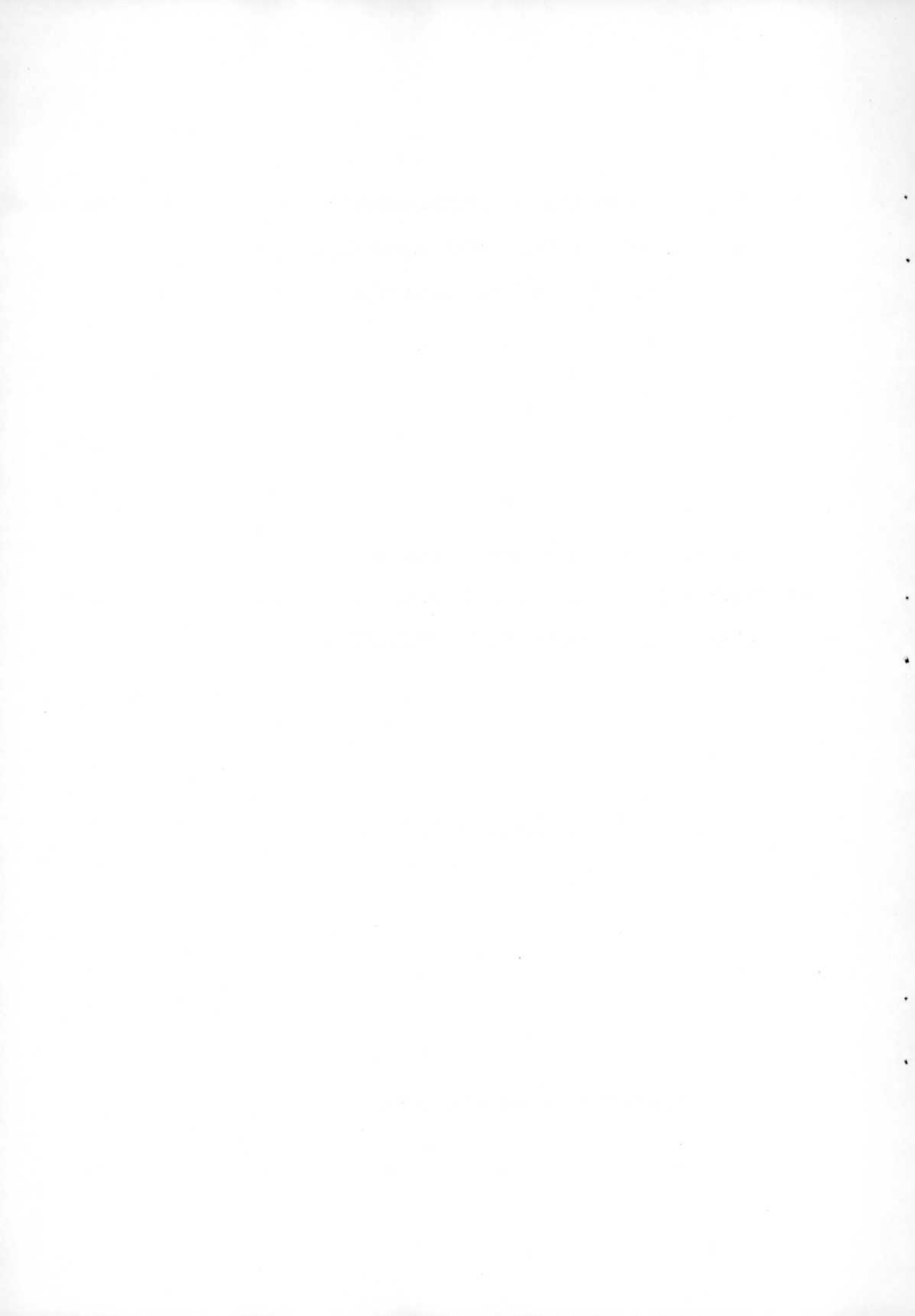
Departamento de Metalurgia

COMISION NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA
DEPENDIENTE DE LA PRESIDENCIA DE LA NACION
GERENCIA DE TECNOLOGIA

REVISION DE EFECTOS ANELASTICOS A BAJAS TEMPERATURAS
PROVOCADOS POR LA DEFORMACION PLASTICA EN METALES
CUBICOS DE CARAS CENTRADAS Y HEXAGONALES COMPACTOS

EDUARDO J. SAVINO Y EDGARDO A. BISOGNI

Departamento de Metalurgia



I N D I C E

Pág.

REVISION DE EFECTOS ANELASTICOS A BAJAS TEMPERATURAS PROVOCADOS POR LA DEFORMACION PLASTICA EN METALES CUBICOS DE CARAS CENTRADAS Y HEXAGONALES COMPACTOS ...	1
1. Resultados experimentales en materiales cúbicos de caras centra- das	1
1.a. Picos de fricción interna atribuidos generalmente a efectos intrínsecos de dislocaciones (Pico de Bordoni).....	2
1.b. Picos de fricción interna atribuidos a la interacción disloca- ciones-defectos puntuales (picos de Hasiguti) en materiales cúbicos de caras centradas	5
1.c. Efectos de la deformación en el fondo de fricción interna y en el módulo	6
2. Teorías referentes al relajamiento en materiales de estructura cúbica de caras centradas	7
2.a. Modelos referentes al pico de Bordoni	7
2.a.I. Modelo de Gilman	7
2.a.II. Modelo de Bruner	10
2.a.III. Modelo de Feltham	13
2.a.IV. Modelo de relajamiento de "kinks"	17
2.a.V. Conclusiones respecto al pico de Bordoni en mate- riales cúbicos de caras centradas	24
2.b. Modelos referentes a los picos de interacción dislocación- defecto (picos de Hasiguti)	27
2.b.I. Modelo de kinks	27
2.b.II. Modelo de la cuerda de dislocación.....	30
2.b.III. Conclusiones respecto a los picos de Hasiguti	39

	<u>Pág.</u>
3. Revisión de mediciones de fricción interna a bajas temperaturas en materiales deformados de estructura hexagonal compacta	40
3.a. Mediciones en magnesio	40
3.b. Mediciones en Titanio y Zirconio	43
3.c. Mediciones en zinc	45
REFERENCIAS	47

REVISION DE EFECTOS ANELASTICOS A BAJAS TEMPERATURAS
PROVOCADOS POR LA DEFORMACION PLASTICA EN METALES
CUBICOS DE CARAS CENTRADAS Y HEXAGONALES COMPACTOS

El comportamiento anelástico de los materiales, constituye un fenómeno, no solo interesante en sí mismo, sino sobre todo en la medida que a través de su estudio, puede obtenerse información sobre los mecanismos físicos que le dan origen.

Es sabido que la deformación plástica de los metales, genera en su seno dislocaciones y defectos puntuales. La experiencia muestra también que se producen marcadas alteraciones de los módulos elásticos y de la capacidad de amortiguamiento, o fricción interna. Es mediante el estudio de estas alteraciones que puede obtenerse una mejor comprensión de las características intrínsecas de estos defectos y de sus interacciones mutuas. El dominio de bajas temperaturas en el que estos estudios se realizan, es el más adecuado para la aparición térmicamente activada de estos procesos, generalmente de baja energía.

El presente trabajo pretende brindar una revisión de los trabajos experimentales relacionados con experiencias de fricción interna en metales de simetrías cúbica centrada en las caras y hexagonal compacta, deformados plásticamente. Presentaremos también una discusión crítica de distintas teorías que han visto luz en la literatura en los últimos años y que, al tratar de explicar los resultados experimentales del espectro de fricción interna de metales deformados, han generado modelos para describir ciertas propiedades intrínsecas de las dislocaciones en la red periódica cristalina, así como sobre las características de las interacciones de corto alcance entre las dislocaciones y los defectos puntuales.

Es a través de esta óptica que la importancia de este tipo de experiencias resulta reveladora, pues las propiedades macroscópicas de los materiales, en condiciones tecnológicas severas (en la turbina de un cohete espacial o en la vaina del elemento combustible de un reactor nuclear) dependen críticamente de como se manifiesten estas interacciones, y es solo a través de la comprensión de los mecanismos básicos actuantes, que se puede pensar en controlar las propiedades e imaginar el desarrollo de nuevas aleaciones de mejores performances.

1. Resultados experimentales en materiales cúbicos de caras centradas.

Resumiremos primeramente los resultados experimentales más representativos relacionados con la deformación plástica previa en mediciones de amortiguamiento a temperaturas subambientales o cercanas a la ambiente. Dividiremos la presentación en tres ítems: 1.a. Picos de fricción interna atribuidos generalmente a efectos intrínsecos de dislocaciones; 1.b. Picos de fricción interna atribuidos a la interacción dislocaciones-defectos puntuales.

les; 1. c. Efectos de la deformación en el fondo de fricción interna y en el módulo; esta división se efectúa de acuerdo a la clasificación corriente en la literatura de los efectos experimentales.

1. a. Picos de fricción interna atribuidos generalmente a efectos intrínsecos de dislocaciones (Pico de Bordoni)

En el año 1949 Bordoni observa en cobre deformado la aparición de un máximo de amortiguamiento, el cual cumple con las condiciones de ser dependiente de un proceso térmicamente activado; esta última observación se efectúa en base a su comportamiento con la frecuencia de medición (5, 6). A partir de esta fecha se ha volcado considerable esfuerzo en el estudio de la aparición de máximos de amortiguamiento provocados por la deformación de diversos materiales. Dichas investigaciones se han centrado principalmente en materiales de estructura cúbica centrada en las caras, sobre todo en cobre.

Actualmente existe bastante acuerdo en la literatura sobre cuales observaciones experimentales se correlacionan con fenómenos intrínsecos a las dislocaciones generadas durante la deformación (picos de Bordoni) y cuales a una interacción de las mismas con defectos puntuales (picos de Hasinguti) (Fig. 1 y 2).

Las características del pico de Bordoni en Cu transcriptas del trabajo de Niblett (2) son:

- a) Las mediciones en monocristales y policristales son sustancialmente similares.
- b) El pico no aparece en especímenes bien recocidos; es una consecuencia de la deformación plástica.
- c) La altura del pico crece rápidamente con la deformación, hasta que la misma alcanza valores del orden del 3%, a partir de los cuales su altura permanece aproximadamente constante.
- d) La altura del pico para una misma deformación se reduce por la presencia de impurezas.
- e) La temperatura a la cual aparece el pico crece con la frecuencia de vibración.
- f) La temperatura del pico no varía significativamente con el trabajado previo ni con la concentración de impurezas.
- g) La altura y temperatura del pico son independientes de la amplitud de vibración.

h) Además del pico de Bordoni usualmente aparece un pequeño pico a temperatura menor (pico de Nibblett y Wilks).

A continuación presentamos la bibliografía que muestra la dependencia del pico de Bordoni con los parámetros mencionados.

Veremos primeramente las mediciones en cobre, separando las mismas de acuerdo a la frecuencia utilizada. Nibblett et al. (7, 8), Bruner y Mecs (9), Okuda (10) y König et al. (11) muestran medidas del pico de Bordoni a frecuencias del orden del Hertz; Nibblett y Wilks (12), Bordoni et al. (13), Caswell (14), Thompson y Holmes (15), Paré (16), Bruner et al. (17, 18, 19) y Mecs y Nowick (20), muestran mediciones entre los 600 Hertz y los 50 KHertz; mediciones en el orden del megaciclo fueron realizadas por Bordoni et al. (13) y Mongy et al. (21).

Los trabajos de Hutchison et al. (22, 23, 25), Einspruch (24), Baxter (26), Routbort y Sack (27), Bruner (17) y Völkl et al. (32) muestran mediciones en aluminio deformado distinto porcentaje y a distintas temperaturas.

Welber y Quimby muestran picos dependientes de la deformación en estaño y plomo sin realizar un estudio de los mismos. (28)

Bordoni et al. (29) estudian oro; plata; platino y paladio.

Hasiguti et al. (30) realizan mediciones en Cu, Ag, Al y Ni.

Sommers et al. (31) realizan mediciones en Ni.

Observando las fechas de publicación de los trabajos mencionados vemos que los picos de deformación en materiales f.c.c. fueron objeto de un estudio intenso desde fines de la década del 50 hasta un poco más allá de mediados de la década del 60.

En las referencias mencionadas se han dejado de lado algunos trabajos de la década del 50, para referencias a los mismos se debe buscar en el trabajo de Nibblett y Wilks (7).

Dada la existencia de trabajos de revisión relativamente recientes (1, 2, 4, 7, 33) a los cuales no aportamos esencialmente material nuevo sobre el tema finalizaremos este párrafo mencionando cuales de las medidas mencionadas se realizan deformando a bajas temperaturas y transcribimos del trabajo de Burdett y Queen (2) el cuadro I en el cual se presentan valores de la energía de activación medida en varios materiales para el pico de Bordoni, frecuencia, temperatura y altura del máximo.

CUADRO I

Metal	Q(eV)	(seg ⁻¹)	T _m (°K)	Q ⁻¹ _m x10 ³	Ref.
Cobre	0,12	2 x 10 ¹²	66	25	10
Oro	0,16	7 x 10 ¹⁰	98	3	29
	0,19	1 x 10 ¹³	100	3	10
	0,19	1 x 10 ¹²			33 (*)
Plata	0,124	4 x 10 ¹²	68	2	29
	0,098	6 x 10 ¹¹	61	2	10
Platino	0,29	5 x 10 ¹²	160	6	10
Paladio	0,26	12 x 10 ¹¹	144	-	29
Aluminio	0,107	4 x 10 ¹¹	68	11	24
	0,19	1 x 10 ¹⁰	94	5.5	32 (*)

En la revisión de Niblett (2) se muestra un cuadro con los resultados medidos en Cu por diversos autores (pág. 107). En dicho cuadro se ve que la energía de activación medida varía entre 0.08 y 0.15 Cu y el logaritmo de la frecuencia al origen entre 8 y 13.

Völkl et al. (32) muestran un gráfico de logaritmo de la frecuencia vs. inverso de la temperatura para aluminio medido por diversos autores; se ve que la dispersión es aún mayor que en cobre.

Aquellos artículos que presentan resultados de deformación a bajas temperaturas entre los mencionados son: en Cu los de Bruner et al. (17 y 19) y el de Okuda (10). En aluminio los de Baxter et al. (26), Bruner et al. (9), Routbort et al. (27), Völkl et al. (32). Además de la serie de trabajos realizados por el grupo de Hasiguti (30) que mencionaremos al discutir los picos homónimos.

En cada material aparece, como consecuencia de la deformación, sobre todo cuando esta se realiza a baja temperatura (27, 32), un conjunto de picos; además de los identificados como pico de Bordoni y su satélite (pico de Niblett y Milks (7)). Dichos picos son clasificados por algunos autores como picos de Bordoni. Además Thompson y Holmes (15) en Cu des-

(*) Este dato no se consigna en la referencia (1).

componen el pico principal como suma de procesos activados, valiéndose para ello del módulo; en policristales con mayor deformación no es posible esta descomposición (16). O sea el pico de Bordoni sería una suma de picos, causados por el relajamiento de dislocaciones diferentes.

Evidentemente el espectro de deformación a bajas temperaturas es complejo y una división de acuerdo al origen de cada proceso como la que intentamos nosotros puede contradecir la opinión de algunos autores sobre algún aspecto particular. No es nuestra intención polemizar al respecto sino presentar la bibliografía básica del tema.

1.b. Picos de fricción interna atribuidos a la interacción dislocaciones-defectos puntuales (picos de Hasiguti) en materiales cúbicos de caras centradas.

A temperaturas algo superiores a las del pico de Bordoni aparecen como consecuencia de la deformación plástica un conjunto de máximos de fricción interna. Dichos máximos presentan como característica general una estabilidad menor que el de Bordoni; o sea recuperan a temperaturas inferiores a este, en algunos casos desaparecen a temperaturas subambientes (Fig. 2).

Los estudios más detallados de dichos máximos se han realizado en cobre y en oro. Ambos materiales fueron estudiados por Hasiguti y colaboradores a bajas frecuencias (34-39). En cobre a bajas frecuencias se hallan las medidas de Baxter y Wilks (40), Waltz (41) y Völkl y Schilling (42) y a frecuencias del orden de los 10 KHz las de Burdett (43, 44) y Baxter y Wilks (45). En oro existen numerosos trabajos del grupo de Lausana a bajas frecuencias (46-51, tesis menc. en 33, 61), y mediciones de Perez y Gobin (52). Hasiguti realizó medidas en el orden del kilociclo en Cu, Ag, Al, Ni, Ti, Mg, Zr, Co, Fe, U (53). Estos picos se observan en mediciones presentadas en las referencias (19), (7), (27), (20).

Aparece generalmente un conjunto de tres picos P1, P2, P3.

El pico P2 es generado por la deformación a temperaturas subambientes y al desaparecer con recocidos sucesivos, da lugar a los picos P1, P3. Sólo el pico P1 es estable a temperatura ambiente (Fig. 2). Existen además en el rango de temperaturas en que aparecen estos procesos un conjunto de picos de recuperado que no responden a un proceso de relajamiento.

Se han realizado medidas de la energía de activación de los picos y de la cinética de recuperado. Dados los valores medidos se supone cada uno de los picos provocado por la interacción de un distinto tipo de defecto puntual (vacancia, intersticial, divacancia, diintersticial) con las dislocaciones. Algunos autores (42) atribuyen también la existencia de uno de los

máximos en cobre (450°K, P3) al relajamiento del intersticial disociado (split-interstitial).

El comportamiento de los picos con la temperatura de recocido previa y posterior a la deformación, es complejo y aún no se halla bien entendido (35).

A continuación presentamos las energías de activación y la frecuencia extrapolada medida por Hasiguti (35, 36), cuyo valor no difiere esencialmente del reportado por otros autores en oro (51).

Metal	Pico	Energía de act. (eV)	Factor de frec. (seg. ⁻¹)
Cobre	P1	0.32	10 ¹²
	P2	0.35	6 x 10 ¹¹
	P3	0.43	8 x 10 ⁹
Oro	P1	0.22	2 x 10 ⁹
	P2	0.34	3 x 10 ⁹
	P3	0.36	3 x 10 ⁹

Hay evidencias que se pueden producir picos de características muy similares a los picos P1 y P3 por irradiación en Cu a bajas temperaturas (54, 55). Por templado aparece un efecto similar al pico P3 en Cu (36).

1. c. Efectos de la deformación en el fondo de fricción interna y en el módulo.

Se observa experimentalmente que luego de la deformación plástica de la probeta se produce un descenso del módulo elástico. Parte de dicha variación del módulo recupera a la temperatura de deformación o superiores a la misma. A temperaturas inferiores a la de deformación el efecto no tiende a recuperar. Se explica generalmente este efecto con la teoría de Granato y Lücke de anclaje de dislocaciones (56). Este efecto suele llamarse Köster, debido al trabajo pionero de este autor (57). Efectos simultáneos del módulo y el fondo de fricción interna explicados con la teoría mencionada (Granato-Lücke) se han observado en materiales irradiados (58), con impurezas (59, 79), deformados e irradiados (60). En esta misma línea se encuentran los trabajos de Keefer et al. en cobre, oro y aluminio irradiado por electrones (62-66, 54). Muchos de los autores mencionados en los párrafos anterior-

res miden disminución del módulo a ciertas temperaturas de recocido y aumento en otras (v.g. 36, 61).

Una revisión del modelo de la cuerda para dislocaciones se encuentra en el trabajo de Granato, Lüke (67) en este mismo trabajo se encuentran referencias a los efectos de la deformación plástica en el módulo y la fricción interna. Contemporáneamente a este trabajo surgen evidencias que el modelo no es aplicable a frecuencias del orden del Hertz (68).

Mecs y Nowick (20) separan los distintos efectos responsables del recuperado del módulo en cobre deformado.

2. Teorías referentes al relajamiento en materiales de estructura cúbica de caras centradas.

2.a. Modelos referentes al pico de Bordoni.

Existen numerosas teorías en la literatura que pretenden explicar la aparición del máximo de fricción interna conocido como pico de Bordoni. Generalmente las teorías se elaboran sobre resultados obtenidos en materiales f.c.c. Sin embargo, la mayoría de ellas son lo suficientemente generales en su presentación para ser posible su aplicación a materiales de cualquier estructura cristalina.

La teoría generalmente aceptada para explicar este proceso es la de relajamiento de "kinks" dobles de Seeger-Paré. Discutiremos primeramente las otras teorías que se encuentran en la literatura para finalizar esta sección con una discusión sobre ésta.

2.a.I. Modelo de Gilman.

Esta teoría fue presentada por Gilman en el año 1963 (71). En ella se plantea como proceso responsable del relajamiento el salto termicamente activado de una porción de un dipolo de dislocaciones de una posición de equilibrio a un ángulo de 45° a otra con un ángulo de 135° (Fig. 3), o viceversa. Propone el salto: a) como el de un segmento de dipolo con una unión de orientación (orientation junction) a cada extremo del segmento, b) el movimiento de una unión a lo largo del dipolo, c) movimiento del extremo del segmento. Cada uno de estos procesos podría dar lugar a un pico de fricción interna con distinta energía de activación.

Este modelo considera saltos elementales de segmentos dipolos constituidos por dislocaciones separadas por distancias del orden de la distancia interatómica, la longitud de dipolo que efectúa el salto es $L = b$ (b : del orden de las distancias interatómicas). El conocimiento del tipo de barreras que se oponen al movimiento en este caso creemos que aún no se encuentra

lo suficientemente desarrollado para saber cuan buena o mala puede ser la aproximación del valor de energía dado en el modelo.

Entre los tres tipos de salto esquematizados anteriormente Gilman parece inclinarse hacia los de tipo b), o sea el movimiento de la unión a lo largo del dipolo. El valor de la energía propuesto por Gilman surge de calcular el trabajo necesario para llevar una longitud unitaria de una de las dislocaciones de un mínimo ($\alpha = 45$ ó 135°) a un máximo ($\alpha = 90^\circ$).

Llega a una expresión de la energía de activación de la forma:

$$\Delta U \approx 0.154 D L \frac{\text{ergs}}{\text{cm}}$$

Donde:

$$D = \frac{G b^2}{2 \pi (1-\nu)}$$

L = longitud que efectúa el salto térmicamente activado.

La expresión del relajamiento dada por Gilman es:

$$\Delta M / M = 2 b e_D \bar{h} / \epsilon_0$$

Donde:

e_D : densidad de dipolos

$\bar{h}$: distancia promedio de separación de los planos de deslizamiento.

ϵ_0 : amplitud de oscilación

Evidentemente esta expresión es incorrecta pues da una dependencia de la amplitud de oscilación como inversa de la misma. O sea a mayor amplitud menor relajamiento.

Aceptando el proceso de relajamiento propuesto por Gilman y haciendo una aproximación similar a la de Schiller (72) para un modelo de tres posiciones se puede llegar a una aproximación más pausable del amortiguamiento utilizando la teoría de procesos termicamente activados (rate process).

Posteriormente al planteo del modulo de Gilman, en forma experimental, Mecs y Nowick (69) encuentran que el pico de Bordoni en monocristales de plata se desarrolla en la etapa II de la curva de deformación, siendo prácticamente nulo en la etapa I; en la cual se han observado por microscopía electrónica la mayor densidad de dipolos. Si bien los dipolos que menciona Gilman estarían constituidos por dislocaciones muy próximas para ser observadas por microscopía electrónica Mecs y Nowicks recalcan que sería una hipótesis totalmente "ad hoc" suponer que estos se desarrollan en la etapa II.

Veremos más adelante que las posiciones de equilibrio de las dislocaciones constituyentes de tales dipolos no coincidirían con las halladas por la aproximación clásica (73).

Trabajos recientes en níquel (31, 74) y discusiones teóricas sobre la posibilidad de relajamiento de dipolos (75) resucitan este mecanismo como probable fuente de fricción interna en materiales deformados. Los trabajos mencionados en níquel atribuyen este origen al por ellos llamado pico Y que aparece a temperaturas del orden de los 130°K a una frecuencia de medición del orden de 20 a 35Kc/seg., observable a deformaciones superiores al 4% y alcanza su máxima altura al 7%, desaparece en la primera etapa de recristalización.

Beshers (75) llega a la conclusión que un mecanismo de salto de porciones de dipolo de una posición de equilibrio a otra tendría una energía del orden del eV (muy superior a las medidas en procesos de relajamiento a temperaturas subambientales). En este mismo trabajo establece en forma un tanto heurística que las uniones entre posiciones de dipolos deben ser prácticamente paralelas. Creemos que para dipolos constituidos por dislocaciones separadas por varias distancias atómicas estas apreciaciones son cualitativamente correctas.

A la luz de las mediciones de Mecs y Nowick (63) las apreciaciones de Beshers (75) creemos que el mecanismo de relajamiento por dipolos observables (mayores de $100 \text{ \AA}$) puede definitivamente descartarse como causa de picos dependientes de la deformación a bajas temperaturas. Quedaría aún una pequeña duda respecto a la posibilidad de existencia de dipolos no observables dado su tamaño por microscopía electrónica. Podemos analizar estos a la luz de los cálculos de interacción de dislocaciones separadas por pocas distancias atómicas realizados por Haviland y Ono (73).

Estos autores, utilizando una aproximación de Peierls modificada surgida de cálculos de computadora del núcleo de una dislocación, llegan a las siguientes conclusiones: para dislocaciones de borde de signo opuesto ubicadas en planos de deslizamiento separados por menos de 4ξ (donde ξ es un parámetro ajustable del orden de 1 a 3 distancias atómicas) la posición de fuerza de interacción nula es cuando una se halla encima de la otra; para distancias superiores a los 4ξ comienza a insinuarse una posición de equilibrio formando una recta que por ambas dislocaciones un ángulo de 45° con el plano de deslizamiento (como ocurre con la aproximación elástica). Pese a que en el trabajo mencionado no se muestran valores numéricos se ve de los gráficos que la diferencia de energía entre la posición de equilibrio y el máximo de energía ($\alpha = 0^\circ$) es aproximadamente diez veces menor (separación entre planos $= 4 \xi$) que en la aproximación elástica, aumentando al hacerlo ξ .

Utilizando los resultados esquematizados podemos discutir la posibilidad de relajamiento de dipolos generados por dislocaciones separadas menos de 100ξ . Para que existan las posiciones de equilibrio menciona

das por Gilman es necesario que la separación entre dislocaciones supere los 4 μ . En este caso vimos que la energía involucrada en el proceso es inferior a la considerada por Beshers. Esta apreciación parecería favorecer este mecanismo como responsable de picos de fricción interna sin embargo no hay que olvidar que en esta aproximación la energía es muy dependiente de las dimensiones del dipolo (recordar que para separaciones superiores debemos aproximarnos al valor hallado por el cálculo elástico), las variaciones de energía según el tamaño del dipolo llegan a un orden diez. Evidentemente este proceso no puede dar origen a un pico de relajamiento sino a un efecto muy extendido en temperatura. Aún considerando que exista un tamaño más probable de pequeños dipolos (lo cual es agregar fantasía sobre fantasía), estos podrían generarse por un proceso de nucleación de intersticiales o vacancias (la existencia de un tamaño crítico sugeriría también esto) lo cual implicaría un comportamiento muy distinto con la irradiación que el observado en picos dependientes de la deformación y atribuibles al anclaje de dislocaciones.

Creemos con lo anteriormente expuesto que el mecanismo de salto de un segmento de dipolo de dislocaciones de una posición de equilibrio a otra es desechable como origen de los picos dependientes de la deformación observados a bajas temperaturas.

Quedaría aún como probable, relacionado con este mismo proceso, relajamiento de multipolos frecuentemente observados con microscopía electrónica al comienzo del estadio II (76). Sin embargo creemos que este sería un caso especial de tensiones internas, que no implicaría innovación respecto al modelo de relajamiento utilizado.

2.a.II. Modelo de Bruner.

En el año 1960 (17) Bruner propone como responsable del pico de Bordoni un proceso de interacción dislocaciones-defectos puntuales. Este modelo se aparta esencialmente de la concepción del pico de Bordoni como generado por procesos intrínsecos de dislocaciones. Desde este punto de vista fue criticado acertadamente por Niblett y Wilks (7). En este párrafo realizaremos la crítica desde el punto de vista de modelo de interacción.

El modelo de Bruner plantea la interacción de un defecto puntual situado a pocas distancias atómicas de un plano (1,1,1) en el cual se halla una dislocación con vector de Burgers " $1/2$ a $[1,1,0]$ " disociada en dos parciales de Shockley con vectores de Burgers: " $1/6$ a $[2,1,1]$ " y " $1/6$ a $[1,2,1]$ ". En la aproximación elástica de primer orden se halla que una dislocación de borde interactúa con un defecto puntual con una energía dada por la fórmula de Cottrell:

$$U = A \sin \alpha / R$$

"A" depende del módulo de corte del material, del vector de Bur-

gers de la dislocación y de la deformación inducida en la red por la variación de volumen elástico producido por la presencia del defecto en la red. Los otros parámetros que aparecen en esta expresión se esquematizan en la Fig. 4.

En la presencia de las dos componentes de borde de las dislocaciones parciales antes mencionadas, un defecto puntual tendría dos posiciones de equilibrio: la inmediata superior o inferior a una de las parciales, dependiendo que el defecto sea una vacancia (se siente atraído por zonas de compresión) o un intersticial (se siente atraído por zonas de dilatación). Bruner plantea el relajamiento como producido por el movimiento de la dislocación en tal forma que una de las parciales que la componen se sitúe en la posición de equilibrio, yendo en forma termicamente activada de una posición a otra (o sea de la posición del defecto alineado con una de las parciales a la posición del defecto alineado con la otra). Llega a la conclusión que el pico se produce por dislocaciones cuyo vector de Burgers no difiera del de borde puro en más de 15° .

Los distintos picos serían producidos por defectos a distintas distancias del plano de deslizamiento de la dislocación (de una a tres distancias atómicas).

La observación experimental en la cual se basa Bruner para plantear su modelo es la no aparición en sus medidas de materiales b.c.c. un pico de las características del pico de Bordoni. Niblett y Wilks puntualizan las características que hacen que el pico de Bordoni no pueda pensarse como un pico de interacción puntuales-dislocación (7).

Estos autores plantean que si la altura del pico fuera dependiente de la cantidad de defectos puntuales (vacancias, como plantea Bruner) se debe esperar que el pico desaparezca a temperaturas bajas; sin embargo (en Cu) no se observa cambio hasta temperaturas del orden de los 300°C . Además, al irradiar el material en ciertas condiciones debería aumentar la altura del pico y esto no se ha observado. Niblett y Wilks plantean este mecanismo como probable del pico que aparece a los 200°K (el que fue atribuido por la escuela de Stuttgart al relajamiento de "split interstitials").

Este modelo, además de las objeciones desde el punto de vista experimental tiene varias desde el punto de vista teórico. La principal recalcada por el propio autor de la teoría en un artículo posterior (19), reside en el desconocimiento de la distribución de los defectos en las cercanías de una dislocación. El estado actual del conocimiento es tal que se hace difícil responder si las posiciones de equilibrio planteadas por Bruner existen o no; de existir su energía diferiría de la derivada por el autor.

Aclarando lo expuesto en el párrafo anterior podemos señalar diversos detalles. Existe actualmente la duda si en un metal puro f.c.c. (Cu ó Al) es energeticamente favorable la descomposición de una dislocación en parciales de Shockley, dado que el alto valor de las energías de falla de api

lamiento. Haviland y Ono (73) utilizando la aproximación mencionada en el párrafo anterior llegan a la conclusión que en sus cálculos la energía de falla no debe superar los 60 ergs/cm^2 para que se produzca la disociación.

En cobre los valores dados por la literatura son del orden de los 73 ergs/cm^2 y en aluminio superiores (77). Esto implicaría que ni aún en cobre las dislocaciones se disociarían, los cálculos mencionados poseen va-
rios parámetros cuya estimación no es muy confiable (*).

Señalaremos que los valores de energía dados por Bruner dependen de la separación entre parciales como el inverso de esta al cuadrado más u-
no, o sea es muy sensible a la misma.

Por otro lado, Bruner utiliza para su cálculo la interacción elástica de primer orden, la cual es correcta utilizarla a distancias apreciables entre el defecto y la dislocación. En esta aproximación se supone que la de-
formación provocada por el defecto en el cristal es isótropa; o sea es la de-
formación provocada en un continuo al quitar una esfera de material de un da
do diámetro e introducir otra de distinto. Evidentemente la aproximación de
la isotropía no es válida para distancias del orden de uno a cuatro átomos co
mo plantea en su trabajo. El problema de la anisotropía de deformación es
que modifica en forma complicada la relación entre la energía de la configu-
ración y el ángulo. O sea las posiciones de equilibrio del defecto pueden en
una configuración como la considerada no coincidir con las dadas por Bruner.
Existen además de los de primer orden, otros términos de energía que hay
que considerar en las cercanías de la dislocación. Estos términos son por e
jemplo, los generados por la interacción no lineal del campo de deformación
del defecto con el de la dislocación; Hirth y Lothe (77, pag. 460) calculan es
te término de segundo orden del orden de $0,025 \text{ eV}$ a $2,5$ distancias atómicas
y su variación es como el inverso de la distancia al cuadrado. Recordando
que las energías en juego son del orden o inferiores a los $0,1 \text{ eV}$, vemos que
la presencia de este término puede variar los valores de la energía en for-
ma considerable.

Creemos que en un modelo como el planteado se debe considerar
cuidadosamente la importancia de los diversos términos de interacción a dis
tancia de dos a tres átomos. Esto resulta muy complicado en el estado ac-
tual del conocimiento del tema. En conclusión es evidente que este proceso
no puede dar origen a un pico de Bordoni: Existe la posibilidad que un rea-
rreglo de defectos en el campo de una dislocación disociada provoque una
fuerza de arrastre sobre las mismas (o viceversa); pero esto va a depender
de las características intrínsecas del material, el sistema de dislocaciones
y el defecto puntual.

(*) Medidas recientes (123) realizadas con la técnica del haz débil en el mi-
croscopio electrónico, han mostrado que las parciales en cobre están e-
fectivamente separadas.

2.a.III. Modelo de Feltham.

En el año 1966 Feltham (78) desarrolla un modelo de fricción interna basado en el movimiento de "jogs" (*) que pueden deslizar ("glisile jogs"). Burdett y Queen (1) en su trabajo de revisión, luego de analizar los argumentos en favor y en contra del modelo de Seeger de dobles "kinks" para el pico de Bordoni sugieren la posibilidad que un modelo basado en el propuesto por Feltham, pero con un mayor desarrollo teórico, podría ajustarse más a la explicación del fenómeno que la dada por el modelo de Seeger. En este parágrafo esquematizamos las ideas de Feltham, objetamos algunas de ellas y desarrollamos sucintamente un modelo de amortiguamiento provocado por el movimiento termicamente activado de "jogs", si este es posible, y en que condiciones daría picos como los observados en materiales deformados.

Feltham plantea en su artículo un modelo que explicaría tanto los picos de Hasiguti como los de Bordoni (78). Su explicación del pico de Bordoni se basa en las ideas expuestas por él para explicar el "creep" logarítmico a bajas temperaturas (79). La idea esencial de Feltham es que son necesarias tensiones muy bajas para mover "jogs" en forma conservativa en los casos esquematizados en la (Fig. 5).

En la figura 3a) se muestra una dislocación de borde pura. El "jog" que conecta las dos porciones de la dislocación en distintos planos de deslizamiento va a ser también un porción de una dislocación de borde con un plano de deslizamiento perpendicular al de la dislocación original. Dicho segmento de dislocación actuará como un punto de anclaje débil de la dislocación (Feltham propone la energía gastada en un salto atómico de este punto del orden de la de migración de una vacancia). Al aplicar tensión la dislocación va a curvarse entre los puntos de anclaje (línea de puntos en la figura 3a) y la tensión de línea provocará una fuerza neta en el sentido perpendicular al "jog" en la dirección de desplazamiento de la dislocación. Esta fuerza será la que provoque el movimiento del mismo en la dirección de desplazamiento, dando lugar a un desanclaje efectivo de la dislocación cuando el valor de la fuerza sea tal que el "jog" pueda deslizar.

La figura 3b) muestra una dislocación de hélice. En este caso el "jog" resulta también un segmento de dislocación de borde; pero, a diferencia del caso anterior, dicho segmento no puede moverse en forma conservativa en la dirección de deslizamiento de la dislocación. Este segmento actuaría como un punto de anclaje fuerte. Al curvarse la dislocación por efecto de la tensión aplicada (línea de puntos Fig. 3b) ejerce una fuerza sobre el

(*) La expresión "jogs" se utiliza a lo largo del trabajo pese a no pertenecer al idioma castellano dado que no existe traducción de la misma en la cual no se pierda el sentido físico del ente representado.

"jog" que posee componente no nula en la dirección del vector de Burgers.. Esta fuerza puede llegar a provocar, dependiendo de las longitudes de los segmentos de dislocación en juego, movimiento del "jog" en dirección perpendicular al desplazamiento, o sea a lo largo de la dislocación. Este movimiento permite un aumento de la longitud libre de la línea de dislocación y, por lo tanto, un aumento del área barrida por la misma ante una tensión aplicada.

Feltham (78) propone el movimiento conservativo de "jogs" a lo largo o en la dirección de deslizamiento de la dislocación como origen de la deformación anelástica. Los "jogs" efectuarían un movimiento de "ida y vuelta" ("fri - fro") (79) en sus posiciones de equilibrio. Aún admitiendo los valores de energía necesarios para el movimiento propuestos por Feltham diferimos en ciertos aspectos básicos del modelo.

Analicemos primero el desplazamiento a lo largo de la línea de dislocación (dislocación de hélice). En este caso, en la aproximación de la cuerda para la dislocación, la fuerza ejercida en el sentido del vector de Burgers por la dislocación curvada ante una tensión externa σ resulta ser (Fig. 6):

$$F_x = \mu (\cos \varphi_2 - \cos \varphi_1) \approx \frac{b^2 \sigma^2}{8 \mu} (l_1^2 - l_2^2)$$

Donde: μ : Tensión de línea de la dislocación

$l_{1,2}$: Distancia entre puntos de anclaje a un lado y otro del "jog".

Feltham no considera el hecho, ya recalcado por Bode (80), que al invertir el sentido de la tensión externa la fuerza sobre el defecto a lo largo de la línea de la dislocación no invierte su sentido. Dicha fuerza, en esta aproximación, depende del coseno del ángulo que forma la línea de dislocación tensionada con la dirección que posee a tensión nula. En la aproximación de la cuerda el ángulo depende en forma directa de la longitud entre puntos de anclaje. O sea segmentos de dislocación cortos forman un ángulo pequeño y por lo tanto el coseno es mayor (Fig. 6).

Lo enunciado anteriormente hace que una tensión vibratoria externa tienda a acumular los puntos de anclaje en una misma dirección a lo largo del ciclo. Un cálculo de la distribución en equilibrio de puntos de anclaje móviles ante una tensión externa fue realizado por E. Bode (80). Esto quiere decir que las tensiones externas no hacen oscilar el defecto alrededor de una posición de equilibrio sino que tienen un carácter unidireccional sobre el mismo. Admitamos con Feltham que el movimiento del "jog" puede ser termicamente activado. Y realicemos una experiencia de fricción interna en función de la temperatura en una probeta que posea defectos de esta naturaleza en equilibrio térmico a la temperatura que se produjeron. La tensión sinusoidal aplicada tiende a alterar este equilibrio en forma unidireccional. Si suponemos que esta reacomodación produce un efecto anelástico

vemos que podemos agotar el efecto.

Lücke y Schlipf (104) realizan un análisis del amortiguamiento provocado por un defecto desplazándose a lo largo de la dislocación y llegan a una expresión del amortiguamiento sin máximos relativos: Con el razonamiento anterior eliminamos el deslizamiento de un "jog" a lo largo de una línea de dislocación como origen de un pico de fricción interna. Consideremos ahora el caso de un "jog" desplazándose con la dislocación en forma conservativa. En este caso la inversión de la tensión invierte la fuerza aplicada sobre el mismo. En este caso las objeciones no son tan fundamentales como en el anterior y podemos analizar el modelo de Feltham aplicado sólo a este caso. En el artículo original Feltham erróneamente halla que la frecuencia del proceso depende linealmente de la tensión aplicada. Esto daría una dependencia extrema de la posición del pico de la misma, contrariamente a lo que afirma Feltham que sólo analiza la influencia de la tensión externa en la fuerza de relajamiento. Por otro lado el modelo no es más que un modelo de interacción dislocaciones-defectos puntuales con la única característica que el defecto acompaña a la dislocación en su movimiento, o sea nunca se produce desanclaje total. La interacción entre una dislocación y un defecto que la ancla podemos tratarla utilizando el modelo de Granato-Lücke considerando la dislocación como una cuerda o el de interacción local, desarrollado por nosotros en un trabajo anterior (81).

La aplicación de estas aproximaciones va a definir la dependencia con la amplitud del modelo y el hecho que esta sea pequeña no implica independencia de la misma como afirma Feltham. Independientemente de esto podemos desarrollar un modelo propio sobre las ideas de Feltham dejando para más adelante la discusión de este punto del mismo.

Antes de desarrollar un modelo debemos ver cuales son las fuerzas que se oponen al desplazamiento. Feltham considera que el "jog" debe difundir como una vacancia. Esto implica que el segmento de dislocación que lo compone no se va a ubicar en un plano de deslizamiento, concepto este muy discutible y que debería ser analizado en mayor extensión. Si por el contrario admitimos que el "jog" se ubica en un plano de deslizamiento la tensión que se opone a su desplazamiento es la de Peierls. La ejercida sobre el mismo por la dislocación curvada resulta:

$$\sigma = \frac{F_y}{b^2} = \frac{\sigma_{ext}}{2b} (l_1 + l_2) \quad (1)$$

Donde: F_y : fuerza sobre el "jog" de altura b que tiende a hacerlo avanzar una distancia b en la dirección de desplazamiento.

σ_{ext} : tensión externa

G : Módulo de Young

Supongamos la fuerza de Peierls del orden de 10^{-4} - $10^{-2}G$ (77). Veamos que para una distancia típica entre puntos de anclaje del orden de $10^{+4} \text{ \AA}$

y una tensión externa de 10^{-6} G, resulta $\sigma \approx 10^{-2}$ G superando o alcanzando el valor de la fuerza de Peierls. O sea, en estas condiciones el "jog" no podría actuar como punto de anclaje en experiencias corrientes de fricción interna. Para desarrollar el modelo debemos admitir la aproximación de Feltham que la energía involucrada en el proceso es del orden de:

$$U = k T m$$

Donde: k : cte. de Boltzman; Tm: temperatura de fusión del metal.

Con las limitaciones anteriormente señaladas podemos desarrollar un modelo de sólido lineal anelástico. Supongamos una línea de dislocación con un punto de anclaje que puede acompañar a la línea en su desplazamiento a saltos termicamente activados de una distancia atómica b (Fig. 8).

Al avanzar el punto de anclaje una distancia S ante una tensión aplicada σ hay un aumento de energía de la dislocación dado aproximadamente por:

$$\begin{aligned} \Delta E &\approx \mu \cdot 2 \sqrt{\ell^2/4 + s^2} - \mu \ell \approx \\ &\approx \mu \ell + 2\mu s^2/\ell - \mu \ell = 2\mu s^2/\ell \\ \ell_1 &\approx \ell_2 \approx \ell/2 \end{aligned}$$

Donde: μ : tensión de línea de la dislocación.

Igualando esto al trabajo realizado por la tensión externa, que lo obtenemos en la aproximación de la cuerda multiplicando F_y de la relación (1) por S, hallamos una relación entre el esfuerzo exterior y la distancia que avanza el punto de anclaje:

$$\frac{b\sigma}{2} \ell s = 2\mu s^2/\ell \quad (2)$$

Esta distancia S implica un número $\bar{N}$ de distancias b. Obtenemos la relación:

$$\bar{N} = S/b = \frac{\sigma \ell^2}{4\mu} \quad (3)$$

La deformación va a estar dada por la fórmula:

$$\begin{aligned} \epsilon &= \epsilon_{el} + \sum_i N s (\ell_1 + \ell_2)_i b/\sqrt{V} \approx \\ &\approx \epsilon_{el} + n N s \ell b/\sqrt{V} \end{aligned} \quad (4)$$

Donde: ϵ_{el} : deformación elástica, n : número de puntos de anclaje que contribuyen al proceso, N : número de saltos efectuado por el punto de anclaje, V : volumen de la probeta, $(\)_i$: referente al anclaje "i".

El número de saltos es función del tiempo. O sea $N = N(t)$. En la ecuación que relaciona esta función con el tiempo intervienen las hipótesis físicas de interacción que mencionamos más arriba. Dejaremos este punto para discutir más adelante al hablar de interacción y supongamos una aproximación exponencial al equilibrio; sin aclarar los valores de frecuencia característicos pero aclarando que estos no coinciden con la aproximación de Feltham. Resulta entonces:

$$\frac{dN}{dt} = f(N - \bar{N}) \quad (5)$$

Donde f es una frecuencia característica del proceso.

Las ecuaciones (3), (4) y (5) describen el comportamiento de un sólido lineal anelástico.

Como conclusión de este párrafo llegamos a establecer que de los dos procesos que describe Feltham como responsables del pico de Bordoni uno, el de deslizamiento de un "jog" a lo largo de una dislocación de hélice, no produce un pico de fricción interna; el segundo, deslizamiento en la dirección de desplazamiento (dislocación de borde), puede llegar a producirlo, siendo necesario una evaluación más a fondo de las aproximaciones realizadas. Comprobamos el error de algunas aproximaciones de Feltham y desarrollamos un modelo de relajamiento de "jogs", admitiendo la aproximación de la cuerda elástica para el comportamiento de la dislocación e introduciendo la incerteza en las barreras que se oponen al movimiento en un parámetro. Además planteamos la duda respecto a la magnitud de la fuerza que se opone al desplazamiento del jog.

2.a.IV. Modelo de relajamiento de "kinks" (*)

El interés primario en el estudio del pico de Bordoni surge del hecho que sería una forma de investigar condiciones intrínsecas del movimiento de dislocaciones. Esta hipótesis fue sostenida por Mason en el año 1955 (82). Este autor plantea un mecanismo de relajamiento basado en el salto de una dislocación sobre barreras intrínsecas de la red (barreras de Peierls). Estudia el salto de una porción de la dislocación sobre esta barrera. Este modelo fue posteriormente desechado debido al hecho que la energía de relajamiento depende de la longitud de dislocación que efectúa el salto lo cual provee un continuo de energías dependiente de la distribución de longitudes de las líneas de dislocación. Seeger (83) supera posteriormente esta dificultad planteando el nucleamiento de un par de "kinks" y su posterior desliza-

(*) La expresión "kink" se utiliza a lo largo del trabajo sin intentar su traducción al castellano dado que es la expresión mundialmente admitida para este tipo de defectos.

miento a lo largo de la dislocación sin gasto de energía como responsable del proceso (Fig. 7). Posteriormente Seeger, Donth y Pfaff (84) plantean, utilizando una expresión para la velocidad de formación de kinks derivada por Donth (85), una teoría de procesos estocásticos para la formación y desaparición de dobles kinks. Numerosos autores incursionan en el tema posteriormente. En el año 1961 Paré (16) recalca el hecho que en la ausencia de tensiones internas la dislocación tendría una sola posición de equilibrio estable pues, debido a la tensión de línea, la posición del segundo valle de Peierls tendría una energía superior al primero. Esta afirmación implica que la probabilidad de poblar el segundo nivel es prácticamente nula. A partir de este trabajo se ve la necesidad de introducir la tensión interna sobre la dislocación para analizar la posibilidad de relajamiento. Posteriormente Lothe (86), basándose en la ecuación de difusión de dobles kinks (87) y utilizando las tensiones internas como había remarcado Paré, plantea el proceso como un proceso de nucleación y crecimiento obteniendo una expresión para la frecuencia de relajamiento.

En la década del 60 se plantean modelos en los cuales se considera como termicamente activado el proceso de difusión del kink a lo largo de la línea de dislocación. Brailsford (88, 89) es el principal defensor de esta teoría. Este autor considera la difusión de kinks abruptos. En un trabajo posterior introduce las tensiones internas en el modelo de Seeger (90). La aproximación de Brailsford al problema es criticada por Seeger y Schiller (91). Estos autores calculan la barrera que se opone al desplazamiento lateral de los kinks dobles y llegan a la conclusión que es despreciable a la temperatura en que aparece el pico de Bordoni; esto se debe a que el kink no puede tener las características abruptas que sostiene Brailsford. Estos autores cuestionan además la ecuación de difusión planteada por Brailsford basándose en la difusión de electrones y positrones, dado que este modelo subestima la posibilidad de recombinación de kinks. La última contribución de Brailsford al tema conocida por nosotros es del año 1965 (92). En este trabajo considera un apilamiento de dislocaciones frente a una barrera, sometidas a una tensión externa constante además de la oscilatoria. Calcula una distribución continua de dislocaciones y aplica las leyes de difusión a esta distribución; el coeficiente de difusión lo calcula a partir de las barreras al movimiento provocadas por la generación de kinks dobles, o sea no considera kinks abruptos.

Llega a la conclusión que este mecanismo sería muy difícil de diferenciar experimentalmente del propuesto por la escuela de Stüttgart; no aclara además como un cristal deformado va a simular una tensión constante sobre los apilamientos. Creemos que hay ciertas apreciaciones del problema de real valor y que estimamos interesante repetir, dado que coincide con nuestra línea de pensamiento respecto al problema.

Brailsford sostiene que, admitiendo la teoría de endurecimiento por deformación ("work hardening") por apilamiento de dislocaciones "cualquier modelo basado en dislocaciones aisladas sometidas a una tensión interna es inadecuado para una descripción completa de la fricción interna". O sea admite cooperatividad en el movimiento de las dislocaciones.

En la línea termodinámica, similar a la de Lothe, se hallan los trabajos de Alefeld. Este autor calcula la termodinámica de equilibrio de kinks a lo largo de la dislocación (93), plantea luego ecuaciones termodinámicas de generación de kinks (94). Con esta aproximación resuelve la relación entre la tensión aplicada y la deformación (94). Posteriormente soluciona el relajamiento provocado por una fuerza oscilatoria a frecuencias mayores y menores de las de resonancia para la generación de kinks dobles (95).

Llega a una expresión para el relajamiento del módulo dada para kinks que no interactúan, por:

$$\Delta M = \frac{\Lambda L^2 G b^2 a}{4 k T} L^2 \left(\frac{\sqrt{\sigma_i}}{2 k T} \right) \frac{\{ [A \exp(-W_K/kT) \sinh(\sqrt{\sigma_i}/2 k T)] / (\frac{\sqrt{\sigma_i}}{2 k T}) \}^2}{\{ \sin^2 \varphi + [A \exp(-W_K/kT) \sinh(\frac{\sqrt{\sigma_i}}{2 k T})] / \frac{\sqrt{\sigma_i}}{2 k T} \}^2}$$

Donde: $L(x) = \coth x - 1/x$

y Λ : densidad de dislocaciones

L : longitud libre de la dislocación

W_K : energía de Peierls

σ_i : tensiones internas

$\sqrt{}$: volumen de activación al moverse un doble kink bajo la tensión σ_i

φ : ángulo entre la línea de dislocación y el valle de Peierls

G : módulo de Young

b : vector de Burgers

Para kinks con una interacción fuerte:

$$\Delta M = 0 \quad \sqrt{\sigma_i} < 2 W_K$$

$$\Delta M = \frac{\gamma \Lambda L^2 G b^2}{12 E_L} \quad \sqrt{\sigma_i} > 4 W_K$$

γ : constante numérica entre 3/4 y 0

E_L : tensión de línea

Estas expresiones dan un relajamiento despreciable, desde el punto de vista sensibilidad de equipos de medición standard, utilizando los datos numéricos del cobre a una frecuencia de 1 Hertz. Alefeld sostiene que

este valor aumenta al hacerlo la frecuencia de medición en forma apreciable. Es interesante que en este artículo se obtiene una expresión generalizada de la condición impuesta por Paré a las tensiones internas para que aparezca el pico. Alefeld incluye el término de entropía, resultando entonces:

$$v\sigma_i > 2W_k - T\Delta S = 2W_k - 2kT \ln \frac{AL}{2a(1+N_0)^{1/2} v\sigma}$$

$$A = \sqrt{2} \pi^{3/2} W_k^{3/2} / (kT)^{1/2} (E_L a)$$

N_0 : número de kinks geométricos en la dislocación.

Por otro lado la escuela de Stüttgart completa en forma más rigurosa su aporte al tema a través de los artículos de Engelke et al. (96, 97, 98, 99). Dado que esta aproximación es la más generalmente aceptada para explicar el fenómeno que nos ocupa creemos interesante hacer un resumen breve de los dos últimos artículos mencionados.

Engelke plantea un modelo de difusión para la relajación de kinks dobles, llegando a la ecuación de difusión de Smoluchovski. Bajo ciertas condiciones, que luego enunciaremos, la ecuación es soluble utilizando una aproximación propuesta por Brinkman en el año 1956; en dicha aproximación se calcula la probabilidad de salto de una posición de equilibrio a otra a través de una integral en las coordenadas posición de la reacción.

Las condiciones de aplicabilidad de la solución obtenida por este método son:

a) La existencia de varias posiciones de la dislocación con igual energía. Esta condición, sobre la cual volveremos más adelante, la expresa matemáticamente a través de la desigualdad:

$$b \Delta F \sigma_i > 2W_k$$

Donde ΔF es el área barrida por los dobles "kinks" al realizar el salto de una posición de equilibrio a otra y la nomenclatura de las demás variables coincide con la de fórmulas anteriores.

b) La energía en juego no debe ser alterada en forma apreciable por el campo de tensiones aplicado.

c) Los umbrales de energía deben ser altos frente a la energía térmica.

Con el método propuesto Engelke calcula la probabilidad de salto en presencia y en ausencia de una tensión interna constante sobre la dislocación. La velocidad de salto tiene la forma factor de frecuencia por miembro exponencial. Sin embargo este es asimétrico en el sentido que la posibilidad de

formar un kink doble depende exponencialmente de la energía de formación del mismo y la probabilidad de retrotraer el mismo depende de la tensión aplicada sobre la dislocación. La igualdad de probabilidad de ocupación de un nivel u otro (condición de Paré) resulta en la siguiente ecuación:

$$\Delta F b \sigma' = 2W_K - T \Delta S_K$$

$$\sigma' = \sigma_i - \sigma_{ww}$$

Donde:

σ_{ww} : es un término que tiene magnitud de tensión y da cuenta de la repulsión de los extremos sobre los doble kinks.

ΔS_K : es la entropía de formación de un doble kink, también calculada en el artículo.

Engelke plantea luego las ecuaciones de reacción y las linealiza, considerando la fuerza aplicada como una corrección a las condiciones de equilibrio. Dada la complicación matemática del desarrollo completo del modelo propuesto con varios mínimos relativos de energía resuelve explícitamente sólo el caso de la existencia de dos mínimos de igual profundidad en el caso que las tensiones internas cumplan con la condición de Paré. En el caso que esta condición no se cumpla, o sea a muy bajas tensiones internas, obtiene dos posiciones de equilibrio con distinta probabilidad cada una. Conocida la variación termodinámica de la distribución de equilibrio del número de dislocaciones ocupando los distintos mínimos, Engelke resuelve a partir de estas el decremento logaritmico calculando primero la deformación anelástica. Hace el cálculo con dos condiciones sobre las tensiones internas. La primera que $\nu \sigma_i < 2 \tilde{W}_K$ y la segunda que $\nu \sigma_i > 2 \tilde{W}_K$. La primera de estas implica directamente la imposibilidad de cumplimiento de la condición de Paré. La segunda implica la posibilidad de cumplimiento de la misma. Al realizar los cálculos Engelke supone que se cumple.

Mas adelante volveremos a este punto. De esta forma el amortiguamiento se obtiene como:

$$\delta = \delta_I + \delta_{II}$$

$$\delta_I = \frac{\pi \sigma^2 b^2 n M \nu}{k T} \int L^2 \left(1 - \frac{2 b T}{\nu \sigma_i}\right) \left(1 - \frac{b T}{\nu \sigma_i}\right) \frac{\nu}{(1+\nu)^2} \frac{\omega b}{1+\omega^2 b^2} \times \\ \times n(L, \sigma_i) dL d\sigma_i$$

Para: $\nu \sigma_i < 2 \tilde{W}_K$

Siendo $b = 1/(2 \Gamma_{12}^i)$

$$S_{II} = \frac{\pi b^2 \mu M_0}{kT} \int (\Delta F)^2 \left(1 - \frac{2kT}{\Delta F b \sigma_i} \right)^2 \leq g_{mk'} \frac{\omega \sigma_{k'}}{(1 + \omega^2 \sigma_{k'}^2)} n(L, \sigma_i) dL d\sigma_i$$

Para $\forall \sigma_i > 2 \tilde{W}_K$

Siendo : $g_{mk'}$: un factor de peso

$$\sigma_{k'} \approx \frac{m^2}{\pi^2 k'^2} \frac{1}{\Gamma_{l, l+1}^i}$$

y $n(L, \sigma_i)$:

la densidad de dislocaciones en las variables mencionadas.

ΔF : área barrida al avanzar un segmento de la dislocación un valle de Peierls.

Engelke resuelve numéricamente las integrales anteriores. Utiliza a tal fin dos distribuciones:

$$n_1(L, \sigma_i) = \frac{C_1}{\Lambda} \exp\left(-\frac{L}{\Lambda}\right) \delta(\sigma_i - \bar{\sigma}_i)$$

$$n_2(L, \sigma_i) = \frac{C_2}{\Lambda} \exp\left(-\frac{L}{\Lambda}\right) \frac{2}{\sqrt{2\pi} \Delta \sigma} \exp\left(-\frac{\sigma_i^2}{2(\Delta \sigma)^2}\right)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \delta(\sigma_i - \bar{\sigma}_i) d\sigma_i = 1$$

Normalizándolas con las condiciones de obtener la densidad total de dislocaciones integrando en todo el espacio:

$$N = \int n(L, \sigma_i) dL d\sigma_i$$

Veamos ahora los resultados obtenidos con el presente modelo. Considera que el 5% de la longitud de línea de dislocación se encuentra en posición favorable para contribuir al relajamiento.

Obtiene un relajamiento del orden de 10^{-4} utilizando parámetros adecuados para el cobre. Se recalca que el relajamiento experimental en el caso del cobre es de 10^{-2} . Engelke señala que esta diferencia se debe al haber considerado la existencia de sólo dos mínimos y que la misma desaparecería al aumentar el número de depresiones intervinientes.

Los valores de energía de activación coinciden con los experimentales.

El pico de fricción interna predicho se presenta ensanchado con respecto a un único tiempo de relajamiento; este ensanchamiento resulta sin embargo muy inferior al obtenido experimentalmente. Engelke supone que esta discrepancia podría también solucionarse si se consideran mayor número de depresiones intervinientes.

Lo realmente notable de este modelo es el hecho que ajusta cualita-

tiva y en algunos casos cuantitativamente bien con el comportamiento del máximo de amortiguamiento frente a la variación de algunos parámetros secundarios (tales como temperatura de recocidos post deformación, influencia de defectos introducidos por irradiación, etc.).

Creemos que existe un punto en el presente modelo que debe analizarse con más detalle pues puede ser la causa probable del desacuerdo cuantitativo en algunos parámetros fundamentales como es el ancho del pico. Este punto, tal cual lo hace notar el propio Engelke, es la tensión interna utilizada. El problema con la tensión interna es la necesidad de utilizar un parámetro de características macroscópicas en un problema submicroscópico.

Engelke supone las tensiones internas constantes a lo largo de la línea de dislocación. Por otro lado la condición de equiprobabilidad de población con y sin la generación de un kink doble (condición de Paré) da las condiciones sobre una fuerza generalizada σ' . Dada la definición de esta fuerza para que se cumpla la condición pedida es necesario que $\sqrt{\sigma_i} > 2\tilde{W}_K$. Dada la tensión interna el parámetro σ_{ww} debe ser tal que ajuste la tensión interna al valor requerido por la condición de Paré. Físicamente el parámetro σ_{ww} está determinado por la repulsión de los extremos de la dislocación sobre los kinks, esta fuerza es supuesta constante. Si resolvemos el problema de interacción de un kink con un conjunto de kinks geométricos obtenemos una interacción coulombiana.

Si recalcamos el sentido físico de la tensión σ_{ww} vemos que no alcanza con imponer condiciones sobre las tensiones internas para cumplir con la condición de Paré. Debemos tener la posibilidad de variar σ_{ww} para cumplir con la misma. Esta línea de pensamiento nos conduce a una modificación del modelo propuesto que no varía los logros alcanzados por el mismo y creemos que un desarrollo del mismo puede mejorar los parámetros del modelo de Engelke que no concuerdan con los resultados experimentales.

Esta modificación se basa en suponer que la longitud de las ondas de tensión interna es menor que la distancia entre puntos de anclaje, existiendo una relación óptima entre ambas longitudes. Es evidente que la longitud de las ondas de tensión interna no tiene que ser tan pequeña como para que la longitud de dislocación paralela a un valle de Peierls sea comparable a la distancia crítica entre kinks dobles.

Supongamos una dislocación como la esquematizada en la Fig. 9 frente a un campo de tensiones internas sinusoidal. Vemos que el proceso de relajamiento consiste, cualquiera sea el sentido de la tensión aplicada, en la generación de un kink doble. Si generamos un kink doble con una tensión positiva, al invertir la misma este se retrotrae como consecuencia de la generación de otro en el sector de la dislocación que se halla frente a tensiones internas de signo contrario. Evidentemente la generación de este segundo kink doble aumenta el valor de la tensión σ_{ww} que actúa sobre el primero generado. Esto hace que el proceso de retrotraerse el pri-

mer par de kinks generado lleve un tiempo (probabilisticamente hablando) despreciable frente al de creación del segundo par.

El agregar la condición especificada sobre las tensiones internas devuelve la simetría al tratamiento del problema. La condición sobre la tensión interna que aparecía como necesaria pero no era evidente que fuera suficiente pasa, al plantear el problema de esta forma, a ser automáticamente necesaria y suficiente. Por otro lado las observaciones de microscopía electrónica no dan una diferencia neta entre una longitud de onda igual a la mitad de la distancia entre puntos de anclaje o igual a la totalidad.

Creemos que un desarrollo sistemático de las ideas presentadas en este parágrafo puede llevar a resultados numéricos respecto al ancho del pico, altura y dependencia con la irradiación que coincida con los resultados experimentales.

La modificación a la teoría de Engelke consiste esencialmente en considerar el relajamiento de kinks dobles frente a un campo de tensiones internas variable. Intuitivamente podemos ver que la deformación anelástica va a ser probablemente de orden superior a la presentada por Engelke debido a la posibilidad de desplazamiento lateral que se le confiere a la línea de dislocación. Por otro lado creemos que este enfoque permite explicar la apariencia asimétrica de los picos a bajo porcentaje de deformación (Fig.1) que se va simetrizando al aumentar el mismo. Es de suponer que a pequeña deformación el campo de tensiones internas no pueda tener una longitud de onda superior a la distancia promedio entre puntos de anclaje. Es de notar que en este caso el fenómeno, según lo vemos nosotros, es asimétrico en temperatura. O sea dado un τ_{ww} fijo dependiente sólo del campo interno a mayor temperatura es mayor la probabilidad que la dislocación se halle ante una tensión suficiente para provocar el relajamiento. Al disminuir la longitud de onda ya τ_{ww} no es dependiente sólo del campo interno sino también de la tensión externa aplicada que permite la generación de doble kinks a la temperatura de pico de relajamiento. Esto hace que la condición de Paré ya no sea dependiente de la temperatura en forma tan directa como en el caso anterior.

Todo lo anteriormente enunciado es muy especulativo pero no deja de ser verosímil. Creemos que sería interesante en un trabajo futuro investigar este tema en forma cuantitativa.

2.a.V. Conclusiones respecto al pico de Bordoni en materiales cúbicos de caras centradas.

El tratamiento realizado en las páginas precedentes no pretende ser exhaustivamente completo pero creemos que brinda una idea bastante real del estado del problema. En este parágrafo remarcaremos algunos aspectos del mismo que se hacen notables luego de la lectura de las páginas anteriores.

Por un lado vemos que la cantidad de información en materiales de la estructura que nos ocupa es realmente impresionante. Por el otro la cantidad de teorías existentes no le va en zaga. En nuestro resumen bibliográfico dejamos a un lado la descripción de los resultados experimentales limitándonos sólo a citar los artículos más representativos sin mayores comentarios dado que existen, como ya mencionamos, numerosas revisiones al respecto. En estas revisiones no se hace, sin embargo, una discusión crítica de las teorías existentes. Creemos haber cubierto esta deficiencia de información.

La dificultad principal, desde el punto de vista experimental, consiste en diseñar una experiencia tal que permita distinguir el mecanismo actuante frente a los posibles propuestos. Creemos que en este sentido los trabajos más reveladores son el de Mecs y Nowick (69) en monocristales de plata de una geometría tal que permite la introducción de un exceso de dislocaciones de un dado signo y el de Alefeld, Filloux y Harper (100) que estudian la influencia de una tensión externa constante superpuesta sobre la tensión oscilatoria como factor que aumenta las tensiones internas y permite el aumento del número de dislocaciones que participan en el proceso (suponiendo el mecanismo de relajamiento de kinks dobles). Este último trabajo se lo considera en general fuera de los de estudio de fenómenos anelásticos dado el orden de tensiones utilizado en el mismo. Ambos trabajos demuestran que el mecanismo de relajamiento de kinks dobles es el más verosímil para explicar el fenómeno.

Al revisar los trabajos teóricos realizados sobre el tema lo primero que sorprende es el hecho que, pese a que la mayor cantidad de información sobre la que se basan estas teorías proviene de materiales de estructura cúbica centrada en las caras, las mismas tratan de proponer un mecanismo general (excepto la de Bruner) que en principio sería aplicable a cualquier estructura.

Como ya mencionamos en la introducción esta fue una de las causas que encararamos el presente trabajo. No creemos que actualmente exista evidencia experimental suficiente como para extender ninguno de los mecanismos propuestos a otras estructuras, esta es la causa que los hayamos discutido en el marco del estudio de materiales de estructura f.c.c.

La revisión realizada nos permite afirmar que el modelo de Gilman se puede desechar como explicación del fenómeno. Lo mismo ocurre con el modelo de Bruner, sobre todo en la forma original propuesta por el autor. El modelo de Feltham es incorrecto al considerar la posibilidad de relajamiento de jogs a lo largo de la línea de la dislocación.

En el párrafo dedicado a este modelo consideramos la posibilidad planteada por Feltham del relajamiento de jogs en dirección perpendicular a la línea de dislocación. En este párrafo mostramos la probabilidad formal de la ocurrencia de dicho proceso pero señalamos la dificultad de precisar la naturaleza física de la fuerza de anclaje debida a la presencia del jog. Vimos

que si se considera que la fuerza que se opone a su avance es del tipo de simetría en la red (Peierls) las tensiones utilizadas en una medición de fricción interna corriente son suficientes para provocar el desanclaje.

Queda como última posibilidad el modelo de relajamiento de kinks dobles. Este modelo es el que ha recibido mayor atención y es el que presenta una explicación más verosímil de los fenómenos observados.

El mayor acierto de la teoría consiste en describir como crítica la configuración de formación del par de kinks, esta aseveración es cronológicamente una de las primeras. A esta se oponen teorías como la de Brailsford las cuales desarrollos teóricos posteriores demostraron su nulidad (91).

Desde el punto de vista de mecanismo de relajación existen dos aproximaciones la termodinámica de Alefeld y la difusionista de Engelke, ambas no son mutuamente excluyentes. Desde cualquiera de estos enfoques la dificultad mayor reside en el planteo y necesidad de la condición de Paré.

Esta surge como una necesidad termodinámica pero, debido a esta causa, define un parámetro macroscópico (por ejemplo la tensión interna). La dificultad reside en incorporar este parámetro a una descripción atomística del fenómeno. Esto parece superado en el trabajo de Engelke (98, 99), pero, tal cual vimos en el párrafo anterior, las divergencias planteadas a esta teoría residen en la utilización de este parámetro. En este párrafo planteamos como mecanismo responsable del relajamiento la generación de kinks dobles en una dislocación en un campo de tensiones internas de menor longitud de onda que la distancia entre puntos de anclaje.

Aún existe otra dificultad teórica en esta teoría. Esta es la determinación de la fuerza de Peierls. Este parámetro está dado por la variación de la energía de la dislocación al pasar por una configuración de menor simetría. El problema conceptual aún subsiste; por ejemplo no se tiene claro que ocurre con este concepto cuando se considera la dislocación como disociada y como influye esto en la relajación (101).

Como conclusión podemos llegar a establecer que el mecanismo más verosímil para explicar el pico de Bordoni en materiales f.c.c. es el de relajamiento de kinks dobles. Aún existiría discusión sobre la forma en que se produciría este relajamiento. El acuerdo de las predicciones de este modelo con los resultados experimentales es satisfactorio. Creemos que continuar la investigación en la línea planteada en el párrafo anterior puede aún mejorarlos.

Las posibilidades de extensión de este modelo a otros sistemas cristalinos depende de las discusiones que se hagan respecto a las fuerzas de Peierls en los mismos. El estudio de las predicciones de este modelo en otros sistemas ayudarán a reafirmar o no la verosimilitud del mismo.

2.b. Modelos referentes a los picos de interacción dislocación-defecto (picos de Hasiguti).

Existen, a nuestro entender, dos formas posibles de presentar los modelos de interacción.

Podemos clasificarlos de acuerdo al factor que controla el relajamiento. O sea considerar la posibilidad de la existencia de dos zonas diferentes en temperatura; una, a bajas temperaturas, en que el defecto que produce el anclaje no posee la energía térmica necesaria para desplazarse por difusión, en esta zona el factor determinante del tiempo de relajamiento es el desanclaje mecánico de la dislocación del efecto; la segunda zona, a temperaturas mayores, en la cual el defecto puede desplazarse en la red por difusión, en esta zona el tiempo de relajamiento se halla fijado por la difusión del defecto en la red acompañando a la dislocación en su desplazamiento.

La segunda clasificación posible se basa en el modelo matemático que se aplica para describir la dislocación; ya sea que se considere un modelo continuo (modelo de la cuerda) o un modelo discreto (modelo de kinks). Siguiendo esta línea Hasiguti en el simposio de Dresden de 1970 (39) propone la siguiente división de las teorías existentes: a) modelo de kinks, b) modelo de la cuerda, c) modelo de dislocaciones irregulares.

Seguiremos en nuestra presentación un esquema similar a éste; sin embargo creemos que la división entre el punto b) y el c) es un tanto ficticia. Por lo tanto dividiremos nuestra presentación en dos partes: 2.b.I. modelo de kinks, 2.b.II. modelo de la cuerda. Dentro de este esquema presentaremos además de los modelos que menciona Hasiguti (39) otros que creemos pertinentes al respecto.

2.b.I. Modelo de kinks.

La idea de relacionar los kinks de la dislocación con la interacción de ésta con defectos puntuales corresponde cronológicamente, por la información que poseemos, a Hasiguti y colaboradores. Esencialmente, surge del hecho experimental que la temperatura a la cual aparecen los picos de interacción es cercana a la de aparición del pico de Bordoni; posteriormente se comprueba (36) la existencia de una relación inversa entre la altura de los picos correspondientes a ambos procesos.

Okuda y Hasiguti (36) en el año 1962 basándose en sus mediciones en oro y cobre proponen una teoría que considera la formación de kinks dobles en el campo de interacción de la dislocación con un defecto puntual. Esta teoría considera la fuerza de interacción de la dislocación con el defecto como linealmente aditivas. Los diagramas correspondientes se muestran en la figura 10. La explicación de los mismos se halla al pie de la figura y nos referiremos a la misma al describir el modelo.

La idea es comparar la frecuencia de salto del defecto en las cercanías de la dislocación con la de generación de kinks dobles en la cercanía del defecto.

A través de mediciones realizadas del fenómeno en oro estos autores (36) hallan la energía de migración (medida estudiando la variación del α mortiguamiento con recocidos sucesivos) y de relajamiento del defecto (estudiando la variación de la posición del pico con la frecuencia de medición), siendo esta última mayor que la de generación de kinks dobles.

Consideran, en este caso, dos probabilidades de relajamiento. Una esquematizada en la figura 10 II C) en que la dislocación ha avanzado una distancia atómica, el defecto la sigue casi al unísono en su movimiento. La energía de relajamiento en este caso está dada por $E \approx E_k + E_p$ y el factor de frecuencia (tal que la frecuencia de salto medida sea $\gamma = \gamma_0 \exp(-\frac{E}{kT})$) resulta el característico de dislocaciones $\gamma_0 = \gamma_D$. La segunda probabilidad está esquematizada en la figura 10 II B) en la cual el defecto salta delante de la dislocación y luego es atraído por la misma. La energía en este caso resulta $E \approx E_k + E_p$ y el factor de frecuencia $\gamma_0 = \gamma_D$ el característico de los defectos puntuales.

Una vez deducidas las expresiones del párrafo anterior los autores (36) comparan sus resultados experimentales con las mismas. Deducen de esta comparación, un valor de la energía de difusión del defecto que resulta muy pequeño comparado con los valores medidos por otros métodos.

Sin embargo Okuda y Hasiguti señalan la posibilidad que el hecho que estos valores sean pequeños se deba a que la energía de difusión que interviene en este proceso es la existente en las cercanías de la dislocación.

En este artículo no se predice forma ni magnitud del relajamiento.

Existen varios detalles en el presente modelo que no creemos del todo correctos y consideramos útil puntualizarlos. Primeramente señalaremos que no se aclara en ningún momento cual es la configuración crítica de la dislocación, que sería la forma correcta de calcular la energía del movimiento. Además, suponiendo válida la hipótesis de aditividad de campos, el campo que se opone al movimiento de la dislocación no tiene la forma sinusoidal esquematizada en la figura 10 I B) pues se debe considerar el aumento de energía debido al aumento de longitud de línea al generar el kink doble, el cual no es despreciable. Si consideramos este término, el segundo mínimo relativo en la energía de la dislocación a una distancia "a" del origen (Fig. 10 II A)) no existe prácticamente, lo cual querría decir que la probabilidad de poblar este nivel es nula, salvo a tensiones muy altas (recordar la condición de Paré).

De las objeciones presentadas creemos que la de no determinar la configuración crítica es la fundamental.

Contemporáneamente a la anterior, Hasiguti (38) presenta una teoría de interacción de kinks preexistentes con defectos puntuales. En dicha teoría plantea esencialmente las ecuaciones de Brailsford (88) para difusión de kinks abruptos pero considerando a los mismos como extendidos e interactuando con los defectos puntuales. O sea, la difusión de kinks se realiza en el campo de tensiones creado por los defectos puntuales. El movimiento de los kinks frente a una tensión externa sinusoidal se esquematiza en la figura 11.

La fricción interna y el defecto de módulo tiene la misma expresión que el hallado por Brailsford (88) difiriendo sólo en el significado físico de los parámetros. Resulta:

$$Q^{-1} = \Delta \omega \zeta_0 / (1 + \omega^2 \zeta_0^2)$$

$$\Delta G/G = \Delta / (1 + \omega^2 \zeta_0^2)$$

Donde: $\Delta = 8 N e G a^2 b^2 L^2 / (\pi^4 h T)$

y $\zeta_0 = L^2 / (\pi^2 \nu \bar{\lambda}^2)$

Significando los parámetros que intervienen en estas expresiones:

N : densidad de kinks atrapados por puntuales

e : densidad de dislocaciones

G : Módulo de Young

L : distancia entre puntos de anclaje fijos de la dislocación

$\bar{\lambda}$: distancia promedio recorrida por un kink al desanclarse

ν : frecuencia de Debye

Hasiguti (39) señala que la altura del pico en este modelo varía como:

$$\Delta Q^{-1} \propto e L^2 / L_N$$

$$L_N \propto 1/N : \text{longitud de dislocaciones entre dos puntos desanclables}$$

Considerando la probable variación de dichos parámetros con la deformación sufrida por la probeta llega a la conclusión que la altura del pico varía como el inverso de la raíz cuadrada de la deformación que ha sufrido la probeta. Relación que se cumple experimentalmente en las primeras etapas de la deformación.

Con respecto a la coordenada al origen señala que:

$$\zeta_0 \propto L^2 / L_N^2$$

con lo cual haciendo estimaciones similares al caso anterior la posición del pico no depende de la deformación, tal cual se observa experimentalmente.

La principal objeción, a nuestro entender, a la presente teoría fue planteada esencialmente en las discusiones posteriores a la presentación del trabajo original en la conferencia de Tokio por el Dr. Suzuki el cual señaló el hecho que en el tratamiento de Brailsford se desprecia el hecho que el movimiento de los kinks debe ser correlacionado para que se conserve la longitud total de la dislocación.

Creemos que esta correlación debe ser aún más importante en el caso de considerar interacción con defectos que anclan la dislocación, pues en este caso se debe recordar que en la aproximación de la cuerda el desanclaje de un segmento provoca el aumento de la longitud de línea entre puntos de anclaje y aumenta la posibilidad de desanclaje del siguiente; este tipo de correlaciones deben conservarse al pasar al modelo de kinks. El comportamiento señalado en el párrafo anterior no surge del modelo de Hasiguti.

1.2.b.II. Modelo de la cuerda de dislocación.

En esta aproximación se han realizado gran número de trabajos. Esto se debe al hecho que la aproximación de la cuerda ha mostrado sus ventajas para problemas relacionados con el comportamiento de dislocaciones en experiencias de fricción interna dependiente de la amplitud y en la interpretación de fenómenos relacionados con la deformación plástica de materiales.

Debemos señalar que todo modelo de dislocaciones debe converger en el rango de deformaciones o temperaturas elevadas con los resultados predichos por esta aproximación.

En esta línea, además de los resultados de Hasiguti y colaboradores (35, 39, 109), existen los cálculos por computadora de Peguin y Birnbaum (102), los resultados de Schoeck (103) en su estudio del "cold-work peak" que pueden extrapolarse a la interacción con defectos intrínsecos, los de Lücke y Schlipf (104, 39) y los de Schiller (105).

En orden cronológico comenzaremos con el artículo de Koiwa y Hasiguti de 1965 (35). Este modelo se basa en tres suposiciones. La primera es que en la unidad de volumen existen N elementos (segmentos de dislocación con un punto de anclaje) que saltan (se desanclan) con una frecuencia dada por

$$f = \nu \exp \left[- (U - a\sigma) / kT \right]$$

(ν : factor de frecuencia, U : energía de activación, a : volumen de

activación, σ : tensión aplicada, T : temperatura, k : constante de Boltzman). La segunda que debido al salto de estos elementos hay una contribución a la deformación total: $\epsilon = g \sigma P(t)$; donde $P(t)$ es el número de elementos que consiguen saltar en el período de tiempo de 0 a t , y $g \sigma$ la deformación por elemento. La tercera que una vez que un elemento ha logrado saltar ya no vuelve atrás hasta que la tensión aplicada es nula; todo elemento que ha saltado hacia adelante retrocede al anularse la tensión aplicada. Matemáticamente estas condiciones las resumen en la ecuación:

$$dP/dt = (N - P) s(t)$$

Donde: $s(t) = \nu \exp [- (U - a \sigma) / kT]$

Resolviendo este sistema ante una fuerza sinusoidal externa y haciendo las simplificaciones de amplitud de tensión pequeña y el producto

$$\nu \exp (- U / kT) a \sigma_0 / (kT \omega)$$

menor que la unidad; Koiwa y Hasiguti obtienen una expresión para el amortiguamiento:

$$Q^{-1} = \frac{N g G}{\pi} \left\{ \frac{x^2}{2(1+x^2)} (1 - e^{-2\pi/x}) + \frac{a \sigma_0}{kT} h(x) + \left(\frac{a \sigma_0}{kT} \right)^2 h_2(x) \right\}$$

Donde: $x = (2\omega/\nu) \exp (U/kT)$

la tensión aplicada: $\sigma = \sigma_0 \cos \omega t$

y las funciones: $h(x) = 4x(3x^2+4) [(9x^2+4)(x^2+4)]^{-1/2} (1 + e^{-2\pi/x}) - x(1+x^2)^{-1/2} (1 - e^{-2\pi/x})$

$$h_2(x) = \frac{1}{4} \left\{ x^4 [2(x^2+4)]^{-1/2} + 27x^2(9x^2+4)^{-1/2} + 7x^2 [2(4x^2+1)]^{-1/2} - 7x^2 [2(x^2+4)]^{-1/2} \right\} + \frac{e^{-2\pi/x}}{4} \left\{ \pi x [2(x^2+4)]^{-1/2} + 7x^2 [2(x^2+4)]^{-1/2} + 7x^2 [2(4x^2+1)]^{-1/2} + 27x^2(9x^2+4)^{-1/2} + x^2(x^2+4)^{-1/2} - x^4 [2(x^2+4)]^{-1/2} - 8 \right\}$$

La forma del pico es asimétrica en el inverso de la temperatura. Estos autores además llegan a la conclusión que la relación entre el relajamiento del módulo dinámico y la altura del pico debe ser en este modelo:

$$Q_{\max}^{-1} = 0.126 \Delta M / M$$

Recordemos que en el sólido lineal anelástico resulta:

$$Q^{-1}_{máx} = 0.5 \Delta M / M$$

En este mismo artículo (35) comparan los resultados obtenidos a través del modelo planteado con mediciones realizadas. Hallan que el pico medido tiene una asimetría del mismo signo que la deducida del modelo pero difiere significativamente en ancho. Por otro lado deducen la aproximación del sólido lineal anelástico en función de la tensión aplicada y comparan las predicciones de este modelo con las del anteriormente desarrollado y con los resultados experimentales, hallando una coincidencia cualitativa con su modelo.

La diferencia entre la dependencia con la tensión en ambos modelos reside en que en el planteado por ellos es lineal en la tensión aplicada y en el del sólido lineal standard es cuadrático. La relación medida entre la fricción interna y el defecto de módulo parece aproximarse bastante al predicho por su modelo.

Hasiguti (39) señala que este modelo da una altura del pico de fricción interna constante con la deformación previa de la probeta, plantea por lo tanto este modelo como alternativo al de difusión de kinks para deformaciones superiores al 5%. Además sostiene que extendiendo los cálculos de este modelo a mayores amplitudes por medio de un cálculo de computadora obtiene buen acuerdo con los resultados experimentales.

Las principales dificultades a esta teoría son señaladas por los propios autores y provienen del modelo físico utilizado. Por un lado la probabilidad de volver hacia atrás de la dislocación una vez que saltó no debe ser nula a cualquier tensión aplicada. Por otro lado calculando el valor de la distancia entre puntos de anclaje se halla que el mismo es muy pequeño para permitir el desanclaje a las tensiones de medición, utilizando en el cálculo el modelo de la cuerda. Finalmente la energía de activación del proceso depende de la tensión aplicada si se considera el modelo de la cuerda, contrariamente a la suposición 1 del presente modelo.

Pasemos ahora a considerar el trabajo de Peguin y Birnbaum (102).

Estos autores esencialmente toman los resultados de Teutónico, Granato y Lücke (106) para interacción dislocación defecto puntual a temperaturas finitas, suponiendo un potencial de interacción similar al de Cottrell pero linealizado. Creemos pertinente en este punto hacer un resumen de dichos resultados que se utilizan en este y otros artículos que comentaremos.

Los resultados de Teutónico, Granato y Lücke que queremos señalar son: a tensiones aplicadas (σ_a) menores que un dado σ_2 la dislocación tiene una sola posición de equilibrio (anclada); a tensiones superiores a σ_2 pero menores que un dado valor σ_1 la posición anclada y desanclada representan mínimos relativos en la energía; a tensiones superiores a

σ_1 existe una sola posición de equilibrio (desanclada).

La tensión de desanclaje σ_1 tiene la expresión:

$$\sigma_1 = (4U_0 / q b r_0 L) [1 + \mu r_0^2 L / (2U_0 \ell (L - \ell))]]$$

Donde:

U_0 : energía de unión entre la dislocación y el punto de anclaje:

$q = 46\sqrt{3}/9$; b : vector de Burgers;

$\mu \approx b/\sqrt{2}$; μ : tensión de línea;

L : longitud entre puntos de anclaje fijos;

ℓ : longitud entre puntos de anclaje móviles.

La tensión σ_2 : $\sigma_2 = 2 \mu r_0 q / [b \ell (L - \ell)]$

La energía de activación para el desanclaje:

$$U_0 = [U_0 n (B + 1) / (B n + 1)] [1 - (\sigma / \sigma_1)]^2$$

Con $n = 4/8$; $B = 2 \ell (L - \ell) U_0 / \mu r_0^2 L$; σ : tensión aplicada.

La de reanclaje es: $U_r = [U_0 n q^2 / (B n - 1)] (\sigma / \sigma_2 - 1)^2$

Volviendo a Peguin y Birnbaum: Como dijimos, estos autores toman los resultados resumidos anteriormente y postulan la frecuencia de desanclaje como:

$$\nu_D = \nu_D (b/\ell) \exp (-U_0/kT)$$

y la de reanclaje: $\nu_R = \nu_D (b/\ell) \exp (-U_r/kT)$

(el factor preexponencial surge de un trabajo de Granato, Lücke, Schlipf y Teutonico (107), ν_D : frecuencia de Debye).

En base a esto estudian numéricamente la absorción de energía de una línea de dislocación con un número fijo de puntos de anclaje equiespaciados.

Con el auxilio de una computadora, dividen la tensión sinusoidal aplicada en incrementos de tensión y estudian en función del tiempo y la tensión en número de segmentos que se desancla y se vuelve anclar; conocida

la contribución de cada uno de estos segmentos a la deformación se puede calcular el relajamiento en función de la temperatura, tensión, frecuencia, número de puntos de anclaje, energía de unión.

A cada uno de estos parámetros los hacen variar alrededor de valores probables para un material tipo.

Resumiremos los resultados cualitativos alcanzados por estos autores.

Hallan un máximo de fricción interna en función de la amplitud de medición. La fricción interna en la zona independiente de la amplitud varía inversamente al número de puntos de anclaje. La zona dependiente de la amplitud comienza a menores amplitudes a mayor temperatura de medición. A mayor energía de interacción, comienza a mayores amplitudes.

A frecuencia constante existe un máximo del amortiguamiento en función de la temperatura. Este máximo se corre a temperaturas más altas a menor amplitud de medición. A bajas amplitudes la dependencia con la amplitud es mucho menor que a altas. Este pico se corre de acuerdo a una ley de Arrhenius en temperatura variando la frecuencia de medición. Este corrimiento se efectúa como si el proceso tuviera una energía de activación aparente.

Esta energía de activación aparente disminuye en función de la amplitud de medición y el factor de frecuencia preexponencial aumenta.

En función del número de puntos de anclaje por segmento de dislocación, la altura del pico aumenta, aumentando la temperatura del máximo y las pendientes del pico, en especial la de bajas temperaturas. El valor de la energía aparente aumenta también al aumentar el número de puntos de anclaje.

En este mismo artículo se hace una breve discusión comparando el amortiguamiento debido a desanclaje y el debido a scattering de fonones por la dislocación.

Este artículo, pese a no dar una expresión matemática del amortiguamiento en función de las diversas variables y a la configuración simplificada que utiliza, tiene el inmenso valor de dar una idea de cual puede ser el comportamiento dable de esperar en un efecto como el que nos ocupa en función de los diversos parámetros que intervienen en él.

Pasaremos ahora a discutir el trabajo de Lücke y Schlipf (104). Este trabajo resulta, a nuestro entender, uno de los más interesantes y conceptuales en este tema. Desgraciadamente no poseemos el trabajo de Schlipf mencionado por Hasiguti como de próxima aparición (39) y que debe ser la continuación lógica del que discutimos. Los trabajos de Schoeck (103) y Schiller (105) vamos a presentarlos en el esquema de este trabajo.

Con los mismos principios utilizados por Peguin y Birnbaum (102) Lücke y Schlipf describen el desanclaje y reanclaje en el caso de una dislocación con un punto de anclaje. Hallan la fracción "f" de dislocaciones que se desanclan en función de la tensión aplicada. El problema que se presenta al tratar el relajamiento es que en este caso tanto el valor de equilibrio (número de puntos que se desanclan) como la constante de relajamiento (recordar la forma de las energías de interacción para el desanclaje y el reanclaje en función de la tensión aplicada) dependen de la tensión aplicada, dando lugar a lo que estos autores definen como un comportamiento de histéresis-relajamiento.

La Fig. 12 reproduce la forma propuesta por estos autores de la función "f" y del tiempo de relajamiento en función de una tensión que varía en el tiempo desde cero a un valor máximo σ_0 volviendo luego a cero. La figura 12 A) muestra la fracción de desanclajes a temperatura cero. La función "f₀" da la distribución a tiempo infinito. Al aumentar la temperatura hay un comportamiento menos brusco de esta distribución (fig. 12 B) y la tensión de desanclaje a temperatura cero (σ_1) se debe reemplazar por una tensión σ_{T1} , lo mismo ocurre con la tensión de reanclaje (σ_2 , σ_{T2}). El tiempo de relajamiento (fig. 12 C) va a ser máximo a una tensión σ^* en la cual la energía de desanclaje y la de reanclaje coinciden (considerando igualdad de factores preexponenciales).

Los autores, considerando a "f" como una función escalón aún a temperaturas distintas de cero, y adaptan a temperaturas finitas el amortiguamiento dado a temperatura cero por la expresión:

$$\Delta \approx \frac{1}{3} \Lambda l_1 l_2 \sigma_1^2 / \sigma_0^2$$

Donde: Λ : densidad de dislocaciones, $l_1 + l_2 = L$: longitud entre puntos de anclaje fijos, σ_1 ya vimos su expresión anteriormente.

Esta adaptación la efectúan reemplazando σ_1 por σ_{T1} . El problema ahora se reduce a calcular σ_{T1} . Este valor lo estiman suponiendo que para que el relajamiento del defecto sea notable a tensiones sinusoidales el tiempo de relajamiento debe ser una fracción α del período. O sea: $\mathcal{G}(\sigma_{T1}) = \alpha/\nu$ Por otro lado $\mathcal{G} \approx 1/\nu \exp(\frac{U_p}{kT})$

Resulta:
$$\sigma_{T1} = \sigma_1 \left[1 - \sqrt{\frac{kT}{U_0} \ln \frac{\alpha \nu_1}{\nu}} \right]$$

Donde el valor de α no es importante porque entra en forma logarítmica. Suponiendo diversas distribuciones de puntos de anclaje a lo largo de la dislocación y una distribución Gaussiana de longitudes de dislocaciones llegan a una expresión para el amortiguamiento:

$$\Delta = \chi \phi(\sigma_0, T) \Lambda L_0^2 \frac{\sigma_1^2}{\sigma_0^2} \left[1 - \left(\frac{kT}{U_0} \ln \frac{\alpha \nu_1}{\nu} \right)^{1/2} \right]^2$$

Donde: χ : es un factor numérico que depende de la distribución de puntos de anclaje utilizada: $\phi(\sigma_0, \tau)$: es una función estadística que depende de la distribución de longitud de dislocaciones y del hecho que el desanclaje sólo puede ocurrir a tensiones superiores a σ_{TL} (la cual es a su vez función de la longitud de la dislocación), definiendo este hecho una longitud crítica determinada por la tensión aplicada.

Las características del pico de amortiguamiento determinado en función de la temperatura por esta expresión son: a) pico asimétrico, b) la altura es prácticamente independiente de la amplitud de las oscilaciones, c) la temperatura del máximo decrece fuertemente al incrementar la amplitud de las oscilaciones.

En este artículo se considera luego el caso de una dislocación con varios puntos de anclaje. Primeramente se calcula la tensión necesaria para desanclar una porción de dislocación donde se halla un número "m" de puntos de anclaje. Luego se discute como va a ocurrir el desanclaje y cuales van a ser las energías involucradas en función de la tensión aplicada.

Plantean tres casos. El primero $\sigma_0 > \sigma^*$ (fig. 12); en este caso el salto termicamente activado está dado por el desanclaje de un único punto, el desanclaje del resto o bien tiene una energía mucho menor o se produce mecánicamente. El segundo $\sigma^* > \sigma > \sigma_2$; este proceso comienza también por el desanclaje de un único punto pero el desanclaje de los siguientes no se puede desprestigiar desde el punto de vista energético. El tercer caso

$\sigma < \sigma_2$; en este caso el desanclaje se debe producir en forma cooperativa de varios puntos al unísono, las energías de activación son mayores que en el caso anterior, existe evidentemente un valor de σ por debajo del cual no hay desanclaje. Se hace luego una discusión cuali-cuantitativa del amortiguamiento en los diversos casos. Utilizan el concepto de

σ_{TL} para extender los resultados de Granato, Lücke (56) de amortiguamiento a temperatura nula a temperatura finita.

A continuación se hace una discusión del amortiguamiento debido a difusión del defecto a lo largo o transversalmente a la línea de dislocación. En esta línea se hallan los artículos de Schoeck (103) y Schiller (105). Trataremos este tema en forma general para luego pasar a la discusión los límites entre la aplicabilidad de las condiciones de desanclaje y las de difusión planteada por Lücke y Schlipf en este trabajo.

En todo modelo de difusión se utiliza la ecuación de Einstein para la movilidad de los defectos puntuales (m): $m = D/kT$ $V = mF$ donde: D: coeficiente de difusión del puntual en la zona del cristal en que ocurre la misma; V : velocidad del defecto ante una fuerza F .

El primero en considerar la difusión de defectos puntuales en dirección perpendicular a la dislocación como reguladora del relajamiento de la dislocación en el caso del pico de trabajado ("cold work peak") fue Schoeck (103). Este autor estudia el desplazamiento de la línea de dislocación anclada por defectos que pueden desplazarse a una velocidad dada por la ecuación

de Einstein, donde la fuerza es la aplicada por la tensión externa al segmento de dislocación y transmitida por este al defecto que lo ancla. Halla una ecuación de movimiento similar a la de Granato, Lücke para la dislocación:

$$\alpha \partial x / \partial t - \nu \partial^2 x / \partial t^2 = \sigma b$$

Donde, α : constante que proviene de la ecuación de Einstein; ν : tensión de línea; x : dirección paralela a la línea de dislocación; y : dirección perpendicular.

Resolviendo esta ecuación ante una tensión sinusoidal obtiene una forma integral para la fricción interna:

$$Q^{-1} = \frac{\gamma \Lambda b^2}{4} \int_0^\infty \frac{\omega \bar{c}(z) z^5}{1 + \omega^2 \bar{c}^2 z^4} dz$$

Donde $\bar{c}$: es un parámetro que depende de la concentración de defectos, de la distancia entre puntos de anclaje y del coeficiente de difusión; $\bar{c}(z)$: es la función de distribución de arcos de dislocación; γ : factor geométrico.

Este resultado es de enorme importancia para la comprensión de los picos de fricción interna en materiales b.c.c. deformados (108).

Schoeck (103) hace luego la discusión en el caso que el desplazamiento de la dislocación sea muy pequeño para aplicar las ecuaciones de difusión. En este caso no llega a una ecuación cerrada como el anterior en la cual todos los parámetros podían expresarse en función de variables con sentido físico bien determinado. El planteo es esencialmente termodinámico.

El trabajo de Schiller (105) es también una aproximación termodinámica pero basada en la teoría de procesos termicamente activados. Este autor considera el salto termicamente activado entre tres posiciones de equilibrio. Determina la fricción interna y el defecto de módulo, resultando un pico de Debye modulado por una dependencia exponencial de la temperatura y del número N de defectos puntuales acumulados en las dislocaciones:

$$Q^{-1} = \left\{ \frac{4 N \Lambda^2}{(N+N_0)^2} \frac{(ab)^2 G}{kT} \frac{e^{-\bar{R}/kT}}{1 + 2e^{-\bar{R}/kT}} + \frac{\rho^2 N}{kT} G \right\} \frac{\omega \bar{c}}{1 + \omega^2 \bar{c}^2}$$

$$\Delta M/M = \left\{ \frac{4 N}{(N+N_0)^2} \Lambda^2 \frac{(ab)^2}{kT} \frac{e^{-\bar{R}/kT}}{1 + 2e^{-\bar{R}/kT}} + \frac{\rho^2 N}{kT} \right\} \frac{1}{1 + \omega^2 \bar{c}^2}$$

El segundo término da cuenta del relajamiento asignable al momento dipolar del defecto que salta. El primero el provocado por el salto de la dislocación. En la fórmula anterior a y b son del orden de los parámetros de la red, $\bar{R}$ da cuenta del aumento de energía de línea al avanzar la dislocación, Λ es la longitud total de dislocaciones, N_0 es tal que $N + N_0 = \Lambda/L$, L es la longitud media de las fracciones de dislocación

nes.

Volviendo al trabajo de Lücke y Schlipf (104), estos autores al tratar los modelos de difusión señalan el hecho que es necesario un tratamiento de la difusión en la cual no se desprecie "a priori" el movimiento a lo largo de la línea de la dislocación. Resuelven varios casos generales considerando τ_x el tiempo de relajamiento a lo largo de la línea de dislocación, τ_y el perpendicular a la misma. El primer caso es el, ya tratado por Schoeck de difusión perpendicular a la línea de dislocación ($\tau_x \gg \tau_y$).

Estos autores hacen un tratamiento simplificado del problema, pues no consideran la variación de energía de línea en función de la curvatura de la misma (en vez de plantear una ecuación de segundo orden como Schoeck linealizan la parte dependiente de la tensión de línea). Llegan, debido a esta simplificación a un proceso de relajamiento de tipo Debye (sin introducir la distribución de longitudes de dislocaciones).

Luego consideran el caso $\tau_y \gg \tau_x$, en este caso obtienen un amortiguamiento que varía con la temperatura como el inverso del tiempo de relajamiento τ_0 (donde $\tau_0 = 4\nu / [m_x(\ell_1 + \ell_2)b^2\sigma^2]$, m_x : movilidad en la dirección x , ν : tensión de línea). Tratan luego el caso $\tau_x \approx \tau_y$, en el mismo aseveran que τ_x pasa a ser función de τ_y y esta a su vez depende de la distribución de defectos en la dirección y . Como cuarto caso consideran una distribución de puntos de anclaje a lo largo de la dislocación, resuelven una ecuación muy similar a la de Schoeck. Llegan, en este caso, a una solución similar a la de Schoeck en el tiempo de relajamiento y la fricción interna; obtienen, a diferencia de este autor, un pico de Debye debido al hecho que no introducen la distribución de longitud de dislocaciones. Como último caso consideran el caso de una distribución en la cual se pueda despreciar el movimiento perpendicular a la línea de dislocación. Hallan en este caso una acomodación de los defectos en el tiempo y una variación de los tiempos de relajamiento.

Consideramos en este punto importante discutir en que casos son aplicables las condiciones de difusión y en que caso se debe considerar el proceso de desanclaje. Lücke y Schlipf plantean un diagrama de fase para difusión y desanclaje para el caso de una dislocación con un punto de anclaje. Grafican tensión vs temperatura en la cual predomina uno u otro proceso (Fig. 10).

El gráfico de la figura 13 se obtiene a través de las siguientes consideraciones: a tensiones inferiores a σ^* no va a ocurrir prácticamente desanclaje debido a que a las mismas el estado desanclado es energéticamente desfavorable; para $\omega\tau_y \gg 1$ no existe difusión de los puntos de anclaje, esto define una temperatura crítica T_c tal que $\omega\tau_y = 1$ cuya expresión es:

$$T_c = U_c / \left[k \ln \left(\frac{\nu_D}{\omega} \frac{2b}{L} \frac{Gb^3}{kT_c} \right) \right]$$

Donde U_c : energía de migración del defecto; v_D : frecuencia de Debye y los demás parámetros idéntico significado que en ecuaciones anteriores. En la zona $\omega \delta_y \gg 1$ (temperaturas inferiores a T_c) la tensión de desanclaje térmico σ_{TA} separa la zona de anclaje rígido de la que es posible el desanclaje. La transición entre anclaje rígido y difusión (señalada por una línea punteada) es continua, diferencia del caso anterior. Existe un área intermedia (sombreada en la figura 13) en la que existe difusión previa al desanclaje. La línea AD se determina igualando la tensión de desanclaje térmico con la tensión neta ejercida sobre el defecto.

El trabajo de Schlipf que no poseemos parece continuar esta línea de análisis afinando los resultados mencionados. De acuerdo a Hasiguti en este trabajo la dependencia de la temperatura del pico con la amplitud no es tan extrema como en el modelo de Lücke y Schlipf y coincide con el orden medido experimentalmente (39).

Debemos señalar para terminar este parágrafo la existencia de un trabajo de Hasiguti de desanclaje considerando el modelo de la cuerda para la dislocación (109) y el trabajo de Feltham (78). El primero extiende el tratamiento de relajamiento por difusión de kinks en el campo de los defectos puntuales (38) ya discutida anteriormente. Obtiene idénticos resultados redefiniendo los parámetros intervinientes, debido a esto obtiene un factor de frecuencia un orden de magnitud más grande que el debido a la difusión de kinks y la magnitud predicha del pico también es un orden de magnitud superior. El trabajo de Feltham sigue un tratamiento matemático idéntico al discutido al tratar su modelo de pico de Bordoni, o sea considera el movimiento de la dislocación anclada por defectos puntuales ante una fuerza sinusoidal como una perturbación de la posición de equilibrio. Esta aproximación ya la discutimos al tratar el modelo para el pico de Bordoni.

2.b.III. Conclusiones respecto a los picos de Hasiguti.

Este tipo de procesos es a nuestro entender uno de los menos comprendidos en el campo de la fricción interna. Los artículos mencionados anteriormente nos muestran diversas aproximaciones al tema. La impresión recogida al revisar la bibliografía es que recién en trabajos que datan menos de dos años se tiene una idea clara de las dificultades inherentes a plantear una teoría completa al respecto.

Este tipo de dificultades se prevén si se considera el orden de magnitud del fenómeno a explicar. Por un lado uno de los temas en los cuales muy recientemente se ha hecho algún progreso es en el estudio del núcleo de la dislocación. En una experiencia de fricción interna típica una parte apreciable de la dislocación no se desplaza más allá del par de distancias atómicas, sobre todo a temperaturas en las cuales el efecto de la entropía no es apreciable. Por lo tanto las interacciones a considerar ocurren en el núcleo de la dislocación. Por otro lado no se encuentra claro si la interacción tiene un carácter localizado (modelos de kinks) o la configuración entera de

la dislocación influye en la misma (modelo de la cuerda). Agreguemos a esto el hecho que utilizamos una técnica de medición que permite detectar concentraciones de defectos en la dislocación del orden de 10^{-5} p.p.m. y vemos el origen de las dificultades en establecer una teoría.

Dadas las características enunciadas en el párrafo anterior vemos, porque todas las teorías que se proponen tienen un carácter general y no se particularizan para un dado signo de dislocación o un dado tipo de defecto puntual.

La teoría que utiliza para la dislocación el modelo de la cuerda es la más desarrollada de las dos aproximaciones presentadas. La dificultad mayor que presenta para correlacionarla con los resultados medidos reside en la extrema dependencia de la amplitud de medición que presenta. Esta dependencia se manifiesta tanto en la energía del proceso (102) como en la posición del máximo de amortiguamiento (104). Los resultados experimentales no son muy claros respecto a la dependencia de la energía con la tensión aplicada pero no muestran una dependencia extrema de la posición con la misma.

La teoría de kinks es la menos desarrollada de las dos. A nuestro entender la dificultad principal de una teoría como ésta reside en el carácter de la fuerza de Peierls, ya que la aditividad de fuerzas no es inmediata. Cálculos preliminares realizados muestran la importancia de la existencia de la fuerza de Peierls en los modos de desanclaje localizados en las cercanías del defecto. La importancia del desarrollo de este tema se halla en su relación con el endurecimiento por trabajado debido a campos localizados.

3. Revisión de mediciones de fricción interna a bajas temperaturas en materiales deformados de estructura hexagonal compacta.

El número de mediciones realizadas en materiales de esta estructura es prácticamente nulo frente a la cantidad de información que existe en otras estructuras.

Dividiremos la presentación del material que hemos podido recopilar en la literatura de acuerdo al material en que se ha efectuado la medición.

3.a. Mediciones en magnesio.

La primera mención de un pico de fricción interna dependiente de la deformación, la bibliografía que poseemos, es realizada en el año 1958 por Caswell (110). Este autor reporta un máximo de fricción interna en Mg policristalino deformado. Este máximo se presenta a los 20°K a una frecuencia de 40Kc y alcanza una amplitud de Q^{-1} máximo = 3×10^{-3} .

Hasiguti et al. (30) han realizado mediciones de fricción interna en un conjunto de materiales deformados. Los materiales de estructura hexagonal reportados por estos autores son: titanio, magnesio, zirconio y cobalto. Reproducimos en el Cuadro I los valores de la energía de activación, frecuencia característica y posición de los distintos picos reportados por estos autores en el trabajo mencionado.

CUADRO I

Metal	Pico	Energía de activación	Factor de frecuencia	Ubicación del pico a 1Kc/seg.
		(eV)	(seg ⁻¹)	(°K)
Ti	Pd	0.35 ± 0.04	$9 \times 10^{10} \pm 0.9$	220
	P	0.44 ± 0.07	$1 \times 10^{10} \pm 1.2$	305
	P	0.53 ± 0.05	$7 \times 10^{10} \pm 7$	336
Mg	P	0.30 ± 0.04	$3 \times 10^{11} \pm 1.1$	180
	P	0.44 ± 0.05	$7 \times 10^{12} \pm 1.1$	225
Zr	Pd	0.18 ± 0.02	$3 \times 10^{7+} \pm 0.5$	205
	P	0.50 ± 0.05	$2 \times 10^{13} \pm 1.0$	242
	P	0.51 ± 0.07	$9 \times 10^{12} \pm 2.4$	258
Co	Pd	0.42 ± 0.04	$5 \times 10^{12} \pm 0.9$	215
	P	0.53 ± 0.09	$2 \times 10^{12} \pm 2.0$	263
	P	0.38 ± 0.04	$2 \times 10^9 \pm 0.7$	297

En este trabajo se realizan las medidas en Mg de pureza 99,99 %. Además de los dos picos consignados en el Cuadro I hallan que la fricción interna experimenta una subida a bajas temperaturas, este hecho es interpretado como un posible máximo a temperaturas inferiores a los 77°K. Se interpretan los picos medidos como de interacción de dislocaciones con defectos puntuales y utilizan a tal fin las teorías discutidas anteriormente.

Roberts y Hartman (111) realizan mediciones de la energía absorbida por el sistema estudiando el ciclo tensión deformación a bajas tensiones (ϵ de 3 a 5×10^{-5}). Para la interpretación de los resultados obtenidos utilizan una modificación de la teoría de Weertman y Salkovitz (112) propuesta por ellos debido al hecho experimental que los circuitos tensión deformación no presentan la asimetría propuesta por el modelo de Granato Lücke (67). A frecuencias del orden de los 0.01 c/s hallan, a amplitudes de 10.5 psi de tensión, un máximo de amortiguamiento en función de la temperatura aproximadamente a los 210°K. Este máximo es dependiente de la amplitud de medición, se presenta muy extendido en temperatura y su flanco de altas temperaturas es dependiente de la frecuencia.

Se mide una energía de activación aparente a dos niveles de tensión

resultando entre los 0.52 (a 17 psi) y 0.66 eV (a 10.5 psi).

Koda et al. (113) realizan mediciones en Mg 99,99 % y aleaciones Mg-Li y Mg-N. A frecuencias del Mc hallan cuatro picos numerados a temperaturas crecientes como P1, P2, P3, P4. P1 se presenta a los 20°K y es independiente de la frecuencia de medición, la altura de este pico aumenta en aleaciones con nitrógeno y no aparece al alear con litio. Es atribuido a la interacción dislocación-fonón. Comparando los valores de tensión resuelta de deslizamiento extrapolados a 0°K para el plano basal y prismático con los valores de energía del pico P2 con respecto al P3 ($E_{P2} = 0.009$ eV y $E_{P3} = 0.09$ eV), concluye que cada uno de estos picos corresponde al relajamiento de dislocaciones frente a barreras de Peierls en un sistema de deslizamiento diferente. Esta hipótesis la ratifica estudiando la posible influencia de los aleantes en los distintos sistemas de deslizamiento y comparándola con los resultados obtenidos en el amortiguamiento en aleaciones. Vemos que los resultados en este orden de frecuencias difieren esencialmente de los reportados a frecuencias inferiores.

Posteriormente Tsui y Sack (114) realizan mediciones de fricción interna acompañadas por estudios de microscopía electrónica en poli y monocristales de Mg a frecuencias de 4 y 40 Kc/s. En policristales hallan un máximo con considerable subestructura entre los 40 y los 260°K que crece en función de la deformación y luego decrece. La altura máxima, en función de recocidos a temperaturas superiores a la ambiente, crece (a temperaturas inferiores a los 300°C), y luego decrece en función de la temperatura de recocido. Realizan mediciones en monocristales de distinta orientación y distintos modos de deformación llegando a la conclusión que solamente para aquellos modos de deformación que aumentan el número de dislocaciones en el plano basal, y tales que la tensión de corte en la experiencia de amortiguamiento no es nula en este plano, aparece un pico de características similares al observado en policristales. En función de la frecuencia, dado el ancho del pico, no es posible aseverar si existe un corrimiento del mismo en temperatura; existe un aumento de la altura del pico a menores frecuencias.

Basándose en las observaciones de microscopía electrónica Tsui y Sack llegan a la interesante conclusión que el amortiguamiento aumenta en presencia de redes intrincadas de dislocaciones preferentemente cortas.

Esta observación si bien no se opone a un mecanismo como el de generación de kinks dobles para el amortiguamiento, dada la modificación de Paré al mismo, plantea el interrogante de la aplicabilidad del mismo en este sistema. El recocido del pico revela que los valores del amortiguamiento en la zona de temperaturas altas se hacen más prominentes.

Además, probetas que han sido deformadas en forma tal de crear dislocaciones en un plano diferente al basal, muestran una tendencia a aumentar la altura del pico con el recocido. Los autores interpretan los resultados de recocido utilizando las hipótesis que las dislocaciones responsables de la

zona de altas temperaturas del pico son más estables que las de bajas y que en función de la temperatura dislocaciones en sistemas distintos al basal pueden reaccionar y pasar a este. Además del máximo mencionado estos autores hallan en policristales un máximo a 200°K, que no aparece en monocristales ni puros ni aleados.

En el mismo laboratorio en que se realiza el trabajo anterior se realizan mediciones en magnesio policristalino a frecuencias de 1 c/s (115). La idea original consistía en estudiar la posibilidad de que el proceso que genera el máximo fuera termicamente activado. Desgraciadamente, debido a la estructura del pico no se pudo establecer si existía un corrimiento en temperatura respecto a las medidas reportadas por Tsui. Routbort reporta que el pico se halla determinado por lo menos por dos procesos de relajamiento. Halla también que su altura es más de un orden de magnitud superior a la medida a 40 Kc. Deformando el material a 78°K el pico es similar al que aparece deformando a temperatura ambiente pero de altura doble; esta desciende luego de permanecer la probeta 18 horas a temperatura ambiente. Irradiando las probetas con radiación gamma a 80°K el amortiguamiento primero aumenta y desciende bruscamente una vez que ha alcanzado temperaturas superiores a 200°K. El autor atribuye este comportamiento al anclaje de dislocaciones por vacancias. Es remarcable el hecho que la irradiación gamma que resulta efectiva para el anclaje de dislocaciones en este material no lo es en general en materiales de estructura cúbica centrada en las caras. El comportamiento del fondo de fricción interna es función de la frecuencia difiere del propuesto por Granato y Lücke dado que desciende con la frecuencia en lugar de aumentar.

3.b. Mediciones en Titanio y Zirconio.

Además de las medidas reportadas en el Cuadro I de Hasiguti et al. (30), existen medidas de De Fouquet y colaboradores (119, 120) y las realizadas por los autores del presente trabajo (121), estas últimas únicamente en zirconio.

Como ya hemos mencionado Hasiguti et al. (30) encuentran tres picos de los cuales el de más baja temperatura (Pd) lo interpretan como pico de Bordoni y los de temperaturas superiores como picos de interacción dislocación-puntual.

Los trabajos de de Fouquet (119, 120) se efectúan a frecuencias de 13 y 20 Kc.

Efectúan primeramente estudios en aleaciones de Zr Cu (119) predeformando el material, se obtiene un máximo ensanchado, con subestructura que alcanza una altura de 13×10^{-4} con una deformación previa de 10%. El pico disminuye luego de un recocido a 200°C y desaparece luego de alcanzar el material los 450°C durante tres horas.

La temperatura del máximo a una frecuencia de 13 Kc es de 320°K.

Los resultados presentados en Lausana (120) se refieren a medidas realizadas en Ti y Zr de diferentes purezas y en aleaciones Zr Cu. Efectúan mediciones en materiales en el estado de fabricación sin recocer, recocidos y deformados. Encuentran en Zr 99,9% deformado por tracción, un máximo de fricción interna a una temperatura de -45°C a 20 Kc. El efecto de calentamientos a temperaturas superiores a la ambiente depende de la pureza e historia previa de la probeta. En la probeta sin tratar primeramente el pico se eleva y se corre a temperaturas superiores (recocido a 250°C, 1 hora); luego de efectuar un recocido de una hora a 400°C el pico disminuye y recobra la temperatura previa al calentamiento. En Zr 99,9% el comportamiento de una probeta deformada 10% por tracción es muy similar. En Zr 99,99% de fabricación sin recocer el comportamiento es muy similar al hallado en el material de menor pureza, siendo la altura del pico de 6 a 8 veces superior. En probetas recocidas y luego deformadas por tracción, de la pureza mencionada, el máximo se halla a -30°C, la temperatura del máximo decrece en función de la deformación. El recocido de estas probetas muestra, a diferencia de las anteriormente mencionadas, una disminución de la altura del pico calentando a temperaturas de 240°C y un corrimiento hacia temperaturas inferiores; a temperaturas superiores a los 360°C disminuye la altura del máximo y se corre aún a temperaturas aún inferiores. En este mismo trabajo se efectúan mediciones en Ti 99,97% y 99,999%. El espectro del material en el estado de recepción es muy similar al obtenido en Zr (apareciendo el máximo a -50°C a 16,5 Kc) en el material de menor pureza; contrariamente en el de mayor pureza encuentran un pico a 0°C y sólo un máximo relativo a -60°C. Deformando probetas de las dos purezas mencionadas luego de recocidas. Se obtiene un espectro análogo al del Zr pero el máximo absoluto aparece a temperaturas cercanas a los 0°C, siempre acompañado de un máximo relativo a -60°C; además aparecen uno o varios picos entre -25°C y +50°C dependiendo de la pureza y la deformación. Recociendo a temperaturas superiores a la ambiente muestran una disminución de la altura del pico a los 200°C, seguida de una altura estacionaria a temperaturas entre la mencionada y los 450°C; a los cuales se produce un nuevo decaimiento de la misma. El pico de los -60°C desaparece totalmente recién al comenzar la recrystalización. Estos autores atribuyen los picos de temperaturas inferiores en Ti y Zr a un mecanismo de relajamiento de kinks dobles.

El trabajo de mediciones en Zr 99,99% y 99,999% presentado por nosotros en esta conferencia (121) coincide con los resultados de Fouquet y colaboradores.

Se realiza a frecuencias de 1 c/s, el máximo (deformando a temperatura ambiente) aparece a los 150°K.

Se efectúan mediciones de la energía de activación del proceso a esta frecuencia y resulta similar a la consignada en el Cuadro I para el pico Pd. Se muestra, sin embargo, que una recopilación de las mediciones existentes en la literatura graficando la frecuencia en función del inverso de la tempera-

tura dan un valor de la energía de activación de 7 Kcal/mol, casi el doble del anterior; este valor está tomado en probetas de muy distinta pureza e historia previa. Se muestra además la influencia de la deformación a temperatura cercana a la de nitrógeno líquido apareciendo una elevación del amortiguamiento a bajas temperaturas, y el pico de 150°K no aparece totalmente desarrollado hasta luego de calentar la probeta hasta temperatura ambiente. Luego de calentamientos a temperatura ambiente desaparece la elevación del amortiguamiento a temperaturas cercanas a la de nitrógeno líquido.

3.c. Mediciones en zinc.

Mencionaremos el trabajo pionero de Bordoni et al. (116). Estos autores efectúan medidas a una frecuencia de aproximadamente 50 Kc/s en monocristales de zinc. Hallan un máximo a aproximadamente 210°K dependiente de la deformación previa sufrida por la probeta. Este máximo alcanza una altura de 4×10^{-4} y desaparece casi totalmente, desplazándose al mismo tiempo hacia temperaturas inferiores, al recocer a 300°C. El pico que se obtiene es asimétrico siendo la rama de bajas temperaturas más elevada que la de altas. El valor del amortiguamiento medido al calentar la probeta es algo superior al obtenido enfriando; esta diferencia desaparece a cada temperatura si se permanece en la misma un tiempo suficiente.

El siguiente trabajo que poseemos es el realizado por Kayano (117). Este autor utiliza frecuencias entre 5 y 75 Mc/s, efectuando las mediciones en monocristales. Obtiene tres picos (nominados P1, P2 y P3, en función de la temperatura) para el amortiguamiento de ondas, con componente de corte paralela al plano basal; por otro lado obtiene un solo pico (P3) para ondas de componente longitudinal perpendicular al plano basal. Los picos P2 y P3 disminuyen con el recocido, no así el P1. Los tres picos se presentan a temperaturas (extrapoladas de los gráficos presentados) de 100, 160 y 230°K respectivamente; con valores reportados de la energía de activación de 0.06, 0.16 y 0.2 eV y de frecuencia al origen entre 10^{10} y 10^{11} . Asocia los picos P1 y P2 con el deslizamiento de dislocaciones /1210/ y el P3 con /1123/. Utiliza en este artículo el modelo de Friede (118) de nucleación de kinks para dar un modelo de relajamiento, al cual considera más adecuado que el de Seeger para describir el relajamiento en metales hexagonales.

REFERENCIAS

- (1) C. F. BURDETT, T. J. Queen (The role of dislocations in damping). Metallurgical Reviews 143, 47, (1970).
- (2) D. H. NIBBLETT (Bordoni peak in f. c. c. metals). Physical Acoustics. Ed. Mason. Vol. III. Part A, pág. 78 New York and London Academic Press (1966).
- (3) R. H. CHAMBERS (Dislocation relaxations in B.C.C. transition metals) Physical Acoustics Ed. Mason. Vol. III. Part. A. pág. 123 New York and London Academic Press (1966).
- (4) H. S. SACK. Acta Met., 10, 455 (1962).
- (5) P. G. BORDONI. Ricerca Sci. 19, 851 (1949).
- (6) P. G. BORDONI. "Relaxation and Resonance in Metals". Pag. 165, New York, Plenum Press (1962).
- (7) D. H. NIBBLETT, J. WILKS, Adv. in Physics, Vol. 9, 33, 1 (1960).
- (8) D. H. NIBBLETT, J. App. Physics, 32, 895 (1961).
- (9) L. J. BRUNER, B. M. MECS. Acta Met., 3, 411 (1962).
- (10) S. OKUDA, Papers Inst. Phys. Chem. Research Japan, 57, 116, (1963).
- (11) D. KONIG, J. VOKL, W. SCHILLING. Phys. Stat. Sol. 7, 577 (1964).
- (12) D. H. NIBBLETT, J. WILKS. Phil. Mag., 1, 415 (1956).
- (13) P. G. BORDONI, M. NUOVO, L. VERDINI. Nuovo Cim. 14, 273 (1959).
- (14) H. L. CASWELL. J. App. Physics, 29, 1210 (1958).
- (15) D. O. THOMPSON, D. K. HOLMES. J. App. Physics, 30, 525 (1959).
- (16) V. K. PARE. J. App. Physics., 32, 332 (1961).
- (17) L. J. BRUNER. Phys. Rev., 118, 399 (1960).
- (18) L. J. BRUNER. Phys. Rev. Letters, 3, 411 (1959).
- (19) L. J. BRUNER, B. M. MECS. Phys. Rev., 129, 1525 (1963).
- (20) B. M. MECS, A. S. NOWICK. Acta Met, 13, 771 (1965).
- (21) M. MONGY, K. SALAMA, D. BECKMAN. Nuovo Cim., 34, 869 (1964).

- (22) T. S. HUTCHISON, A. J. FILMER. Can. J. of Physics, 34, 159 . (1956).
- (23) T. S. HUTCHISON, G. J. HUTTON. Can. J. of Physics, 36, 82, (1958).
- (24) N. G. EINSBRUCK, R. TRUELL. Phys. Rev. 109, 652 (1958).
- (25) T. S. HUTCHISON, S. L. Mc BRIDE, D. H. ROGERS. Acta Met. 10, 397 (1962).
- (26) W. J. BAXTER, J. WILKS. Acta Met. 11, 979 (1963).
- (27) J. L. ROUTBORT, H. S. SACK. Phys. Stat. Sol. 22, 203 (1967).
- (28) B. WELBER, S. L. QUIMBY. Acta Met. 6, 351 (1958).
- (29) P. G. BORDONI, M. NUOVO, L. VERDINI. Nuovo Cim. Supp., 18, 55 (1960).
- (30) R. R. HASIGUTI, N. IGATA, G. KAMOSHITA. Acta Met., 10, 442, (1962).
- (31) A. W. SOMMERS, D. N. BESHES. J. App. Physics. 37, 4603, (1966).
- (32) J. VOLKL, W. WEINLANDER, J. CARSTEN. Phys. Stat. Sol., 10, 739 (1965).
- (33) G. SOKOLOWSKI. (Review C.W. Peaks in f.c.c.) Discussion meeting on I. F. of metals. Gemünd. Oct. 1970.
- (34) M. KOIWA, R. R. HASIGUTI. Acta Met., 13, 1219 (1965).
- (35) M. KOIWA, R. R. HASIGUTI. Acta Met., 11, 1215 (1963).
- (36) S. OKUDA, R. R. HASIGUTI. Acta Met., 11, 257 (1963).
- (37) S. OKUDA. J. Phys. Soc. Japan, 18, Supp. I, 187 (1963).
- (38) R. R. HASIGUTI. J. Phys. Soc. Japan, 18, Supp. I, 114 (1963).
- (39) R. R. HASIGUTI. (Internal friction due to dislocations interacting with point defects). Plenary lecture "3. Internat. Symp., Reinststoffe in Wissenschaft und Technik". Dresden. (1970).
- (40) W. J. BAXTER, J. WILKS. Acta Met. 10, 175 (1962).
- (41) E. WALTZ. Phys. Stat. Sol., 7, 953 (1964).

- (42) J. VOLKL, W. SCHILLING. Phys. Kondens. Materie, 1, 296, (1963).
- (43) C. F. BURDETT. J. Appl. Mat. Research, 5, 191 (1966).
- (44) C. F. BURDETT. J. Mat. Sci., 2, 217 (1967).
- (45) W. J. BAXTER, J. WILKS. Acta Met., 10, 175 (1962).
- (46) N. JAGER, W. BENOIT, R. C. FORNEROD. Helv. Phys. Acta, 39, 582, (1966).
- (47) P. A. GRANDCHAMP, W. BENOIT, B. BAYS. Helv. Phys. Acta, 41, 418 (1968).
- (48) B. BAYS, W. BENOIT, P. A. GRANDCHAMP. Helv. Phys. Acta, 41, 422 (1968).
- (49) W. BENOIT, P. A. GRANDCHAMP, B. BAYS. Helv. Phys. Acta, 40, 827 (1967).
- (50) T. JALANTI, W. BENOIT. Helv. Phys. Acta, 41, 1290 (1968).
- (51) W. BENOIT. Mem. Sc. Rev. de Met., 66, 763 (1969).
- (52) J. PEREZ, P. GOBIN. Phys. Stat. Sol., 24, K 167 (1967).
- (53) R. R. HASIGUTI, N. IGATA, G. KAMOSHITA. Acta Met., 10, 442 (1962).
- (54) D. KEEFER, R. VITT. Acta Met., 15, 1501 (1967).
- (55) D. KONIG, J. VOLKL, W. SCHILLING. Phys. Stat. Sol., 7, 577, (1964).
- (56) A. GRANATO, K. LUCKE. J. App. Phys., 27, 583 (1956).
- (57) W. KOSTER et al. Z. Metallk. 30, 345 (1938); 32, 282 (1940); 45, 356 (1954).
- (58) G. BRADFELD, H. PURSEY. Phil. Mag., 44, 437 (1953).
- (59) D. O. THOMPSON, D. K. HOLMES. J. App. Phys., 27, 713 (1956).
- (60) G. BRADFELD, H. PURSEY. Phil., Mag. 44, 437 (1953).
- (61) P. A. GRANDCHAMP, W. BENOIT, B. BAYS, B. VITTOZ. Discussion meeting on I. F. of metals. Gemünd. Oct. 1970.

- (62) D. W. KEEFER, A. SOSIN. App. Phys. Letters, 3, No 10, 185, (1963).
- (63) D. W. KEEFER, J. C. ROBINSON, A. SOSIN. Acta Met., 13, 1135 (1965).
- (64) D. W. KEEFER, J. C. ROBINSON, A. SOSIN. Acta Met., 14, 1409 (1966).
- (65) D. W. KEEFER, J. C. ROBINSON, A. SOSIN. Acta Met., 16, 927 (1968).
- (66) D. W. KEEFER. Acta Met., 17, 611 (1969).
- (67) A. V. GRANATO, K. LUCKE ("The vibrating string model of dislocation damping"). Physical Acoustics. Ed. Mason, Vol. IV, Academic Press, N. Y. and London (1966).
- (68) J. L. ROUTBORT, H. S. SACK. J. of App. Phys., 37, 13 (1966).
- (69) B. M. MECS, A. S. NOWICK. Phil. Mag., 17, 509 (1968).
- (70) A. VAN DEN BEUKEL, C. BROUWER. Phil. Mag., 17, 453 (1968).
- (71) J. J. GILMAN. J. of the Phys. Soc. of Japan, 18, Supplement I, 172 (1963).
- (72) P. SCHILLER. Phys. Stat. Sol., 5, 391 (1964).
- (73) G. P. HAVILAND, K. ONO. J. of App. Physics.
- (74) P. S. VENKATESAN, D. N. BESHES. J. of App. Phys., 41, 42, (1970).
- (75) D. N. BESHES. J. Phys. Chem. Solids . 31, 1921 (1970).
- (76) M. MUGHRABI. Phys. Stat. Sol., 39, 317 (1970).
- (77) J. P. HIRTH, J. LOTHE. Theory of Dislocations. Mc Graw-Hill Book Comp., N. N. (1968).
- (78) P. FELTHAM. The Phil. Mag., 13, 913 (1966).
- (79) P. FELTHAM. The Phil. Mag., 6, 1301 (1961).
- (80) E. BODE. The Phil. Mag., 13, 275 (1966).
- (81) E. J. SAVINO. Seminario Fac. Cs. Ex. U. N. L. P. (1971).

- (82) W. P. MASON. The J. of the Ac. Soc. of Am., 27, 4, 643 (1955).
- (83) A. SEEGER. Phil. Mag., 1, 8, 65 (1956).
- (84) A. SEEGER, H. DONT, F. PFAFF. Discussions Faraday Soc. 23, 19 (1957).
- (85) H. DONT. Z. Physik, 149, 111 (1957).
- (86) J. LOTHE. Phys. Rev., 117, 704 (1960).
- (87) J. LOTHE, J. P. HIRTH. Phys. Rev., 115, 543 (1959).
- (88) A. D. BRAILSFORD. Phys. Rev., 122, 3, 778 (1961).
- (89) A. D. BRAILSFORD. Phys. Rev., 128, 3, 1033 (1962).
- (90) A. D. BRAILSFORD. Phys. Rev., 137, 5A, A 1562 (1965).
- (91) A. SEEGER, P. SCHILLER. ("Kinks in dislocation lines ..."). Physical Acoustics. Ed. Mason. Vol. III, Part A, pag. 361, N.Y., and London. Academic Press (1966).
- (92) A. D. BRAILSFORD. Phys. Rev., 139, 6 A, A 1807.
- (93) G. ALEFELD. J. App. Phys. 36, 2642 (1965).
- (94) G. ALEFELD, R. H. CHAMBERS, T. E. FIRLE. Phys. Rev., 140, A 1780 (1965).
- (95) G. ALEFELD. ("The relaxation strength of the double kink generation peaks"). Cont. to the Proc. of the Symp. on Latt. Defects at Honolulu. Ed. R. R. Hasiguti (1965).
- (96) A. SEEGER, H. ENGELKE. ("Theory of kinks mobilities at low temperature"). Dislocation Dynamics. Ed. Rosenfield et al. Mc Graw-Hill Book Co., 623 (1968).
- (97) H. ENGELKE, A. SEEGER. Col. Mech. Relax. Process. Moscow 25-28 Junio (1969).
- (98) H. ENGELKE. Phys. Stat. Sol., 36, 231 (1969).
- (99) H. ENGELKE. Phys. Stat. Sol., 36, 245 (1969).
- (100) G. ALEFELD, J. FILLOUX, H. HARPER. ("Non linear internal friction, modulus changes, and strain relaxation caused by Peierls Nabarro potentials"). Dislocation Dynamics, Ed. Rosenfield et al. Mc. Graw-Hill Book Co., 191 (1968).

- (101) B. SCAIG. Discuss. Meeting on I. F. in metals. Gemünd. Oct. 1970.
- (102) P. PEGUIN, H. K. BIRNBAUM. J. of App. Physics., 39, 9, 4428 (1968).
- (103) G. SCHOECK. Informe No. 80, C.N.E.A., Buenos Aires (1963).
- (104) K. LUCKE, J. SCHLIPF. Interactions between dislocations and point defects. Ed. B. L. Eyre. A.E.R.E. Harwell, 118 (1968).
- (105) P. SCHILLER. Phys. Stat. Sol., 5, 391 (1964).
- (106) J. L. TEUTONICO, A. V. GRANATO, K. LUCKE. J. App. Physics. 35, 220 (1964).
- (107) A. V. GRANATO, K. LUCKE, J. SCHLIPF, L. J. TEUTONICO. J. App. Physics., 35, 2732 (1966).
- (108) G. SCHOECK, M. MONDINO. Proc. Int. Conf. Cryst. Latt. Def. (1962); J. Phys. Soc. Japan 18, Suppl. I, 114 (1963).
- (109) R. R. HASIGUTI. Phys. Stat. Sol., 9, 157 (1965).
- (110) H. L. CASWELL. J. of App. Physics., 29, 8, 1210 (1958).
- (111) J. M. ROBERTS, D. E. HARTMAN. J. of the Phys. Soc. of Japan. 18, Supp. I, 119 (1963).
- (112) J. WEERTMAN, E. I. SALKOVITZ. Acta Met., 3, 1 (1955).
- (113) S. KODA, K. KAMIGAKI, H. KAYANO. J. of the Phys. Soc. of Japan 18, Supp. I, 195 (1963).
- (114) R. T. C. TSUI, H. S. SACK. Acta Met., 15, 1715 (1967). Ibidem 1723 (1967).
- (115) J. L. ROUTBORT. Tesis Universidad de Cornell (1965).
- (116) P. G. BORDONI, M. NUOVO, L. VERDINI. Il Nuovo Cimento, 16, 2, 373 (1960).
- (117) H. KAYANO. J. of The Phys. Soc. of Japan, 26, 3, 733 (1969).
- (118) J. FRIEDEL. Dislocations, p. 65, 68. Pergamon Press. (1964).
- (119) P. BOCH, J. de FOUQUET. Mem. Soc. Rev. Met., LXV, 10, 711, (1968).

- (120) J. PETIT, M. QUINTARD, R. SOULET, J. de FOUQUET. Ac. pa
ra pub. J. de Phys.
- (121) E. J. SAVINO, E. A. BISOGNI, Ac. para pub. J. de Phys.
- (123) J. W. CHRISTIAN. Comunicación privada.

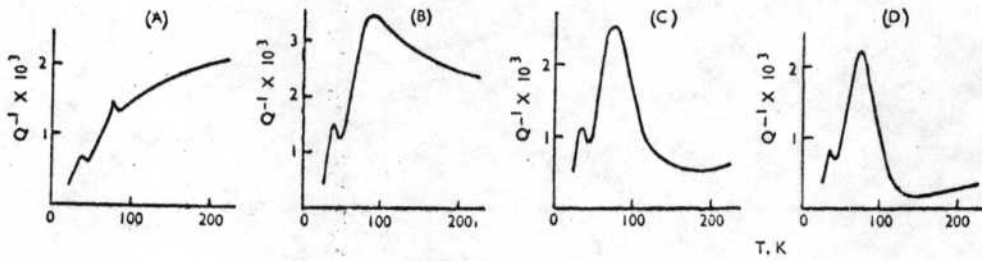


Fig. 1
Fricción interna en cobre policristalino deformado (A) 0,1 %, (B) 0,5 %, (C) 2,2 %, (D) 8,4 %. Frecuencia de medición 1 KHertz (D. H. Niblett, J. Wilks. Phil. Mag. /8/, 2, 1427 (1957)).

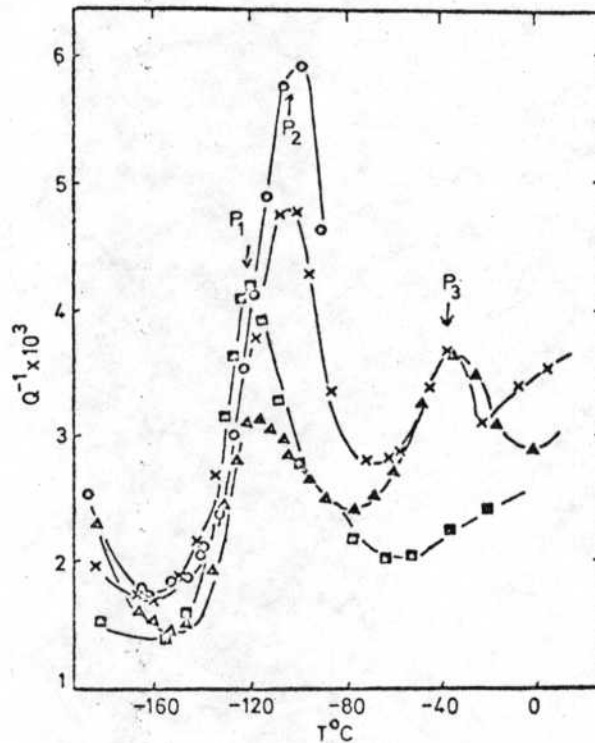


Fig. 2
Fricción interna en cobre 99,99 %, deformado por torsión a 78°K. Inmediatamente luego de deformado, x 10 min. a 180°K, a 7 min. a 287°K, 42 hs. a temperatura ambiente (M. Koiwa, R.R. Hasiguti. Acta Met., 11, 1215 (1963)).

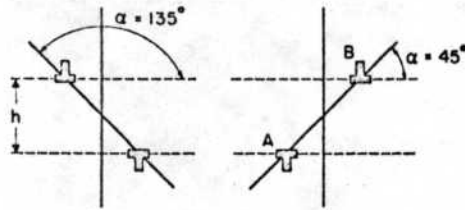


Fig. 3
(J. J. Gilman. J. of the Phys. Soc. of Japan, 18, Supp. I (1963)).

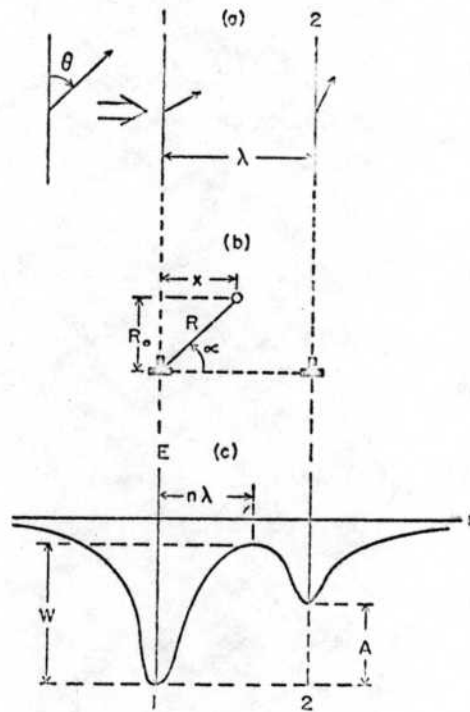


Fig. 4
Representación esquemática de la disociación de una dislocación completa en parciales, a) Vista desde arriba del plano de deslizamiento (b) a lo largo del plano de deslizamiento. La forma del pozo de potencial doble de interacción entre dislocaciones parciales y un defecto puntual x muestra en (c). (L. J. Bruner. Phys. Rev., 118, 399 (1960)).

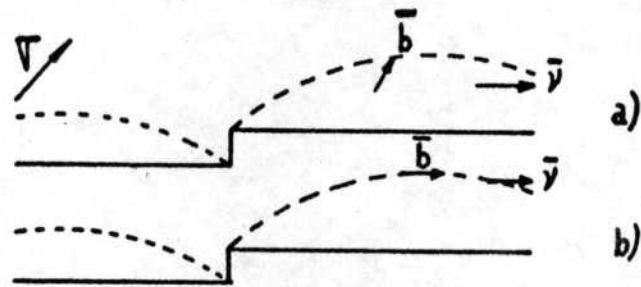


Fig. 5
Jogs en dislocaciones de borde y de hélice

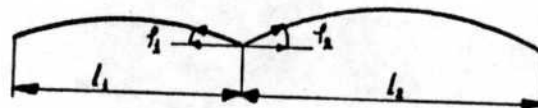


Fig. 6
Segmento de dislocación curvado ante una
tensión externa σ . Si $l_2 > l_1$ resulta
 $\gamma_2 > \gamma_1$

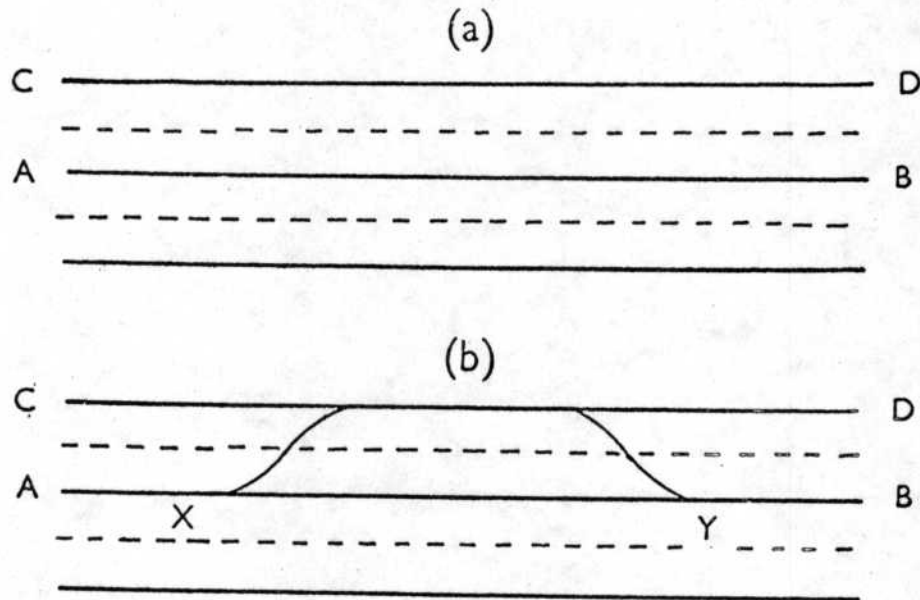


Fig. 7

Mecanismo de dislocaciones de Seeger: a) Dislocación en un mínimo de energía AB, b) Dislocación que contiene dos kinks, segmentos de dislocación que unen la porción de la misma que se halla en el valle AB con aquella que se encuentra en el CD (las líneas truncadas representan la posición de los máximos de energía). (C. F. Burdett, T. J. Queen. Ref. 1).

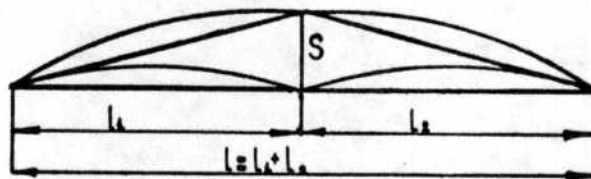


Fig. 8

Dislocación que avanza arrastrando el punto de anclaje una distancia S.

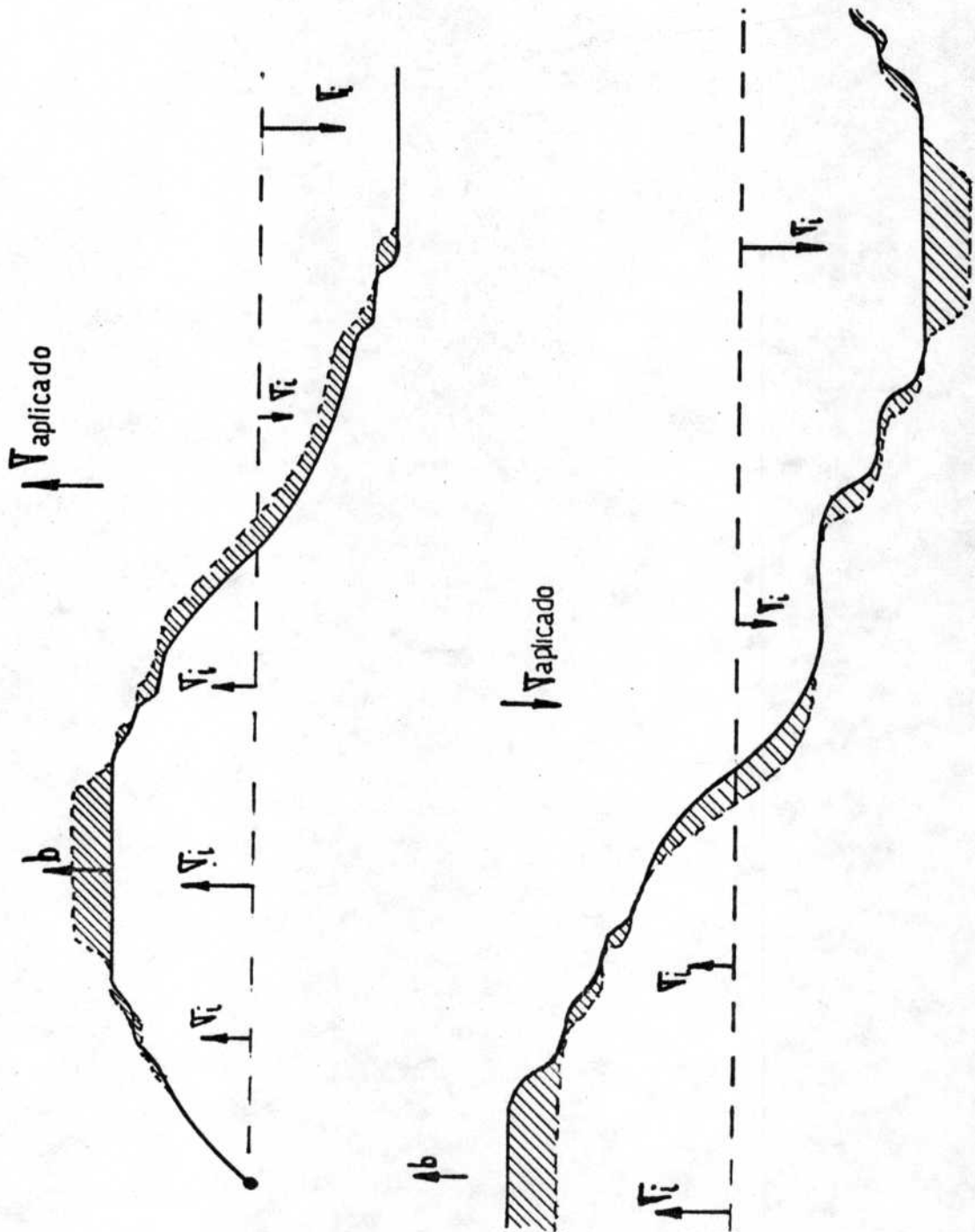


Fig. 9
Segmento de dislocación ante un campo de tensiones internas (σ_i) sinusoidal y un campo externo (σ) variable.

Fig. 10 I

A) Energía potencial de migración del defecto puntual en la red perfecta (línea llena) y en las cercanías de la dislocación (línea punteada). B) De movimiento de una línea de dislocación en la red perfecta. C) de interacción de la dislocación con el defecto.

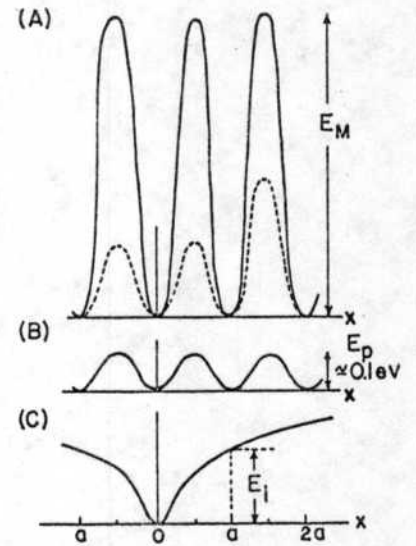


Fig. 10 II

Energía potencial para el movimiento de una línea de dislocación (línea llena) y un defecto puntual (línea punteada) en función de la distancia. A) Ambos defectos en reposo en el origen. B) y C) Uno de ellos se separa del origen una distancia atómica. (S. Okuda, R. R. Hasiguti (36)).

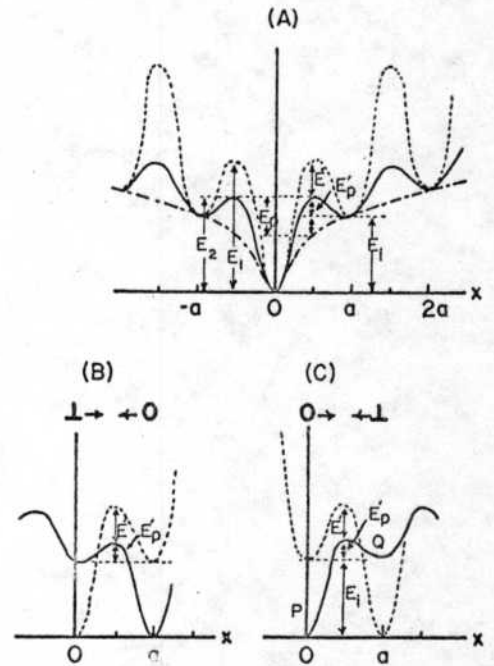
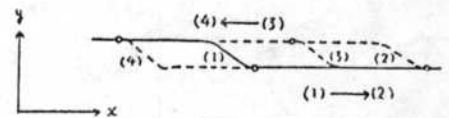


Fig. 11

Interacción de un kink con defectos puntuales. Para una tensión exterior σ debe realizar un salto termicamente activado para vencer la interacción del defecto en el punto 1, pasa entonces a la posición 2 inmediatamente. Para $-\sigma$ debe vencer la interacción en el punto 3 y pasa a la posición 4. (R. R. Hasiguti (38)).



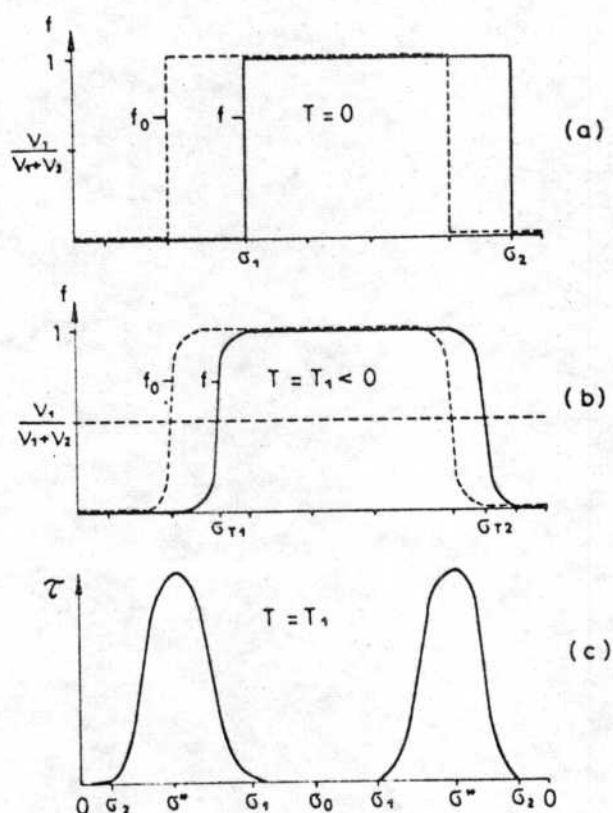


Fig. 12

Cinética del desanclaje térmico. (a) Fracción de segmentos desanclados a $T = 0$ ($\sigma = \sigma_0 \sin \omega t$) durante un semiciclo. (b) Idem que (a) $T_1 > 0$. (c) El tiempo de relajamiento τ en función de la tensión a la temperatura T_1 . (K. Lücke, J. Schlipf (104)).

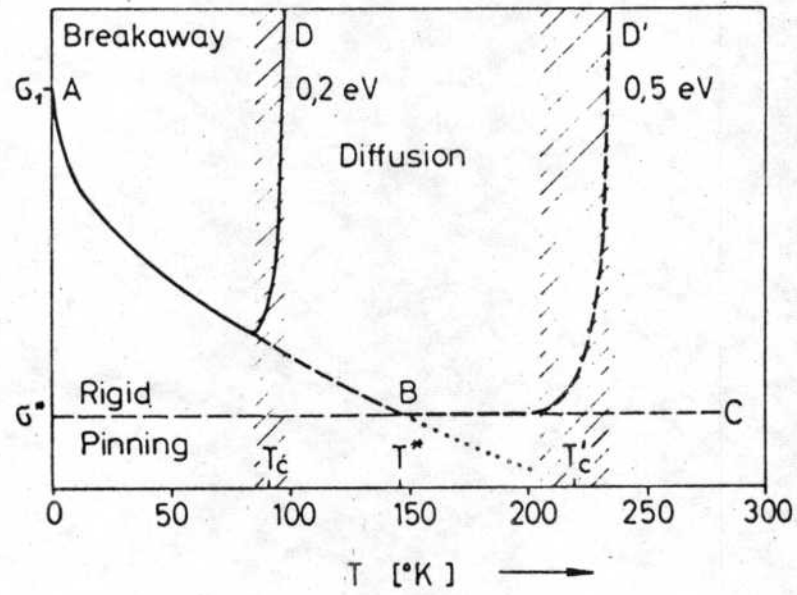


Fig. 13

Diagrama de fase para desanclaje y difusión del segmento con un único punto de anclaje móvil. Las líneas sólidas y de puntos corresponden respectivamente a energías de migración de 0,2 y 0,5 eV. (K. Lücke, J. Schlipf (104)).