

04.67.05



C.N.E.A. Biblioteca	
ARCHIVO PUBLICACIONES	
Nº 1	AÑO 1967

PROCESOS DE DEFORMACION PLASTICA EN
ALEACIONES DE NIQUEL-HERRO. DEPENDENCIA
DEL ORDEN DE LARGO Y CORTO ALCANCE

carlos alberto pampillo

CENTRO ATOMICO BARILOCHE
COMISION NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA

INSTITUTO DE FISICA "Dr. J. A. BALSEIRO"
UNIVERSIDAD NACIONAL DE CUYO

SAN CARLOS DE BARILOCHE, RIO NEGRO - ARGENTINA

PROCESOS DE DEFORMACION PLASTICA EN -
ALEACIONES DE NIQUEL HIERRO. DEPENDENCIA
DEL ORDEN DE LARGO Y CORTO ALCANCE.

Carlos Alberto Pampillo

Tesis presentada para optar al
título de Doctor en Física de
la Universidad Nacional de Cuyo

Instituto de Física "Dr. J.A. Balseiro"
y División Física de Metales, Centro Atómico
Bariloche, Comisión Nacional de Energía Atómica

San Carlos de Bariloche, Mayo de 1967

A Adriana,
a mis padres

Prólogo

La presente investigación, como parte de un plan más amplio centrado en las propiedades plásticas de aleaciones ordenadas, pretende explorar fundamentalmente los mecanismos termicamente activados que controlan la deformación plástica en una aleación que presenta una transformación de orden desorden; la aleación es Ni_3Fe .

La técnica experimental que se ha seguido utiliza la deformación plástica a tensión constante o fluencia (creep) por lo que, de acuerdo a las distintas características de la fluencia a distintas temperaturas, se ha dividido la investigación en dos partes:

- (a) altas temperaturas; o sea los experimentos de deformación son realizados a temperaturas por encima de la mitad de la temperatura de fusión ($T_f \approx 1720^\circ\text{K}$); y
- (b) temperaturas por encima de la temperatura ambiente.

En (a) se pretende establecer si la fluencia del Ni_3Fe está controlada por el orden de corto alcance existente en la aleación. Los resultados obtenidos para la aleación Ni_3Fe se comparan con los de la aleación $\text{Ni-20\%at.Fe}$ en la que no se espera que el orden de corto alcance controle la fluencia.

En (b) se pretende determinar el mecanismo que controla la fluencia del Ni_3Fe en estado ordenado y desordenado, a temperaturas por encima de la temperatura ambiente.

En el volumen se encuentra primeramente un análisis somero de las causas que hacen de la deformación plástica un proceso dinámico. Se analizan luego varios mecanismos termicamente activados postulados en la literatura y posteriormente se discuten las relaciones entre las cantidades termodinámicas involucradas en un proceso termicamente activado y los parámetros que son evaluables experimentalmente en la deformación plástica.-

A continuación se hace una breve reseña sobre las propiedades plásticas de aleaciones ordenadas y de las características de la - aleación Ni_3Fe , para luego describir el equipo experimental desarrollado y construido para llevar a cabo las mediciones; a la presentación de los resultados experimentales obtenidos, le sigue una discusión de los mismos. Finalmente se sugieren algunos experimentos que ayudarían a determinar con mayor certeza si las explicaciones dadas para los resultados experimentales, son válidas.

RESUMEN

En el capítulo I del presente volumen, se presenta un análisis de la deformación plástica como proceso termicamente activado, para luego examinar varios de los mecanismos que se postulan en la literatura para explicar esta característica dinámica de la deformación plástica.

En el capítulo II se reveen brevemente las propiedades plásticas de aleaciones con orden de largo y corto alcance. Luego se reseñan las características de la deformación plástica de la aleación Ni_3Fe , para pasar a describir, en el último capítulo, el trabajo experimental realizado.-

En dicho trabajo, se estudian las características de la fluencia (creep) de las aleaciones Ni_3Fe y $\text{Ni-20\%at.Fe}$, en el rango de temperaturas de 800 a 1000 °K; y de la aleación Ni_3Fe en el estado ordenado y desordenado en el rango de temperatura de 300 a 450°K, aproximadamente.

Los resultados experimentales obtenidos en el rango de temperaturas más elevado, son interpretables suponiendo que en la aleación Ni_3Fe la velocidad de deformación esta controlada por el deslizamiento de dislocaciones a través de una estructura de orden de corto alcance y - que en la aleación $\text{Ni-20\%at.}$, por el trepado de dislocaciones de borde.

En el rango de temperaturas más bajo, las entalpías de activación para la fluencia medida en ambos estados de la aleación Ni_3Fe , no son interpretables en base a las relaciones que se derivan considerando que actua un solo mecanismo térmicamente activado. O bien actuan entonces, - más de un mecanismo o el factor preexponencial en la expresión para la velocidad de fluencia, contribuye durante los cambios de temperatura - realizados para evaluar las entalpías de activación. Se sugiere sin embargo, en base a los volúmenes de activación encontrados, que la velocidad de fluencia está posiblemente controlada por el proceso de intersección de dislocaciones.

En este mismo rango de temperatura, existe en la aleación desordenada, un efecto de envejecimiento que, a temperaturas mayores de --

450°K aproximadamente, provoca una inestabilidad de la fluencia que imposibilita las mediciones a temperaturas mayores. Se sugiere que el efecto de envejecimiento es debido a la formación de orden de corto alcance, acelerado por los defectos puntuales formados por la deformación plástica. En la aleación ordenada el efecto de envejecimiento no es observable hasta llegar a temperaturas cercanas a los 450°K, donde la fluencia también se vuelve inestable.-

ABSTRACT

In the first chapter of the present volume, an analysis is made of plastic deformation as a thermally activated process. Several mechanisms, which have been postulated in the literature to explain this dynamical character of plastic deformation, are further discussed.

In the second chapter, a short review of the plastic properties of ordered alloys is given, and particular reference of the Ni_3Fe alloy, is made. This alloy is used in the experimental work described in the last chapter.

In the experimental work, the creep behaviour of Ni_3Fe and Ni-20%at. Fe has been investigated in the temperature range 800 to 1000°K; and of the alloy Ni_3Fe in the ordered and disordered condition in the temperature range 300 to 450°K approximately.-

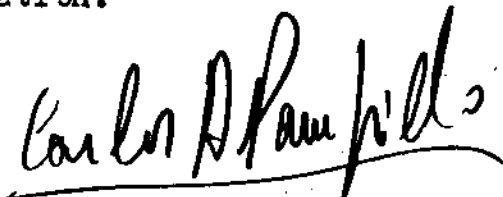
In the high temperature range, the experimental data are interpretable on the basis of gliding of dislocations through a short ranged order structure for the Ni_3Fe alloy; and of climbing of dislocations in the case of the Ni-20at.%Fe alloy.

In the low temperature range, the activation enthalpies for creep of Ni_3Fe in both the ordered and disordered condition, are not in agreement with relations which are a consequence of considering the action of a single thermally activated mechanism as being creep controlling. However, the activation volumes point to the intersection of dislocations, as the controlling mechanism.

During the creep measurements, an agein effect was found for the disordered alloy. At temperatures above 450°K this effect makes creep experiments imposible because the deformation becomes jerky. The agein effect is shown to be related to pinning of dislocations. It is suggested that it is due to the formation of short range order, enhaced by point defects formed during deformation.

A handwritten signature in dark ink, appearing to read 'A.E. Vidoz', with a long horizontal stroke extending to the right.

Dr. A.E. Vidoz
Asesor Científico

A handwritten signature in dark ink, appearing to read 'Carlos A. Pampillo', with a long horizontal stroke extending to the right.

Lic. Carlos A. Pampillo

AGRADECIMIENTOS

Deseo expresar mi agradecimiento a todas las personas que, directa o indirectamente, me dieron su apoyo durante la realización de este trabajo.-

Al grupo de Física de Metales del C.A.B. que, a través de innumerables discusiones sobre el tema, alentaron mi interés por el mismo. Particularmente C.Varotto y M.Victoria con quienes mantuve una estrecha relación, debido al carácter propio de sus tareas y E.Perez por su colaboración en la parte experimental.

Al grupo de Tecnología en Buenos Aires donde realicé la mayor parte de la investigación, en particular a L. Boschi quien me brindó sus conocimientos experimentales y J.Mazza con quien sostuve provechosas discusiones.

A J.Sábato por su inestimable apoyo más allá de la esfera profesional.-

Quiero agradecer particularmente a G.Schoeck, quien guió mis primeros pasos por la Metalurgia, y a A.E.Vidoz, quien me propusiera el tema de investigación, por su constante estímulo y consejo.-

Por último, mi agradecimiento a la Comisión Nacional de Energía Atómica que me ofreció sus laboratorios, y al Army Research Office - de U.S.A. que apoyó económicamente parte de la investigación.-

I. La deformación plástica como un proceso térmicamente activado.-

I-1. INTRODUCCION

Las características plásticas de un metal, están fundamentalmente ligada a la del movimiento de dislocaciones en su interior. Son éstas, en definitiva, las que permiten, por ejemplo, que un mismo metal pueda, en ciertas condiciones, deformarse fuertemente bajo tensiones muy pequeñas (algunos gr/mm^2) o no deformarse -aún para tensiones varios órdenes de magnitud mayores- en otras.

Del conocimiento de los procesos elementales en los que intervienen estos defectos lineales, durante la deformación, es posible determinar las causas básicas que confieren al material en cuestión sus características plásticas macroscópicas.

Con miras a ésto, dos tipos de ensayos, (que, por otro lado, responden aproximadamente a las exigencias del uso de los metales como materiales estructurales) se han generalizado. En uno de ellos, una probeta del material es deformada plásticamente a velocidad constante, midiéndose los esfuerzos necesarios para ello. En el otro, se miden las deformaciones plásticas producidas a través del tiempo, por un esfuerzo aplicado constante. La representación gráfica del primer tipo de experimento, da lugar a la así llamada curva "tensión-deformación" mostrada esquemáticamente en la figura 1. En ella se pone de manifiesto el límite elástico del material σ_e , donde comienza la deformación plástica y el endurecimiento por trabajo $d\sigma/d\epsilon$. Para el segundo tipo de ensayo se representa la denominada curva de fluencia (creep) mostrada en la figura 1b y c. En ésta se observa la deformación de la probeta a lo largo del tiempo de ensayo (b) o en forma alternativa la velocidad de deformación de la misma en función de la deformación (c) mediando una tensión aplicada constante σ_a . En principio ambos ensayos son complementarios por estar comprendidos en una misma formulación.

En la deformación plástica, como en todo proceso dinámico clásico la temperatura -a través de los mecanismos térmicos activados que -

operan durante el proceso, -juega un papel fundamental. Estos mecanismos controlan la velocidad de las dislocaciones y por ende la velocidad de deformación plástica del cristal. Esto se manifiesta elocuentemente en la existencia de la fluencia. En efecto, el hecho de que un metal se deforme a lo largo del tiempo, a tensión aplicada constante, es sólo posible si las dislocaciones son frenadas por algún tipo de obstáculo que luego es superado por la acción de la activación térmica. De no ocurrir esto, ante la aplicación de una tensión constante, toda la deformación plástica se realizará instantáneamente o sólo se obtendrá deformación elástica. Otro ejemplo del mismo fenómeno, es la dependencia de la tensión de fluencia con la temperatura, que en una gran variedad de metales y aleaciones (son pocas las excepciones) presentan características similares a las mostradas esquemáticamente en las figuras 2.

En lo que sigue analizamos fundamentalmente este tipo de fenómeno.

Primero trataremos de mostrar como ciertos obstáculos localizados al interaccionar con las dislocaciones dan lugar a procesos térmicamente activados que controlan la velocidad de las mismas e imparten a las variables macroscópicas las características propias del proceso elemental. Luego discutiremos la relación que liga la velocidad de deformación plástica con las cantidades termodinámicas y parámetros que definen el proceso elemental. La medición experimental de dichas cantidades y el significado de las mismas es discutido en base a investigaciones recientes que ponen de manifiesto los factores principales a tener en cuenta para evaluar los mecanismos que controlan la deformación.

I-2. VELOCIDAD DE DEFORMACION DETERMINADA POR OBSTACULOS LOCALIZADOS

La relación entre la velocidad de deformación de corte $\dot{\gamma}$, la longitud de dislocaciones móviles por unidad de volumen Λ_m y la velo

cidad media de las mismas $\bar{v}$, está dada por:

$$\dot{\gamma} = A_m b \bar{v} \quad (1)$$

donde b es el módulo del vector de Buerger. La velocidad media de las dislocaciones está determinada por el cociente entre la distancia L recorrida por una dislocación y el tiempo t empleado en ello. Ahora bien, si en el cristal existen obstáculos localizados que las dislocaciones deben superar para continuar el movimiento, es posible escribir para L y t : $L = \sum_1 (d_1 + l_1)$; $t = \sum_1 (t_1 + t'_1)$; donde d_1 es la dimensión, en la dirección de movimiento, del i -ésimo obstáculo, l_1 la distancia entre i -ésimo e $(i-1)$ -ésimo obstáculo que la dislocación encuentra en su camino y t_1 y t'_1 los tiempos necesarios para recorrer cada una de dichas longitudes. Si consideramos que la dislocación permanece la mayor parte de su tiempo de movimiento frente a los obstáculos entonces $t \approx \sum_1 t_1$ y dado que los obstáculos son localizados $L \approx \sum_1 l_1$ de forma tal que $\bar{v} = L/t \approx \frac{\sum_1 l_1}{\sum_1 t_1} = \bar{l} / \bar{t}$ donde $\bar{l} = \frac{\sum_1 l_1}{n}$;

$\bar{t} = \frac{\sum_1 t_1}{n}$ y n es el número de obstáculos encontrados durante el recorrido.

Finalmente la velocidad de deformación puede escribirse:

$$\dot{\gamma} = A_m b \bar{l} \frac{1}{\bar{t}} \quad (2)$$

Vemos, entonces, que la velocidad de deformación plástica depende del tiempo medio $\bar{t}$ de permanencia de la dislocación frente a un obstáculo y de la distribución de los mismos en el plano de deslizamiento. Bajo estas condiciones el proceso elemental que controla la deformación plástica es el de una dislocación superando un obstáculo localizado. Mediante el conocimiento de $\bar{t}$ es posible, en principio, obtener información sobre el tipo de obstáculo que controla la velocidad de las dislocaciones, en un cristal que se deforma plásticamente.-

I-3. PROCESOS TERMICAMENTE ACTIVADOS

Consideremos un segmento de dislocación frenado frente a un — obstáculo localizado. Para continuar su movimiento el segmento debe — superar la barrera de potencial que representa al obstáculo, esto es, adquirir energía suficiente para superar la barrera. Dicha energía es suplida conjuntamente por las vibraciones de la red y por el trabajo que realiza la fuerza aplicada sobre el segmento.

Sea, $2l$ la longitud del segmento. Este se halla anclado en ambos extremos y enfrentado en su punto medio con un obstáculo localizado, como indica la figura 3. Por analogía con el cálculo de la frecuencia de intercambio entre un átomo y una vacancia en un cristal (1), fundamental en la teoría de difusión, es posible expresar la frecuencia de salto $1/\bar{t}$ del segmento sobre la barrera localizada, aplicando los resultados de la teoría de las velocidades de reacción (ver v.g. Eyring y Glastonne (2)). En dicha teoría se postula que tanto en la posición o estado normal (segmento de dislocación frente al obstáculo) como en el estado de transición o activado (dislocación en el máximo de la barrera de potencial que representa el obstáculo asumiendo una configuración de encilladura), existen estados de energía bien definidos y el tiempo de estadía del sistema en cada uno de ellos es lo suficientemente largo como para que exista equilibrio con el baño térmico formado por el resto del cristal. Se considera, además, que para condiciones externas fijas, existe un único camino —llamado camino de activación— entre el estado normal y el activado. Con estas condiciones es —lícito definir funciones termodinámicas para el estado normal y el activado. El resultado obtenido por la teoría es que la frecuencia de pa-

$$1/\bar{t} = \sqrt{kT/2} \quad Z'/Z_0 \quad (3)$$

donde k es la constante de Boltzman, T la temperatura absoluta y Z_0 y

Z' son las funciones de partición del sistema en el estado normal y activado respectivamente. Esta última tiene un grado de libertad menos que la primera, debido a que en el estado activado el sistema no puede realizar vibraciones correspondientes a la coordenada de reacción (coordenada según la cual el sistema pasa a través de la barrera). Considerando esta variable, el sistema en el estado activado no se encuentra en un pozo de potencial y la frecuencia de vibración de esta coordenada resulta por lo tanto imaginaria. El modo de dicha coordenada en el estado activado se considera de traslación y la distribución de sus velocidades Maxwelliana. Dado que no es posible, por medio de un experimento idealizado, llevar reversiblemente el sistema desde el estado normal con F grado de libertad al estado activado con $F-1$ grados de libertad, el cociente de las dos funciones de partición consideradas, no puede reducirse a una expresión conteniendo la diferencia de una función termodinámica en ambos estados. Para obtener una función termodinámica bien definida, debe considerarse el cociente de funciones de partición con igual número de grados de libertad. La ecuación (3) se escribe $1/\bar{t} = \sqrt{kT/2} \quad Z'_0/Z_0 \quad Z'/Z'_0$, donde Z'_0 es ahora la función de partición del sistema en el estado normal, en el cual se ha restringido un grado de libertad. Dado que el sistema se halla a temperatura y variables mecánicas externas constantes (presión y fuerzas exteriores), el cociente de las dos funciones de partición del sistema, con iguales grados de libertad es $Z'/Z'_0 = \exp - (\Delta G/kT)$, donde ΔG es el incremento de la función de Gibbs, cuando el sistema pasa del estado normal al estado activado, sin considerar la coordenada de reacción. El factor $\sqrt{kT/2} \quad Z'_0/Z_0$ se determina calculando la función de partición del sistema en el estado normal. Para ello el segmento de dislocación se considera como un conjunto de $F = 1/b$ osciladores normales. Se encuentra $Z_0 = \prod_i \sqrt{\frac{2\pi}{kT}} 1/w_i$ (ver v.g. (3;4) y por lo -

tanto $\frac{\sqrt{kT}}{\sqrt{2\pi} Z_0} = \prod_i' 1/w_i$ donde las w_i son las frecuencias normales

de vibración de cada uno de los osciladores y con el apóstrofe sobre el signo de productoria se indica que en ella se omite el factor correspondiente a uno de los modos. El modo de vibración suprimido, correspondiente al reemplazado por un modo de traslación en el estado activado es, de acuerdo a las expresiones finales para $1/\bar{t}$ encontradas en la literatura (ver. v.g. (5)) el modo de menor frecuencia o sea el fundamental. Consecuentemente se obtiene $Z_0'/Z_0 = \sqrt{2\pi/kT} \cdot W_0 b/l$, — donde W_0 es la frecuencia de Debye. La frecuencia de salto por sobre la barrera es finalmente:

$$1/\bar{t} = W_0 b/l \exp(-(\Delta G/kT)) \quad (4)$$

Esta expresión se puede interpretar como el producto de la frecuencia $W_0 b/l$ con que el segmento de dislocación intenta pasar la barrera — por la probabilidad $\exp(-\frac{\Delta G}{kT})$ de que uno de esos intentos resulte efectivo. Finalmente con la ecuación (2) podemos escribir para la velocidad de deformación plástica:

$$\dot{\gamma} = N A b W_0 b/l \exp(-(\Delta G/kT)) \quad (5)$$

donde $N = \lambda_m/l$ es el número de lugares por unidad de volumen donde encontramos segmentos de dislocación frenados frente a barreras localizadas y $A \approx 1.5$ es el área barrida por el segmento luego de una activación efectiva (ver Fig. 3).

El postulado básico de la teoría de las velocidades de reacción, que supone que el estado activado es un estado de equilibrio es tal vez una aproximación grosera, pues implica que el sistema ha estado suficiente tiempo en el estado activado como para considerarlo en equilibrio con el baño térmico que lo rodea. La activación, que se produce como consecuencia de las vibraciones de la red hace que esto sea poco aceptable. Sin embargo, otras aproximaciones inherentes a los valores promedio que es necesario considerar, justifican la utilización de la teoría. Por otro lado, en la práctica — con los mismos supuestos e in-

convenientes- ésta ha tenido buena aplicación en la teoría de la difusión.

I-4. EL CAMBIO DE LA FUNCION DE GIBBS DEL PROCESO

En el proceso elemental que consideramos, la cantidad termodinámica más importante involucrada, es el incremento de la función de Gibbs del sistema al pasar del estado normal al estado activado o de transición. Dicha cantidad permite evaluar teóricamente, para los distintos obstáculos que pueden controlar el movimiento de la dislocación, la frecuencia de salto y por lo tanto la velocidad de deformación. Es conveniente llamar la atención sobre el hecho de que la barrera que representa al obstáculo es una barrera de energía libre y no de energía potencial. Esto se debe a que es necesario tener en cuenta las modificaciones que se producen en toda la red como consecuencia del movimiento de la dislocación, que contribuye al cambio de entropía del sistema.--

La medición experimental de dicha cantidad termodinámica permite, por medio de comparaciones con los cálculos teóricos realizados para los distintos procesos posibles, obtener una información de los mecanismos que operan durante la deformación plástica.

Analizaremos primeramente en mayor detalle, el medio en el cual se encuentra el segmento de dislocación, para poder posteriormente determinar los factores que contribuyen al ΔG del proceso.

Existen en el cristal fuentes de tensiones internas cuyos campos se extienden dentro del mismo. El segmento de dislocación que consideramos, interacciona con dichas fuentes de forma tal que para moverlo hay que vencer las fuerzas de interacción que existen entre el segmento y las fuentes. Conviene separar a estas últimas en dos tipos:

- 1) Aquellas cuyos campos de tensiones se extienden a distancias mayores que una cierta distancia h . Llamaremos a estas fuentes de tensión de largo alcance y al tensor de tensiones que las representa $\bar{\sigma}_i$.
- 2) Aquellas cuyos campos actúan sobre distancias menores que h . Estas

son las denominadas fuentes de tensiones de corto alcance que representamos por el tensor de su campo $\underline{G}_s$. Este campo de corto alcance representa al obstáculo o barrera localizada a que hemos hecho referencia en los párrafos anteriores.

Debemos notar que ambos tipos de campos están superpuestos o sea que el obstáculo localizado que da lugar al campo de tensiones de corto alcance, está colocado sobre el campo de tensiones de largo alcance. Esto es mostrado esquemáticamente en la figura 4 donde se observan los dos campos superpuestos (x). La distancia h , con la cual hacemos la clasificación de los campos, no es una cantidad definida exactamente. Representa la distancia sobre la cual la dislocación es capaz de moverse por efectos de las fluctuaciones térmicas (ver v.g. Leibfried (3)). Esto significa que, frente a los campos de tensiones internas de largo alcance que también obstaculizan el movimiento de las dislocaciones, la activación térmica no es efectiva, mientras que para los campos de tensión de corto alcance sí. En éste último caso el segmento de dislocación puede superar el obstáculo mediante un proceso térmicamente activado. Dado que las fuentes que dan lugar al campo de tensiones de largo alcance están dispersas en el volumen del cristal, dicho campo de tensiones fluctúa en una forma continua dentro del mismo.

(x) Es conveniente aclarar aquí, que en algunos casos resulta difícil definir un campo de tensiones correspondiente a un obstáculo localizado. La interacción entre la dislocación y el obstáculo proviene a veces del desarreglo atómico local que es necesario introducir cuando la dislocación corta al mismo. Si bien es posible definir a través del trabajo realizado y distancia recorrida durante el corte una fuerza, y por lo tanto una tensión en el plano, tiene sólo significado físico el establecer solamente la energía puesta en juego durante el corte y la distancia total recorrida en el mismo. Un ejemplo sería el del corte de un precipitado coherente; en este caso la energía proviene de la creación de una superficie límite sobre el área cortada. Sin embargo, para no restarle unidad al razonamiento que seguido, continuaremos considerando al obstáculo representado por un campo de tensiones $\underline{G}_s$.

Considerándolas distribuidas uniformemente en todo el volumen, el campo de tensiones producto de la superposición de los campos individuales, genera un campo de largo alcance con una cierta amplitud y longitud de onda característica.

Otro campo de tensiones existente dentro del cristal es el creado por las fuerzas externas, aplicadas para deformar plásticamente el cristal. La componente resuelta de dicho campo, que consideramos uniforme en todo el volumen, produce una fuerza sobre la dislocación en el plano de deslizamiento y normal a ella (ver v.g. Cottrell (6)). A esta fuerza se le suma, en el mismo sentido o en sentido opuesto, la fuerza equivalente que proviene del campo de tensiones internas de largo alcance. En las regiones del cristal donde dichas componentes están en el mismo sentido, el movimiento de la dislocación se ve acelerado y el tiempo empleado por ella en recorrer esas regiones es mucho menor que en zonas donde estas componentes se encuentran en oposición. Por un razonamiento análogo al usado en el párrafo I-2, se entiende que son estas últimas las regiones que controlan la deformación plástica del cristal y por ende las que deben considerarse en nuestro análisis. En la figura 4 las tensiones positivas son consideradas opuestas a la tensión aplicada $\bar{\sigma}_a$.

Recientemente, Schoeck (7) aclaró los conceptos termodinámicos fundamentales involucrados en el movimiento térmicamente activado de las dislocaciones. Siguiendo su razonamiento tratamos de evaluar, en lo que sigue, el cambio de la función de Gibbs del sistema, cuando llevamos el segmento de dislocación desde su configuración normal frente a un obstáculo localizado, hasta su configuración activada o de ensilladura en el tope de la barrera.-

Consideremos el segmento 2 l de dislocación frenado frente a una barrera. Las variables exteriores del sistema, que se mantienen -

constantes durante el proceso, son la temperatura T y las fuerzas exteriores actuando sobre la superficie del cristal. Estas últimas dan lugar a un campo de tensiones dentro del mismo representado por el tensor $\overline{\sigma}_A$. Los valores que dicho campo adopta en la superficie de cristal y que designaremos por $\overline{\sigma}_A^s$, están dados por las fuerzas exteriores a través de las condiciones de contorno ($\overline{\sigma}_A$ contiene, naturalmente, como una de sus componentes a la presión exterior P).

Sabemos que el cambio de energía libre de Gibbs, cuando el sistema pasa de un estado a otro, a temperatura y fuerzas externas constantes, es igual al trabajo que hay que realizar para llevar el sistema en forma reversible entre ambos estados. Debemos entonces calcular el trabajo para mover en forma reversible e isotérmica la dislocación. Para realizar esto, consideramos dentro del cristal la superficie, $\overline{ds}$, formada por el segmento de dislocación de longitud $2l$ y el vector $\overline{dx}$ normal a éste en cuya dirección moveremos la dislocación. Realizamos un corte dentro del cristal según esa superficie "despegando" ambas caras de la misma. Para que el sistema siga en equilibrio -necesario para asegurar la reversibilidad del proceso- debemos introducir sobre las caras del corte, fuerzas iguales y contrarias a las ya existentes sobre la superficie $\overline{ds}$. Luego desplazamos una cara del corte respecto a la otra, en un vector $\overline{b}$, teniendo cuidado de mantener el equilibrio de las fuerzas, pegando luego las dos caras. El trabajo realizado sobre el sistema, por la fuerza resultante de las introducidas, es:

$$-dW = (\overline{\sigma} \cdot \overline{ds}) \cdot \overline{b} \quad (6)$$

donde $\overline{\sigma} \cdot \overline{ds}$ es la resultante de las fuerzas de equilibrio introducidas sobre la superficie de corte. Teniendo en cuenta las distintas contribuciones a dicha resultante, proveniente de los distintos campos de tensiones definidos en la página 7 y 8, obtenemos:

$$-dW = (\overline{\sigma}_s \cdot \overline{ds}) \cdot \overline{b} + (\overline{\sigma}_i \cdot \overline{ds}) \cdot \overline{b} + (\overline{\sigma}_A \cdot \overline{ds}) \cdot \overline{b} \quad (7)$$

Por simplicidad, no se ha tenido en cuenta sobre la superficie del corte, el campo de tensiones del segmento mismo de dislocación. Esto da una contribución extra, correspondiente al cambio de energía de línea de la dislocación (5). Integrando la ecuación anterior entre las posiciones que corresponden al segmento de dislocación frente al obstáculo (X_1) y en el estado activado (X_2) obtenemos (**):

$$\Delta G = - \Delta W = \Delta F_s + \sigma_i b l X - \sigma_a b l \Delta X \quad (8)$$

donde $\Delta F_s = \int_{X_1}^{X_2} (\bar{\sigma}_s \cdot \bar{J}_s) \cdot \bar{b} ; \sigma_i$ y σ_a son las componentes resueltas de ambos campos y $\Delta X = X_2 - X_1$. El estado normal y el activado al ser considerados estados de equilibrio definen a X_1 y X_2 a través de:

$$\left(\partial \Delta G / \partial X \right)_{X=X_1} = \left(\partial \Delta G / \partial X \right)_{X=X_2} = 0 \quad (9)$$

El último término del segundo miembro de la ecuación (8), es el trabajo total realizado por la tensión aplicada durante la activación, por lo cual la suma de los otros es identificable con el cambio de energía libre de Helmholtz: $\Delta F = \Delta F_s + \sigma_i b l \Delta X$ y contiene, por lo tanto, el cambio de entropía debida al proceso. El trabajo realizado por la tensión aplicada, es interpretable como el trabajo de la fuerza $\sigma_a b l$ sobre el segmento de la dislocación, por lo cual es

costumbre definir también una fuerza perteneciente al obstáculo que se opone al movimiento de la dislocación (8), como $F = - \partial F_s / \partial X$

Las condiciones de equilibrio, dadas por la ecuación (8), se pueden--

(**) En este análisis hemos considerado que la superficie del corte, cuya área total es $l \Delta X$, está totalmente contenida en el plano de deslizamiento. A esto se debe el hecho de que en ΔG no aparece ninguna contribución de la presión exterior que también forma parte del tensor σ_a . Si parte del área de corte no está contenida en el plano de deslizamiento, existe una contribución $P \Delta V$ donde $\Delta V = b_n l' \Delta X$ donde b_n es la componente de $\bar{b}$ normal a la parte de superficie de corte no contenida en el plano de deslizamiento, y l' está dada por $l' \Delta X =$ área de la superficie no contenida en el plano de deslizamiento. Un ejemplo es el caso de la intersección de dos dislocaciones, como se muestra en la figura 5. La superficie de corte (superficie rayada) no está contenida totalmente en el plano α sino que parte de ella pertenece al plano β . El aumento de volumen si la muesca formada es de una altura b es $1/3 b^3$ (9). Evidentemente, la contribución $P b^3 / 3$ a ΔG , a presiones normales, es despreciable frente a los otros términos.

interpretar entonces, como el equilibrio entre esta fuerza y la fuerza efectiva sobre el segmento: $(\sigma_a - \sigma_i) b^2 l = \sigma^* b^2 l$

La relación funcional $\tilde{F}$ vs X , perteneciente al obstáculo "que controla la velocidad de las dislocaciones", depende en general de la fuerza efectiva que se ejerce sobre él. Si el obstáculo es rígido, o sea indeformable, por la fuerza aplicada sobre él, dicha relación funcional, es independiente de la fuerza efectiva. Como ha hecho notar - Mott (13), la dependencia de ΔG con σ_a , es en este caso más general que la función particular adoptada para la relación $\tilde{F}$ vs X . Dicha dependencia, por lo tanto, es característica de los obstáculos así llamados rígidos.-

El factor $b^2 l \Delta X$, es llamado el volumen de activación v . Su evaluación experimental resulta de gran ayuda para reconocer el mecanismo actuante ya que, en general, cada mecanismo térmicamente activado se caracteriza por un volumen de activación de un cierto tamaño.

En la ecuación (5) no se ha tenido en cuenta la probabilidad de que se realice una fluctuación térmica negativa que anule, por lo tanto, la realizada en el sentido de la tensión aplicada.- Schoeck (7) ha hecho notar, que, para el caso de una dislocación moviéndose a través de obstáculos localizados, las fluctuaciones negativas no deben tenerse en cuenta. Esto es debido a que la distancia sobre la cual el segmento 2l de dislocación, puede moverse por efectos de la activación térmica (3) es, en general, menor que la distancia que el segmento se mueve hasta el próximo obstáculo, luego de la activación positiva. Debido a esto, luego de una activación hacia adelante, una activación negativa no puede hacer que la dislocación vuelva a sobrepasar el obstáculo hacia atrás. En los casos en los cuales la dislocación, luego de una activación positiva, se mueve sobre una longitud de solo algunas distancias atómicas, es necesario tener en cuenta las fluctuaciones térmicas negativas. Más adelante se verá esto, para los casos particulares -

donde debe considerarse dicha fluctuación negativa.

I-5 LA VELOCIDAD DE DEFORMACION Y LA TENSION DE FLUENCIA

De acuerdo a lo visto anteriormente, la relación que vincula la velocidad de deformación, la tensión aplicada y la temperatura es:

$$\dot{\gamma} = N A b W_0 b/l \exp - (\Delta F_s - (\sigma_a - \sigma_i) b/l \Delta X) / kT \quad (10)$$

Considerando a $\dot{\gamma}$ y a T como parámetros fijos obtenemos, despejando

σ_a , la expresión para la tensión necesaria para deformar el cristal a una dada velocidad de deformación y a una dada temperatura T:

$$\sigma_a = \sigma_i + \frac{\Delta F_s}{b/l \Delta X} - \frac{kT}{b/l \Delta X} \ln \frac{N A b W_0 b/l}{\dot{\gamma}} \quad (11)$$

La deformación γ como variable independiente, está implícita en las distintas cantidades de la expresión y dan cuenta del aumento de σ_a con γ . Esta dependencia es explicada por las teorías de endurecimiento por trabajado, de las cuales no nos ocuparemos aquí. Sólo cabe decir que, actualmente, existe un acuerdo entre los distintos autores en atribuir la mayor parte del endurecimiento por trabajado a la parte etérmica de la ecuación (11) o sea σ_i . Del conocimiento de la dependencia de las distintas cantidades en la ecuación (10) con la deformación γ es posible obtener por una integración, las curvas de fluencia $\gamma = \gamma(t)$. Sin embargo, la dependencia particular de dichas cantidades con γ , reflejo de las estructuras que se desarrollan en el metal durante la deformación, dependen sensiblemente a su vez de la velocidad de deformación, de la temperatura y de la tensión aplicada, por lo cual la obtención teórica de las curvas de fluencia, resulta muchas veces especulativa. La información del tipo de obstáculo que controla la deformación plástica, que se puede obtener por medio de la forma análitica de dichas curvas, es pequeña y sólo en algunos casos particulares, la interpretación es directa.

La ecuación 11 tomada para deformación nula, representa la ten-

si6n cr6tica de fluencia en funci6n de la temperatura, mientras que para una cierta deformaci6n γ , es la tensi6n de fluencia en funci6n de la temperatura. Vemos entonces, que en un cristal en el cual el movimiento de las dislocaciones es controlado por un mecanismo t6rmicamente activado, la tensi6n de fluencia o el l6mite el6stico disminuye continuamente con la temperatura (~~***~~). Sin embargo, la tensi6n aplicada no puede ser inferior a σ_1 , pues dicho campo de tensiones no es superable con ayuda de la activaci6n t6rmica. Por lo tanto, la ecuaci6n (11) es v6lida para las temperaturas tales que

$$\frac{\Delta F_s}{b l \Delta X} - \frac{k T \ln N a b W_0 b/l}{b l \Delta X \gamma} \geq 0$$

$$T \leq T_c = \frac{\Delta F_s}{k \ln N a b W_0 b/l}$$

Para temperaturas $T > T_c$ los obst6culos localizados que controlan la deformaci6n a temperaturas menores, se vuelven "transparentes" debido a que la energ6a t6rmica es suficiente para superarlos sin ayuda de la tensi6n aplicada. La tensi6n de fluencia o el l6mite el6stico para: $T > T_c$ es:

$$\sigma_a = \sigma_1 \quad (12)$$

La representaci6n gr6fica de la ecuaci6n (11) y la (12), resulta en la figura 2.

I-6 MECANISMOS T6RMICAMENTE ACTIVADOS

Varios son los mecanismos t6rmicamente activados, postulados en la literatura. En lo que sigue analizaremos varios de ellos, que en general, con mayor o menor aproximaci6n, han explicado a un nivel at6mico, las particularidades de la deformaci6n pl6stica que responden a su car6cter din6mico.

(~~***~~) En este caso, la disminuci6n de σ_a es lineal con T , pues por simplicidad se ha considerado que ninguna cantidad en la ecuaci6n 10 depende impl6citamente de σ_a . De lo contrario, la dependencia de σ_a con la temperatura no es lineal. Sin embargo, este hecho no cambia en nada el significado de las ecuaciones.

Los mecanismos que discutiremos son:

- i) Movimiento de dislocaciones a través de inclusiones.
- ii) Movimiento de dislocaciones a través de la barrera de Peirls-Nabarro.
- iii) Movimiento de dislocaciones a través de un bosque de dislocaciones.
- iv) Movimiento de dislocaciones de hélice con muescas.
- v) Trepado de dislocaciones de borde.
- vi) Deslizamiento viscoso de dislocaciones.
- vii) Deslizamiento cruzado de dislocaciones de hélice.
- i) Movimiento de dislocaciones a través de inclusiones.

Dos tipos de inclusiones pueden presentarse en una aleación: inclusiones coherentes e inclusiones incoherentes. Las primeras, en general, tienen asociados campos de tensiones, debido a que los átomos que la forman, de un tamaño distinto al de la matriz, reemplazan uno a uno a los átomos de la misma. Inclusiones coherentes son las zonas de Guinier-Preston, algunos precipitados y átomos de solutos. Las inclusiones incoherentes, en cambio, no producen campos de tensiones a su alrededor dado que la diferencia de tamaño atómico es compensada por el límite de interfase creado a su alrededor.

Los campos de tensiones debidos a las inclusiones coherentes, se superponen dentro del cristal, produciendo en el plano de deslizamiento de la dislocación, un campo de tensiones de amplitud máxima promedio $G_c = \mu \xi f$ ($\xi = r - r_0 / r_0$), donde r y r_0 son el radio de los átomos en la inclusión y en la matriz respectivamente y f la fracción de volumen ocupado por las inclusiones. Estos máximos están distanciados a una distancia promedio λ . Como es de suponer, este campo de tensiones endurece el cristal. Mott y Nabarro (10) han demostrado que, para

G_c constante, el endurecimiento es máximo cuando la distancia λ es igual al radio de curvatura R , con el cual una dislocación se arquea bajo efectos de la tensión G_c , o sea cuando $\lambda = R \approx \mu b / G_c$.

En ese caso, cada máximo del campo de tensiones, resulta efectivo para el segmento 2λ frenado frente a él. La tensión necesaria para mover la dislocación es entonces $\sigma_c \approx \sigma_0$.

Si la temperatura es mayor que 0°K , estos segmentos pueden superar los máximos de tensiones, mediante la acción conjunta de la tensión aplicada y las vibraciones térmicas. El campo de tensiones que se opone al movimiento del segmento λ de dislocación, ejerce sobre el mismo una fuerza que, en la dirección del movimiento de la dislocación, se puede representar por:

$$F = \lambda b \sigma_0 \cos(2\pi x/\lambda) \quad (13)$$

La energía de activación resulta entonces:

$$\Delta G = \int_{x_1}^{x_2} [\lambda b \sigma_0 \cos(2\pi x/\lambda) - \lambda b \sigma_a] dx \quad (14)$$

Las definiciones de x_1 y x_2 dadas por la ecuación (9) se traducen, para $\sigma_a/\sigma_0 \approx 1$ en:

$$\sigma_a/\sigma_0 = \cos(2\pi x/\lambda) \approx 1 - (2\pi x/\lambda)^2$$

resultando:

$$x_1 = -x_2 \approx \lambda/2\pi (1 - \sigma_a/\sigma_0)^{\frac{1}{2}}$$

y:

$$\Delta G = \lambda^2 b \sigma_0 / \pi (1 - \sigma_a/\sigma_0)^{3/2} \quad (15)$$

El volumen de activación es:

$$v = \lambda^2 b / \pi (1 - \sigma_a/\sigma_0)^{\frac{1}{2}} \quad (16)$$

y la energía libre:

$$\Delta F_s = \lambda^2 b \sigma_0 (1 - \sigma_a/\sigma_0)^{\frac{1}{2}} \quad (17)$$

El movimiento de una dislocación a través de inclusiones coherentes, es considerado alternativamente, estableciendo que el proceso que controla la velocidad de deformación es el corte mismo de las inclusiones por las dislocaciones y no el movimiento de ellas a través de su campo de tensiones (11). La energía para producir dicho corte, es la neces

ria para crear superficies límites en el interior de la inclusión, si es que éstas están ordenadas internamente, y para vencer las tensiones localizadas muy cerca de la inclusión. El campo de tensiones internas, promedio, provocado por las inclusiones, es considerado un campo de largo alcance que sólo es superable por la tensión aplicada. Si las inclusiones están ordenadas internamente y carecen de tensiones a su alrededor, la energía de activación resulta:

$$\Delta G = \pi d^2/4 \Gamma (1 - \sigma_{ab} \lambda / a/2 \Gamma)^{3/2}$$

donde Γ es la energía superficial de la superficie límite creada dentro de la inclusión y del diámetro de la misma. Este proceso es posible si el diámetro de las inclusiones es menor que un cierto diámetro crítico $d_0 \approx 2\mu b^2/\pi\Gamma$. En efecto, a 0°K la tensión necesaria para que la dislocación pase a través de las inclusiones cortando a las mismas, es $\sigma_c \approx \pi d^2 \Gamma / 2b^2 \lambda$, mientras que para el pasaje mediante el mecanismo de Frank-Read es $\sigma_{F-R} \approx 2\mu b/\lambda$. El corte de precipitados se produce si $\sigma_0 < \sigma_{F-R}$, obteniéndose de aquí el tamaño crítico de las inclusiones. Para zonas de Guinier-Preston donde Γ no es mayor de 100 ergs/cm² (la superficie creada es similar a un límite de antifase en una aleación ordenada), se obtiene, con $b^3 \mu \approx 4\text{ev}$, un tamaño crítico de $d_0 \approx 60b$. El corte de las zonas es entonces posible pues su tamaño es en general menor que este valor. Las inclusiones incoherentes, como algunos precipitados cerámicos o intermetálicos duros, en cambio, no pueden ser cortadas por las dislocaciones y el movimiento de las mismas a través de ellas se realiza por un mecanismo de Frank-Read que no es térmicamente activable. En efecto, Γ es del orden de 1000 ergs/cm², obteniéndose entonces $d_0 \approx 6b$, que es mucho más pequeño que los tamaños de estos precipitados.

En la obtención de la ecuación (15), la relación funcional $\tilde{F}$ vs distancia perteneciente al obstáculo, ecuación (13), es considerada independiente de la tensión aplicada. Debido a esto, el camino de ac-

tivación no depende de dicha tensión y la dependencia de ΔF_s con ecuación 17, proviene solamente de los límites de integración. Seeger (12) considera, para las zonas formadas en metales por irradiación - de neutrones, una relación $\tilde{F}$ vs X diferente a la utilizada aquí, obteniendo una dependencia igual a la de la ecuación (15), lo cual confirma lo dicho por Mott(13), de que la dependencia de ΔG con la tensión aplicada para una relación $\tilde{F}$ vs distancia independiente de σ_a , resulta más general que la forma particular elegida para dicha relación. Son éstos los así llamados obstáculos rígidos y la dependencia de ΔG con σ_a dada por 15, es característica de los mismos.

Con la ecuación (15), la velocidad de deformación es:

$$\dot{\gamma} = \frac{A_m}{\lambda} \lambda^2 b w_0 b / \lambda \exp \left[- \left[\lambda^2 b \sigma_0 / (1 - \sigma_a / \sigma_0) \right]^{3/2} \right] \frac{1}{kT}$$

y la tensión de fluencia resulta entonces:

$$\sigma_a = \sigma_0 - \sigma_0 \left[kT \pi / \lambda^2 \sigma_0 b \ln \dot{\gamma}_0 / \dot{\gamma} \right]^{2/3} \quad (18)$$

Ahora bien, Friedel (14) ha hecho notar que la distancia l entre los puntos de contacto de una dislocación móvil y los obstáculos localizados a los cuales debe cortar, depende de la tensión aplicada. - Esto se debe a que, por efecto de la curvatura que la dislocación adquiere entre los obstáculos (inclusiones en este caso), la probabilidad de realizar contactos con éstos aumenta con σ_a . Friedel obtiene:

$$l \approx \left(\frac{2\pi b \bar{l}}{\sigma_a} \right)^{1/3} \quad (19)$$

donde $\bar{l}$ es la distancia promedio entre obstáculos. Teniendo en cuenta esto, la dependencia de la tensión de fluencia con la temperatura es (12)

$$\sigma_a^{2/3} = A - B T^{2/3} \quad (20)$$

Sin embargo, si el obstáculo puede considerarse como una parte "blanda" del material, como p.ej. en el caso de las zonas formadas por irradia-

ción, existe una fuerza atractiva entre las zonas y la dislocación - móvil y la distancia entre zonas que tocan a la dislocación, no debe entonces considerarse dependiente de la tensión aplicada pues la dislocación móvil trata de pasar por el mayor número de zonas compatibles con el aumento de la energía de línea de la dislocación quedando la distancia entre zonas, que tocan a la dislocación, determinada independientemente de la tensión aplicada (ver Mott (15)). La ecuación a la que debe responder la tensión de fluencia es entonces, la 18 y no la 20.-

ii) Movimiento de una dislocación a través de la barrera de Peirls-Nabarro.

Una dislocación que yace paralela a una dirección de empaquetamiento compacto, necesita para moverse una distancia atómica, vencer el impedimento que la misma red impone a través de su estructura cristalina. Esta barrera es llamada de Peirls-Nabarro (P-N) (16,17). La misma proviene de que los átomos alcanzados por la dislocación, deben moverse una distancia b pasando a través de estados intermedios en los cuales, debido a distorsiones locales, la energía de línea de la dislocación aumenta. Esquemáticamente, esto es mostrado en la figura 6, para una dislocación de borde de vector de Burgers $/100/$ en un plano (001), de una red cúbica simple. Podemos considerar la dislocación en un pozo de potencial representado por:

$$E = E_0 + E_1 \cos \frac{2\pi y}{a} \quad (20)$$

donde $E_0 \approx \frac{\mu b^2}{2}$ es la energía de línea de la dislocación en el valle de potencial, y $E_1 = \frac{ab}{2} \sigma_p^0$; el aumento máximo de la misma siendo a la distancia entre valles de potencial y σ_p^0 la tensión de P-N. A 0°K la línea de dislocación puede moverse, si se aplica una tensión $\sigma_a \geq \sigma_p^0$. A temperaturas mayores el movimiento de la dislocación puede realizarse.

se mediante la nucleación térmicamente activada de pares de kinks y el movimiento lateral de los mismos (Fig. 7).

El problema ha sido considerado en dos aproximaciones:

En la primera aproximación (4), el movimiento de la dislocación está controlado conjuntamente por la nucleación de pares de kinks y el posterior movimiento lateral de los mismos. Debido a las fluctuaciones en las tensiones térmicas (σ_t) a las que están expuestos los kinks (ver. v.g. Leibfried (3)), el movimiento lateral de éstos es de difusión. Si la tensión aplicada es menor que la amplitud cuadrática media de dichas tensiones ($\sigma_t \approx kT/w^3$, donde w es el ancho del kink), el kink adquiere un movimiento de deriva superpuesto al difusional debido a las tensiones térmicas, cuya velocidad v responde entonces a la ecuación de Einstein:

$$v = \frac{D}{kT} \sigma_a \quad \text{ba}$$

donde D es el coeficiente de difusión del kink. La velocidad media $\bar{v}$ de una dislocación de longitud L es:

$$\bar{v} = a L J$$

donde

$$J = 2 n v$$

es el flujo estacionario de kinks que se produce a lo largo de la dislocación y n es la densidad de kinks dobles en equilibrio térmico. Esta última se determina calculando el cociente entre las funciones de partición Z' de la dislocación con un kink, en el potencial dado por la ecuación 20 y la función de partición Z_0 de la dislocación recta. Lothe y Hirth obtienen (4):

$$n = \left(\frac{Z'}{Z_0} \right)^2 = \frac{2}{a} \frac{E_1}{kT} \left(\frac{E_1}{E_0} \right)^{\frac{1}{2}} \exp - (2Wk/kT)$$

donde $Wk = \frac{4a}{\pi} \sqrt{E_0 E_1}$ es la energía de formación de un kink (18). El trabajo realizado por la tensión aplicada durante la nucleación del par de

kinks, σ_a abd_c , es considerado despreciable (d_c es una distancia crítica, para la cual la fuerza atractiva entre los dos kinks del par es equilibrada por la tensión aplicada). La velocidad de deformación está dada por la ecuación (1), donde la velocidad media se obtiene a partir de las ecuaciones anteriores. La energía de activación es:

$$\Delta G = W_k$$

La teoría es aplicable para tensiones pequeñas respecto a la amplitud de las tensiones térmicas. La dependencia de la velocidad de deformación con la tensión aplicada es atribuida a λ_m y L .

Hasiguti (19), ha extendido el modelo considerando que en su movimiento difusional los kinks son atrapados por defectos puntuales. La energía de activación contiene, en este caso, un término adicional debido a la energía de unión del kink con el defecto puntual.

En la segunda aproximación (20,21,22) el movimiento de la dislocación está determinado solamente por la nucleación de pares de kinks. Se considera, entonces, que el tiempo empleado por los kinks para moverse a lo largo de la dislocación, es despreciable frente al necesario para la nucleación de un par de ellos. El problema básico es plantear la geometría de la configuración de ensilladura para la nucleación, compatible con el proceso por el cual se produce la activación térmica.

Seeger (20) ha calculado la energía de activación considerando que la configuración de ensilladura está formada por dos medios kinks unidos por un segmento de longitud crítica d , ubicado totalmente sobre la barrera de P-N, figura 8 (a). La energía de la configuración respecto a la energía de la dislocación recta es $W_k + 2E_1 d$. El trabajo de la tensión aplicada, está implícito en la creación del segmento d , para cuyo cálculo se computa el trabajo realizado por la tensión aplicada en contra de la fuerza atractiva existente entre los dos medios kinks. Finalmente, la energía de activación es:

$$\Delta G \approx 1,4 W_k + W_k/4 \ln \sigma_p^0 / \sigma_a$$

El modelo es válido para $\sigma_p^\circ / \sigma_a \gg 1$ y es aplicable, por lo tanto, a los experimentos de fricción interna. No es aplicable, en su forma, al problema del límite elástico, donde a temperaturas cercanas a 0°K es $\sigma_p^\circ / \sigma_a \approx 1$.

Dorn y Rajnak (D-R) (21) han desarrollado un modelo aplicable a todo el rango de tensiones. Utilizando el cálculo de variaciones en el problema de la nucleación de un par de kinks, obtienen las formas de equilibrio que adopta la dislocación cuando un punto de ella es desplazado sobre la barrera de P-N. La configuración de ensilladura es encontrada cuando el sistema deja de estar matemáticamente definido, para desplazamientos mayores que uno determinado λ_c , figura 8(b). Físicamente esto significa que el sistema se vuelve inestable o sea que los kinks se mueven lateralmente. Habiendo obtenido la configuración del punto de ensilladura, la energía de activación es inmediatamente obtenida. Para calcular la velocidad de una dislocación de longitud L , se debe considerar que el movimiento de ésta, está fundamentalmente alimentado por el modo de vibración de longitud de onda $2d_c$, siendo d_c la distancia entre kinks en la configuración de ensilladura. La velocidad de la dislocación es entonces:

$$V = \frac{L}{2d_c} \frac{b}{2d_c} W_0 \exp - \frac{\Delta G}{kT}$$

y la velocidad de deformación:

$$\dot{\gamma} = \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{b^2}{4d_c^2} W_0 \exp - \frac{\Delta G}{kT}$$

Lo dicho últimamente significa que el camino de activación que se realiza para llegar a la configuración de ensilladura, no es el encontrado por el cálculo de variaciones. Esto despierta una duda sobre la realidad de la configuración de ensilladura encontrada por D-R, pues si bien es la de mínima energía, parece más probable que un núcleo que nace de un modo de vibración de longitud de onda $2d_c$, conduzca a una

configuración de ensilladura como la postulada por Seeger (20).

Un modelo más sencillo para la nucleación de un par de kinks ha sido desarrollado por Friedel (22). La geometría del mismo es mostrada en la figura 8(c). Para la velocidad de deformación Friedel (F) - considera la contribución de todas las longitudes d , posibles dentro de una longitud L de dislocación. El resultado final depende fundamentalmente, como es de esperar, del segmento crítico d_0 , para el cual la energía de la configuración es mínima. La energía de activación es:

$$\Delta G = 2b^2 (E_0 \sigma_p^0)^{\frac{1}{2}} (1 - \sigma_a / \sigma_{p0})^{\frac{1}{2}}$$

La figura 9 muestra la forma de las curvas σ_a vs. T , para los modelos de F y D-R. Como puede verse ambos modelos predicen una dependencia del límite elástico con la temperatura que es relativamente débil en el modelo de F mientras que en el modelo de D-R puede llamarse fuerte. Evidentemente, la causa fundamental de la discrepancia está en las energías de activación de ambos modelos. La figura 10 muestra la dependencia de las energías de activación con la tensión aplicada para ambos modelos. También se ha incluido la curva correspondiente al modelo de Seeger, que sólo es válida en la región mostrada en trazo continuo. Las energías de activación en el modelo de F son, por lo menos, un factor 2 más altas que para el modelo de D-R y con una dependencia con σ_a totalmente distinta. El hecho es debido a que en el modelo de Friedel se han considerado segmentos rígidos para los kinks. Debido a ello, para la configuración que representa el mínimo de energía, d_0 resulta relativamente grande por lo cual gran parte de los segmentos pertenecientes a ambos kinks permanecen encima de la barrera.

iii) Movimiento de una dislocación a través de un bosque de dislocaciones.

Una dislocación que se mueve en su plano de deslizamiento y encuentra en su camino un bosque de dislocaciones que atraviesa dicho plano debe, para seguir moviéndose, intersectar a aquéllas. Este proceso da lugar a la formación de muescas que se producen en cada inter-

sección (ver figura 5). Sea l la distancia entre los puntos de contacto de la dislocación móvil con las dislocaciones del bosque. Si llamamos ΔF_{fm} a la energía libre para formar una muesca, la tensión mínima necesaria para mover la dislocación a $0^\circ K$ es $\sigma_a \approx \frac{2 \Delta F_{fm}}{b^2 l}$

La energía para formar una muesca es la energía del núcleo de una dislocación de longitud b , o sea $\Delta F_{fm} \approx \mu b^3 / 10$ (23) donde μ es el módulo de corte, y entonces $\sigma_a \approx \frac{\mu}{5 l/b}$. A temperaturas mayores que $0^\circ K$, el proceso de intersección de dos dislocaciones puede realizarse con la ayuda de la activación térmica. La energía de activación del proceso es:

$$\Delta G = 2 \Delta F_{fm} - (\sigma_a - \sigma_i) b^2 l \quad (22)$$

y la velocidad de deformación:

$$\dot{\gamma} = \Lambda_m / l^2 b^2 w_0 \exp\left(-\frac{2 \Delta F_{fm} - (\sigma_a - \sigma_i) b^2 l}{kT}\right)$$

Despejando σ_a , la tensión de fluencia resulta:

$$\sigma_a = \sigma_i + \frac{\Delta F_{fm}}{b^2 l} - \frac{kT}{b^2 l} \ln \dot{\gamma}_0 / \dot{\gamma} \quad \text{para } T_c < T \quad (23)$$

$$\sigma_a = \sigma_i \quad \text{para } T_c > T$$

donde:

$$\dot{\gamma}_0 = \Lambda_m b^2 w_0 \quad \text{y} \quad T_c = \frac{2 \Delta F_{fm}}{k \ln \dot{\gamma}_0 / \dot{\gamma}}$$

Ahora bien, si se tiene en cuenta además la dependencia entre la distancia l entre los puntos de contacto de la dislocación móvil y las del bosque, dada por la ecuación (19) donde en lugar de σ_a debemos escribir:

$$\sigma^* = (\sigma_a - \sigma_i)$$

resulta:

$$\sigma_a = \sigma_i + \left[\frac{\Delta F_{fm}}{A} - \frac{kT}{A} \ln \dot{\gamma}_0 / \dot{\gamma} \right]^{3/2} \quad \text{para } T_c > T \quad (24)$$

$$\sigma_a = \sigma_i \quad \text{para } T_c < T$$

donde: $A = b^2 (2\mu b\bar{l})^{1/3}$ y $T_o = \frac{2 \Delta F_{fm}}{k \ln \dot{\gamma}/\dot{\gamma}}$. La curva de la tensión

de fluencia en función de la temperatura resulta cóncava a temperaturas menores que T_o .

El volumen de activación $b^2 l$ depende en este caso de la tensión efectiva. Dicha dependencia no es inherente al proceso de activación, como por ejemplo en la ecuación 16, sino que significa un cambio de la estructura con la tensión efectiva. Como veremos más adelante este hecho debe tenerse en cuenta en las mediciones experimentales del volumen de activación.

En ciertos casos, entre la dislocación móvil y aquellas del bosque, existe una fuerza atractiva de corto alcance, debido a la posibilidad de formarse reacciones entre ellas. Como ya hemos dicho en VI i) la distancia l no depende de la tensión efectiva sobre la dislocación (15), siendo válida la ecuación 23. Este caso es aplicable a metales CCC, donde existen dichas reacciones. El caso en el cual depende de la tensión efectiva, es aplicable al movimiento de dislocaciones en el plano basal de metales HC.

Hasta aquí, la dislocación móvil y las del bosque han sido consideradas dislocaciones completas. En el caso en que las dislocaciones sean extendidas, en la zona de intersección, es necesario que las dislocaciones parciales se unan primeramente (9) formando una constricción, para luego dar lugar a la formación de la muesca, figuras 11 - (a) (b) (c). La muesca formada está constituida por dos semiconstricciones y un segmento b de dislocación entre ambos planos de deslizamiento. Teniendo en cuenta que la energía de una constricción es --

$\Delta F_o \approx \mu b^2 d_o / 20$ (24), la energía de la muesca resulta:
 $\Delta F_{fm} \approx \mu b^2 d_o / 20 + \mu b^3 / 10$ (d_o es aquí el ancho de la falla de apilamiento entre las dos dislocaciones parciales). Este valor puede ser

menor debido a la energía de interacción entre los segmentos de dislocación en cada semiconstricción (5). Parece razonable considerar esta cantidad como la energía libre de activación ΔF_s , para la intersección de dislocaciones extendidas. Esto es frecuentemente encontrado en la literatura, donde ΔF_s se considera como el doble de la energía de una constricción más la energía de una muesca. Seeger y -- Wolf (25), han considerado en detalle un proceso de intersección de una dislocación extendida con una no extendida. Sus resultados muestran que lo anterior no es exacto, sobre todo para una dislocación -- muy extendida. En el análisis de estos autores se pone de manifiesto el hecho de que el camino de activación, como así también la configuración geométrica del sistema en el estado normal y en el estado activado, no son únicos sino que dependen de la tensión efectiva, figuras 12 (a)(b). Esto quiere decir que la relación $\bar{F}$ vs distancia, perteneciente al proceso de intersección, depende de σ_a . Para - - - -

$\sigma^* b l \leq 0,2 \mu b^2$ la energía de activación resulta lineal en σ^* y es aproximadamente:

$$\Delta G \approx \mu b^2 d_0 / 20 + \mu b^3 / 6 + \mu d_0^2 b / 10^3 - (\sigma_a - \sigma^*) b l \quad 0,7(d_0 + b) \quad (25)$$

Para $\sigma^* > 0,2 \mu b^2$, la energía de activación deja de ser lineal en σ^* . Siendo $d_0 \sim \mu b / \Gamma$ donde Γ es la energía de la falla de apilamiento, la ecuación 25 muestra que el proceso resulta fuertemente dependiente de Γ y es más difícil, por lo tanto, para metales con energía de falla de apilamiento pequeña.

Es interesante notar que la barrera de potencial correspondiente a la intersección de dislocaciones no extendidas, puede considerarse como rígida. Sin embargo, la energía de activación, ecuación 22, ha sido tomada lineal en σ^* , contrariamente a lo dicho en la discusión del movimiento de dislocaciones a través de inclusiones VI 1). Esto -- proviene de haber aproximado la relación $\bar{F}$ vs distancia, por una --

muy especial que es mostrada en la figura 13. La función escalón utilizada hace que ΔF_s y ΔX en la ecuación 8 sean respectivamente iguales a ΔF_{fm} y $2b$, independientemente de la tensión efectiva sobre la dislocación. ΔG resulta, entonces, lineal en σ^* .

iv) Movimiento de dislocaciones de hélice con muescas

Las muescas existentes en dislocaciones de hélice deben, al moverse con la dislocación, formar defectos puntuales. Esto constituye un obstáculo al movimiento de las dislocaciones, localizado en distintos lugares sobre su largo. Para cada movimiento interatómico hacia adelante, la muesca forma un defecto puntual de forma tal que se produce una hilera de defectos detrás de cada una de ellas, figura 14 (a). Este proceso no es térmicamente activable pues la hilera de defectos formados, ejerce una fuerza constante sobre la muesca debido a su tensión de línea. La relación G vs distancia es como la mostrada en la figura 14(b). La tensión necesaria para mover la dislocación, en este caso es $\sigma_a \approx \Delta F_{fm}/b^2 l_m$, donde ΔF_{fm} es la energía libre para formar un defecto puntual al lado de otro previamente existente y l_m la distancia media entre las muescas. Para que el proceso sea térmicamente activado, es necesario que al formarse un defecto puntual, por el movimiento de una muesca, el sistema pueda caer en un estado estable o metaestable. Esto es posible si la muesca y el defecto puntual se separan luego que éste último es formado. A temperaturas donde el defecto no puede moverse por difusión, la muesca debe alejarse moviéndose conservativamente en su plano de deslizamiento, a lo largo de la dislocación, figura 15(a). El perfil de G vs distancia es como el mostrado en la figura 15(b) y la energía de activación es (26).

$$\Delta G = \Delta F_{fm}'' - (\sigma_a - \sigma_i) b l_m \cdot 3/4$$

donde $\Delta F_{fm}''$ es ahora la energía para formar un defecto al lado de una muesca y el factor $3/4$ se debe a que la distancia de activación es --

$$\Delta X \approx 3/4 b (26).$$

Antes de escribir la velocidad de deformación y la tensión de fluencia cuando la deformación plástica está controlada por este mecanismo, es necesario hacer algunas consideraciones. Debemos notar primeramente que, dado que la energía de formación de un intersticial es en general, más alta que la de formación de una vacancia (en CCC:

$\Delta F_f \approx \alpha \mu b^3$, con $\alpha \approx 1$, para intersticiales y $\alpha \approx 0,2$ para vacancias), el proceso elemental es más difícil para muescas que forman intersticiales que para aquéllas que forman vacancias. Sin embargo, - esta diferencia de energía es compensada pues, en general, ambos tipos de muescas están mezcladas sobre la dislocación de modo tal que el movimiento, más rápido al principio, de las partes de la dislocación con una muesca formadora de vacancias, crea sobre las partes con muescas formadoras de intersticiales, tensiones adicionales debido a la curvatura de la dislocación. Rápidamente se llega a un equilibrio en el cual los dos tipos de muescas se mueven a la misma velocidad. En segundo lugar, las muescas sobre la dislocación son formadas por intersección con el bosque de dislocaciones, mientras que a través de colisiones entre muescas de distintos signo durante los movimientos conservativos se producen aniquilamientos de las mismas. Para una cierta distancia de recorrido de la dislocación, se forma una concentración de muescas m de equilibrio, o sea que la distancia entre muescas resulta aproximadamente constante (*).

Por último, como hemos mencionado al final de I-4, es necesario considerar que, luego de haberse formado un defecto puntual por el movimiento de una muesca, ésta, antes de moverse lateralmente, queda ex-

(*) Si $\int_b$ es la densidad de dislocaciones del bosque y consideramos que se forman igual número de muescas de un tipo y de otro, la variación de la densidad de muescas con la distancia X recorrida es $dm/dx \approx \int_b - m^2$. Para $X \gg (\int_b)^{-1/2} = l_b$ (distancia media entre dislocaciones de bosque) la solución es $m \approx (\int_b)^{-1/2}$ ó $l_m \approx l_b$

puesta a volver hacia atrás debido a una fluctuación térmica negativa, anulándose así el salto realizado. Sin embargo, extendiendo un razonamiento debido a Seeger (26), es fácil ver que, al menos en pruebas de tensión no es necesario tener en cuenta la probabilidad de salto negativo, salvo para temperaturas muy cercanas a la temperatura crítica T_c . En la curva tensión de fluencia vs temperatura, esto produce una pequeña concavidad al llegar a T_c . La tensión de fluencia es:

$$\sigma_a = \sigma_i - \frac{\Delta F_f'}{b^2 l_m} - \frac{kT}{b^2 l_m} \ln \dot{\gamma}_c / \dot{\gamma} \quad \text{para } T < T_c \text{ y}$$

$$\sigma_a = \sigma_i \quad \text{para } T > T_c$$

donde, $\dot{\gamma}_c = N A b w = \Lambda_m^h / l_m \cdot (l_m b) b \cdot b l_m w_0$ (Λ_m^h = densidad de dislocaciones de hélice; $\Lambda_m^h \approx \frac{1}{2} \Lambda_m$) y $T_c = \frac{\Delta F_f'}{k \ln \dot{\gamma}_c / \dot{\gamma}}$

A temperaturas más elevadas, donde la movilidad y concentración de defectos puntuales es significativa, una vez que la muesca forma al defecto, éste puede separarse de ella por difusión. Con esta consideración, la energía de activación es, en este caso:

$$\Delta G \approx \Delta F_f + \Delta F_m - (\sigma_a - \sigma_i) l m b^2$$

donde ΔF_f y ΔF_m son las energías de formación y de movimiento del defecto en la matriz (la energía de unión con la muesca, en este caso, es compensada por estar incluida con signos opuestos en ambos términos). Antes de formular la velocidad de deformación debemos tener en cuenta ciertos factores. Notemos primeramente que, debido a la existencia de defectos puntuales en concentraciones significativas, el movimiento de una muesca puede realizarse no sólo por la formación de un defecto puntual y su posterior alejamiento por difusión, sino también por la absorción del defecto contrario. Si consideramos que la concentración de intersticiales es despreciable y su formación relativamente difícil, las muescas formadoras de intersticiales, preferirán moverse por la absorción de vacancias, mientras que las formadoras de vacancias por la emi-

sión del defecto. Por otro lado, es necesario considerar aquí las -- fluctuaciones negativas. La probabilidad de que, luego de formado el defecto, la muesca encuentre en un lugar vecino un defecto equivalente que pueda anular el salto es CZ , donde Z es el número de coordinación y C la concentración del defecto, (ésta última puede diferir de la de equilibrio térmico C_0 en la matriz) y la probabilidad de una fluctuación negativa es entonces $wZC \exp(-\Delta F_m/kT)$. Con estas consideraciones, la -- velocidad de movimiento de cada tipo de muesca es:

$$\begin{aligned} V_v &= V_v^+ - V_v^- \\ &= bw \exp(-(\Delta F_f - G^* V)/kT) \cdot Z \exp(-(\Delta F_m/kT)) - bwZC \exp(-(\Delta F_m/kT)) = \\ &= D/l_m \left[\exp G^* V/kT - C/C_0 \right] \\ V_i &= V_i^+ - V_i^- \end{aligned} \quad (27)$$

$$\begin{aligned} &= bwZC \exp(-(\Delta F_m/kT)) - bw \exp(-(\Delta F_f + G^* V)/kT) \cdot Z \exp(-(\Delta F_m/kT)) = \\ &= D/l_m \left[C/C_0 - \exp(-G^* V/kT) \right] \end{aligned}$$

donde V_v^+ y V_v^- son las velocidades de las muescas formadores de vacancias en el sentido positivo y en el negativo respectivamente; y $D = b^2 Z w_0 \exp(-(\Delta F_m + \Delta F_f)/kT)$, es el coeficiente de difusión del material, si la difusión es llevada a cabo por vacancias. En la expresión para V_i , vale la misma nomenclatura.

De la misma forma a lo considerado anteriormente para bajas temperaturas, las fuerzas sobre los dos tipos de muescas se reajustan, de forma tal que éstas se mueven con igual velocidad. Cualquiera de las ecuaciones 27 es utilizable entonces para la velocidad de la dislocación.

Considerando las muescas formadoras de vacancias, tenemos entonces dos procesos dependientes: emisión de vacancias y alejamiento de las mismas por difusión. La velocidad de deformación es controlada por el más lento de los procesos:

a) Si la difusión en la matriz es suficientemente rápida, la emisión de

vacancias es el proceso controlador de la velocidad de la dislocación. La difusión rápida en la matriz hace que la concentración de vacancias alrededor de la muesca se mantenga en equilibrio con la superficie externa, por lo cual $C/C_0 \approx 1$. Para temperaturas y tensiones tales que $\sigma^* b^2 l_m \gg kT$, la velocidad de deformación es, utilizando la primera de las ecuaciones 27.

$$\dot{\gamma} \approx A_m^{h/l_m} b^3 z w_0 \exp(-(\Delta F_d - \sigma^* b^2 l_m)/kT) \quad (28)$$

donde $\Delta F_d = \Delta F_m + \Delta F_b$ es la energía de activación para la difusión

b) Si las vacancias formadas por las muescas no pueden alejarse suficientemente rápido, su concentración cerca de las muescas crece. Estas últimas no pueden emitir más vacancias hasta que, por difusión, la sobresaturación de vacancias es removida. Necesariamente se produce un estado de equilibrio en el cual debe cumplirse $\nabla^2 C = \dot{q}$, donde $\dot{q}$ es la producción de vacancias por unidad de tiempo formadas por las muescas - ($\dot{q} \approx \dot{\gamma} b/l_m$). Hirsch (27), considera el problema, suponiendo que las vacancias producidas deben difundir a los límites de subgranos. Su resultado muestra que sólo el factor preexponencial en la ecuación 28 es modificado por un factor constante.

v) Trepado de dislocaciones

Ciertos obstáculos preexistentes en un cristal o creados durante la deformación plástica, significan un impedimento al movimiento de las dislocaciones, imposible de superar por medio de las fluctuaciones térmicas. Dichos obstáculos, han sido tenidos en cuenta implícitamente, -- hasta aquí, en el campo de tensiones de largo alcance G_i . Ejemplos comunes de estos tipos de obstáculo son los grupos de dislocaciones (apilamientos) creados por deformación plástica; barrera de Lomer-Cottrell, formadas por reacciones entre dislocaciones; grandes precipitados, etc.

A bajas temperaturas, la superación de dichos obstáculos, como ya hemos dichos, es sólo posible mediante tensiones aplicadas suficientemente altas. A temperaturas mayores que $T_p/2$ (T_p =temperatura absoluta de -

fusión), donde la difusión es significativa en el volumen del cristal, las dislocaciones de borde que están frenadas frente a estos obstáculos, pueden trepar absorbiendo o emitiendo defectos puntuales y superando de esta forma a los mismos. Notemos que el proceso elemental - por el cual se realiza la superación del obstáculo, no es ya el salto de la dislocación por encima del obstáculo sino el de absorber o emitir defectos puntuales. Vemos entonces que, por encima de $\approx T_p/2$ la tensión necesaria para deformar el cristal puede ser inferior a $\bar{\sigma}_i$ debido a la posibilidad de trepado de las dislocaciones de borde, figura 16.

En este punto es importante hacer notar que, en un cristal que se deforma, al menos parte del campo de tensiones de largo alcance proviene del agrupamiento de dislocaciones producido durante la deformación plástica. Dicho campo es creciente con la deformación plástica y responsable fundamental del endurecimiento por deformación (28). Sin embargo, debido al trepado de dislocaciones de borde, éste endurecimiento por deformación puede recuperarse durante la misma, más aún, si -- como veremos más adelante, el mismo campo creado ayuda al trepado de las dislocaciones. Se produce entonces un estado estacionario en el cual el endurecimiento por trabajado se compensa con la velocidad de recuperación. De esto se deduce que el material puede deformarse a tensión aplicada constante en una prueba de tracción o a velocidad de deformación constante en una prueba de fluencia (fluencia estacionaria), figura 17 (a) y (b) (*).

(*) Es importante aclarar aquí que el establecimiento de un estado estacionario es posible si las dislocaciones de tornillo, que también forman apilamientos frente a los obstáculos pueden, a las temperaturas en cuestión, superar a éstos con mayor facilidad que las dislocaciones de borde. El endurecimiento producido por estos apilamientos debe ser rápidamente recuperado mediante un mecanismo propio de dichas dislocaciones (ver deslizamiento cruzado).

Trataremos primero el problema del trepado de dislocaciones, considerando la velocidad del mismo y el proceso por el cual se produce: para luego discutir la velocidad de deformación del material.

Por razones energéticas, el proceso elemental de absorción o emisión de defectos puntuales, es realizado en muescas sobre la dislocación de borde, figura 18 (a) y no en lugares rectos del plano extra de la dislocación (b) (para dislocaciones no extendidas la diferencia de las energías puestas en juego en cada caso es del orden de - -

$$2 \Delta F_m \approx \frac{\mu b^3}{5})$$

Esto es especialmente importante si las dislocaciones son extendidas, pues en una muesca las dislocaciones parciales se encuentran unidas en una dislocación completa siendo entonces las muescas, fuentes o sumideros de vacancias efectivos. El problema del trepado de dislocaciones de borde se reduce entonces, al del movimiento de muescas a lo largo de la dislocación, producido por la absorción o emisión de defectos puntuales.--

El análisis del problema es similar al realizado para el movimiento de dislocaciones de hélice con muescas. En este caso, es necesario tener en cuenta que la fuerza que trabaja durante el trepado de una dislocación de borde proviene de aquélla componente del campo de tensiones que resulte en una fuerza de trepado F_t (*)

(*) Es fácil ver que la única componente del campo de tensiones que realiza trabajo durante el trepado de una dislocación de borde, es la de compresión (o expansión) aplicada al plano extra de la dislocación. O sea, que la fuerza de trepado debe ser proporcional a dicha componente solamente. Matemáticamente, si $\bar{\sigma}$ representa al tensor del campo de tensiones, alrededor de la dislocación, la fuerza total sobre la dislocación, está dada por la fórmula de Peach y Koehler (20):

$\vec{F} = (\bar{\sigma} \cdot \vec{b}) \times \vec{t}$, donde $\vec{t}$ es el versor tangente a la dislocación. La fuerza de trepado es entonces:

$$|F_t| = [(\bar{\sigma} \cdot \vec{b}) \times \vec{t}] \cdot \vec{n}$$

donde es $\vec{n}$ el versor normal al plano de deslizamiento. De esta fórmula se obtiene fácilmente: $|F_t| = \sigma_n b$.

donde σ_n es una compresión (o expansión) sobre el plano extra de la dislocación de borde (ver figura 18 (c)).

Resulta $F_t = \sigma_n b$, donde σ_n es una compresión elástica sobre el plano extra de la dislocación, figura 18 (c). Por otro lado, debemos considerar que las dislocaciones se encuentran frenadas frente a los obstáculos por un cierto tiempo por lo cual, dado que la temperatura es relativamente alta, la concentración de muescas sobre la dislocación puede ajustarse, en ciertos casos, al valor en equilibrio térmico, o sea $m = b^{-1} \exp(-(\Delta F_{fm}/kT))$. La velocidad de trepado V_t de las dislocaciones es $V_t = V_m \cdot m b$, donde V_m es la velocidad de movimiento de las muescas a lo largo de la dislocación. Análogamente al caso del movimiento de dislocaciones de hélice con muescas se obtiene para la velocidad de trepado:

$$v_t = D m \exp(\sigma_n b^3/kT - C/C_0) \quad (29)$$

Dado las temperaturas en consideración y las condiciones estacionarias bajo las cuales se realiza la deformación plástica, la concentración de vacancias C alrededor de la muesca debe estar en equilibrio con ella o con la superficie libre del cristal o sea, en todo caso, es mantenida en equilibrio térmico. En el caso de estar en equilibrio térmico con la superficie libre del cristal, qué ocurre cuando el proceso de difusión en volumen es mucho más rápido que el de absorción o emisión de vacancias en las muescas, resulta $C \approx C_0$ y para $\sigma_n b^3/kT \ll 1$, la ecuación 29 es:

$$v_t \approx D/kT \cdot \sigma_n b^3 \quad (30)$$

En este caso el trepado es controlado por la emisión o absorción de vacancias por ser éste el proceso más lento. La energía de activación es:

$$\Delta G = \Delta F_d + \Delta F_{fm} \quad (31)$$

Consideremos ahora el caso en el que la concentración de vacancias alrededor de las muescas, está en equilibrio con ellas. Esto significa que la fuerza "osmótica" sobre las muescas $\sigma_{osm} \cdot b = kT/b^2 \ln C/C_0$ proveniente del exceso de vacancias por encima de la concentración C_0

(30), es equilibrada por la fuerza de trepado $\bar{\sigma} n b$. Resulta entonces $\bar{\sigma} n b = kT/b^2 \ln C/C_0$, de donde la concentración de vacancias alrededor de las muescas resulta $C = C_0 \exp (\bar{\sigma} n b^3/kT)$. En la ecuación 29 el factor entre paréntesis se anula. Esto no quiere decir que la velocidad de trepado es nula; la velocidad de movimiento de la muesca es ahora controlada por el flujo de vacancias J que llega hasta ella. El proceso determinante de la velocidad de la muesca es difusión en la matriz. La velocidad de movimiento de la muesca es $v_m = Jb$. La concentración de vacancias C debe satisfacer $\nabla^2 C = 0$, con las condiciones de contorno:

$$\begin{aligned} C &= C_0 && \text{lejos de la muesca} \\ C &= C_0 \exp (\bar{\sigma} n b^3/kT) && \text{alrededor de la misma} \end{aligned} \quad (32)$$

aplicadas con la geometría particular a cada caso. Un caso sencillo es considerar a la muesca en el centro de una esfera, recibiendo el flujo de vacancias isotrópicamente de todas direcciones. La velocidad de trepado resulta (31).

$$v_t = 4\pi m D \left[\exp (\bar{\sigma} n b^3/kT) - 1 \right]$$

y para $\bar{\sigma} n b^3/kT \ll 1$ se reduce a:

$$v_t \approx 4\pi m D/kT \bar{\sigma} n b^3 \quad (33)$$

La energía de activación resulta:

$$\Delta G = \Delta F_d + \Delta F_f \quad (34)$$

Ahora bien, si además se considera que la dislocación es un tubo de sección $\approx b^2$, donde la difusión es más rápida que en la matriz, entonces la concentración de vacancias puede estar en equilibrio térmico con la muesca a lo largo de una cierta distancia l_d sobre la dislocación. El efecto de la difusión a lo largo de la dislocación es entonces aumentar la "sección eficaz" de la muesca. La velocidad de trepado es, en este caso (31):

$$v_t \approx l_d/b D m \left[\exp (\bar{\sigma} n b^3/kT) - 1 \right]$$

y para $\zeta \approx nb^3/kT \ll 1$

$$v_t \approx l_d/b D/kT \approx \zeta n b^3 \quad (35)$$

La longitud l_d resulta $l_d \approx b \exp(\Delta F_d - \Delta F_{d,dis})/2kT$, donde --

$\Delta F_{d,dis}$ es la energía de activación para la difusión vía dislocación (es: $\Delta F_{d,dis} \approx \Delta F_d/2$), de modo tal que la energía de activación para el trepado es:

$$(36) \quad \Delta G \approx \Delta F_d + \Delta F_{fm} - 1/4 \Delta F_d = \Delta F_{fm} + 3/4 \Delta F_d$$

Hasta aquí hemos considerado que, debido a que tomamos la concentración de muescas en equilibrio térmico, debemos incluir en la energía de activación, la energía de formación de una muesca. Sin embargo, esto no es general. Por ejemplo, si la energía de formación de muescas es relativamente pequeña (v.g. para metales fcc con energía de falla de apilamiento grande o para metales bcc), por encima de cierta temperatura T_g las muescas están tan cerca unas de otras, que el tiempo que una vacancia tarda en llegar hasta una dislocación de borde, es mucho mayor que el que luego necesita para encontrar allí una muesca. La energía de activación resulta entonces, ΔF_d a $T > T_g$

y $\Delta F_d + \Delta F_{fm}$ a $T < T_g$ (32). Ahora bien, si además se cumple $lm = l/m$

$l_d \approx b \exp(1/4 \Delta F_d)$, entonces las zonas de influencia de las muescas sobre la dislocación, se superponen para toda temperatura y la totalidad de la dislocación se convierte en una fuente o sumidero efectivo de vacancias. La energía de activación resulta, entonces, sólo la de difusión independientemente de la temperatura. Esto último es aplicable para metales fcc con dislocaciones muy poco extendidas o dislocaciones en metales bcc, pues se debe cumplir $\Delta F_{fm} \approx 1/4 \Delta F_d$ y teniendo en cuenta que $\Delta F_d \approx 2 \Delta F_f \approx 2.0.2. \mu b^3$ es $\Delta F_{fm} \mu b^3/10$, que es aproximadamente la energía de formación de una muesca en una dislocación no extendida (23).

En el extremo opuesto, o sea para energía de muesca elevada (dis-

locaciones muy extendidas), las dislocaciones de borde no adquieren la concentración de muescas en equilibrio térmico. Las muescas utilizadas para el trepado de las dislocaciones, son las formadas en intersecciones con las dislocaciones de la foresta durante el deslizamiento (33) o en lugares donde la dislocación presenta fuertes dobladuras, tal que la energía de formación de la muesca es suplida totalmente por la energía de línea extra acumulada en dichas dobladuras (31). La energía de activación es, entonces, sólo la de difusión.-

En lo que sigue, consideramos un modelo particular con el cual es posible calcular la velocidad de deformación.

Cualquiera sea el modelo adoptado, la velocidad de deformación puede escribirse:

$$\dot{\gamma} = N a b v_t / y$$

donde N es el número de dislocaciones de borde por unidad de volumen frenadas frente a obstáculos. A el área barrida por obstáculo, superado. y es la distancia que una dislocación debe trepar para superar el obstáculo y continuar su camino, o bien aniquilarse con dislocaciones de signo opuesto o desaparecer en límites de grano o de pequeño ángulo, dejando lugar a las dislocaciones que se mueven detrás. Con cualquiera de las expresiones para v_t la velocidad de deformación es:

$$\dot{\gamma} = \beta N A \frac{b m D}{y} \left[\exp(\sigma_n b^3 / kT) - 1 \right] \quad (37)$$

y para $\sigma_n b^3 / kT \ll 1$:

$$\dot{\gamma} \approx N A b^4 m D / kT \quad \sigma_n / y \quad (37')$$

donde β es una constante $\approx 4\pi$ que depende de la ecuación utilizada para v_t . Como veremos, a diferencia de los procesos térmicamente activados, vistos anteriormente, la dependencia de la velocidad de deformación con la tensión aplicada y por ende de la tensión de fluencia con la temperatura, proviene de factores estructurales más que de factores inherentes al proceso elemental por el cual se produce el trepado.

Dicha dependencia está determinada fundamentalmente por σ_n/y . Mott (34) fué el primero en hacer notar la importancia que tienen los apilamientos de dislocaciones en el proceso de trepado. A la cabeza de un apilamiento de n dislocaciones, la tensión aplicada es n veces superior, por lo que se tiene $\sigma_n \approx n \sigma_a$. A su vez, $n = 2L \sigma_a / \mu b$ (35), donde L es la longitud sobre la cual se encuentran apiladas las n dislocaciones, siendo entonces:

$$\sigma_n \approx 2L \sigma_a^2 / \mu b \quad (38)$$

Basado en esta idea Weertman (36) ha desarrollado un modelo de deformación plástica, controlada por el trepado de dislocaciones de borde. En este modelo las dislocaciones creadas en fuentes de Frank-Read, son frenadas por otras creadas en una fuente en un plano de deslizamiento paralelo, a una distancia y , Figura 19. Para que ambos grupos se obstaculicen efectivamente debe cumplirse:

$$\sigma_a \leq \mu b / (4N y) \quad (39)$$

en cuyo caso las dislocaciones deben trepas, aniquilándose mutuamente. Para tensiones superiores, las dislocaciones no se obstaculizan, pudiendo pasar por simple deslizamiento. En la ecuación 37, N es ahora la densidad de fuentes de Frank-Read y es claro que el encuentro de dos agrupamientos de dislocaciones como el visualizado se realiza si:

$$NL^2 y \approx 1 \quad (40)$$

La velocidad de deformación plástica, controlada por el trepado de dislocaciones de estos grupos, alcanza un estado estacionario cuando cada dislocación aniquilada es repuesta por una dislocación emitida en la fuente. Con las ecuaciones 37, 38, 39 y 40, la velocidad de deformación en estado estacionario resulta:

$$\dot{\gamma} = \text{cte.} \cdot D/kT \sigma_a^{4,5} \quad (41)$$

En los casos en que los apilamientos se producen contra barreras formadas por dislocaciones inmóviles (barreras de Lomer-Cottrell), y depende

de la tensión aplicada debido al campo de tensiones alrededor del obstáculo. La dependencia de la velocidad de deformación con la tensión aplicada resulta en este caso: σ_a^4 (37). Schoeck (33) ha hecho notar que para obstáculos sin campos de tensiones, como por ejemplo, precipitados incoherentes o bordes de grano, y no depende de la tensión aplicada obteniéndose entonces una dependencia del tipo: σ_a^2 . Sin embargo, si se tiene en cuenta que cuando la dislocación a la cabeza del apilamiento ha trepado una distancia $y = \mu b / n \sigma_a$, la dislocación que la sigue puede moverse hacia adelante, se obtiene nuevamente una dependencia del tipo: σ_a^4 . La distinción de estos casos, puede hacerse por medio de la energía de activación, pues en el caso de dislocaciones frenadas frente a bordes de grano, la energía de activación para el trepado es la de difusión a lo largo del borde de grano (33), o sea aproximadamente la mitad de la ^{de} difusión en el volumen del cristal. Lo mismo ocurre para precipitados cuyo límite con la matriz está formado por uniones relativamente débiles, resultando en una superficie de fácil difusión (34).

vi) Deslizamiento cruzado

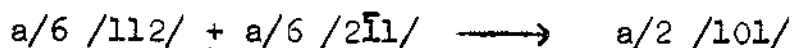
Hemos visto como a través del trepado de dislocaciones de borde se puede producir la recuperación dinámica de un metal deformado. Otro mecanismo por medio del cual también se produce la recuperación de un metal es el de deslizamiento cruzado de dislocaciones de tornillo.

El deslizamiento cruzado es realizado cuando una dislocación de hélice pasa del plano en el cual se desliza a otro plano que intersecciona a éste. Dicho plano debe cumplir, naturalmente, las condiciones de ser un plano de deslizamiento y de contener el vector de Burgers de la dislocación que cruza. Con este mecanismo, una dislocación de hélice frenada frente a un obstáculo, al cual no puede cortar, es capaz de superarlo por deslizamiento cruzado. Podemos decir que, para las dis-

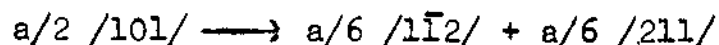
locaciones de hélice, el deslizamiento cruzado es lo que el trepado para las dislocaciones de borde.

Para que una dislocación extendida, como en los metales CC, pase a un nuevo plano de deslizamiento, mediante un proceso térmicamente activable, debe formarse en algún lugar de ella una constricción (5) - figura 20 (a), o deben unirse, ambas parciales, a lo largo de una cierta longitud crítica l_c , figura 20 (b), (38), para luego descomponerse en una dislocación extendida en el nuevo plano. Ambas proposiciones para el mecanismo térmicamente activado de deslizamiento cruzado, se basan en que es muy difícil que el proceso se realice pasando primeramente una de las dislocaciones parciales y luego la otra, como ha propuesto Fleischer (39) figura 20 (c). Esto se debe a que en la etapa intermedia donde se tienen una dislocación parcial en cada plano de deslizamiento queda formada, a lo largo de la intersección de ambos planos, una dislocación stair rod (40), que atrae fuertemente a la parcial que ya ha cruzado. La energía de activación para dicho proceso resulta entonces muy elevada (41).

Schoeck y Seeger (42) y luego Seeger, Berner y Wolf (43) y Wolf (41), han calculado la energía para el deslizamiento cruzado utilizando el modelo esquematizado en la figura 20 (b). En dicho modelo una dislocación de hélice extendida en las dislocaciones parciales, v.g. $a/6$ $112/$ y $a/6$ $2\bar{1}1/$, en el plano de deslizamiento $(11\bar{1})$, que debe cruzar al plano $(1\bar{1}\bar{1})$, necesita realizar la reacción de recombinación:



a lo largo de una distancia crítica l_c , para luego disociarse en el nuevo plano de deslizamiento mediante la reacción:



La primera reacción corresponde a la configuración de encilladura, que es mostrada en la figura 20 (b). Los cálculos realizados ponen de manifiesto la importancia que tiene la separación de ambas parciales de

la dislocación extendida. Dicha distancia es representable por el parámetro adimensional $\Gamma/\mu b$, (Γ = energía de la falla de apilamiento): el proceso es más difícil cuanto menor es dicho parámetro. Otro hecho importante, puesto de manifiesto, es que para $\Gamma/\mu b \leq 2 \cdot 10^{-2}$ el deslizamiento cruzado necesariamente debe realizarse a la cabeza de los apilamientos de dislocaciones de hélice. Aplicando la teoría del continuo de dislocaciones, Wolf (4) obtiene para la energía de activación para el deslizamiento cruzado:

$$\Delta G = - \frac{0,352 \mu b^3}{(1+n/900)(1+180 \Gamma/\mu b)} \ln \sigma_a/\sigma_{\overline{III}}$$

donde:

$$\sigma_{\overline{III}} = 2 \mu / n (0,056 - \Gamma/\mu b)$$

y n es el número de dislocaciones en el apilamiento.

Según Friedel (14) debe tenerse en cuenta que al formarse una combinación, ésta puede disociarse inmediatamente en el nuevo plano de deslizamiento. De esta forma el deslizamiento cruzado debe visualizarse como en la figura 20 (b): dos constricciones se forman, separándose lo suficiente como para que el arco de dislocación, ya en el nuevo plano, pueda desarrollarse bajo la tensión aplicada. La energía de activación es a lo sumo el doble de la energía de una constricción -

(27), o sea:

$$\Delta G \leq 2/15 \mu b^2 d (\ln d/b)^{\frac{1}{2}}$$

donde d es la distancia de separación entre ambas parciales que, obviamente, depende de la fuerza sobre la dislocación extendida. En este modelo, se prevé también la necesidad de concentraciones de tensiones como las existentes a la cabeza de los apilamientos de dislocaciones, de modo de reducir el valor de d, para que a temperaturas razonables, pueda producirse el deslizamiento cruzado.

Para igual tensión aplicada, el modelo propuesto por Friedel, -- necesita una energía de activación menor que el propuesto por Seeger y

colaboradores. Sin embargo, Seeger, Berner y Wolf (43), han hecho notar que, el camino de activación que debe seguir el proceso en este modelo, requiere movimientos de dislocaciones correlacionados y complejos, por lo cual el peso estadístico del proceso es relativamente pequeño, aunque su energía de activación es más baja.

Si bien por medio del deslizamiento cruzado de dislocaciones de hélice, se produce una recuperación del material, no se desarrolla en general, un estado estacionario en el cual el endurecimiento por trabajado es compensado totalmente por la recuperación. Esto es debido a que a las temperaturas a las cuales se produce el deslizamiento cruzado, las dislocaciones de borde no pueden trepar debido a que la difusión en el material no es suficiente. Esto hace que, mientras que los apilamientos de dislocaciones de hélice se relajan por deslizamiento cruzado, los de dislocaciones de borde, continúan endureciendo el cristal. Como hemos mencionado en la nota al pie de la página 32, por el contrario: a las temperaturas donde ocurre el trepado de dislocaciones de borde, los apilamientos de dislocaciones de hélice, se relajan inmediatamente por deslizamiento cruzado.-

A pesar de que cuando existe deslizamiento cruzado no es de esperar una fluencia en estado estacionario como en la figura 17 (b) • una tensión de fluencia que dependa de la deformación como en la figura 17 (a), el endurecimiento por trabajado, al comenzar el deslizamiento cruzado en un material que se deforma, es substancialmente menor a aquél existente antes de comenzado dicho proceso.

vii) Deslizamiento viscoso de dislocaciones

Decimos que el deslizamiento de una dislocación es de carácter viscoso, cuando la fuerza sobre la misma y su velocidad están relacionadas linealmente. Escribimos esto, poniendo:

$$B V = \sigma_a b \quad (42)$$

donde B es una constante que no depende de σ_a .

Es posible considerar varios mecanismos que llevan a una relación de este tipo. Estos son los mecanismos llamados de microcreep que veremos más adelante. La ecuación anterior, conduce a una relación lineal entre la velocidad de deformación y la tensión aplicada, siempre y cuando las dislocaciones se muevan en forma independiente unas de otras. Si las dislocaciones se mueven en grupos, como los formados entre una fuente que emite dislocaciones y un obstáculo al cual éstas deben superar, por ejemplo, por trepado, esto deja de ser válido.

Siguiendo a Weertman (44), consideremos que las dislocaciones emitidas por una fuente de Frank-Read deben deslizarse viscosamente a lo largo de la distancia L hasta encontrar un obstáculo al cual superan por trepado. Si el tiempo de trepado es despreciable frente al de deslizamiento entre la fuente y el obstáculo, la velocidad de deformación es controlada, entonces, por el deslizamiento de las dislocaciones por ser éste el proceso más lento. Sea N la densidad de grupos de n dislocaciones de borde cuyo largo promedio es S . La velocidad de deformación es:

$$\dot{\gamma} = \sum m b \bar{v} = N m S b \bar{v}$$

donde $\bar{v}$ es la velocidad media de las dislocaciones del grupo que resulta:

$$\bar{v} = 1/n \sum_i v_i = 1/nB \sum_i (\sigma_a b + f_i)$$

donde v_i es la velocidad de la i -ésima dislocación del grupo y f_i es la fuerza que sobre la misma ejercen las otras dislocaciones del mismo. Evidentemente $\sum_i f_i = 0$, pues ésta es la fuerza que el grupo ejerce sobre sí mismo. La velocidad de deformación resulta entonces:

$$\dot{\gamma} = 1/B NS b^2 n \sigma_a \quad (43)$$

El problema se reduce finalmente, al de conocer n en función de σ_a y la distancia L . Teniendo en cuenta que el estado estacionario se alcanza cuando una dislocación es creada en la fuente cada vez que la dislocación a la cabeza del grupo desaparece por trepado, Weertman encuentra:

$$n \approx \sigma_a L / \mu B \quad (44)$$

que naturalmente resulta menor que el valor que se obtiene en el caso estático (35) o sea cuando las fuerzas viscosas no actúan. Con la ecuación 44 y 43, la velocidad de deformación resulta:

$$\dot{\gamma} = 1/B N S b L \sigma_a^2$$

Por último, considerando que cada dislocación es parte de un bucle de longitud $S \approx 3L$ y que se cumplen las relaciones 39 y 40, Weertman obtiene:

$$\dot{\gamma} = \frac{2 \pi (1 - \nu)}{\mu^2 B} \sigma_a^3 \quad (45).$$

donde ν es el coeficiente de Poisson.

Esta ecuación es obtenida independientemente del mecanismo particular que da lugar al movimiento viscoso de la dislocación. Para cada mecanismo, debe evaluarse la constante B de la ecuación 42, para obtener por medio de la ecuación 45, la expresión correspondiente a la velocidad de deformación.

Los mecanismos de microcreep que dan lugar a un deslizamiento viscoso de dislocaciones, son:

- a) El mecanismo de Cottrell-Jaswon (45) (arrastre de atmósfera de Cottrell).
- b) El mecanismo de Zuzuki (46) (arrastre de atmósfera de Zuzuki)
- c) El mecanismo de Eshelby-Schoeck (47,48,49) (formación de atmósferas de Snoek alrededor de una dislocación móvil).
- d) El mecanismo de Fischer (50) (movimiento de una dislocación a través de una estructura de orden de corto alcance).

Veamos brevemente cada caso:

En los casos a) y b), una dislocación rodeada simétricamente por su atmósfera, al ponerse en movimiento se separa de la misma, mientras que por difusión, ésta trata de alcanzarla para disminuir así la energía. En estado estacionario, la dislocación se mueve arrastrando a la zaga a su atmósfera, por lo que recibe de ella una fuerza retardatriz.

En el caso (c), la atmósfera que se forma es distinta en su carácter a las de los casos a) y b). En efecto, en este caso el campo de tensiones de la dislocación, induce a su alrededor un ordenamiento local de los átomos de soluto o impurezas. Por ejemplo, átomos que crean distorsiones tetragonales en la matriz (v.g. intersticiales), dan lugar a este tipo de atmósfera llamada "atmósfera de Snoek" (51). Cuando la dislocación se mueve, los átomos de soluto o impurezas, que son alcanzados por ésta, se ordenan localmente mediante intercambios con los átomos vecinos. Salvo para velocidades muy pequeñas de la dislocación, para las cuales la atmósfera tiene tiempo suficiente de formarse completamente, el centro de la distribución ordenada queda rezagado respecto a la dislocación, produciendo sobre la misma una fuerza retardatriz.--

Este mecanismo, ha sido generalizado considerando el movimiento de una dislocación en un medio viscoelástico (49) que particularmente responde a la denominación de sólido lineal standart introducida por Zener (52).

En el caso d), una dislocación que se mueve a través de una estructura con orden de corto alcance, debe destruir el orden que existe a través del plano de deslizamiento. Es decir, las uniones entre átomos distintos (uniones correctas) a través del plano de deslizamiento, deben ser reemplazadas por uniones entre átomos iguales (uniones incorrectas). Dado que la fuerza sobre la dislocación es menor que la necesaria para romper dichas uniones, ésta se desplaza bajo la tensión aplicada empujando sobre ellas y aumentando de esta forma la distorsión elásticas a su alrededor. La difusión en el material, acude entonces para reducir esta energía, produciendo el desorden local necesario para que la dislocación avance.

Para cada mecanismo existe una tensión crítica σ_c por encima

de la cual la dislocación se mueve a velocidades tales que las atmósferas (casos (a)(b)(c)) no llegan a formarse sobre la dislocación. En el caso(d) la tensión crítica σ_c corresponde a aquella necesaria para mover la dislocación destruyendo las uniones correctas y produciendo por lo tanto una superficie de desorden sobre el plano de deslizamiento. Dicha tensión crítica ha sido evaluada para cada caso (53,54,49,48). La velocidad v_c de la dislocación para una tensión justo inferior a σ_c , es: $v_c \approx \sigma_c b/B$ y puede ser evaluada considerando que el tiempo que tarda la dislocación en moverse una distancia aproximadamente igual al tamaño R de la atmósfera, debe ser igual al que ésta tarda en formarse (47). Para el caso d) la velocidad debe ser tal que el tiempo en recorrer una distancia $\approx b$ es el que tarda un átomo elegido, en saltar a un lugar vecino próximo.-

Conociendo σ_c y v_c se evalúa B inmediatamente a través de $B = \sigma_c b/v_c$.

Para los casos (a), (b) y (d), Sellars y Quarrell (54) han computado dicha constante y evaluado con ella la velocidad de deformación plástica, ecuación 45. Para el caso d) esta constante ha sido evaluada por Eshelby (49) (ver también Weertman (55)).

I-7. EVALUACION EXPERIMENTAL DE ΔG Y DEL VOLUMEN DE ACTIVACION

Para la evaluación correcta de ΔG , a través de las cantidades medibles experimentalmente, es necesario tener en cuenta los principios termodinámicos y considerar ciertos supuestos sobre la naturaleza de los obstáculos.

De la ecuación 5, en la cual ponemos $\dot{\gamma}_0 = N_A b w_0 b/l$, obtenemos - por un cambio de temperatura:

$$Q = -k \left(\frac{\partial \ln \dot{\gamma}}{\partial 1/T} \right) \bar{\sigma}_a s; \text{ estructura} = \Delta G - \left(\frac{\partial \Delta G}{\partial 1/T} \right) \bar{\sigma}_a s; \text{ estructura} \quad (46)$$

Donde se ha considerado que el factor preexponencial $\dot{\gamma}_0$, no depende de la temperatura y por estructura constante queremos significar que las

fuentes de tensiones internas no han modificado su distribución durante el cambio de temperatura.-

Por el segundo principio de la termodinámica, se cumple la relación $\partial \Delta G / \partial T = -\Delta S$, donde ΔS es el cambio de entropía del proceso. Con esta relación encontramos que la ecuación 46 es:

$$Q = -k \partial \ln \gamma / \partial (1/T) \bar{G}_a^s;_{\text{estructura}} = \Delta G - T\Delta S = \Delta H \quad (47)$$

o sea que, experimentalmente, por un cambio de temperatura, obtenemos directamente el cambio de entalpía puesta en juego en el proceso. El mismo resultado es obtenido si en la ecuación 5 se separa ^{en} la exponencial el término que depende explícitamente de la temperatura y se considera el resto formando parte del factor preexponencial, escribiendo así:

$\gamma = (\gamma_0 \exp \Delta S/k) \cdot \exp -\Delta H/kT$. Por un cambio de temperatura nuevamente obtenemos ΔH , independientemente de que ΔH dependa de T , pues en ese caso ΔS depende también de la temperatura de acuerdo a la relación $\partial \Delta H / \partial T = -T \partial \Delta S / \partial T$, derivable igualmente del segundo principio.

Para obtener ΔG de un experimento, es necesario pues, conocer el cambio de entropía. Dicho cambio proviene de la modificación de los modos normales de vibración del sistema, cuando se lo lleva desde la configuración normal a la configuración de encilladura. Calcular el cambio de entropía a través de esta noción, resulta muy engorroso, pues es necesario conocer la ecuación diferencial de movimiento del sistema en la configuración de encilladura, para lo cual debemos tener un conocimiento detallado del obstáculo. Resulta más sencillo, para algunos casos, evaluar el cambio de entropía a través de la dependencia de ΔG con la temperatura. Dicha dependencia proviene del cambio de energía libre $\Delta F = \Delta F_s + \int_1^2 \Delta X$ con la temperatura. La dependencia que los distintos términos en ΔF tienen con la temperatura, a través de X_1 y X_2 (o sea de $\Delta X = X_2 - X_1$) no contribuyen a la derivada de $\Delta G -$

que se desea evaluar (7). Para ver esto basta realizar la derivada - considerando a ΔG como función de función (función de X_1 y X_2 y éstas de T) y tener en cuenta las definiciones de X_1 y X_2 , ecuación 9. Ahora bien, si es posible considerar a ΔF_s como una energía libre - debida a distorsiones elásticas, producidas durante el corte de obstáculo, entonces dicha cantidad es proporcional a módulo de corte y podemos escribir:

$$\partial \Delta F_s / \partial T = \Delta F_s / \mu \cdot \partial \mu / \partial T \quad (48)$$

Esto es válido, por ejemplo, en el proceso de intersección de dislocaciones, o en el proceso de movimiento de dislocaciones a través del campo de tensiones de inclusiones coherentes. En cambio no es válido cuando ΔF_s corresponde a la energía libre para crear superficies límites; dicha energía no es de carácter elástico y por lo tanto no es proporcional a μ . Un ejemplo es el corte de zonas de Guinier-Preston, ordenadas interiormente.

El campo de tensiones internas σ_i , eminentemente de carácter elástico, es proporcional al módulo de corte, por lo que podemos escribir finalmente, para el cambio de entropía:

$$- \Delta S = \partial \Delta G / \partial T = 1/\mu \cdot \partial \mu / \partial T \cdot \Delta F \quad (49)$$

De la ecuación 8 es $\Delta F = \Delta G - \sigma_a b l \Delta X$, por lo que reemplazando en la ecuación 49 y luego ΔS en la 47, y despejando ΔG , es (7):

$$\Delta G = \frac{Q - T(b l \Delta X) \sigma_a / \mu \cdot \partial \mu / \partial T}{1 - T/\mu \cdot \partial \mu / \partial T} \quad (50)$$

El volumen de activación, $V = b l \Delta X$ está definido termodinámicamente por:

$$\left(\partial \Delta G / \partial \sigma_a \right)_T = -V \quad (51)$$

De ésta y la ecuación para $\dot{\gamma}$, obtenemos, considerando que $\dot{\gamma}_0$ no depende de σ_a :

$$V = kT \left(\partial \ln \dot{\gamma} / \partial \sigma_a \right)_T; \text{ estructura} \quad (52)$$

que nos permite evaluar experimentalmente el volumen de activación.

Si dicho volumen depende a su vez de σ_a (dependencia que no impide una modificación de la estructura) como por ejemplo en la ecuación 16, di

cha dependencia no implica un término adicional σ_a . $\partial v / \partial \sigma_a$ en la ecuación 51, pues el mismo se cancela con un término proveniente de los restantes términos en ΔG , o sea $\partial (\Delta F_s + \sigma_i v) / \partial \sigma_a$.

En efecto, del segundo principio de la termodinámica, que para nuestro sistema es $T d \Delta S = d \Delta U - \sigma_a d v$ obtenemos: $\sigma_a \partial v / \partial \sigma_a \Big|_T = -T \partial \Delta S /$

$$\partial \sigma_a \Big|_T + \partial \Delta U / \partial \sigma_a \Big|_T = \partial (\Delta U - T \Delta S) / \partial \sigma_a \Big|_T = \partial (\Delta F_s + \sigma_i v) / \partial \sigma_a \Big|_T$$

Ahora bien, cuando el volumen de activación depende de σ_a debido a un cambio de estructura (dependencia de l con σ_a), ésto debe tenerse en cuenta con un término adicional y el valor obtenido experimentalmente debe ser corregido antes de utilizar la ecuación 50. Un ejemplo es el de dislocaciones moviéndose a través de obstáculos localizados con los cuales no existe una fuerza atractiva entre dislocación y obstáculo.

En ese caso, experimentalmente se obtiene $v_{exp} = 2/3 v$.

Conrad et al. (56) analizaron el problema de la energía de activación para la deformación plástica, obteniendo una ecuación parecida a la ecuación 50 obtenida por Schoeck, pero relacionando cantidades no obtenibles directamente por experimento. El error de estos autores proviene de haber considerado, erróneamente, a la cantidad termodinámica obtenible por la teoría como el cambio de entalpía ΔH del proceso.-

La evaluación experimental de dicha cantidad es considerada también erróneamente por dichos autores como: $\Delta H = -k \ln \dot{\gamma} / \partial l / T \sigma^*$. De esta ecuación no se puede obtener ninguna cantidad termodinámica, pues

$\sigma^* = \sigma_a - \sigma_i$ contiene a σ_i que es una variable interna del sistema que, como tal, se ajusta a la condición de mínimo de energía libre (57). En efecto, en virtud del principio de superposición y del teorema de Colanetti -que expresa la independencia entre las fuentes de tensiones internas y externas- el valor que adquiere dicho campo de tensiones en la superficie del cristal es nulo, siendo por lo tanto una variable interna del sistema. Sólo se debe considerar fijas, durante la eva

luación de una derivada, las posiciones de las fuentes de dicho campo de tensiones internas: La modificación de las posiciones de éstas, significa un cambio en la estructura, que si bien tiene lugar a lo largo de la deformación plástica, es prácticamente nula durante el proceso elemental que consideramos.

II Propiedades plásticas de aleaciones con orden de largo ó corto alcance.

II - 1 Generalidades

Cuando se mezclan dos componentes metálicos para formar una aleación, en general la mezcla no resulta en una distribución completamente al azar de ambos componentes. Este hecho es debido a la existencia de una energía de interacción no nula. Dicha energía de interacción, definida por:

$$E = 1/2(E_{AA} + E_{BB}) - E_{AB} \quad (53)$$

donde E_{AA} , E_{BB} y E_{AB} son las energías de unión ^{de} pares de átomos próximos AA, BB, y AB respectivamente, es de naturaleza diversa. Por ejemplo, puede deberse a diferencias en el tamaño entre los dos tipos de átomos de la aleación, interacción electrónica o interacción iónica.

La falta de azar en la distribución de átomos en la red, puede resultar en agrupaciones de átomos iguales o de átomos distintos, de acuerdo a que la energía de interacción sea positiva o negativa, respectivamente. El primer caso da lugar a la segregación (formación de zonas de Guinier-Preston o precipitados), mientras que el segundo orden de largo, o de corto alcance.

Es posible definir un parámetro a través del cual se mide experimentalmente el apartamiento respecto de la mezcla al azar existente en una aleación, (58), esto es:

$$\chi_i = 1 - P_{iAB} / 2X_A X_B \quad (54)$$

donde P_{iAB} es la probabilidad de encontrar un par de átomos AB perteneciente a una capa de vecinos i-ésimos uno del otro y X_A y X_B la fracción atómica de ambos componentes. El parámetro χ_i es medible por técnicas de rayos-X o difracción de neutrones (59).

Cuando el orden existente en una aleación da lugar a una superred (dos redes interpenetradas que definen lugares α y β de la superred), es

te es llamado orden de largo alcance. En ese caso, resulta conveniente definir el parámetro de orden de largo alcance por:

$$S = (P_A^\alpha - X_A) / (1 - X_A)$$

donde P_A^α es la probabilidad de encontrar un átomo A en los sitios α de la superred. Este parámetro es también medible por técnicas de rayos X. (59).

En una aleación con orden de largo alcance existen dominios ordenados separados por superficies límites (límites de antifase, LAF) donde se produce un cambio de fase en el ordenamiento de los átomos en la red. A través de dicho límite existen vínculos entre átomos iguales (vínculos incorrectos), siendo por lo tanto una superficie de desorden. Mediante tratamientos térmicos adecuados es posible obtener, para una aleación en su estado ordenado, distintos tamaños de dominio.

El orden de largo alcance, solo puede presentarse en una aleación, por debajo de una cierta temperatura crítica T_c , característica de dicha aleación. Por encima de ella, la superred no puede existir, perdiéndose por lo tanto la identificación de los sitios α y β de la red y la aleación solo puede contener entonces, orden de corto alcance. El orden de corto alcance también puede obtenerse a temperaturas menores que T_c , templando la aleación desde temperaturas mayores que esta.

II - 2 Propiedades plásticas.

Es un hecho largamente conocido, que el estado de orden en una aleación afecta notablemente las propiedades físicas de la misma (ver v.g. Elcock (60)). En particular, las propiedades plásticas de una aleación con orden de largo alcance, son notablemente diferentes de las de la misma aleación en su estado desordenado. El orden de corto alcance también modifica dichas propiedades aunque en menor magnitud.

La primera observación experimental que muestra las distintas propiedades plásticas entre una aleación en estado ordenado y en es-

tado desordenado (*) fue realizada por Sachs y Wert en el año 1931 (61) Muchos trabajos se han realizado, desde entonces, para tratar de entender las causas de estas diferencias. Varias revisiones de las observaciones experimentales y teorías sobre las propiedades plásticas de aleaciones con orden de largo y corto alcance, han sido publicadas ultimamente (62, 63, 64, 65, 66), por lo que, en lo que sigue, solo mencionaremos los hechos más salientes.-

(1) Orden de largo alcance. Bajas temperaturas.

De la comparación de las propiedades plásticas de aleaciones en estado ordenado, con las de la misma aleación en estado desordenado, a temperaturas donde la difusión en el material es exigua, pueden sacarse las siguientes conclusiones:

- (1) El límite elástico de una aleación en estado ordenado, puede ser mayor o menor que el de la aleación en estado desordenado, dependiendo fundamentalmente del tamaño de dominio de la aleación ordenada. (67; 68).
- (2) a) Al menos para policristales, el endurecimiento por trabajado es hasta un 100% superior para la aleación en estado ordenado que el de la aleación en estado desordenado (69).--
b) Dicha diferencia puede ser aumentada ordenando material previamente deformado en su estado desordenado (69).
- (3) La deformación en la aleación en el estado ordenado, se realiza en una forma homogénea, de manera parecida a la deformación en los metales puros, mientras que en el estado desordenado en una forma inhomogénea, estando la deformación rela-

(*) En lo que sigue, cuando hablamos de una aleación en su estado de orden, significamos que en la misma existe un orden de largo alcance, mientras que cuando hablamos de una aleación en su estado desordenado significamos que la misma ha sido templada desde temperaturas bien por encima de T_c , por lo cual puede contener orden de corto alcance.

gada, fundamentalmente, a bandas de deslizamiento. (69,70,71,72).

- (4) Aun en policristales, donde los distintos granos son inducidos a deformar en varios sistemas de deslizamiento, la deformación en la aleación en estado ordenado, se realiza con preferencia en un solo sistema (69,70,71), a diferencia de la aleación en su estado desordenado, ^{que} se deforma a través de varios sistemas de deslizamiento (69,70,71,72).

Cuando una dislocación se mueve en una aleación ordenada, debe crear a su paso una superficie a través de la cual existen vínculos - entre átomos vecinos iguales, o sea crea un LAF. En esas condiciones la tensión necesaria para mover dicha dislocación es $\sigma_a = \Gamma / b$, donde Γ es la energía superficial del LAF. Esta tensión es muy superior a las tensiones de fluencia encontradas en aleaciones ordenadas. Para explicar esto, Seitz y Koheler (73) inventaron las superdislocaciones: dos dislocaciones unidas por un LAF. De esta forma el LAF creado por la primera dislocación del par es borrado por el pasaje de la segunda. Las superdislocaciones han sido posteriormente observadas por microscopía electrónica (64).

La primera de las observaciones enumeradas, ha sido explicada por Cottrell (74) quien considera que las superdislocaciones, al cortar los LAF, ya existentes en la aleación, durante el deslizamiento, deben crear ciertas cantidades de los mismos para lo cual, es necesario gastar una energía adicional que debe ser suplida por la tensión aplicada. La dependencia del límite elástico con el tamaño de dominio, encontrada por Cottrell, está en buen acuerdo con las observaciones experimentales en Cu_3Au (67,68).

Flinn (75) ha sido el primero en tratar de explicar el fuerte endurecimiento por trabajado de las aleaciones policristalinas ordena-

das. Su teoría se basa en que la creación de LAF durante la deformación plástica, disminuye el tamaño de dominio produciendo, consecuentemente, un aumento de la tensión de fluencia con la deformación. En el apéndice A, analizamos más en detalle esta teoría, poniendo de manifiesto ciertas contradicciones de la misma con observaciones experimentales.

Otras teorías desarrolladas posteriormente para explicar el mismo hecho, son las de Kear (76), Davies y Stoloff (77); y Vidoz y Brown (78).

La dos primeras, postulan que las superdislocaciones emitidas por fuentes de Frank-Read, se ven rápidamente bloqueadas por la formación de dislocaciones sensiles. Estas son producidas por deslizamiento cruzado de los segmentos de hélice de los mismos bucles emitidos sobre los planos cúbicos. El deslizamiento cruzado es inducido por la disminución de la energía del LAF que sufre una superdislocación, cuya dislocación delantera realiza el deslizamiento cruzado sobre los planos cúbicos, de acuerdo a los cálculos de Flinn (75). Sin embargo como se desprende de la teoría de deslizamiento cruzado (ver I-6 (vi) si la dislocación delantera es extendida, es necesario que se forme un apilamiento de dislocaciones para posibilitar el deslizamiento cruzado de la dislocación a la cabeza del mismo. El obstáculo, sobre el cual se debe formar el apilamiento, es entonces el agente endurecedor y no el proceso de deslizamiento cruzado en sí (79).

La última de las teorías (78) propone que en las superdislocaciones se forman muescas (por intersecciones con las dislocaciones del bosque) que al moverse, acompañando a las superdislocaciones, dejan en su camino un tubo de LAF. La energía adicional requerida, debe ser suplida por la tensión aplicada y debido a la acumulación de muescas sobre las superdislocaciones a medida que avanza la deformación plástica, la tensión de fluencia aumenta con la deformación, contribuyendo fuerte

mente al endurecimiento por trabajado. Para explicar la magnitud del endurecimiento por trabajado en las aleaciones ordenadas, es solo necesaria una contribución relativamente pequeña de las dislocaciones del bosque. La teoría predice un fuerte endurecimiento latente (endurecimiento de las fuentes en planos secundarios) que permite explicar, también la última de las observaciones anotadas, como así también la observación anotada como (2) (b).

(ii) Orden de largo alcance. Altas temperaturas.

Para ciertas aleaciones (entre otras β -brass (80); FeCo (81); AgMg (82); Ni_3Al (83); Ni_3Nb (83)), la temperatura crítica de ordenamiento, es mayor que $T_{1/2}$ de forma tal que la aleación se encuentra en su estado ordenado a temperaturas a las cuales la difusión en la matriz de la aleación puede ayudar a la deformación plástica. En ese caso la difusión, además de posibilitar el trepado de dislocaciones de borde, elimina los LAF formados por el movimiento de las dislocaciones: El movimiento de las superdislocaciones arrastrando tubos de LAF formados por las muescas sobre las superdislocaciones (78), como así también el movimiento de dislocaciones formando LAF, debido a que las superdislocaciones de las cuales forman parte no contienen su LAF en el plano de deslizamiento (75), puede realizarse por medio de la difusión, en forma similar al movimiento de dislocaciones a través de una estructura con orden de corto alcance, discutida en I-6 (vii). Para tensiones no muy altas, el movimiento de las dislocaciones resulta de tipo viscoso por lo que es aplicable la teoría de Weertman (44). La energía de activación resulta naturalmente, la de difusión en el material ordenado (no es necesario tener en cuenta la energía para producir el desorden pues esta, está involucrada en la de difusión en el material en estado ordenado).

Al pasar a temperaturas mayores a T_c se observa, para todas las aleaciones investigadas, que la resistencia a la deformación plástica

disminuye bruscamente (63). Una de las causas para dicho cambio en la resistencia, reside en la energía de activación para la difusión que, en general, en el estado desordenado de la aleación es menor que en el ordenado. Sin embargo no todo el cambio en la resistencia es explicable de esta forma. Otras causas de tipo estructural, deben contribuir también a dicho cambio (84).

(iii) Orden de corto alcance.

Como ya hemos mencionado, a temperaturas mayores que la temperatura crítica de ordenamiento el orden en una aleación solo puede existir en la forma de orden de corto alcance. Dicho orden local en una aleación significa que el número de pares de átomos vecinos distintos, es mayor que el existente en una aleación donde ambos componentes están mezclados al azar.

La forma en la cual están distribuidos dichos pares de átomos, en el volumen de la aleación, no es exactamente conocida. Los mismos pueden estar agrupados formando: (a) zonas altamente ordenadas; (b) muy pequeños dominios de antifase altamente ordenados o (c) una distribución uniforme de los mismos (65). No es posible por el momento, por medio de las técnicas de rayos-X, distinguir entre los tres posibles agrupamientos y solo existen algunos indicios que favorecen el tipo de agrupamiento (a) y (b) (65). Quizá un estudio teórico de las propiedades plásticas que se deben encontrar para cada tipo de agrupación, permita distinguir experimentalmente por medio de dichas propiedades, cual de las tres estructuras existe en una aleación con orden de corto alcance. Evidentemente, esto solo es posible en aquellas aleaciones donde el orden de corto alcance controla la velocidad de deformación.

Fischer (50) fue el primero en considerar el efecto del orden de corto alcance sobre la deformación plástica a bajas temperaturas - (temperaturas a las cuales la difusión es exigua): En una solución só-

lida con orden de corto alcance, el movimiento de una dislocación debe producir sobre su plano de deslizamiento, una superficie de desorden. Si la energía libre por unidad de área de dicha superficie es Γ , la tensión necesaria para mover la dislocación es $\sigma_c = \Gamma / b$. Considerando solo vecinos proximos, Flinn (85) ha calculado Γ para una red CCC en función de el parametro de orden de corto alcance. La tensión necesaria para mover una dislocación en una aleación con orden de corto alcance es entonces (85):

$$\sigma_c = 16 \sqrt{2/3} X_a X_b \chi_1 E/a^3 \quad (55)$$

donde X_a y X_b son las fracciones atómicas de cada componente en la aleación, E la energía de intercambio, definida por la ecuación ⁵³ y a el parametro de red. El parametro de orden en esta ecuación, corresponde al orden existente en la aleación a la temperatura desde la cual se ha templado la misma. El endurecimiento de una aleación debido a este efecto, puede ser relativamente fuerte. Por ejemplo, para Cu_3Au templado desde 400°C , Flinn (85) obtiene con la ecuación anterior, utilizando el valor de χ medido y el de E calculado (86), $\sigma_c \approx 3,2 \text{ Kg/mm}^2$. El valor experimental es aproximadamente 5 Kg/mm^2 (67). Dichos valores comparados con la tensiones resultas críticas para Cu y Au puros: $0,1 \text{ Kg/mm}^2$, muestran la magnitud del efecto.

A altas temperaturas, donde la difusión ayuda a producir la superficie de desorden, sobre el plano de deslizamiento, la tensión necesaria para mover la dislocación es menor que σ_c . El movimiento de la dislocación se vuelve de tipo viscoso, como hemos discutido en I-6 (vii).

II-3. La aleación Ni_3Fe

(i) Características e investigaciones previas.

En el rango de composición entre 30 y 22% at. Fe el sistema Ni_3Fe presenta una transformación de orden desorden, con una temperatura crítica máxima para la aleación estequiométrica de 776°K (87,88 y 89). La superred correspondientes a las aleaciones en estado ordenado es similar a la de Cu_3Au (Li_2). La aleación en estado desordenado es CCC.

El ordenamiento de las aleaciones, dentro del rango de composición mencionado, es extremadamente lento, siendo necesarios tratamientos térmicos de al menos 70 hs. a 743°K (69), para desarrollar orden de largo alcance en la aleación estequiométrica (comparese con la aleación Cu_3Au para la cual es sólo necesario 1 hora a 625°K). Con recocidos de 100 horas a 753°K, se obtiene en esta aleación, tamaños de dominio de unos 30 Å, siendo necesarias más de 1.000 horas para obtener un tamaño de 100 Å (91).-

La naturaleza de la energía de ordenamiento en esta aleación no parece ser de carácter elástico, como lo sugiere el hecho de que ambos componentes de la aleación tienen casi el mismo tamaño (la diferencia es de ~1%). Esto se ve reflejado en la diferencia entre el parámetro de red de la aleación totalmente ordenada y la aleación templada desde altas temperaturas, que es de sólo 0,12% (88). Siendo ambos componentes de la aleación elementos de transición, la energía de ordenamiento puede provenir de la interacción de las capas d' (86). Esta interacción debe ser de corto alcance lo que puede explicar, quizá, la lentitud de la cinética de ordenamiento.-

Las condiciones de ordenamiento para aleaciones a ambos lados de la aleación estequiométrica, no son simétricas: mientras que es posible encontrar orden en aleaciones con algo menos de 70%at. Ni, las a-

aleaciones con un contenido de Ni mayor de 78-80%at. no presentan orden de largo alcance alguno, aun para recocidos muy largos (91).-

Un estudio de las propiedades plásticas de aleaciones policristalinas de Ni-Fe, con concentraciones alrededor de la estequiométrica, a temperatura ambiente, ha sido realizado por Vidoz et al. (69). En dicha investigación se realizaron mediciones por medio de una máquina de tracción y el énfasis del estudio fué puesto en el endurecimiento por trabajado de las aleaciones en estado ordenado y desordenado. Las propiedades plásticas de las aleaciones en estado ordenado, responden perfectamente a lo resumido en II-2 (1).-

A temperaturas por encima de la temperatura crítica, las aleaciones en el rango de composición mencionado, siguen en una fase gamma hasta la temperatura de fusión. A temperaturas mayores de 1.183°K el Ni y el Fe son completamente solubles uno en el otro en todo el rango de composición, formando una solución sólida casi ideal (92,93). El apartamiento de la solución sólida ideal a altas temperaturas, en el rango de composiciones alrededor de la composición estequiométrica, es posiblemente debido a la existencia de orden de corto alcance (94). El mismo, ha sido observado por Collins et al. por medio de difracción de neutrones para una aleación Ni-30%at. Fe templada desde 1.273°K (95). Considerando para la aleación estequiométrica la misma distribución de intensidades encontrada para la aleación mencionada, dichos autores han calculado el número de átomos de Fe, vecinos próximos a un átomo de Fe. Con dicho valor, se calcula un parámetro de orden de corto alcance para vecinos próximos de $\alpha, \approx -0,1$ (94).-

Como hemos mencionado en II-2 (ii) La existencia de orden de corto alcance modifica las propiedades plásticas de una aleación. Kornilov (96), ha investigado la resistencia a la fluencia de aleaciones de Ni-Fe en todo el rango de composición, a una temperatura de 923°K. Sus re

sultados muestran que la aleación estequiométrica Ni_3Fe , es la más resistente a la fluencia. Kornilov considera que esta resistencia es debida a la existencia de orden de corto alcance. Con referencia a esto, es interesante notar que, mientras es justificable considerar una aproximación quasi-química del orden de corto alcance a altas temperaturas para esta aleación pues, por un lado hay solubilidad sólida completa y por otro ambos componentes de la aleación son casi del mismo tamaño, dicha aproximación no predice un máximo de orden de corto alcance para una composición A_3B . Posiblemente un comportamiento que muestre máximos o mínimos en dicha composición, debido a la existencia de orden de corto alcance, pueda ser explicado considerando que el orden de corto alcance resulta en una formación de zonas altamente ordenadas, separadas por una matriz desordenada (94).-

Algunas características de la fluencia del Ni_3Fe fueron estudiadas por Suzuki y Yamamoto (97). Por medio de la técnica de la fluencia en estado estacionario (ver III-1), dichos autores midieron las energías de activación para la fluencia y la dependencia de la velocidad de fluencia con la tensión aplicada, hasta la temperatura crítica para la aleación en estado ordenado y hasta 891°K para la aleación en estado desordenado. Para ambos estados encuentran energías de activación de 46 y $49,5 \text{ Kcal/mol}$ respectivamente, independientes de la tensión aplicada. Estos autores interpretan sus resultados postulando que la velocidad de deformación está controlada por el trepado de dislocaciones. Sin embargo el exponente de la tensión aplicada encontrado para la aleación desordenada es de 3,1, por lo cual es más correcto interpretar los resultados en base al deslizamiento de dislocaciones (ver I-6 (vii)). Por otro lado Davies (98) ha objetado los resultados de estos autores mostrando experimentalmente, que al menos hasta 847°K la energía de activación no puede ser independiente de la tensión aplicada. Davies atribuye el error de dichos autores a que probablemente realizaron sus mediciones en algún

estado transitorio de la fluencia y no en el estacionario.-

(ii) La presente investigación.

En la presente investigación, medimos las energías y volúmenes de activación para la fluencia del Ni_3Fe , en estado ordenado y desordenado a temperaturas por encima de la temperatura ambiente. Se trata de evaluar fundamentalmente, por medio de estos datos el mecanismo que a nivel microscópico, controla la velocidad de fluencia en cada estado de la aleación.-

A temperaturas altas o sea por encima de la temperatura crítica de ordenamiento, es importante decidir si en la aleación estequiométrica - la velocidad de fluencia está controlada por el orden de corto alcance existente en la aleación. Para esto, se miden las energías de activación y la dependencia de la velocidad de fluencia con la tensión aplicada, - para la aleación estequiométrica y se comparan con los resultados obtenidos para una aleación en la cual, es de esperar que el orden de corto al cance no sea suficiente para controlar la deformación plástica. La alea ción elegida para esta comparación es Ni-20%at. Fe que está justo fuera del rango de composiciones donde existe una transformación de orden de- sorden.-

III.-

III-1. Técnicas experimentales.

(i) Entalpía de activación.

De la relación $\dot{\gamma} = \dot{\gamma}_0 \exp - \Delta G/kT$, surge inmediatamente, como habíamos visto en I-7 :

$$\Delta H = Q = -k \frac{\partial \ln \dot{\gamma}}{\partial 1/T} \quad G_a: \text{estructura}$$

El factor preexponencial ha sido considerado independiente de la temperatura, En ciertos casos sin embargo, contribuye a través de la dependencia de las constantes elásticas con la temperatura (99), siendo dicha contribución, en general, pequeña frente al valor de ΔH .

En la práctica, es necesario entonces, evaluar el cambio de velocidad de deformación producido por un cambio de temperatura. Si la velocidad de deformación es de tipo estacionario, como ocurre a altas temperaturas, es posible comparar velocidades de deformación a distintos tiempos y deformaciones, pues no se producen cambios estructurales que afecten la velocidad de deformación. Se pueden comparar entonces, velocidades de deformación a distintas temperaturas en forma no simultánea. La determinación de Q puede realizarse mediante un gráfico de $\ln \dot{\gamma}$ versus $1/kT$. Cada punto en este gráfico, es el resultado de la medición de $\dot{\gamma}$ a una dada temperatura, manteniendo la tensión aplicada constante para todos los puntos de un mismo gráfico. Equivalente a esto, resulta medir el tiempo necesario para obtener una dada deformación y graficar el logaritmo natural de este tiempo versus $1/kT$, determinando Q de la pendiente del gráfico.-

Ambas formas de medir Q son apropiadas a temperaturas suficientemente altas, donde no hay peligro de que exista un estado transitorio prolongado que resulta a veces, difícil de distinguir de un estado estacionario. Para los valores de entalpía de activación encontradas comúnmente a altas temperaturas y el rango de velocidades de deformación

que permite una máquina de fluencia, es posible medir con dicho método sobre un rango apreciable de temperaturas utilizando una sola probeta. En caso contrario, es necesario utilizar más de una probeta lo que en general produce una dispersión de puntos experimentales. Un inconveniente de estos dos métodos, radica en el hecho de que si la entalpía de activación no es constante en todo el rango de temperaturas, no se obtiene una recta en los gráficos y por lo tanto se reduce considerablemente la precisión del método. En particular si la entalpía de activación varía continuamente con la temperatura no es posible determinarla con un error razonable. A temperaturas no tan altas existe el peligro de tener un estado transitorio muy prolongado que no permite determinar con precisión, cuando empieza el estado estacionario. Es fácil ver que si la velocidad de deformación en función del tiempo de deformación, durante el transitorio, es del tipo $\dot{\gamma} = A/t^n$, debido a un error de apreciación de el comienzo del estado estacionario, se mide una entalpía de activación

$$\Delta H' \approx (1-n) \Delta H \text{ real.}$$

El método utilizado en este trabajo, es el de realizar cambios bruscos de temperatura, con los que se evalúa experimentalmente la derivada de la velocidad de deformación con respecto a la temperatura por el cociente incremental (100):

$$Q = -k \ln \dot{\gamma}_2 / \dot{\gamma}_1 \cdot T_2 \cdot T_1 \cdot 1/(T_2 - T_1)$$

donde $\dot{\gamma}_2$ y $\dot{\gamma}_1$, son las velocidades de deformación a las temperaturas T_2 y T_1 respectivamente. De esta forma se determina la entalpía de activación comparando velocidades de deformación a distintas temperaturas - en una forma simultánea. Para una dada probeta se pueden realizar cambios cíclicos de temperatura, entre dos valores prefijados, obteniéndose con todos los valores de Q medidos, un valor promedio y una desviación estándar como error de dicha cantidad. De esta forma es posible investigar, punto a punto el rango de temperaturas a estudiar, obteniéndose el espectro -

de entalpía de activación.-

(ii) Volúmen de activación.

Para obtener el volúmen de activación, es necesario realizar cambios bruscos de tensión. Con dicho cambio, se valúa el volúmen de activación por el cociente incremental:

$$V = -kT (\ln \dot{\gamma}_1 / \dot{\gamma}_2) / (\sigma_1 - \sigma_2)$$

donde $\dot{\gamma}_1$ y $\dot{\gamma}_2$ son las velocidades de deformación a las tensiones σ_1 y σ_2 respectivamente.-

A altas temperaturas el volúmen de activación, obtenible experimentalmente por un cambio brusco de tensión, no tiene un significado real. Esto es debido a que a estas temperaturas la dependencia de $\dot{\gamma}$ con σ depende más de factores estructurales que del proceso elemental que controla la velocidad de deformación. Dicha dependencia es en general del tipo $\dot{\gamma} \propto \sigma^a$. En este caso solo tiene sentido evaluar experimentalmente el exponente a de la tensión aplicada, correspondiente a la velocidad de deformación en estado estacionario. Para esto se deforma una probeta alternadamente a varias tensiones. Dichas tensiones son aplicadas al azar de forma tal que los puntos que se alinean en una recta en un gráfico $\ln \dot{\gamma}$ vs. $\ln \sigma$ corresponden a los que han sido tomados en estado estacionario. De la pendiente de dicho gráfico, se obtiene la constante a .-

Debemos notar aquí, que hasta el momento no hemos hecho distinción, en las ecuaciones anteriores, entre probetas monocristalinas y policristalinas. En las primeras las variables utilizadas son la tensión y la deformación de corte resuelta, σ y $\dot{\gamma}$, mientras que para las segundas solo es posible referirse a una tensión aplicada de tracción y a una deformación tensil, T y ϵ . En este último caso, todas las formulas anteriores son utilizables en su forma salvo un factor constante que tie-

ne en cuenta las distintas contribuciones de los sistemas que operan en los granos (ver v.g. 102). Para la evaluación de la entalpía de activación dicho factor no interviene en el cálculo, pues se cancela al tomar la derivada logarítmica de la velocidad de deformación tensil. En cambio, en la evaluación del volumen de activación, por medio de un cambio brusco de la tensión de tracción aplicada, debe tenerse en cuenta. Resulta en consecuencia, que el volumen de activación real es aproximadamente el doble del medido.-

III-2. EQUIPO EXPERIMENTAL

(1) Material utilizado. Las probetas.

Para hacer las probetas utilizadas en la presente investigación, hemos partido de chapas laminadas a 1 mm. de espesor. Las aleaciones utilizadas en la investigación realizada a altas temperaturas, fueron hechas por sinterizado de polvos de Ni y Fe de alta pureza, por la Mond Nickel Co. Un análisis espectrográfico de las aleaciones detecta las siguientes impurezas: $\text{Ca} < 10^{-4}\%$; $\text{Cu} < 10^{-4}\%$; $\text{Mg} < 10^{-4}\%$; $\text{Si} = 10^{-4}\%$; $\text{Na} = 10^{-4}\%$. Un análisis químico determinó que las composiciones de las dos aleaciones son: 75% at. Ni- 25%at. Fe y 80%at. Ni- 20%at. Fe, dentro del 0,01%. En lo que sigue estas aleaciones son llamadas aleación 1 y aleación 2 respectivamente.-

La aleación utilizada en la investigación realizada a temperaturas por encima de la temperatura ambiente, fué hecha por fundición en vacío de Ni y Fe electrolítico, por la Wilbur B. Driver Co. Un análisis de la aleación muestra las siguientes impurezas: $\text{Mn} \approx 0,11\%$; $\text{Al} \approx 0,042\%$; $\text{C} < 0,019\%$. Por análisis químico se determinó que la aleación tiene una composición: 72%at. Ni- 27,58% at. Fe. Aunque esta aleación no tiene una composición idéntica a la aleación 1, debido a sus características similares, en lo que sigue, también es llamada aleación 1.-

La fig. 22 muestra un esquema de las probetas utilizadas a temperaturas por encima de la temperatura ambiente (a) y a altas temperaturas (b). Ambos tipos de probetas son hechas por fresado de las chapas, siendo la uniformidad y espesor del largo de deformación mejor que 0,02 mm., de forma tal que la uniformidad del área de la sección es mejor que el 3%.-

(ii) Recocidos.

Una vez fresadas las probetas son pulidas primero mecánicamente y luego electrolíticamente en una mezcla de ácido acético y perclórico. Luego del pulido, las probetas son recocidas bajo un vacío dinámico de 10^{-5} mm. de Hg. por 2 horas a 1173°K. Las probetas para altas temperaturas, luego del recocido son templadas sumergiendo en agua, el tubo de cuarzo dentro del cual son recocidas. Estas probetas no necesitan de un templado rápido, debido a que las temperaturas, a las que posteriormente se deforman, son suficientemente altas como para que el material adquiera rápidamente un estado de equilibrio térmico. Las probetas utilizadas por encima de la temperatura ambiente, son en cambio, templadas rápidamente en aceite de silicona. La fig. 23 muestra un esquema del horno construido para realizar los templados y recocidos. Este consta de un sistema de vacío formado por una bomba mecánica y la bomba difusora. El sistema de vacío está directamente conectado con un tubo de cuarzo. Las probetas, van colocadas en el fondo del tubo o colgadas de un fusible de acuerdo a que se templen en agua dentro del tubo de cuarzo o directamente en aceite de siliconas respectivamente. En este último caso, el aceite es colocado en el fondo del tubo, en forma tal que las probetas se templan con sólo cortar el fusible que las sostiene. El horno, mostrado en forma punteada, permite colocar dentro de él el tubo de cuarzo, quedando las probetas ubicadas en su centro. El mismo es con

trolado por un controlador Weeleo Capacitrol. El sistema eléctrico utilizado, es similar al usado en el horno de la máquina de fluencia que describimos más adelante, fig. 26.-

Luego de realizados los recocidos y templadas las probetas, estas son atacadas con nital. Por medio de un microscopio, es posible observar así los bordes de grano y determinar el tamaño de los mismos. El tamaño promedio medido para las probetas es de 0,04 mm. para la aleación 1 y de 0,07 mm. para las restantes.-

El recocido para ordenar las probetas utilizadas a temperaturas por encima de la temperatura ambiente, es realizado en el mismo horno de vacío. Estos recocidos son realizados a 753°K durante 120 horas.-

(iii) Equipo experimental para realizar las mediciones.

Para poner en práctica la técnica experimental deseada, es necesario reunir en el equipo experimental una serie de requisitos tales que minimicen los errores de medición. Como veremos, tales requisitos son a veces opuestos debiendo optarse, por soluciones de compromiso. En lo que sigue, se describe el equipo experimental diseñado y construido.-

a) Máquina de fluencia.

Para realizar la deformación plástica se utiliza una máquina de fluencia tipo balanza, con apoyo de cuchillas. Esquemáticamente la máquina es mostrada en la fig. 24. Consta de: un brazo de palanca (B) con cuchillas de apoyo a ambos lados (C_1) y cuchillas de las cuales cuelgan la carga aplicada (C_2 y C_3) y la mordaza superior (D) que toma la probeta (S). La parte inferior de la probeta es tomada por otra mordaza que se hace firme en la pieza (N) que soporta el brazo de palanca a través de las barras (P). El tipo de máquina es denominada a carga constante, a diferencia de las máquinas de fluencia a tensión constante; estas

últimas están diseñadas para reducir el brazo de palanca durante la de formación plástica y corregir, de esta forma, el aumento de tensión provocado por la disminución de la sección de la probeta debido a la deformación.-

b) Medidor de desplazamientos.

Para medir los desplazamientos provocados por la deformación plástica, se emplea un transformador diferencial o transductor. El equipo de alimentación del transductor fue diseñado y construido en los laboratorios de electrónica del Instituto de Física .-

Brevemente: el cabezal o transductor consta de dos ramas inductivas que forman parte de un puente. Dicho puente está excitado por un oscilador de 1.000 cic/seg.. Un vástago de ferrita capta mecánicamente el desplazamiento producido por la deformación plástica y provoca el desbalance del puente al modificar las inductancias de sus ramas.-

Dicho desbalance se aplica a un amplificador; la señal amplificada y detectada, es captada por un registrador $x-t$ que grafica entonces, - la elongación en función del tiempo.-

Previo a efectuar las deformaciones, el cabezal se calibra. Para ello, se monta en un dispositivo mostrado en la fig.25. A la izquierda se ve el transductor que apoya su vástago en la punta de un micrometro: los desplazamientos provocados por el movimiento del micrometro son registrados y de esta forma es posible conocer la correspondencia entre los registros y el desplazamiento real. En el rango más sensible de trabajo, la sensibilidad es de $1,13 \cdot 10^{-4}$ mm. de desplazamiento real, por mm. en la carta del registrador. Las otras escalas utilizadas guardan con esta una relación constante de 1/2,5 y 1/5. El desplazamiento máximo - permitido por el medidor de desplazamientos es de $6 \cdot 10^{-2}$ mm. Para mayores valores, se pierde la linealidad entre el desplazamiento y la señal de salida del medidor. Es necesario, por ello, contar con un dispositivo

que permita volver a 0 la posición del vástago del transductor, para mantenerlo dentro del rango de linealidad. Esto se consigue sencillamente, apoyando la punta del vástago sobre un tornillo de paso fino.-

Para las mediciones son utilizados dos registradores: uno para registrar los desplazamientos y otro para las temperaturas. Para los desplazamientos se utiliza un registrador Renca con una escala de 0-5 mv., La velocidad máxima de la carta del registrador es de 72"/hora y la mínima un factor 10 menor. El cambio de velocidad de la carta es realizado por el movimiento de una palanca, lo que permite cambiar las escalas de velocidades de elongación, durante las mediciones, en una forma rápida.-

c) Sistema calefactor.

Para calentar la probeta, se utilizaron dos métodos distintos, los cuales fueron desarrollados, basados en las posibilidades prácticas en cada caso y sobre todo, en los requerimientos experimentales que implican las distintas formas de deformación plástica existentes en los distintos rangos de temperatura .-

c₁) Altas temperaturas.

Como habíamos visto en III-1, a altas temperaturas la deformación plástica se realiza, por lo general, en estado estacionario; el estado transitorio no existe o es muy corto; esto es mostrado en la fig. 27 para la aleación 1 a 900°K. La velocidad de deformación es entonces constante en el tiempo para tensión y temperaturas dadas. Para evaluar la energía de activación para la deformación plástica, es necesario conocer las velocidades de deformación a dos temperaturas próximas y evaluar entonces el cociente de incrementos de las variables. Siendo la velocidad de deformación constante en el tiempo, la extrapolación de velocidades de deformación, a través del lapso del tiempo durante el cual se realiza el cambio de temperatura es trivial: no es

necesario, entonces, diseñar un sistema para producir cambios de temperaturas extremadamente rápidos. Teniendo en cuenta además, que el rango de temperaturas en que se trabaja ($T > 870^{\circ}\text{K}$) lo más práctico es utilizar un horno eléctrico. El mismo consta de un tubo cerámico de 4 cm. de diametro por 28 cm. de largo, sobre el cual se ha bobinado el alambre que hace de calefactor. Dicho calefactor está formado por tres resistencias R_1 ; R_2 y R_3 en serie, con salidas que permiten conectar en paralelo, con cada una de ellas resistencias adicionales. Las resistencias en paralelos con cada una de las componentes del calefactor, tienen por finalidad poder controlar desde el exterior del horno, en forma independiente, la corriente que circula por cada una de las resistencias calefactoras y de este modo asegurar la uniformidad de temperatura sobre la probeta.-

Para medir la uniformidad de temperaturas sobre la probeta, se utilizan tres termocuplas adosadas a lo largo de la sección de deformación de la misma, ajustando las resistencias exteriores hasta obtener para cada temperatura, diferencias menores de $1,5^{\circ}\text{K}$.-

La fig. 26 muestra un esquema del circuito de alimentación del horno. Para poder ajustar la potencia de régimen para cada temperatura, esta es suministrada a través de un transformador variable. En serie con las resistencias del horno, existe un relay (A) que es accionado por un controlador de temperatura Ether Transistrol. Dicho controlador es del tipo de corte. Por medio de este tipo de controlador, la potencia es entregada al horno en forma intermitente por medio de la acción del relay. El tiempo de circulación de corriente (relay cerrado) es dictado por un galvanometro comandado por una termocupla de control, al accionar, de alguna forma, un circuito disparador del relay. En el caso del controlador en cuestión, el circuito disparador es accionado por la aguja del galvanometro al cortar el haz de luz, que una lamparilla arroja sobre un foto-transistor que forma parte del circui

to disparador del relay. Se produce de esta forma, un ciclado térmico de amplitud y período determinados por la inercia térmica y geometría del horno. Para minimizar la amplitud del ciclo térmico, la termocupa que comanda al galvanometro (T/C) es colocada lo más cerca posible de la resistencia calefactora, de forma tal, de reducir el tiempo de retardo entre la aparición de una fluctuación de potencia en el calefactor y el consiguiente cambio de temperatura captado por la termocupa. Además, se coloca en paralelo con el relay una resistencia variable (R), tal que al abrirse el relay la potencia no es reducida a 0, sino a un cierto valor determinado por ella. Esto hace que, para cada temperatura, sea posible ajustar la potencia máxima (relay cerrado) por medio del transformador variable y la mínima (relay abierto) por medio de la resistencia (R). Dichas potencias deben ser un 10 al 15% mayor y menor, respectivamente, que la potencia de equilibrio, o sea aquella potencia con la que se llega exactamente a la temperatura deseada. La estabilidad térmica obtenida de esta forma es de $\pm 1,5^\circ\text{K}$.

Los cambios de temperaturas son logrados dando una cierta sobrepotencia o cortando completamente la alimentación y a la vez insuflando aire dentro del horno, para cambios en aumento y en disminución de temperaturas respectivamente. En ambos casos, el indicador de temperatura del controlador es corrido a la indicación de la nueva temperatura requerida. Se considera que el cambio de temperaturas ha finalizado, no cuando la temperatura se estabiliza en el nuevo valor, sino cuando la expansión térmica de todo el sistema, observada a través del medidor de desplazamientos, finaliza. Esto es calibrado midiendo sin deformación plástica, de forma tal que la deformación evidenciada es debida exclusivamente a la expansión térmica provocada por el cambio de temperaturas. Para que el tiempo de duración del cambio de temperaturas

no sea excesivamente largo, la deformación plástica es medida por el transductor (T) fig. 24, que va tomado de una barra de acero inoxidable que apoya en la mordaza inferior. La punta del transductor apoya a su vez en un tornillo de paso fino directamente encima de la mordaza superior. De esta manera la barra de acero inoxidable compensa, en parte, la expansión térmica de la mordaza y probeta. Cambios de temperaturas de 15°K son realizados en aproximadamente 9 minutos. Esto quiere decir que, cuando se realizan cambios de temperaturas durante la deformación plástica, para evaluar la energía de activación, ningún valor de deformación, dentro de este lapso de tiempo, es tomada en cuenta.

c₂) Temperaturas por encima de la temperatura ambiente.

A temperaturas inferiores a $T_f/2$, en general, la velocidad de deformación no es constante en el tiempo desde el comienzo de la deformación, sino que para alcanzar el estado estacionario es necesario un tiempo relativamente largo y deformaciones grandes; en casos, el estado estacionario no se logra nunca, sino que la deformación plástica muere luego de un cierto tiempo a través de un estado estacionario. En la fig. 27 se muestra una curva típica, medida a 353°K en la aleación 1 desordenada.-

Esto nos lleva a considerar un hecho importante en la medición de las energías de activación para la deformación plástica: la extrapolación de velocidades de deformación, a través de lapso durante el cual se realiza el cambio de temperatura, deja de ser trivial, para convertirse en una de las mayores fuentes de error. Es necesario, por lo tanto, obtener cambios de temperaturas en el menor tiempo posible. Para ello, el calentamiento de la probeta debe ser provisto por un sistema de muy baja inercia térmica. Sin embargo, también se requiere que la estabilidad térmica se mantenga dentro de cierto límites, lo cual es una condición en cierta forma, opuesta a la anterior. Es me-

cesario entonces desvincular, de alguna manera, la estabilidad térmica de la inersia térmica. Un requerimiento más, que como veremos también se opone al primero, es la uniformidad de temperaturas en la probeta.-

Considerando que, para realizar una buena extrapolación, a través del lapso de deformación durante el cual se realiza el cambio de temperatura, es necesario contar con una curva que se prolongue por lo menos, durante una deformación cuatro veces mayor a dicho lapso, es posible estimar, en base a experiencias previas, que un cambio de temperatura de aproximadamente 15°K debe realizarse en menos de 60 seg. Por otro lado, la estabilidad y uniformidad de temperatura en la probeta, deben ser de $\pm \frac{1}{2}^{\circ}\text{K}$, para acotar el error de medición dentro del 5%.-

Pasamos ahora a describir el sistema desarrollado para cumplir con estos requerimientos.-

El sistema es mostrado en la fig. 28. La probeta (S), situada en la caja (A), es calentada por aire precalentado provisto por el soplador (B). Tres calefactores de alambre (H), ubicados en la caja de acero inoxidable (C) a través de la cual pasa el aire, proveen el calor necesario. Dos pequeñas hélices (V), accionadas por un motor de velocidad variable (M) a través de ejes montados sobre rulemanes, son utilizadas para mezclar el aire precalentado. Para minimizar la masa de material a ser calentada las mordazas (D) son colocadas fuera de la caja, de forma tal que el flujo de aire solo golpea a la probeta. Esto es mostrado esquemáticamente en la fig. 29. Si bien esto contribuye a la baja inercia del sistema, malogra la uniformidad de temperatura sobre la probeta, debido a que la velocidad del aire cerca de las paredes superior e inferior de la caja, es menor que en la parte media por lo cual, la cantidad de calor suministrada a las partes respectivas de la probeta es distinta, obteniendose temperaturas mayores en el centro de la misma. Las pérdidas de calor por conducción a través

de ambas puntas de la probeta no influyen apreciablemente, como lo demuestra el resolver teóricamente, el problema de distribución de temperatura en la probeta, considerando un frente de aire de temperatura y velocidad uniformes. La uniformidad requerida es conseguida entonces, colocando dos pequeños baffles (Q1 y Q2) que desvían el aire en su recorrido y aumentan los caudales en ambas puntas.-

El sistema descrito hasta ahora, cumple con los requerimientos de uniformidad de temperatura y baja inercia térmica; esta última aunque permite la realización de cambios rápidos de temperatura no asegura, sino por el contrario, hace peligrar la estabilidad térmica y el control del cambio de temperatura.-

La estabilidad térmica y el control de cambio de temperatura, debe realizarse a través de un controlador de temperatura apropiado. Para nuestros fines, quedan descartados los controladores de tipo de corte, por cuanto, debido a la baja inercia del sistema, la temperatura en la probeta resultaría cíclica en el tiempo, de acuerdo al suministro de potencia que solo puede ajustarse a dos niveles.-

Es necesario entonces, recurrir a un controlador de tipo proporcional. Este tipo de controlador es capaz de ajustar en una forma continua, la potencia suministrada a los calefactores de acuerdo al apartamiento de la temperatura respecto del valor establecido para la regulación. A continuación describimos el controlador desarrollado y construido.-

Todo controlador de temperatura, cualquiera sea su tipo, consta de un regulador de la potencia suministrada al calefactor y de un detector de la temperatura. Este último, mediante una señal adecuada comanda el regulador de acuerdo a la comparación realizada entre la temperatura detectada y la temperatura de regulación establecida. Veamos primeramente el regulador de potencia.-

Este está basado en un circuito electrónico SCR (Silicon Controlled Rectifier) mostrado en la fig. 30. Dicho circuito consta de un puente rectificador; un diodo Zener de potencia; un circuito R-C detector; y un SCR que es disparado por un transistor de unión (U-J) y alimentado por un puente de diodo de potencia. La operación del circuito es la siguiente:

Analizamos el circuito partiendo del detector R-C. La onda cuadrada generada en el punto A por la fuente de alimentación, produce la descarga del capacitor C a través de la resistencia R. Cuando la carga del capacitor llega a un cierto voltaje crítico, el U-J se dispara descargándose el capacitor C. El disparo del U-J produce pulsos de tensión sobre la compuerta del SCR, punto B, que lo disparan. El SCR conduce durante el tiempo en que la tensión aplicada a su ánodo es positiva, independientemente de las condiciones posteriores en su compuerta. Cuando la tensión en D se anula o se hace negativa, el SCR deja de conducir y es necesario, para renovar el estado de conducción, dispararlo nuevamente mediante un nuevo pulso en su compuerta, cuando la tensión en el ánodo es positiva. Dado que la tensión en A y en el ánodo del SCR están en fase, esto se realiza ciclo a ciclo, produciéndose sobre la carga una corriente pulsante positiva controlada en el ángulo inicial de conducción. De lo dicho se deduce que la potencia entregada a la carga, es controlada a través del ángulo de conducción del SCR, por la constante de tiempo de carga del circuito detector R-C.-

Veamos ahora el detector de temperatura. La rama resistiva del circuito detector R-C, es fuertemente dependiente de la temperatura y por lo tanto es capaz de introducir, al control de potencia, una señal que es función de la temperatura. La gran sensibilidad y baja inercia térmica de la resistencia R, se consigue de la siguiente manera: como resistencia R se utiliza una resistencia sensible a la luz (LDR) (Light

Dependent Resistor) ubicado bajo la luz de un pequeña foco, que es o limada por una pequeña ranura. La dependencia con la temperatura de esta resistencia, es conseguida mediante la sombra que proyecta sobre el LDR la aguja indicadora de un galvanometro utilizado como detector de cero. Este galvanometro capta cualquier diferencia entre la señal de una termocupla y la de una fuente electromotriz de referencia, colocada en oposici3n a esta. Las fluctuaciones de temperaturas son captadas por el galvanometro, produciendose un cambio en la sombra proyectada por su aguja sobre el LDR. La resistencia de esta 3ltima cambia conseqüentemente de valor, modificando la constante de tiempo del circuito R-C y por ende la potencia suministrada al calefactor.-

El galvanometro utilizado, es de 2mV. Fondo de escala con una extensi3n de escala de unos 10 cms. La resistencia interna de galvanometro es de 6 ohm. En paralelo con ella se coloca una resistencia variable de 10 ohm para poder modificar la sensibilidad y amortiguamiento del galvanometro. La resistencia interna del LDR es de 10 Mohm, en plena oscuridad y entre 75 y 100 ohm con una iluminaci3n de 1.000 Lux.-

La fuerza electromotriz de referencia, opuesta a la se3al de la termocupla es producida por un circuito divisor simple, alimentado por una de las celdas de 2 Volts de una bater3a de 6 V., 90 Amper/hora, que le confiere su estabilidad. La resistencia variable que selecciona la fuerza electromotriz y por ende el selector de temperaturas, es un potenciómetro Helipot de 25 ohm con un dial de 10 vueltas y 100 divisiones por vuelta, que permite una adecuada selecci3n de las temperaturas de trabajo.-

No solo la estabilidad de temperaturas sino tambi3n los cambios de temperaturas son conseguibles mediante este dispositivo. Consideremos, por ejemplo, un cambio positivo de temperaturas. Para lograrlo, la --

fuerza electromotriz opuesta a la termocupla, es incrementada por medio del Helipot. La señal recibida por el galvanometro, mueve la aguja del mismo de forma tal de permitir una iluminación completa de la ranura sobre el LDR. Esto hace que el SCR conduzca a través de todo el ciclo, entregando entonces, la potencia total sobre los calefactores. Consecuentemente la temperatura de la probeta aumenta rapidamente; tan pronto como la nueva temperatura de equilibrio está cercana, o sea que la nueva tensión de referencia es alcanzada en su valor por la termocupla, la luz sobre el LDR se reduce paulatinamente, hasta que la potencia suministrada adquiere su nuevo valor de equilibrio.-

La tensión de alimentación del circuito, debe ser suministrada a través de un transformador variable, debido a que es conveniente poder elegir como punto de trabajo, aquel para el cual el ángulo de conducción del SCR está aproximadamente a 90° , de forma tal que la sensibilidad del sistema es máxima. Por otro lado, si la potencia total disponible por el controlador, es mucho mayor que la necesaria, al producirse una fluctuación de temperatura, o al realizar un cambio de temperatura, la temperatura sobre la probeta se desfaza respecto a la potencia suministrada produciendose un estado de realimentación positiva. Esto lleva inmediatamente al sistema a oscilar con una cierta frecuencia.-

La termocupla de control, es aquella que conectada al circuito detector de temperatura, introduce la señal que gobierna el funcionamiento del controlador. Habíamos visto en la descripción del sistema de alta temperatura, que la termocupla de control debe ser colocada lo más cerca posible de la resistencia calefactora. Esto fue realizado colocando la termocupla de control suspendida en el flujo de aire cerca de los calefactores, El resultado es el esperado en cuanto a la rapidez de estabilización de la temperatura del aire. Sin embargo, ocurre

que esto no permite cambios de temperaturas rápidos debido a que, teniendo la termocupla una inercia térmica muy pequeña, durante un cambio de temperatura esta llega a la nueva temperatura de régimen en poco tiempo (para un cambio de 20°K en menos de 7 seg.) reduciendo rápidamente la potencia, hasta la nueva potencia de equilibrio. El aire de calefacción adquiere la temperatura de régimen, obviamente en el mismo tiempo, mientras la probeta sigue calentandose, ahora en una forma asintótica hacia la nueva temperatura. Hemos comprobado posteriormente, que la termocupla debe colocarse adosada a la probeta, de forma tal que el cambio de temperatura resulte controlado por la temperatura en la misma. - De esta forma el aire se calienta a mayor temperatura que la nueva temperatura de régimen, hasta que la probeta casi llega a esta. La temperatura oscila brevemente alrededor de la del régimen, hasta estabilizarse. El lugar óptimo para adosar la termocupla de control a la probeta es en la región inmediatamente cercana a la sección de deformación, preferentemente soldada a punto. -

Como termocuplas de medición de la temperatura de la probeta se utilizan tres termocuplas atadas a lo largo de la misma, con alambres finos de cobre. Previamente debe comprobarse que la temperatura medida por ellas es realmente la temperatura de la probeta. Para ello se comparan estas termocuplas con otras equivalentes, soldadas a punto a la probeta. En nuestro caso, no se observó ninguna diferencia entre ambos grupos de termocuplas. -

Si bien los cambios de temperaturas sobre la sección de deformación de la probeta puede realizarse con la rapidez necesaria, el resto de la probeta y parte de las mordazas, reaccionan con mayor lentitud. Esto produce una expansión térmica de la probeta y continúa más allá del cambio rápido producido en la sección de deformación de la misma. Para anular esta expansión térmica retardada, se utiliza el mon

taje mostrado en la fig. 28. El sistema de medición está formado por dos barras; una de ellas totalmente de cuarzo, apoya en una saliente de la mordaza superior y sostiene al transductor, mientras que la segunda consta de una parte de cuarzo y otra formada por una chapa de metal aproximadamente del tamaño de la probeta (K). Esta última barra apoya en una saliente de la mordaza inferior y sostiene un tornillo de paso fino donde a su vez, apoya la punta del transductor. Este tornillo tiene por finalidad poder volver a cero el transductor, cada vez que llega al final del rango de linealidad. El sistema así formado - debe ponerse a punto jugando con la inercia térmica de la chapa metálica (K), de forma tal que esta, con su propia expansión térmica, anule en término aquella que se traduce a la barra que sostiene el transductor.-

La fig.31 muestra un cambio de temperatura realizado con una carga aplicada sobre la probeta, tal que esta no deforma plásticamente. La deformación evidenciada en (a), es totalmente expansión térmica; en (b) puede verse la gráfica de la temperatura en la sección de deformación de la probeta, durante el cambio de temperatura. Como puede apreciarse, la expansión térmica total sigue perfectamente a la temperatura de la probeta. Cambios de temperatura de aproximadamente 15°K - son realizados en tiempos de 40 a 60 seg.

El modo de operar para medir entalpías de activación es el siguiente:

Una vez comenzada la deformación plástica de la probeta, en un momento dado, se realiza el cambio de temperatura. Durante el tiempo que dure dicho cambio, la probeta se deforma plásticamente y además por expansión térmica, observándose en la carta del registrador un cambio brusco en la velocidad de deformación, en cuanto la temperatura empieza a cambiar. Una vez estabilizada la temperatura, la defor-

fijada se vuelve a realizar un aumento de tensión. La operación se repite a lo largo de la deformación de la probeta, obteniéndose los volúmenes de activación a una misma velocidad de deformación a lo largo de la deformación.-

Para obtener las velocidades de la deformación a partir de las curvas deformación vs. tiempo, se utiliza un método gráfico o analítico cualquiera, para derivar dicha curva. Aquí hemos utilizado el método gráfico que hace uso de un espejo adosado a 90° a una reglilla. Para medir la pendiente a la curva en un punto cualquiera de la misma, se coloca el espejo aproximadamente perpendicular a la curva en dicho punto. Se debe observar que el reflejo de la curva en el espejo se continúe con la curva real, sin formar una quebradura en el punto en cuestión. Luego se verifica, en el mismo punto, que lo mismo ocurre visto desde el otro lado, asegurando de esta forma que la pendiente a la curva en el punto elegido, dada por la reglilla, es la misma desde ambos lados.-

III-3. Resultados experimentales:

Hemos ya mencionado los métodos experimentales adoptados en el presente trabajo. En lo que sigue describimos los resultados obtenidos mediante la aplicación de los mismos. Primeramente, exponemos los resultados obtenidos a temperaturas altas, para luego pasar a la descripción de aquellos obtenidos a temperaturas por encima de la temperatura ambiente.--

(i) Altas temperaturas

Mediante los cambios rápidos de temperaturas, hemos obtenido las entalpías aparentes de activación, Q , para la deformación plástica, en las dos aleaciones. La fig. 34 muestra, para un caso típico, un gráfico de $\ln \dot{\epsilon}$ versus deformación, para la aleación 2, con la cual se obtienen los valores de Q . En la fig. 35 se muestran los valores obtenidos para Q , en función de la temperatura. Los errores marcados son las desviaciones medias de los valores medidos, respecto del promedio de los mismos obtenidos con 10 a 15 mediciones. Para cada punto, la temperatura correspondiente es el promedio de las dos temperaturas de medición. Para la aleación 2, salvo a 904°K donde aparece un máximo en la curva, la entalpía de activación tiene un valor de 48 ± 4 Kcal/mol independiente de la temperatura. Para la aleación 1 el valor de Q disminuye con la temperatura hacia un valor de 46 ± 4 Kcal/mol, a las temperaturas más altas.--

La dependencia de Q con la tensión aplicada es estudiada con mayor sensibilidad mediante la dependencia de la velocidad de deformación con la tensión aplicada, a las distintas temperaturas. Encontramos, como veremos más adelante, que para temperaturas mayores de 820°K, Q es independiente de la tensión aplicada para ambas aleaciones, con la excepción de la aleación 2 a las temperaturas alrededor del máximo en Q .

Para obtener la dependencia de la velocidad de deformación con la tensión aplicada, se miden a una temperatura dada, los valores de la velocidad de deformación a distintas tensiones. La fig. 36 y 37 muestran gráficos de $\ln \dot{\epsilon}$ vs. $\ln \bar{T}$, para ambas aleaciones a distintas temperaturas. De estos gráficos vemos que la relación entre la velocidad de deformación y la tensión aplicada, puede escribirse como $\dot{\epsilon} \propto \bar{T}^a$, donde a es una constante que se obtiene de las pendientes de las rectas de la fig. 36 y 37. Los valores de a son calculados por el método de los cuadrados mínimos, para cada conjunto de puntos experimentales. Como puede verse de las mismas figuras, cuando la tensión aplicada supera un cierto valor, la ley potencial deja de cumplirse. La fig. 38 muestra, para ambas aleaciones, los valores obtenidos para el exponente a en función de la temperatura. Los errores indicados, dan los valores obtenidos graficamente para las rectas límites adjudicables a los puntos experimentales. Para la aleación 1, los valores de a no muestran variación significativa alguna, a temperaturas mayores de 820°K. Este resultado, es indicativo de que la entalpía aparente de activación es independiente de la tensión aplicada por encima de dicha temperatura. Para la aleación 2, a aumenta en el rango de temperaturas alrededor de los 904°K, temperatura a la cual aparece un aumento similar en la entalpía aparente de activación. Esto sugiere que, en dicho rango de temperaturas, Q puede depender de la tensión aplicada. Para esta misma aleación el valor de a disminuye bruscamente a los 843°K. Debemos acotar aquí, que esta temperatura es la temperatura de Curie correspondiente a la transformación magnética de la aleación 2. Para la aleación 1 la temperatura equivalente es de 880°K, no observandose cambio significativo alguno, alrededor de dicha temperatura. Debemos hacer notar, que en ninguna de las dos aleaciones es observable un cambio en Q alrededor de

la temperatura de Curie, como ha sido observado en otros materiales ferromagnéticos, (99).--

A temperaturas menores de 820°K , el exponente a para ambas aleaciones crece rapidamente, lo que sugiere una fuerte dependencia de Q con la tensión aplicada. El mismo hecho fue observado por Devies en Ni_3Fe (aleación 1) (98).--

Algunas observaciones metalográficas realizadas, muestran la posible existencia de deslizamiento de bordes de grano. Las micrografías mostradas en la fig. 41, enseñan un caso típico para una probeta de la aleación 1 deformada a 870°K . La micrografía de abajo, corresponde a una zona de la cabeza de la probeta, donde el material no está deformado. La de arriba en cambio, pertenece a una zona del centro de la probeta. Para poder obtener dichas micrografías, la deformación es realizada bajo una atmosfera de Argon con 5% de hidrogeno, lo cual permite obtener una superficie libre de oxidación, sobre la que es posible realizar la observación metalográfica sin necesidad de pulir nuevamente la probeta. En el centro de la micrografía de arriba puede observarse que se han formado dos pequeños huecos, debido, muy posiblemente, al deslizamiento de un grano respecto a otro sobre el borde que los separa. En la fig. de al lado se muestra esquematicamente la posición de los granos antes de haber deslizado y en punteado la posición que ocupan luego de ello; las flechas indican el sentido del movimiento de cada grano. Debido a esta observación, se realizaron algunas mediciones de la dependencia de la velocidad de deformación con la tensión aplicada en probetas de las mismas aleaciones pero, con tamaño de grano distinto. El valor del exponente a de la tensión aplicada, resulta el mismo en probetas con tamaño de grano un orden de magnitud mayor. Es posible concluir entonces, que la velocidad de deformación está controlada por un mecanismo intragranular. Esto está de acuerdo con los resultados ob

tenidos por Garofalo (114), en aleaciones austeníticas de base Fe. En dicho trabajo se observó, que si bien había deslizamiento de granos sobre sus límites, la velocidad de deformación macroscópica estaba controlada por el movimiento de dislocaciones en el interior de los granos.-

Finalmente es importante hacer resaltar la diferencia de los exponentes a encontrados en ambas aleaciones: en la aleación 1 el valor de a es de 3,5, mientras que en la aleación 2 es de 5, salvo en un rango de temperaturas ya señalado. Esto, como veremos en la discusión de los resultados, es indicativo de que en ambas aleaciones la velocidad de deformación está controlada por un mecanismo diferente.-

(ii) Temperaturas por encima de la temperatura ambiente:

Estos resultados son obtenidos para la aleación 1 en el estado ordenado y desordenado.-

Mediante los cambios rápidos de temperatura se han obtenido las entalpías aparentes para la deformación plástica, en ambos estados de la aleación. La fig. 33 muestra un gráfico de $\ln \dot{\epsilon}$ vs. deformación para la aleación en estado desordenado, con el cual se obtienen los valores de Q . Para el material en estado ordenado el gráfico es similar. La fig. 42 muestra los valores de Q obtenidos para la aleación en ambos estados, en función de la temperatura. El error marcado aquí para cada punto, es la desviación cuadrática media de los valores medidos, respecto al promedio de los mismos, obtenido con 30 a 40 mediciones en cada caso. Para cada punto la temperatura considerada es el promedio de las dos temperaturas de medición.-

Como puede apreciarse, para ambos estados de la aleación, los valores de Q aumentan monotonamente con la temperatura; los valores de Q para la aleación desordenada resultan mayores que los de la ordenada.

Mediantes los cambios de tensión, hemos obtenido los volúmenes de activación para la aleación en ambos estados, la fig. 43 muestra los valores de V para la aleación en estado desordenado en función de la deformación de la probeta, a distintas temperaturas. El gráfico equivalente para la aleación en estado ordenado, es mostrado en la figura 44. Para ambos estados de la aleación, V disminuye linealmente con la deformación plástica. A las temperaturas más altas los valores de B son mayores. Para la aleación ordenada los valores de V medidos, comienzan luego de $\approx 3\%$ de deformación, debido a que en ese estado la aleación comienza la deformación plástica bruscamente, mediante una elongación de fluencia.-

A partir de una cierta temperatura, ($\approx 300^\circ\text{K}$ para la aleación desordenada y $\approx 395^\circ\text{K}$ para la ordenada, es observable en ambos estados de la aleación, un efecto de envejecimiento -del cual nos ocuparemos en detalle a continuación- que a temperaturas por encima de aproximadamente 440°K , hace imposible las mediciones: para temperaturas mayores de 440°K la deformación por fluencia, se produce en una forma discontinua, o sea la deformación plástica comienza en una forma brusca seguida de un rápido frenamiento. Un caso realizado a 483°K es mostrado en la fig. 45. Luego del frenamiento, es posible "excitar" la deformación plástica, mediante la aplicación de una cierta tensión ΔT_a , que es quitada inmediatamente de iniciada la deformación; esto es mostrado con una flecha en la misma figura. Para temperaturas menores de 440°K el efecto de aplicar y quitar rápidamente una carga es mostrado también en la misma figura para 383°K . Como puede apreciarse, existe una recuperación debido a la deformación producida por la aplicación de la carga.-

Debido a este efecto de envejecimiento, las entalpías de activación y los volúmenes de activación son solo obtenibles hasta esta temperatura.-

El efecto de envejecimiento es puesto de manifiesto de la siguiente manera:

Durante la deformación plástica de la probeta, al llegar a una cierta velocidad de deformación $\dot{\epsilon}_1$, se disminuye bruscamente la tensión aplicada, en una cantidad ΔT_a , de forma tal que la velocidad de deformación se anule. Si luego de un cierto tiempo t , se vuelve a aplicar la misma cantidad ΔT_a , la probeta reinicia la deformación plástica con una velocidad de deformación $\dot{\epsilon}_2$ inferior a $\dot{\epsilon}_1$. Siendo tanto la tensión aplicada como la temperatura, antes y después del tiempo t , las mismas, puede afirmarse que la probeta ha endurecido durante dicho tiempo. Decimos entonces, que el material ha envejecido durante el "tiempo de envejecimiento t ". La fig. 46 muestra un gráfico de $\ln \dot{\epsilon}$ vs. deformación, en el cual se muestran dos casos típicos de envejecimientos realizados en la aleación en estado desordenado. Tomando valores de $\dot{\epsilon}_1$ aproximadamente constantes, la relación $\dot{\epsilon}_1 / \dot{\epsilon}_2$ entre ambas velocidades de deformación, crece con el tiempo de envejecimiento t y de la temperatura T . Esto es mostrado en la fig. 47 donde se ha graficado $\dot{\epsilon}_1 / \dot{\epsilon}_2 - 1$, en función del tiempo de envejecimiento a distintas temperaturas, para la aleación en el estado desordenado.-

El valor de $\dot{\epsilon}_1 / \dot{\epsilon}_2$, depende también de la tensión que es mantenida durante el envejecimiento. Esto es mostrado en la fig. 48 donde hemos graficado los valores de $\dot{\epsilon}_1 / \dot{\epsilon}_2 - 1$ en función de la tensión mantenida durante el envejecimiento, realizado durante un tiempo fijo t y una temperatura constante. Como puede apreciarse, para tensiones mantenidas durante el envejecimiento, mayores que un cierto valor, $\dot{\epsilon}_1 / \dot{\epsilon}_2 - 1$ se hace constante. Los puntos en la fig. 57 corresponden a valores tomados por encima de esta tensión.-

En la aleación en estado desordenado es observable, para envejecimientos a temperaturas mayores de aproximadamente 340°K, que la -

fluencia comienza generalmente con un estado transitorio inverso.-Esto es mostrado en la fig. 49; se ve que luego de aplicada la tensión

ΔT a quitada durante el envejecimiento, la velocidad de deformación comienza a aumentar, mostrando una recuperación por deformación, para luego disminuir debido al endurecimiento por trabajado. En algunos casos, esta recuperación por deformación se compensa aproximadamente con el endurecimiento por trabajado, produciéndose un estado -quasi-estacionario, donde la velocidad de deformación se mantiene constante durante un período de deformación relativamente corto, para luego disminuir como en un transitorio directo.-

En la aleación en estado ordenado, el efecto de envejecimiento es recién observable a temperaturas mayores de 395°K. Sin embargo la temperatura quasi-crítica ($\approx 435^\circ\text{K}$) por encima de la cual la deformación plástica es inestable, es la misma que en la aleación desordenada. Por otro lado el efecto de envejecimiento no se produce en una forma exactamente igual a la de la aleación desordenada. Esto es mostrado en la fig. 50, que debe compararse con la fig. 46. Como puede verse, para la aleación ordenada la velocidad de deformación luego del envejecimiento, comienza con un valor aproximadamente igual que antes del envejecimiento, pero la curva se quiebra luego de una breve deformación. Este efecto no es observado para la aleación en estado desordenado. El valor de $\dot{\epsilon}_2$ es definido por extrapolación, como se muestra con línea punteada. Para la aleación en estado ordenado, el valor de $\dot{\epsilon}_1/\dot{\epsilon}_2$ no depende de la tensión mantenida durante el envejecimiento.-

III-4. Discusión de los resultados experimentales.

En lo que sigue discutimos los datos experimentales obtenidos. Tratamos de poner de manifiesto a través de ellos, el proceso que a nivel microscópico, controla la velocidad de deformación. Primeramente discutimos los resultados obtenidos a temperaturas altas. En ese caso los resultados experimentales corresponden a la fluencia en estado estacionario. Luego discutimos los datos experimentales obtenidos a temperaturas por encima de temperatura ambiente. En este caso la fluencia no alcanza nunca un estado estacionario.-

(i) Alta temperatura.

En una gran variedad de materiales, la deformación plástica a temperaturas mayores que la mitad de la temperatura de fusión, es generalmente controlada por difusión (99,100). A temperaturas cercanas a la temperatura de fusión y para tensiones relativamente pequeñas, la deformación plástica está controlada en muchos casos, por la difusión de vacancias dirigidas por la tensión aplicada (103). Esto es especialmente observado en aquellos materiales donde la movilidad de dislocaciones es pequeña, aún a temperaturas muy altas. A temperaturas algo más bajas y tensiones mayores, el movimiento de dislocaciones controlado por difusión, es considerado como el proceso controlador de la velocidad de fluencia. Los restantes procesos vistos en I-6, son realizados a estas temperaturas, con extrema facilidad, por lo que los obstáculos que dan lugar a los mismos se vuelven "transparentes" para las dislocaciones y no controlan la velocidad de fluencia.-

Hemos visto en I-6 (v) y (vii), que para el caso de movimiento de dislocaciones controlado por difusión, dos tipos de procesos pueden ser responsables de la velocidad de fluencia, a saber: el trepado de dislocaciones de borde o el deslizamiento de dislocaciones controlado por difusión. El trepado de dislocaciones como proceso controlador, es posible tanto en aleaciones como en metales puros, mientras que el de desliza-

miento de dislocaciones controlado por difusión es, de acuerdo a los mecanismos que pueden dar lugar al mismo, solo posible en aleaciones.--

Como ya hemos mencionado en I-6, Weertman ha tratado ambos casos, y en lo que sigue utilizamos sus resultados como base de la discusión de los hechos experimentales a temperaturas altas.--

El rango de temperatura en el cual han sido obtenidos los resultados, es suficientemente alto como para suponer que la velocidad de deformación es controlada por difusión. De acuerdo con esto, es necesario comparar la entalpías de activación obtenidas experimentalmente con los datos de difusión existentes en la literatura.--

Neiman y Shiniayev (104), determinaron los coeficientes de difusión de Fe en aleaciones de Ni-Fe. Para las composiciones de las aleaciones 1 y 2, estos autores encuentran valores de 56 y 53 Kcal/mol respectivamente, para las entalpías de activación para la difusión. Para comparar con estos valores, usamos los valores de Q , obtenidos a las temperaturas más alejadas de la temperatura crítica de ordenamiento. Los valores de Q , para la aleación 1 y 2 son, a las temperaturas más altas, 46 ± 4 y 48 ± 4 Kcal/mol, respectivamente. Para la aleación 2, dicho valor no depende de la temperatura, excepto alrededor de los 904°K. El valor de Q para dicha aleación difiere de la cantidad equivalente para la difusión de Fe en la aleación en 5 Kcal/mol. Si además tenemos en cuenta la contribución del factor preexponencial $\dot{\gamma}_0$ (ver III-1 (i)), dicha diferencia aumenta a 7 Kcal/mol. Teniendo en cuenta el error experimental en nuestras medidas, que es de 4 Kcal/mol y el error experimental en las mediciones de las entalpías de activación para la difusión, ^{que} en general no es menor de 3 Kcal/mol (105) (en la referencia 104, no se hace mención a errores experimentales), la diferencia entre los dos valores puede considerarse dentro de los límites de error de las mediciones. De acuerdo a esto en la aleación 2, es posible que la velo

cidad de deformación esté controlada por la difusión de Fe.--

Para la aleación 1, la diferencia entre las cantidades que se comparan, está fuera del error de las mediciones. El valor de Q en la aleación 1 es de 46 ± 4 Kcal/mol, a las temperaturas más altas, mientras que el valor de la entalpía de activación para la difusión de Fe en la aleación es de 56 Kcal/mol. La diferencia entre ambas cantidades es de 12 Kcal/mol si se tiene en cuenta la contribución del factor -- preexponencial $\frac{1}{10}$. Es posible entonces, suponer que en la aleación 1 la difusión del Fe no es el factor controlante. Existe la posibilidad de que la velocidad de deformación, esté controlada por la difusión de Ni en la aleación. En ese caso, de acuerdo a los valores obtenidos para Q , la entalpía de activación para la difusión de Ni en Ni_3Fe debe resultar entre 40 y 48 Kcal/mol. En una investigación realizada posteriormente, para verificar esto, por Reca y Pampillo, se midieron los -- coeficientes de difusión de Ni en aleaciones de Ni-Fe con composiciones alrededor de la estequiométrica (94). La entalpía de activación para la difusión de Ni en Ni_3Fe obtenida, es de 47 ± 2 Kcal/mol, en perfecto acuerdo con el valor de Q para la misma aleación. Para la aleación 2 el valor obtenido para la entalpía de activación para la difusión de Ni es de 53 Kcal/mol, coincidiendo con la cantidad equivalente para la difusión de Fe en la aleación.--

Podemos concluir entonces, que en la aleación 1 la velocidad de deformación está controlada por la difusión de Ni que, como se desprende de las mediciones de difusión, es el átomo de mayor difusividad en la aleación. En la aleación 2, debido a que ambos átomos difunden con igual velocidad, la velocidad de deformación puede estar controlada por la difusión de ambas especies.--

La diferencia de los exponentes a en ambas aleaciones, mostrados en la fig. 38 sugiere que el proceso que controla la velocidad de deformación en cada aleación es diferente. Para la aleación 2 a es igual

a 5. Este valor es cercano al valor dado por la teoría propuesta por Weertman, para la deformación plástica controlada por el trepado de dislocaciones de borde (ver I-6 (v)). Más aún, el exponente a de la tensión aplicada, en un gran número de metales donde el trepado de dislocaciones de borde parece ser el proceso controlador, es igual a 5 (99). El hecho de haber encontrado este valor para la aleación 2, nos induce a creer que en la misma el trepado de dislocación de borde es el proceso controlador de la velocidad de deformación.-

En la aleación 1 el valor de a es de 3,5. Este valor es cercano al obtenido por Weertman en la teoría propuesta para el deslizamiento viscoso de dislocaciones (ver I-6 (vii)). Aceptando en principio, que en la aleación 1 es esta la teoría aplicable, resulta luego necesario discernir, de entre los posibles mecanismos que pueden dar lugar al deslizamiento viscoso de dislocaciones, cual es que controla la velocidad de las dislocaciones en la aleación. Notemos primeramente, que la diferencia de tamaños entre el Ni y el Fe que forman la aleación, no es mayor del 1%. Esto descarta la posible formación de atmósferas del Cottrell y por ende el mecanismo de Cottrell-Jaswon. Otro hecho que nos hace descartar estas atmósferas como así también las atmósferas de Suzuki, como controladoras de la velocidad de deslizamiento de las dislocaciones, es que la entalpía de activación para la deformación plástica no coincide con la de difusión de Fe en la aleación. Descartamos también la posibilidad de que existan atmósferas de Snoek, debido a que por un lado el Fe entra en la red como sustitucional y por otro, el cambio del parámetro de red con el ordenamiento es relativamente pequeño (88). Nos encontramos entonces con la posibilidad de que el mecanismo actuante sea el de el movimiento de dislocaciones a través de una estructura de orden de corto alcance. Varios indicios favorecen la idea de que la velocidad de deformación esté controlada por este meca-

nismo. La primera y fundamental es la existencia de orden de corto alcance en la aleación, a temperaturas altas. Este hecho fue determinado por Collins et al (95) mediante difracción de neutrones en aleaciones de Ni-Fe templadas desde 1.273°K y posteriormente confirmado por Varotto y Vidoz (106) mediante mediciones eléctricas en Ni₃Fe templadas desde 1.173°K. Otro indicio importante, es que la velocidad de deformación y por ende la velocidad de las dislocaciones está controlada, indirectamente, por el átomo que difunde más rápido en la aleación (Ni). En efecto, consideremos una dislocación que debe deslizarse a través de una estructura de orden de corto alcance. Si la tensión aplicada es menor que la tensión crítica necesaria para mover la dislocación destruyendo el orden existente en el plano de deslizamiento, o sea $\tau_0 \leq \tau/b$ la dislocación podrá moverse solo si la agitación térmica puede ayudar a crear el desorden delante de la dislocación. Esto es realizado por difusión, transformando los pares de átomos correctos (Ni-Fe), que atraviezan el plano de deslizamiento, por pares de átomos incorrectos (Ni-Ni ó Fe-Fe), para lo cual es irrelevante cual de los átomos del par es el que se mueve. El mecanismo es entonces controlado por el átomo que difunde más rápidamente (*).

(*) Notemos que en el caso de trepado de dislocación, el coeficiente de difusión entra en la ecuación de la velocidad de fluencia a través de un promedio pesado, o sea: $1/D = X_A/D_A + X_B/D_B$ (107). Si los coeficientes de difusión son muy diferentes, por ejemplo $D_A \gg D_B$, debido a las diferencias de sus entalpías de activación y si X_A y X_B son comparables en magnitud, resulta entonces que $D \approx X_B/D_B$; y la entalpía de activación para el trepado de dislocaciones de borde resulta igual a la de la difusión de la especie más lenta en la aleación. En la aleación 2, donde el trepado de dislocaciones parece ser el proceso que controla la velocidad de deformación, los dos tipos de átomos tienen aproximadamente el mismo coeficiente de difusión a todas las temperaturas (94), por lo que la distinción de ambos tipos de átomos, resulta irrelevante. Un ejemplo al cual es aplicable esta digresión, es el resultado de las mediciones de fluencia en Fe-19,4%at.Al, alrededor de los 853°K, realizados por Lawley, Coll y Cahn (113). Dichos resultados son interpretados por estos autores en base al mecanismo que hemos considerado aplicable a la aleación 1. Los hechos en contra de tal interpretación son dos: primeramente el exponente a de la tensión aplicada encontrado para esa aleación es de 4,6 lo cual induce

A esta altura, resulta útil verificar si con los datos experimentales y las ecuaciones derivadas por Weertman se encuentran valores razonables para alguna de las cantidades en dichas ecuaciones. Para el caso de deslizamiento de dislocaciones a través de una estructura de orden de corto alcance la velocidad de deformación es (54):

$$\dot{\epsilon} = \frac{0,35 \gamma_a^3 D}{\mu^2 b \Gamma} \quad (56)$$

y para el trepado de dislocaciones de borde (36):

$$\dot{\epsilon} = \frac{\sqrt{6} \eta^2 \gamma_a^{4,5} D}{4 M^{\frac{1}{2}} \mu^{3,5} kT b^{\frac{1}{2}}} \quad (57)$$

donde M es la densidad de fuentes de Frank-Read.

Mediante el uso de los datos de la fig. 36 calculamos la energía superficial de desorden en la aleación 1 y la energía de interacción definida en la ecuación (53), con el fin de ver si los valores resultantes son razonables. De la ecuación 56 resulta $\Gamma = 0,35 \gamma_a^3 D / \mu^2 b$. Utilizando $D_0 = 1,7 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{seg}$; $\Delta H_{\text{dif}} = 47 \text{ Kcal/mol}$ (94); $\mu = 7,5 \cdot 10^{11} \text{ dyn/cm}^2$; $b = 2,5 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$; $\dot{\epsilon} = 4,5 \cdot 10^{-6} \text{ l/seg}$; $T = 905^\circ \text{K}$ y $\gamma_a = 8 \cdot 10^8 \text{ dyn/cm}^2$ ($\approx 8 \text{ Kg/mm}^2$), se obtiene $\Gamma \approx 40 \text{ erg/cm}^2$. Calculando el número de uniones entre vecinos distintos destruidos, por unidad de distancia recorrida por una dislocación en su plano de deslizamiento, es posible relacionar Γ con E y el parámetro de orden de corto alcance para vecinos próximos. Se obtiene (53) $\Gamma = 8 X_A X_B E \alpha_1 / \sqrt{3} a^2$, donde a es el parámetro de red. Con el valor obtenido para Γ ; $a = 3 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$ y $\alpha_1 = -0,1$ (94) se obtiene $E = -0,025 \text{ ev}$. Teniendo en cuenta las aproximaciones hechas, el valor encontrado para E es razonable comparado con el valor equivalente para otras aleaciones (ver v.g.(86)).

./../. a pensar que el mecanismo controlador es el trepado de dislocaciones de borde. Segundo, confirmando esto último, que el átomo que controla el mecanismo de deformación plástica, es el más lento (Fe). Los coeficientes de difusión de Al y Fe en la aleación, son lo suficientemente diferentes como para que uno solo de ellos sea el que controle ($D_{\text{Al}} = 8 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2/\text{s}$; $D_{\text{Fe}} = 3 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{s}$ a 848°K).

Para la aleación 2 es posible calcular la densidad de fuentes de dislocaciones, utilizando la ecuación 57 y los datos de la fig. 37. Con $\gamma_a = 5 \cdot 10^8 \text{ dyn/cm}^2 (\approx 5 \text{ Kg/mm}^2)$; $\dot{\epsilon} = 7,5 \cdot 10^{-7} \text{ 1/seg}$; $T = 923^\circ \text{K}$; $\Delta H_{\text{dif}} = 53 \text{ Kcal/mol}$ y $D_0 = 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{s} (104)$, se obtiene $M = 5 \cdot 10^{12} \text{ 1/cm}^3$. La densidad de dislocaciones es obtenida por la relación $\rho^{\frac{3}{4}} = 1,9 M^{\frac{1}{2}}$, dada por Weertman (107). Se obtiene $\rho \approx 7,5 \cdot 10^8 \text{ 1/cm}^2$, que es un valor muy razonable para esta cantidad.-

Podemos finalmente concluir, en el rango de temperaturas investigado, el mecanismo controlador de la velocidad de deformación es diferente en ambas aleaciones. El deslizamiento viscoso de dislocaciones a través de una estructura de orden de corto alcance es el mecanismo controlador en la aleación 1, mientras que el trepado de dislocaciones de borde lo es en la aleación 2.-

Quedan por discutir tres observaciones experimentales más:

- a) el apartamiento de la ley potencial, por encima de un cierto valor de la tensión aplicada, que se observa para ambas aleaciones en la fig. 36 y 37. Esta observación se evidencia también en el rápido aumento del exponente de la tensión aplicada a , por debajo de una cierta temperatura, como puede verse en la fig. 38.
- b) el aumento de Q encontrado para la aleación 2 alrededor de los 904°K . Dicho aumento está acompañado por un aumento en el exponente a de la tensión aplicada (ver. fig. 35 y 38).
- c) el cambio abrupto del exponente de la tensión aplicada, encontrado para la aleación 2 en la temperatura de Curie magnética (ver fig. 38)

En lo que sigue discutimos estas observaciones en orden:

- a) El apartamiento de la ley potencial muestra las siguientes características: para la aleación 2 (ver fig. 4), la tensión para la cual deja de cumplirse la ley potencial, no parece depender —

fuertemente de la temperatura . En cambio para la aleación 1 dicha tensión depende de la temperatura. Esto es mostrado en la tabla siguiente donde, para ambas aleaciones, se dan los valores de las tensiones donde deja de cumplirse la ley potencial a las distintas temperaturas. También se ha incluido el valor de dicha tensión para Ni puro (109)

	ALEACION 1			ALEACION 2			Ni (Puro)
°K	870	840	822	850	840	822	Independiente
kg/mm ²	12,3	14,9	16,3	12,3	12,7	12,7	7

Luego de pasar esta tensión, en la aleación 2 se produce una recuperación dinámica. Este efecto es mostrado en la fig. 40 donde los puntos experimentales de la fig. 37 para la temperatura 822°K, son graficados en forma separada. En la fig. 40 se incluyen algunos valores no graficados en la fig. 37. Los números al lado de cada punto experimental en la fig. 40, indica la secuencia en la cual fueron obtenidos. Los puntos experimentales marcados por cruces a y b han sido determinados durante la primera parte de la curva de fluencia, cuando todavía la velocidad de deformación no había alcanzado un estado estacionario. El estado estacionario es alcanzado en el punto 1. Se observa que los puntos para los cuales existe una recuperación, o sea para los puntos 16, 17 y 18, caen en una curva que pasa a través del punto a donde comienza la deformación plástica. Debemos notar que para los puntos 16, 17 y 18, no se observan evidencias de una etapa terciaria. El efecto de recuperación, observado para la aleación 2, es mucho menos pronunciado en la aleación 1.-

El apartamiento de la ley potencial por encima de una cierta tensión aplicada ha sido observada en varios metales y aleaciones (109). La tensión para dicho apartamiento, en Ni puro, es solo un 30% menor que

la equivalente en las dos aleaciones .-

Muchas posibilidades pueden ser sugeridas como explicación de este efecto, ya sea a través de un cambio en la densidad de dislocaciones móviles ó de la modificación de la movilidad de ellas. Creemos, sin embargo, que la evidencia experimental y las teorías existentes, no son adecuadas como para determinar si por ejemplo el deslizamiento cruzado o multiplicación de dislocaciones o cambios en la estructura de los apilamientos o cambio en la densidad promedio de vacancias (107), es la explicación más correcta.-

b) El aumento de Q , alrededor de los 904°K , en la aleación 2, sugiere que quizá alrededor de esta temperatura se efectúe un cambio en el mecanismo que controla la deformación plástica. Podría objetarse esto diciendo que el mecanismo sigue siendo el mismo y lo que cambia es la entalpía de activación para la difusión en la aleación de alguno o de los dos componentes. Sin embargo la aparición de un cambio en el exponente de la tensión aplicada en el mismo rango de temperaturas, es demostrativo de que este no es el caso. Por esta misma causa, tampoco es atribuible el efecto a una anomalía en los módulos de elasticidad que pudiera influir a través del factor preexponencial, pues en los experimentos para determinar a , dicho factor deja de influir y por lo tanto el valor de a en el rango de temperatura en discusión no debería presentar un aumento.-

Borsch et al (109), encontraron para una aleación de Al-3,2%at.Mg, un pico similar, aunque mucho más pronunciado en la curva de Q en función de la temperatura. Dichos autores atribuyen este efecto a la formación de atmosferas de Cottrell, que hacen que las dislocaciones se muevan en una forma viscosa. En el presente caso, resulta difícil atribuirle la misma causa a este efecto. Primeramente, los materiales son lo suficientemente puros como para que puedan formarse atmósferas de -

Cottrell. Por otro lado el movimiento viscoso de dislocaciones arrastrando atmosferas debe producir paralelamente una disminuci3n del exponente a de la tensi3n aplicada, contrariamente a lo observado.-

La fig. 39 muestra el endurecimiento que este efecto produce en la aleaci3n 2. En esta figura se han graficado los valores de la tensi3n necesaria para una dada velocidad de deformaci3n en estado estacionario, en funci3n de la temperatura. Alrededor de la temperatura - donde aparece el aumento de Q para la aleaci3n 2, la tensi3n se mantiene constante, mientras que para la aleaci3n 1 la tensi3n disminuye en una forma gradual con la temperatura.-

c) El cambio abrupto del exponente de la tensi3n aplicada a la temperatura de Curie magn3tica, para la aleaci3n 2, fig. 38, a nuestro parecer est3 asociado con un mecanismo de microcreep actuante a temperaturas menores que la temperatura de Curie. A temperaturas mayores - que esta, hemos concluido que el trepado de dislocaciones de borde, es el mecanismo controlante en la aleaci3n 2.-

Vergne (110) ha demostrado que en Ni_3Fe recocido bajo tensi3n a 773°K , se induce orden de corto alcance. Por otro lado, el orden de corto alcance puede tambi3n generarse en aleaciones ferromagn3ticas recocidas en un campo magn3tico (111, 112). Ambos tipos de recocido, al parecer producen el mismo tipo de cambio estructural (113). Si bien dichos recocidos fueron realizados por debajo de la temperatura crítica de ordenamiento, es de esperar que a temperaturas mayores que este, pero inferiores a la temperatura de Curie magn3tica el efecto, aunque de menor magnitud, siga subsistiendo. Esto, sumado al hecho de que el horno utilizado en las experiencias es inductivo, sugiere que cuando la aleaci3n se vuelve ferromagn3tica, se induce orden de corto alcance, suficiente como para que el mecanismo controlador sea el deslizamiento viscoso de dislocaciones a trav3s de una estructura de orden de

corto alcance y no el trepado de dislocaciones de borde. Debemos notar que en la aleación 1, no se observa ningún cambio significativo en el exponente de la tensión aplicada a la temperatura de Curie magnética que para dicha aleación es 880°K. Esto es explicable si se tiene en cuenta que en dicha aleación el orden de corto alcance ya es suficiente para que el movimiento viscoso de dislocaciones sea el mecanismo controlador aún a temperaturas mayores que la temperatura de Curie magnética. Si bien cuando la aleación se vuelve ferromagnética, el orden de corto alcance puede ser mayor en cantidad, esto no se debe evidenciar en un cambio en el exponente a de la tensión aplicada.-

b) Temperaturas por encima de la temperatura ambiente.-

La figura 42, muestra los valores encontrados para la entalpía de activación aparente Q para ambos estados, en función de la temperatura.-

Es fácil demostrar, que dichos valores no pueden interpretarse en base a un mecanismo termicamente activado que controla la deformación plástica. En el rango de temperaturas estudiado, o bien actúan, entonces, más de un mecanismo o el factor preexponencial $\dot{\epsilon}_0$, contribuye durante el cambio de temperatura.-

En efecto, consideremos que actúa un solo mecanismo termicamente activado. En ese caso, la dependencia entre ΔG y la temperatura es

$$\Delta G = kT \ln \dot{\epsilon}_0 / \dot{\epsilon} \quad \text{-----} \quad 58$$

Dado que $\dot{\epsilon}$ es aproximadamente constante ($\approx 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ en las pruebas de fluencia), y que $\dot{\epsilon}_0$ no depende de la temperatura, tenemos una relación lineal entre ΔG y T , con una pendiente igual a $k \ln \dot{\epsilon}_0 / \dot{\epsilon}$ (x).

La relación 50 entre ΔG y Q puede escribirse:

$$G = \frac{Q + T v \sigma_a \frac{1}{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial T}}{1 + T / \mu \frac{\partial \mu}{\partial T}} \quad \text{-----} \quad 59$$

En primera aproximación, la variación de ΔG con la temperatura o sea $k \ln \dot{\epsilon}_0 / \dot{\epsilon}$, es de acuerdo a esta última

$$\frac{\partial G}{\partial T} \approx \frac{\partial Q / \partial T + v \sigma_a \frac{1}{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial T}}{1 + 2 T / \mu \frac{\partial \mu}{\partial T}}$$

donde se ha considerado que el denominador de la ecuación 59 no depende de T (esto es justificado pues $\frac{1}{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial T} \approx 5 \cdot 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{K}^{-1}$.)

Dado que el segundo sumando de el numerador de esta última ecuación, es > 0 y que el denominador varía entre 1,3 y 1,4 en el rango de temperaturas consideradas, se cumple: $k \ln \dot{\epsilon}_0 / \dot{\epsilon} = d\Delta G/dT > 1/1,4 \quad dQ/dT$

(*) Es fácil ver, por medio de la ecuación 8, que esta dependencia es un reflejo de la dependencia de ΔG con la tensión aplicada.-

En la figura 42, hemos trazado con puntos una recta cuya inclinación es inferior a cualquiera de las pendientes de las rectas que se pueden trazar con tres puntos experimentales consecutivos. La pendiente de dicha recta es $\approx 140 \text{ cal/Kmol.}$, de forma tal que $k \ln \dot{\epsilon}_1 / \dot{\epsilon}_2 > 140/1,4 \text{ cal/mol } ^\circ\text{K}$ y por lo tanto $\dot{\epsilon}_1 > 10^{16} \text{ s}^{-1}$. Este valor es extremadamente elevado, pues una estimación grosera del límite superior de $\dot{\epsilon}_1$ para cualquier mecanismo, no excede de 10^{13} s^{-1} . En definitiva, como habíamos dicho, los valores de la figura 42 no pueden interpretarse en base a un mecanismo térmicamente activado. Esto inhibe también, el tratar de interpretar los valores obtenidos para los volúmenes de activación, figuras 43 y 44. Solo puede sugerirse, en base al tamaño y a la dependencia de los mismos con la deformación, que pueden corresponder al proceso de intersección de dislocaciones.-

Pasamos a discutir ahora el efecto del envejecimiento, encontrado para la aleación 1, desordenada. Para la aleación en el estado ordenado el efecto es pequeño y comienza a temperaturas demasiado cercanas a la temperatura por encima de la cual la deformación se vuelve inestable, de forma tal que los datos que se pueden obtener, son escasos y no permiten hacer un análisis.-

Para encontrar la relación analítica entre $\dot{\epsilon}_1 / \dot{\epsilon}_2$, t y T , correspondiente al envejecimiento de la aleación desordenada, hemos graficado el $\ln (\dot{\epsilon}_1 / \dot{\epsilon}_2 - 1)$ en función del $\ln t$. Esto es mostrado en la figura 51 para varias temperaturas. Con líneas punteadas, se muestran dos casos para la aleación ordenada.-

Como puede observarse, entre las cantidades nombradas existe una relación del tipo:

$$\dot{\epsilon}_1 / \dot{\epsilon}_2 = M t^{n-1}$$

donde $n \approx 3/4$ es la pendiente de las rectas y es independiente de T. - M es una constante que depende de T. Graficando el logaritmo del tiempo t necesario para que $(\dot{\epsilon}_1/\dot{\epsilon}_2 - 1)$ alcance un cierto valor prefijado, en función de $1/T$, encontramos que los puntos caen sobre una recta, figura 52, con la cual obtenemos $M = w \exp(-E/T)$, con $w = 10^{3,75} s^{-1}$ y poniendo $E = Q'/R$ (R constante de los gases), es $Q' \approx 8,3$ Kcal/mol. Finalmente la relación anterior puede escribirse:

$$\dot{\epsilon}_1/\dot{\epsilon}_2 = 10^{3,75} s^{-1} \exp(-8,3 \text{ Kcal/mol}/RT) t^{3/4} + 1$$

$$\dot{\epsilon}_1/\dot{\epsilon}_2 = [10^5 s^{-1} \exp(-11 \text{ Kcal/mol}/RT)]^{3/4} t^{3/4} - 1 \quad 60$$

de acuerdo a que consideremos que $\dot{\epsilon}$ no afecta a M ó que $M = (M')^n$, respectivamente.-

Dado que la velocidad de deformación es $\dot{\epsilon} = \Lambda_m \bar{v}$, es necesario ahora entender si el efecto de envejecimiento actúa sobre Λ_m o sobre $\bar{v}$.-

Notemos primeramente, que del experimento obtenemos una relación del tipo: $\ln \dot{\epsilon}_1/\dot{\epsilon}_2 = f(t) + q(T^{-1})$ donde f y q son dos funciones cualesquiera. Por otro lado, si el envejecimiento actúa sobre $\bar{v}$, debe hacerlo a través de ΔF_g^* o v , de acuerdo a la cinética del mismo. Como es fácil ver, se debe encontrar entonces una expresión del tipo: $\ln \dot{\epsilon}_1/\dot{\epsilon}_2 = f(t) \cdot q(T^{-1})$, o sea que en un gráfico como el de la figura 57 las pendientes de las rectas deberían ser funciones de T. De las dos alternativas, podemos descartar entonces, aquella en la cual el envejecimiento actúa sobre $\bar{v}$.

El envejecimiento actúa entonces, sobre Λ_m , de forma tal que la diferencia entre $\dot{\epsilon}_1$ y $\dot{\epsilon}_2$ proviene de una diferencia en el número de dislocaciones móviles antes y después del envejecimiento.

El efecto de envejecimiento debe producirse a través de la acción - de algún mecanismo de enclaje de dislocaciones: alrededor de las disloca

ciones, se forma una configuración de átomos distinta a la existente en el resto del cristal, debida a la cual, algunas dislocaciones se ven impedidas a seguir moviéndose, al menos ante la aplicación de la misma tensión que existía antes del envejecimiento.-

Durante el envejecimiento, esta configuración se produce a través del movimiento de átomos o de imperfecciones, de forma tal que la energía de activación medida, como así también la cinética del proceso, deben estar relacionadas con las correspondientes a la migración de dichos átomos o defectos. La cinética encontrada responde a una dependencia del tiempo del tipo $t^{0,75}$. El valor del exponente es cercano al valor encontrado para ciertos envejecimientos debidos a la migración de solutos o intersticiales ($t^{0,66}$) (ver v.g. ref.5). Sin embargo, es fácil ver que sin basarse en un modelo teórico, no es posible decidir si nuestros resultados corresponden a la observación directa de la cinética - a la cual responde la formación del envejecimiento a través del movimiento de los átomos o defectos que lo producen. Para la energía de activación del envejecimiento, este problema no se plantea si se considera que, cualquiera sea el modelo que se desarrolla, el coeficiente de difusión y el tiempo entran en las expresiones para el envejecimiento como el producto Dt . Se debe entonces tomar como válida la segunda de las expresiones 60 para los resultados experimentales, siendo la entalpía de activación a tener en cuenta 11Kcal/mol (0,48 ev).

La primera comparación que debemos hacer, es la de la energía para la migración de vacancias, $\Delta F_{m\Delta}^{con}$ en esta última. Aunque la energía de activación para la migración de vacancias no ha sido medida en la aleación Ni_3Fe , es posible estimar su valor considerando la fracción de la energía de activación para la difusión que corresponde a la migración de vacancias. Dicha fracción resulta para un gran número de metales -

entre $2/5$ y $1/2$ (115). La energía de activación encontrada para el envejecimiento es $1/5$ a $1/4$ de la energía de activación para la difusión, (dependiendo de que se tome la energía para la difusión de Ni o de Fe en la aleación (104)) o sea que de acuerdo a estas estimaciones resulta menos que ΔF_m .

La figura 45 muestra que el envejecimiento es suficientemente rápido, a temperaturas por encima de los 440°K , como para producirse durante la deformación plásticas. Es decir, la movilidad de los defectos, a través de los cuales se produce el envejecimiento, es a estas temperaturas lo suficientemente grandes como para atrapar las dislocaciones en movimiento y frenar bruscamente la deformación plástica. La velocidad de fluencia se anula bruscamente, como se observa en la figura, debido a que posiblemente, el efecto se produce en forma encadenada: las primeras dislocaciones atrapadas, frenan el movimiento de otras que entonces son más fácilmente inmovilizadas, siguiendo el proceso hasta no quedar dislocaciones móviles. Como se ve en la misma figura, al aumentar la tensión aplicada, luego del frenamiento de la deformación, esta comienza bruscamente y continúa por un cierto tiempo aun al quitar dicho aumento de tensión. Esto sugiere que, ante el aumento de tensión, algunas dislocaciones rompen la estructura creada a su alrededor y pueden moverse posteriormente con una tensión inferior a esta.-

Estos hechos inducen a pensar que en una máquina de tracción, donde la velocidad de deformación es impuesta a un ritmo constante, la curva tensión deformación debe resultar sinuosa o fluctuante, en forma parecida al efecto Portevin-Lechatelier y ante un envejecimiento realizado en la máquina, descargando la misma para que la probeta no deforme durante un cierto tiempo, y luego reiniciando la deformación, deben encontrarse yield-points.-

Algunas pruebas realizadas en una máquina de tracción tipo Palangi,

mostraron estas características. A temperaturas por encima de los -- 440°K, se observaron yield-points al continuar la deformación luego de un envejecimiento. Dichos yield-points son "suaves" (redondeados) al comienzo de la deformación, pero se vuelven fuertes (picos agudos)-- luego de 3 a 5% de deformación plástica. Con la aparición de estos picos fuertes, luego de los envejecimientos, la curva de deformación se vuelve sinuosa, o sea que la velocidad de deformación plástica pasa de niveles altos a muy pequeños en forma alternada. A temperaturas por debajo de los 440°K, no se observan yield-points agudos ni deformación sinuosa. Luego de los envejecimientos se encuentra un aumento de la - tensión para reiniciar la deformación--que depende de el tiempo de envejecimiento; la temperatura y la deformación - seguido de un plateau o elongación de fluencia (yield elongation) sin caída de tensión. Se observan algunos yield-points suaves (picos redondeados), para tiempos - de envejecimiento muy largos. Esto es de acuerdo con que por debajo de los 440°K, luego de los envejecimientos realizados en la máquina de fluencia, la velocidad de deformación no es nula, salvo para envejecimientos muy largos, o sea, que siguen existiendo dislocaciones capaces de moverse para el mismo valor de la tensión aplicada.--

Podemos decir entonces que, por encima de los 440°K, el envejecimiento se satura inmediatamente, (todas las dislocaciones son atrapadas inmediatamente) mientras que por debajo de ella no hay saturación, salvo para tiempos de envejecimientos muy largos.--

Aunque no fueron estudiadas con detenimiento, las características de los yield-points y la aparición de la deformación sinuosa, a temperaturas por encima de los 440°K, son similares a las del efecto Portevin-Lechatelier, aunque la deformación a que nos hemos referido no se manifiesta como una curva tensión deformación regularmente dentada, sino como una curva donde la tensión fluctúa en una forma irregular.--Es-

to puede ser debido a que, en el presente caso, el envejecimiento se produce por un mecanismo de anclaje menos fuerte que el de atmósferas de solutos sobre las dislocaciones que da lugar al efecto Portevin-Lechatelier, o a que las mediciones se realizaron a temperaturas no suficientemente altas (solo se exploró hasta los 480°K) como para que el anclaje se produzca en una forma efectiva. Es importante notar que, en el efecto Portevin-Lechatelier, donde el envejecimiento se produce a expensas del movimiento de los defectos formados por la deformación plástica (116), la energía de activación encontrada para el envejecimiento es inferior a la de movimiento de vacancias (117,118,119).

Lo importante ahora es determinar el mecanismo de anclaje que da lugar al efecto de envejecimiento, estudiado a temperaturas por debajo de los 440°K en la máquina de fluencia y que da lugar a un efecto --- Portevin-Lechatelier incipiente a temperaturas más altas. Primeramente debemos notar que no es de esperar que el mecanismo provenga de la formación de atmósferas de Fe sobre las dislocaciones, debido a la pequeña diferencia de tamaños entre este átomo y el de Ni. Por otro lado las posibles impurezas existentes, sustitucionales todas, están en concentraciones demasiado pequeñas como para dar lugar al efecto encontrado. Por otro lado, algunas pruebas realizadas con una aleación de Ni_3Fe de la misma pureza que las aleaciones utilizadas a altas temperaturas (Ver III-2 (i)) mostraron características similares.-

Adelantaremos como hipótesis que el mecanismo de anclaje se debe a la formación de orden local cerca o alrededor de las dislocaciones. - Esta hipótesis se apoya en parte en los experimentos realizados recientemente por Varotto y Vidoz (106). En dichos experimentos, se encontró por medio de una nueva técnica experimental desarrollada que hace uso de la resistividad eléctrica, que en Ni_3Fe templado desde 1173°K,

deformado y luego recocido a distintas temperaturas, se produce un cambio estructural que comienza para recocidos alrededor de los 315°K, mientras que para la misma aleación templada y recocida, el mismo cambio estructural comienza recién para recocidos cerca de los 525°K. En ambos casos, la velocidad con que se produce el cambio estructural, aumenta con la temperatura. Dicho cambio estructural es interpretado como orden local. (*) Previo a los recocidos, la aleación deformada muestra contener menos orden que la no deformada, debido a que la deformación plástica ha destruido parte del orden de corto alcance que se ha templado. Durante los recocidos, la aleación deformada trata de reestablecer el orden. -- Para ello, es necesario que los átomos difundan en el cristal (aunque no necesitan hacerlo sobre largas distancias). A las temperaturas en cuestión, el coeficiente de difusión de cualquiera de las dos especies en la aleación, es del orden de 10^{-30} cm²/seg. -- por lo cual, no es explicable la formación de orden de corto alcance, si la difusión no es incrementada por las vacancias formadas durante la deformación plástica (**). Esto explica el hecho de que en la aleación desordenada, sin deformar no se produce cambio estructural alguno aun para recocidos a 500°K. Si se tiene en cuenta que en Ni₃Fe templado desde 1173°K la fuerza impulsora para formar orden a temperatura (*) La técnica desarrollada, no detecta cambios en la densidad de defectos, cualquiera sea su tipo, sino que solo es sensible a cambios estructurales. --

(**) Debido a la deformación plástica, el coeficiente de difusión puede cambiar, localmente, en varios ordenes de magnitud. En efecto, este es: $D = C_v a^2 w_0 \exp(-\Delta F_m / kT)$, donde C_v es la concentración de vacancias producidas por la deformación plástica ϵ . Con $C_v \approx 10^{-4} \epsilon$ (120) y $\Delta F_m \approx 0,78$ ev. ($\approx 2/5 \cdot \Delta F_D$) resulta $D \approx 5 \cdot 10^{-7}$ cm²/s a 315°K. Debemos hacer notar que la difusión producida por estas vacancias, no puede ser de largo alcance, pues estas al estar en sobre saturación, se pierden rápidamente en sumideros por lo cual el orden que se puede formar por el movimiento de ellas es de tipo local. --

ras del orden de los 315°K debe ser grande, es de esperar que en la aleación deformada y recocida, si bien el grado de orden promedio puede ser menor que en la aleación templada sin deformar, localmente puede ser muy elevado. No es excluible la posibilidad de que por trabajado y recocido, a estas temperaturas, el grado de orden promedio llegue a superar al existente en la aleación templada. En esta última aleación la aparición de un cambio estructural a 525°K, no puede ser debida a la difusión normal o sea a aquella producida por vacancias en equilibrio térmico, sino a las vacancias en exceso que han sido templadas.- Orden local a bajas temperaturas debido a la difusión provocada por vacancias templadas, ha sido observado también en Cu_3Au (121,122).-

Cottrell (124) fue el primero en considerar que el endurecimiento producido por orden de corto alcance en una aleación (interacción geométrica), puede resultar en un yield-point al comienzo de la deformación plástica: las primeras dislocaciones destruyen el orden local a través del plano de deslizamiento, permitiendo que las dislocaciones que se mueven a continuación, lo hagan con mayor facilidad. O sea, el yield-point no es provocado por la formación de una atmósfera que cada dislocación debe romper para poder moverse.-

Es difícil discernir en nuestro caso, en que forma el orden de corto alcance ancla las dislocaciones. Se presentan dos alternativas: en la primera, las vacancias producidas por la deformación previa, regeneran el orden destruido sobre el plano de deslizamiento (aun por encima del grado de orden existente en la aleación sin deformar) produciéndose un yield point de acuerdo a lo dicho por Cottrell (interacción geométrica); en la segunda, las vacancias, ayudan a formar orden local alrededor de las dislocaciones, debido al acoplamiento entre el campo de tensiones de las dislocaciones y las distorsiones locales asociadas

con el ordenamiento (interacción configuracional) (125), formando - así, una zona alrededor de la dislocación donde el orden es distinto al existente en la red..-

En Ni_3Fe , como ya hemos expresado en II-3 (1), la poca diferencia de tamaños atómicos hace pensar que la energía de ordenamiento no es de carácter elástico por lo cual, la formación de un orden diferente alrededor de las dislocaciones, debido al campo elástico de estas, o parece ser aceptable en principio, como mecanismo de anclaje. El caso es distinto, por ejemplo, en Cu-Al , donde se han observado efectos de envejecimientos, que se atribuyen a orden de corto alcance (123), pues en esta aleación la energía de ordenamiento bien puede ser de carácter elástico debido a que la diferencia de tamaño entre ambos átomos de la aleación es de $\approx 12\%$. Parece entonces más probable, como mecanismo de anclaje, la regeneración del orden en el plano de deslizamiento (interacción geométrica)-

La aparición de una temperatura quasi-crítica, por encima de la cual la deformación se vuelve sinuosa, produciéndose un efecto tipo Portevin-Lechatelier, está de acuerdo con el hecho observado por Varotto y Vidoz (106), de que el cambio estructural en la aleación templada y deformada, se produce con mayor velocidad a medida que aumenta la temperatura de recocido. Debe existir entonces, una temperatura para la cual, el orden destruido por el movimiento de las dislocaciones es regenerado inmediatamente. Evidentemente, dicha temperatura debe depender de la velocidad de deformación.-

La dependencia de el efecto con la tensión mantenida durante el envejecimiento, como se muestra en la figura 48, no es, posiblemente, un hecho debido exclusivamente a la tensión, sino también a la deformación plástica: los puntos son tomados descargando siempre una misma cantidad ($\approx 0,14 \text{ Kg/mm}^2$), de forma tal que la tensión mantenida durante el envejecimiento aumenta paralelamente a la tensión de fluencia y esta a la

deformación. El valor de la tensión mantenida, por encima de la cual el envejecimiento no depende más de esta variable, corresponde en todos los casos a una deformación de 3 a 4%, por lo cual la figura 48 se puede interpretar diciendo que el efecto de envejecimiento depende de la deformación previa hasta que esta supera el 3 a 4%. Sin embargo, los puntos marcados con cruces, son realizados cuando ya se ha sobrepasado dicha deformación, descargando una cantidad mayor que la habitual. Como puede verse el efecto de envejecimiento resulta inferior cuando se disminuye la tensión mantenida. Es posible entender este hecho si se tiene en cuenta el campo de tensiones internas que, en las zonas del cristal que controlan la deformación plástica, esta en oposición a la tensión aplicada. En los envejecimientos en que se reduce la tensión aplicada más de lo necesario para anular la velocidad de deformación (cruces), dicho campo de tensiones supera en magnitud a la tensión exterior por lo cual las dislocaciones se arquean en sentido contrario al de su posterior movimiento. Al aplicarse nuevamente la tensión previa al envejecimiento, la tensión de línea de la dislocación, ayuda a la tensión aplicada a romper la estructura formada durante el envejecimiento. Es posible que tanto el efecto de la tensión mantenida durante el envejecimiento como el de la deformación previa existan en forma conjunta, sin embargo los resultados obtenidos hasta aquí no permiten decidir esto.

III-5.- Conclusiones y sugerencias para otros experimentos.-

(a) Altas temperaturas

Dos resultados obtenidos a altas temperaturas demuestran que, en la aleación Ni_3Fe , la velocidad de fluencia esta controlada por el movimiento de dislocaciones a través de una estructura de orden de corto alcance. En la aleación $\text{Ni-20\%at. Fe}$, el mecanismo controlador es el trepado de dislocaciones de borde, salvo en un pequeño rango de temperaturas por debajo de la temperatura de Curie magnética (840°K). Con referencia esto, sería interesante poder determinar, por medio de otra tecnica (resistividad), si se produce un cambio estructural- además del magnético- en probetas recocidas bajo tensión justo por debajo de dicha temperatura.-

(b) Temperaturas por encima de la temperatura ambiente.-

Los resultados obtenidos, no han permitido hacer un análisis de la influencia del orden de largo alcance sobre el mecanismo que controla la deformación plástica.-

Sugerimos aqui, la necesidad de medir las entalpías y volúmenes de activación para la deformación plástica, a temperaturas por debajo de la temperatura ambiente, tratando de poner en evidencia un rango de - temperaturas donde actue solo un mecanismo térmicamente activado. De esta forma se puede discernir si la diferencia en propiedades plásticas entre la aleación ordenada y desordenada, provienen de la parte - térmica o atérmica de la tensión de fluencia.-

El efecto de envejecimiento encontrado, creemos esta relacionado - con algun tipo de orden local. De la misma forma que en los envejecimientos debidos a la formación de atmósferas de solutos sobre las disloca-

ciones, las vacancias producidas por la deformación plástica, juegan un papel fundamental durante el envejecimiento. Sin embargo, al igual que en dichos envejecimientos, la entalpía de activación encontrada, es inferior a la de movimiento de vacancias. Esto puede ser debido a que la dispersión de las vacancias acumuladas por la deformación plástica, no se efectúa (al menos en sus primeras etapas, donde contribuyen efectivamente al envejecimiento) por el movimiento individual de ellas, sino por el de di o trivacancias. Si en la aleación templada y no deformada el cambio estructural, observado por Varotto y Vidoz - (106), se produce fundamentalmente a expensas del movimiento de mono-vacancias (*), se puede entonces entender porque el cambio estructural se observa a 315°K en la aleación deformada y a 250°K en la no deformada. El cociente entre ambas temperaturas es 0,6 por lo que, si consideramos como la energía de activación para el cambio estructural en la aleación deformada la medida para el envejecimiento (0,48 ev), encontramos que para la aleación no deformada la energía de activación resulta aproximadamente 0,8 ev, lo cual es razonable para la energía de activación de migración de mono-vacancias ($2/5 \Delta F_D$).

La cinética correspondiente al envejecimiento, puede dar una información importante respecto al tipo de defecto que produce el envejecimiento. Sin embargo, la falta de un modelo teórico aplicable a nuestros experimentos en la máquina de fluencia, nos imposibilita el discernir si la cinética medida es real, o sea si pertenece al desarrollo del mecanismo de anclaje, o no. Un experimento, muy sencillo que puede dar una información importante respecto a la cinética, como así también una comprobación de las entalpías de activación medida, se puede realizar a través de la medición de el decremento del modulo de elasticidad.

(*) La temperatura y velocidad de templado de las aleaciones, en los experimentos de Varotto y Vidoz, posiblemente no han sido suficientemente altas como para que se formen englomerados de vacancias.

dad durante el envejecimiento: si en un péndulo de torsión, que permita, in-situ, la deformación plástica de la probeta, se procede a medir el módulo elástico de Ni_3Fe , inmediatamente después de haber producido una deformación plástica, se debería observar el atrapamiento de dislocaciones que, a medida que progresa el envejecimiento, deja de contribuir a la deformación anelástica de la probeta. El conocimiento de la cinética con que son atrapadas las dislocaciones, ayudaría a elaborar un modelo aplicable a los experimentos de envejecimiento con la máquina de fluencia. Queremos hacer notar que la importancia de dicho modelo se basa en que entonces, el método de estudiar envejecimientos con la máquina de fluencia, sería aplicable a otros envejecimientos estudiados con la técnica de la observación de los yield-points en una máquina de tracción. La mucho mayor sensibilidad de la técnica utilizada, aquí, permitiría la obtención de datos con menor dispersión y a temperaturas donde el efecto de envejecimiento no es perceptible en una máquina de tracción.-

La técnica desarrollada por Varotto y Vidoz (106), puede ser aplicada paralelamente a los experimentos de envejecimiento en una máquina de fluencia o de tracción: en forma análoga a las mediciones del decremento del módulo de elasticidad, es posible seguir el cambio estructural que se produce durante el envejecimiento. Con los datos de la presente investigación; los obtenidos en un péndulo de torsión; y estos últimos, se pueden determinar si dicho cambio estructural, que se atribuye a orden local, coincide exactamente con el atrapamiento de dislocaciones, o si se produce paralelamente a él sin intervenir en el envejecimiento.-

Por último, sería útil investigar en detalle el efecto Portevin - Lechatelier encontrado a temperaturas por encima de 440°K y determinar si el envejecimiento estudiado a temperaturas menores que esta, desem

boca en él o si este proviene de un mecanismo de atrapamiento de dislocaciones distinto.-

Sobre la teoría de Flinn (75) de endurecimiento trabajado en aleaciones policristalinas ordenadas.

1.- Introducción

La influencia de los límites de antifase (LAF) sobre la tensión crítica de fluencia de aleaciones ordenadas, fue explicada por Cottrell (74) quien derivó una fórmula relacionando la tensión crítica de fluencia (TCF) con la distancia entre LAF. Biggs y Broom (68) en Cu_3Au policristalino y más tarde Ardley (67) en monocristales de la misma aleación, observaron una dependencia de la TCF (tensión crítica de fluencia) con el tamaño de dominio, que está en acuerdo con las predicciones de Cottrell.

El análisis de Flinn (75) del mismo problema, resulta en una expresión más simple que la de Cottrell, que difiere de aquella para tamaños de dominio menores que aproximadamente $40\text{\AA}$. Flinn aplica su resultado para explicar el fuerte endurecimiento por trabajado en aleaciones policristalinas ordenadas. Propone que la tensión de fluencia, en la aleación ordenada esta dada por $\tau = \Gamma / t$, donde Γ es la energía de LAF y t el tamaño de dominio. Esta formula resulta del hecho de que las superdislocaciones crean nuevos LAF cuando cortan aquellos ya presentes en la aleación. Esto significa que durante el proceso de deformación, en el cual nuevos LAF son creados por deslizamiento, t disminuye resultando consecuentemente en un aumento de τ . En los policristales donde la deformación plástica se realiza generalmente por deslizamiento múltiple, es de esperar un fuerte endurecimiento por trabajado, como realmente se observa.

En lo que sigue mostramos que el modelo de Flinn predice una relación entre el coeficiente de endurecimiento por trabajado (definido por $\Theta = d\tau/d\xi$), y los parametros característicos de la aleación,

ρ y t , que está en desacuerdo con ciertas observaciones experimentales. También se sugiere una explicación de los hechos experimentales.

2.- Coeficiente de endurecimiento por trabajado que predice el modelo de Flinn.

Usaremos un modelo bidimensional, que difiere solo en un factor numérico de uno tridimensional.

Sea ρ la densidad de dislocaciones móviles con vector de Buegers b , moviéndose sobre la distancia dL . la deformación plástica esta dada por $d\epsilon = \rho \cdot b \cdot dL$. Sea F la longitud de trazas de LAF por unidad de area (notemos que F corresponde a la longitud de trazas de LAF sobre los planos donde se mide la densidad de dislocaciones). Durante el deslizamiento a través de la distancia dL , cada dislocación corta dL/t , LAF, por lo cual F es aumentada en $dF = \rho \cdot b \cdot dL/t = d\epsilon/t$.

La relación geométrica entre F y t es de la forma $F = \alpha t^{-1}$, donde α es una constante que depende de la geometría de los dominios ($\alpha=2$ para dominios cuadrados). Tenemos entonces que $dF = -\alpha \cdot t^{-2} \cdot dt = d\epsilon/t$. Integrando; despejando t ; y substituyendo su valor en la fórmula de -- Flinn para la tensión de fluencia, se obtiene $\tau = \tau_0 \cdot \exp(\epsilon/\alpha)$. En esta fórmula τ_0 es el valor de τ para $\epsilon = 0$, donde τ resulta igual a la TCF. Para $\epsilon/\alpha \ll 1$, la tensión de fluencia resulta:

$$\tau \approx \tau_0 (1 + \epsilon/\alpha)$$

y finalmente el coeficiente de endurecimiento por trabajado es:

$$\Theta = d\tau/d\epsilon = \tau / \alpha \tau_0 \quad \text{-----} 1$$

Debido a la simplicidad del modelo, no discutiremos el valor cuantitativo de Θ . Solo consideraremos la dependencia de Θ con τ y τ_0 . Dicha dependencia, no puede depender mucho de mayores refinamientos realizados con el modelo.

La ecuación 1 muestra que Θ aumenta como la inversa de τ_0 . Aunque

los datos experimentales sobre la dependencia de Θ con t_0 son pocos, estos al parecer excluyen dicho tipo de dependencia. Vidoz et al, (69) han hecho notar que las características similares de el endurecimiento por trabajado en Cu_3Au , Ni_3Fe , Au_3Cu y Ni_3Mn , que tienen distintos tamaños de dominio y grado de orden, muestra que Θ no depende fuertemente de t_0 . Por otro lado, Hordon utilizando Cu_3Au policristalino, encuentra que una dependencia significativa de Θ con t_0 (90). Dicha dependencia es una función lentamente creciente con t_0 . (Hordon; comunicación personal). El mismo tipo, de dependencia puede apreciarse en el trabajo de Biggs y Broom (68).

Sin embargo puede arguirse que el parametro significativo en la expresión encontrada para Θ es $\sqrt{f}/t_0$, pues diferentes tamaños de dominio son acompañados en general por diferentes estados de orden que a su vez, se reflejan en diferencias en la energía $\sqrt{f}$, de acuerdo a --

$$\sqrt{f} = \sqrt{f_0} S^2 \quad (101)$$
 (S es el parametro de orden de largo alcance y $\sqrt{f_0}$ es el valor de $\sqrt{f}$ para orden perfecto es decir $S=1$). Davies y Stoloff, han investigado el cambio de S y de t_0 para Cu_3Au durante recocidos isotermicos. Un analisis de sus datos muestra que S^2/t_0 disminuye cuando t_0 aumenta (ver figura). Podemos, entonces concluir, que el modelo de Flinn para el endurecimiento por trabajado en aleaciones policristalinas ordenadas, predice una dependencia del coeficiente de endurecimiento por trabajado con $\sqrt{f}$ y t_0 que no está de acuerdo con las observaciones experimentales. Más aun, para que exista un cambio efectivo de la tensión de fluencia por la creación de nuevos LAF, utilizando el modelo de Flinn, es necesario que la deformación se efectue a través de varios sistemas de deslizamiento. Además de las diferencias observadas en el tipo de líneas de deslizamiento entre las aleaciones ordenadas y desordenadas (69, 70, 71, 72), es también un resultado general el que las aleaciones ordenadas muestren líneas de deslizamiento

pertenecientes a un solo sistema (69, 70, 71) mientras que las aleaciones desordenadas muestran deslizamiento en más de un sistema (69, 70, 71, 72). Esto sugiere, por si solo, que el deslizamiento en aleaciones policristalinas ordenadas se desarrolla con gran preferencia en los planos primarios. Este hecho no es del todo sorprendente, dado que sabemos que la TCF necesaria para operar las fuentes de dislocaciones de los planos secundarios, aumenta con la disminución de el tamaño de dominio. Dado que este disminuye a medida que la deformación se desarrolla en los planos primarios, (debido al corte de las dislocaciones primarias con los LAF) podemos concluir que el ordenamiento contribuye en una forma importante al endurecimiento latente. Notemos además, que los LAF creados por deslizamiento en planos primarios, endurece los planos secundarios pero no los primarios.

El endurecimiento latente, debe depender de t_0 en la misma forma que la TCF, o sea a través de la relación $\tau = \tau_0/t_0$.

3.- Explicación sugerida para la dependencia de σ con t_0

Teniendo en cuenta la dependencia del endurecimiento latente con t_0 , la dependencia de σ con t_0 puede ser explicada en la forma siguiente:

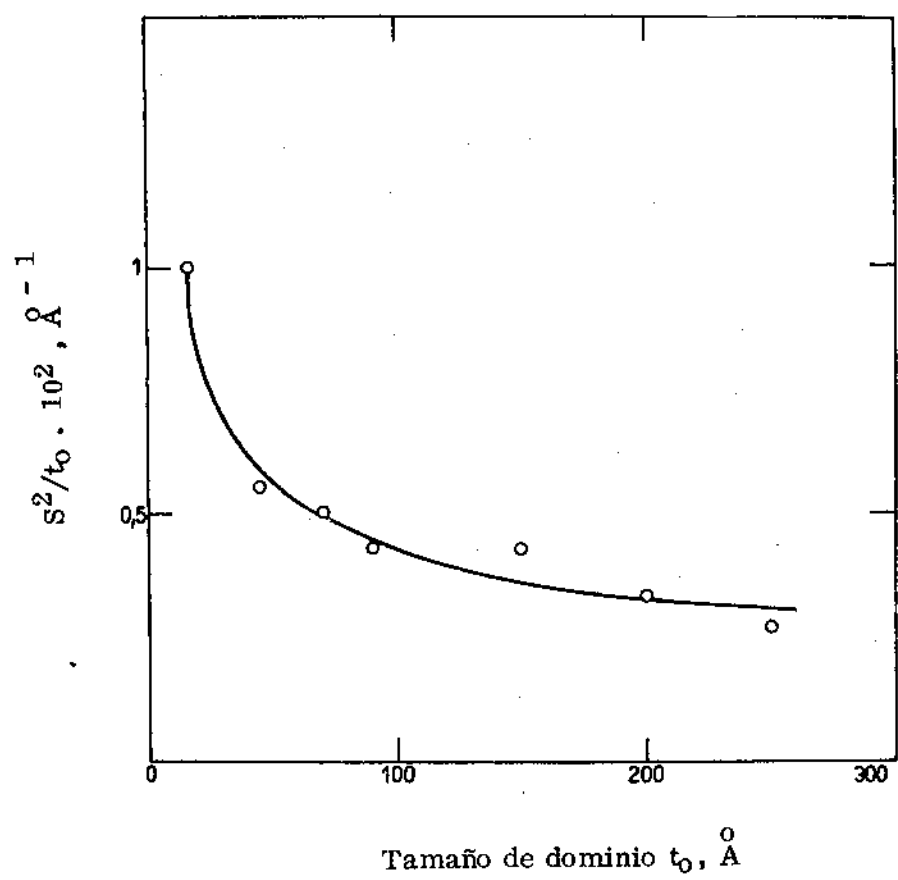
(a) De acuerdo con el mecanismo por trabajado propuesto por Vidoz y Brown (78). En dicho modelo, el endurecimiento por trabajado depende de $d \int \rho_b / d\xi$, donde ρ_b es la densidad de dislocaciones del bosque (62) y por lo tanto depende de la facilidad de creación de dislocaciones del bosque, que aumenta con t_0 debido a que el endurecimiento latente disminuye con t_0 .

(b) De acuerdo con la probabilidad creciente de formación de obstáculos en el plano de deslizamiento, debido a interacciones entre dislocaciones pertenecientes a distintos sistemas de deslizamiento -

(por ejemplo barreras de Lomer-Cottrell reacciones entre superdislocaciones). Para valores crecientes de t_0 y consecuentemente menor en endurecimiento latente, la probabilidad de tales reacciones aumenta debido a la mayor formación de dislocaciones del bosque.

Ninguna de las dos explicaciones anotadas, necesita deslizamiento secundario excesivo; solo una pequeña cantidad que puede ser debida a relajamiento de las tensiones internas. Las dos contribuciones mencionadas, actuando juntas o independientemente, dan lugar a una dependencia del coeficiente de endurecimiento por trabajado con el tamaño de dominio, similar al observado. (68, 90)

De todos modos, creemos que es necesario obtener más evidencias experimentales de la dependencia de σ con t_0 en probetas policristalinas del mismo tamaño de grano. Observaciones metalográficas (líneas de deslizamiento) pueden dar una información importante sobre la influencia de t_0 sobre el deslizamiento secundario.



REFERENCIAS

1. G.Vineyard, J.Phys.Chem.Solds, 3,121,(1957)
2. S. Glasstone, K.J. Laidler y H.Eyring "The Theory of Rate Processes" Mc.Graw-Hill,New York,1941.
3. G.Leibfried en "Dislocations and Mechanical Properties of Cristals" J.Wiley,1957.
4. J.Lothe y P. Hirth, Phys. Rev. 115,543,(1959)
5. J.Friedel,"Dislocations",Adison Wesley (1954)
6. A.H.Cottrell,"Dislocations and Plastic Flow of Cristals",Oxford 1953.
7. G. Schoeck, Phys.Stat.Sol., 8,499,(1965)
8. Z.S.Basinski,Phil.Mag. 4,393, (1959)
9. A.Seeger y H. Bross. J. Phys.Chem.Sol.16, 253, (1960)
10. N.F.Mott y F.R.N. Nabarro,Proc. Roy.Soc.52, 86, (1940)
11. A.Kelly en "Electron Microscopy and strength in Metals",J.wiley - 1963
12. A. Seeger, Proc.Second Int.Conf.Peacful Uses of Atomic Energie 6, 250,1958.
13. N.F.Mott Phil.Mag. 48,568 (1956)
14. J.Friedel, discusion a ref.28 en "Dislocation and Mechanical Properties of Cristals",J.wiley,1957
15. N.F.Mott,en "Imperfection in nearly Perfect Cristals",J.wiley
16. R.Peirls,Proc.Phys.Soc. 52,34,(1940)
17. F.R.N.Nabarro,Proc.Phys.Soc.59,256,(1949)
18. A.Seeger Phil.Mag. 1,651,(1956)
19. R.Hasiguti, Symp.on Mechanical Aspects of Lattice Defects,1962 Tokyo, Japan.
20. A. Seeger y P.Schiller Acta.Met. 10,348,(1962)
21. J.Dorn y S.Rajnak, T.IME,230,1052,(1964)
22. J.Friedel en "Electron Microscopy and Strength in Metals",J.wiley 1963.
23. A.Seeger en Rep.Conf.on Defects in Crystalline Solids,Bristol 1954
24. A.N.Stroh,Proc.Roy.Soc.A. 223,404, (1954)
25. A.Seeger y H.Wolf ver ref.16 de A.Seeger en "Electron Microscopy and Strength of Metals."
26. A.Seeger Phil.Mag. 46,1194, (1955)
27. P.B.Hirsch y D.H. Farrington.Phil.Mag.6,735,(1961)
28. A.Seeger en "Dislocations and Mechanical Properties of Cristals" J.Wiley (1963)
29. M.Peach y J.Koeler Phys.Rev.80,436,(1950)
30. B.Bardeen y J.Herring en "Imperfections in nearly Perfect Cristals" J.Wiley (1952)
31. J.Lothe J.App.Phys. 31,1077,(1960)
32. J.Friedel en "Internal Stresses and Fatigue of Metals",Elsevier
33. G.Schoeck en "Creep and Recovery" ASM 1956

34. N.F.Mott en Symp.on Creep and Fracture of Metals at High Temperatures" National Physical Laboratory 1954
35. G.Leibfried, Z.angew.Phy.6, 251,(1954)
36. J.Weertman, J.App.Phy. 28,362, (1957)
37. J.Weertman J.App.Phy.,26,1213,(1955)
38. G.Schoeck y A.Seeger,Report Conf. on Defects in Crystalline Solids, (London, Phys.Soc.) 1955
39. R.L. Fleischer, Acta Met. 7, 134, (1959)
40. N.Thomson,Proc.Roy.Soc.66,481,(1953)
41. H.Wolf Z.Naturf,15a,180, (1960)
42. G.Schoeck, y A. Seeger, Acta Met., 1, 519, (1953)
43. A. Seeger, R.Berner y H.Wolf, Z.fur Phys.,155,247,(1959)
44. J. Weertman. J.App.Phy.28,1185,(1957)
45. A.H.Cottrell y M.A.Jawson,Proc.Roy.Soc.A199,104,(1949)
46. H.Susuki en "Dislocation and Mechanical Properties of Cristals", J.Wiley 1957.
47. G.Schoeck, Phys,Rev.102,1458,(1956)
48. G.Schoeck y A.Seeger, Acta Met.7, 469,(1959)
49. J.Eshelby,Phil.Mag.6,953,(1961)
50. J.C.Fisher Acta Met. 2,9,(1954)
51. E.R.N. Nabarro en "Rep.on Strehgh of Solids", (London,Phys.Soc.)
52. C.Zener "Elasticity and Anelasticity of Metals".U. of Chicago - Press. 1948
53. P.A. Flinn Acta Met. 6,631, (1958)
54. C.M.Sellars y A.G.Querrell, J.Inst. of Met.90,329,(1961)
55. J.Weertman en "Ice and Snow",Ed. W.D.Kingery,MIT Press
56. H.Conrad y H. Midersich,Acta Met.8,128, (1965)
57. G.B.Gibbs Phys.Stat. Sol,5,693,(1964)
58. J.M.Cawley J.App.Phy.21,245,(1950)
59. C.Barret y D.Masalski "The Structure of Metals",McGraw-Hill,1966
60. J.Elcock "Physical Properties of Ordered Alloys" Mathuen Monograph 1950.
61. C.Sachs y J.Weerts, Z.Phy.,67,507,(1931)
62. A.E.Vidoz y M.Victoria,Informe N°130,CNEA,Buenos Aires (1965)
63. N.S.Stoloff y G.Davies,Scientific Laboratoy- Ford Motor Co.Report (1966)
64. M.J.Marcinkowski en "Electron Microscopy and Strength in Metals", Intercience Publishers 1963.
65. J.B.Cohen and M.E.Fine."Le Journal de Phys. et le Radium 23,749, (1962)
66. J.E.Dorn y J.B.Mitchel, U.C.R.L.- Report N° 16562 (1966)
67. G.W.Ardley Acta Met.3,525,(1955)
68. W.D.Gibbs y T.Broom,Phil.Mag.45,246,(1954)
69. A.E.Vidoz,D.P.Lazarevic y R.W.Cahn Acta Met.,11,17,(1963)
70. T.Taoka,K.Yasugochi y R.Honda en "Mechanical Properties of Inter-metalic Compounds (J.Wiley),pag.192 (1960)

71. T.Taoka y K.Sakata Acta Met. 5, 61, (1957)
72. T.Nagashima y T.Yamamoto, Acta Met. 4, 941, (1956)
73. F.Seitz y J.S.Koheler, J.App. Mech. 14, 217, (1947)
74. A.H.Cottrell en "Relations of Properties to Microstructure", ASM p151, (1953)
75. P.Flinn, T.AIME, 218, 145, (1960)
76. B.H.Kear, The Franklin Institute, Phil.-Penna, Report F-A 2182 (1963)
77. G.Davies y N.S.Stoloff Phil.Mag. 9, 349, (1964)
78. A.E.Vidoz y L.N.Brown, Phil.Mag. 7, 1167, (1962)
79. A.E.Vidoz Acta Met. 10, 1099, (1965)
80. M.Herman y N.Brown. T.AIME 206, 604 (1965)
81. J.A.Hren Ph.D. Thesis, Standford University, 1962.
82. A.K.Mukherjee y J.E.Dorn J.Inst.Met. 93, 397, (1965)
83. I.I.Kornilov, A.Ia. Shiniayev y Ye.N.Pyloyev, Izvest.Akad.Nauk, SSSR, Russian Metallurgy and Mining 5, 67, (1963)
84. J.Weertman, T.AIME, 206, 1409, (1956)
85. P.A.Flinn Acta Met. 6, 631, (1958)
86. P.A.Flinn Phys.Rev. 104, 350, (1956)
87. B.Leech y C.Sykes, Phil.Mag. 27, 742, (1939)
88. R.J.Wakelin y E.L.Yates, Proc.Phys.Soc.London, B66, 221, (1953)
89. B.G.Lyaschenko, D.F.Litvin, I.M.Puzei y Yu.G.Abov, Kristallografiya, 2, 64, (1957)
90. M.J.Hordon T.AIME, 227, 260 (1963)
91. G.Davies, y N.S.Stoloff, Acta Met. 11, 1347, (1963)
92. L.Kaufman, Sc.D.Thesis. MIT (1955)
93. R.Hultgreen, R.L.Orr, P.D.Anderson y K.K.Kelly, "Selected Values of Thermodynamic Properties of Metals and Alloys, J.Wiley, N.Y., 1963
94. E.W.de Reza y C.A.Pampillo Acta Met. a ser publicado
95. M.F.Collins, R.V.Jones y R.D.Lowde, J.Phys.Soc., Japan (1961-Magnetism Conf. Proceedings)
96. I.I.Kornilov, en "Mechanical Properties of Intermetallic Compounds" J.Wiley N.Y. (1960)
97. T.Suzuki y M.Yamamoto, J.Phys.Soc.Japan, 14, 463, (1959)
98. O.Sherby, Acta Met. 10, 135, (1962)
100. J.Dorn en "Creep and Recovery", ASM, p.255 (1957)
101. M.J. Marcinkowski y D.S.Miller, Phil.Mag., 6, 871, (1961)
102. G.I.Taylor en, "Deformation and Flow of Solids", Colloquium, Madrid 1955.
103. C.Herring, J.App.Phys. 21, 437, (1950)
104. M.Neiman y Ia.Shiniayev, Dokl, Akad.Nauk, SSSR, 102, 969, (1955)
105. D.Lazarus en Solid State Physics 10, Seitz y Turnbull ed. Academic Press Inc. N.Y. 1960.
106. C.Varotto y A.E.Vidoz, Trabajo no publicado.
107. J.Weertman T.AIME, 218, 207, (1960)
108. J.Weertman y P.Shahinian, T.AIME, 206, 1223, (1956)
109. N.R.Borsch, L.A.Shepard y J.Dorn, UCRL Report Serie 103, 6 (1958)

109. D. McLean, K. F. Hale, "The Stress Sensitivity of Creep", Inst. of Met., London, Special Report N° 70 (1961)
110. R. Vergne, C. R. Acad. Sci. Paris, 247, 197, (1958)
111. L. Neel, J. de Phys. et le Radium, 15, 225, (1954)
112. S. Taniguchi, Sci. Rep. Res. Inst. Tohoku Univ., 7A, 269, (1955)
113. A. Lawley, J. Coll y R. Cahn. T. AIME 218, 168, (1960)
114. F. Garofalo, T. AIME 230, 1460, (1964)
115. J. Philibert, Le J. de Phy. 24, 430, (1964)
116. A. H. Cottrell, Phil. Mag. 44, 829, (1953)
117. A. H. Cottrell, en "Symp. on Vacancies and other Point Defects in Metals and Alloys", The Inst. of Metals, 1958.
118. F. Bolling, Phil. Mag. 4, 537, (1959)
119. A. R. C. Westwood y T. Broom, Acta Met. 5, 249, (1957)
120. F. Seitz, Adv. in Phys. 1, 43, (1952)
121. C. Sykes y F. W. Jones, Proc. Roy Soc., A 157, 213, (1934)
122. J. B. Brinkman y C. E. Dixon y C. J. Meecham, Acta Met. 2, 38 (1954)
123. T. J. Koppenaal y M. E. Fine T. AIME, 221, 1178, (1961)
124. A. H. Cottrell en "Relations of Properties to Microstructure" ASM, 1954.
125. K. Sumino, Sci. Rep. Ritu, Tohoku Univ. A 10, 283, (1958)

LEYENDA DE LAS FIGURAS

Fig.1. Curva tensión-deformación y curvas de fluencia.

- " 2. Variación del límite elástico y de la tensión de fluencia con la temperatura en una gran variedad de metales y aleaciones.
- " 3. Dislocación frenada por obstáculos localizados.
- " 4. Esquematización de los campos de tensiones dentro de un metal.
- " 5. Formación de una muesca, por intersección de dos dislocaciones.
- " 6. Posiciones de una dislocación de borde al moverse de una posición de equilibrio a otra, dando lugar a la tensión de Peirls Nabarro.
- " 7. Avance de una dislocación a través de la barrera de Peirls--Nabarro, por el movimiento de un par de kinks.
- " 8. (a) Modelo de Dorn y Rajnak para la nucleación de un par de kinks. (22)
(b) Modelo de Seeger para la nucleación de un par de kinks(20)
(c) Modelo de Friedel para la nucleación de un par de kinks(22)
- " 9. Variación del límite elástico con la temperatura de acuerdo a los modelos de Dorn y Rajnak y de Friedel para la nucleación de pares de kinks. (21,22).
- " 10. Dependencia de ΔG con la tensión aplicada para los tres modelos de nucleación de pares de kinks.
- " 11. Intersección de dislocaciones extendidas.-
- " 12. Estado normal y activado, para dos niveles de tensión efectiva, durante la intersección de una dislocación extendida. (28)
- " 13. F versus x y G versus x para la intersección de dislocaciones no extendidas.
- " 14. (a) Formación de hileras de defectos puntuales durante el movimiento de dislocaciones de hélice con muescas.-
(b) G versus x correspondiente..
- " 15. (a) Formación termicamente activada de un defecto puntual por una muesca en una dislocación de hélice.
(b) G versus x correspondiente. (26).
- " 16. Dependencia de la tensión de fluencia con la temperatura, poniendo de manifiesto la recuperación del material a $T > T_f/2$.
- " 17. Curvas tensión-deformación y de fluencia a temperaturas mayores que $T_f/2$.
- " 18. (a) Absorción o emisión de defectos puntuales para el trepado de dislocaciones de borde.
(b) Fuerza de trepado producida por una compresión sobre el plano extra de una dislocación de borde.
- " 19. Modelo de Weertman para la fluencia controlada por el trepado de dislocaciones de borde. (36).
- " 20. Modelos de Friedel (a), Seeger (b) y Fleischer (c) para el deslizamiento cruzado de dislocaciones extendidas (14,40,39)
- " 21. Esquematización de los mecanismos de micro creep.
(a) Arrastre de una atmósfera de Cottrell. (Mecanismo de Cottrell-Jaswon).
(b) Arrastre de una atmósfera de Suzuki.
(c) Arrastre de una atmósfera de Snoek. (Mecanismo de Eshelby.-Schoeck).

- Fig. 23. Esquema de el horno de vacío para los templados y recocidos.
- " 24. Esquema de la maquina de fluencia.
- " 25. Montaje para calibrar el transductor.
- " 26. Circuito de alimentación para el calefactor de la máquina de fluencia y del horno de recocidos.
- " 27. Curvas típicas de fluencia para la aleación Ni_3Fe a altas y - bajas temperaturas.
- " 28. Sistema calefactor para realizar cambios rápidos de temperatura por encima de la temperatura ambiente.
- " 29. Probeta tomada por las mordazas. Posición de la misma dentro de la caja por donde fluye el aire caliente.
- " 30. Circuito SCR del controlador de temperaturas.
- " 31. Curvas registradas de un cambio de temperaturas: (a) Expansión termica del sistema, medida por el transductor; (b) cambio de temperatura correspondiente.
- " 32. Curva de fluencia durante un cambio de temperatura, realizado para evaluar la entalpía de activación para la deformación plástica.
- " 33. Evaluación de las entalpías de activación para la fluencia,
- " 34. Idem a fig. 33. a altas temperaturas.
- " 35. Entalpías de activación para la fluencia en función de la temperatura para la aleación 1 y 2, a altas temperaturas.
- " 36. Logaritmo de la velocidad de deformación en función del logaritmo de la tensión aplicada a distintas temperaturas, para la aleación 1.
- " 37. Idem a fig. 36 para la aleación 2.
- " 38. Exponente n de la tensión aplicada para la aleación 1 y 2, a distintas temperaturas.
- " 39. Tensión de fluencia en función de la temperatura.
- " 40. Idem a fig. 36 para 822°K, mostrando el apartamiento de la ley potencial.
- " 41. Micrografías mostrando la formación de agujeros por el deslizamiento de bordes de grano.
- " 42. Entalpía de activación para la fluencia, en función de la temperatura a temperaturas por encima de la temperatura ambiente, para la aleación 1 ordenada y desordenada.
- " 43. Volumen de activación en función de la deformación, a distintas temperaturas para la aleación 1 desordenada.
- " 44. Idem a figura 43 para la aleación 1 ordenada.
- " 45. Efecto del envejecimiento sobre las curvas de fluencia a temperaturas por encima y por debajo de 440°K. Aleación 1 desordenada.
- " 46. Medición del efecto de envejecimiento. Aleación 1 desordenada.
- " 47. Efecto del envejecimiento en función del tiempo a distintas temperaturas.
- " 48. Efecto de la tensión mantenida durante el envejecimiento.
- " 50. Envejecimiento en la aleación 1 ordenada.
- " 51. Determinación de la expresión analítica para el envejecimiento.
- " 52. Determinación de la entalpía de activación para el envejecimiento.
- " 53. Curvas tensión deformación para la aleación 1 desordenada a - distintas temperaturas.
- " 54. Idem a fig 53 para la aleación 1 ordenada.
- " 55. Tensión de fluencia en función de la temperatura para la aleación 1 en estado ordenado y desordenado.

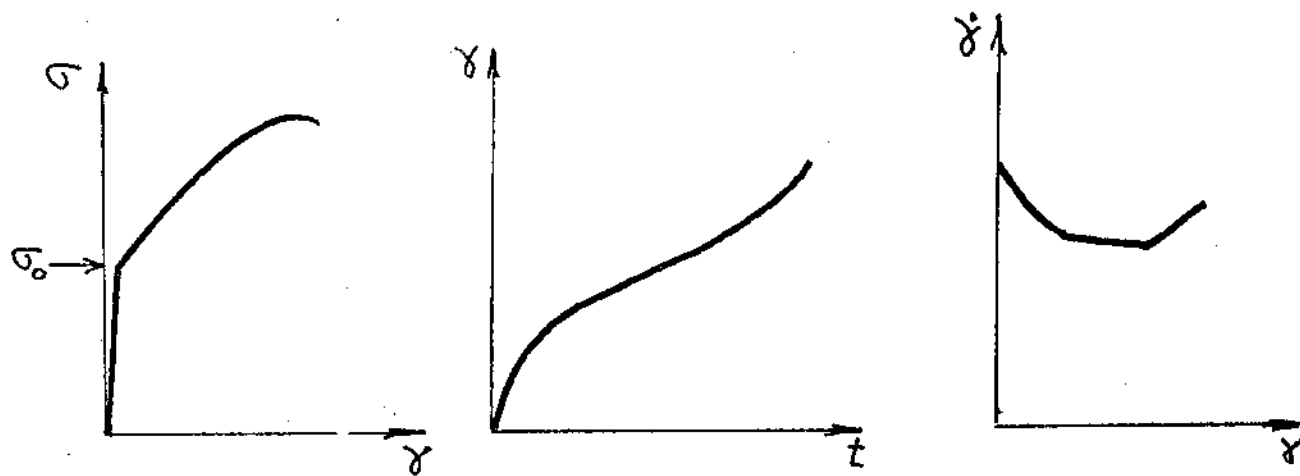


Figura 1

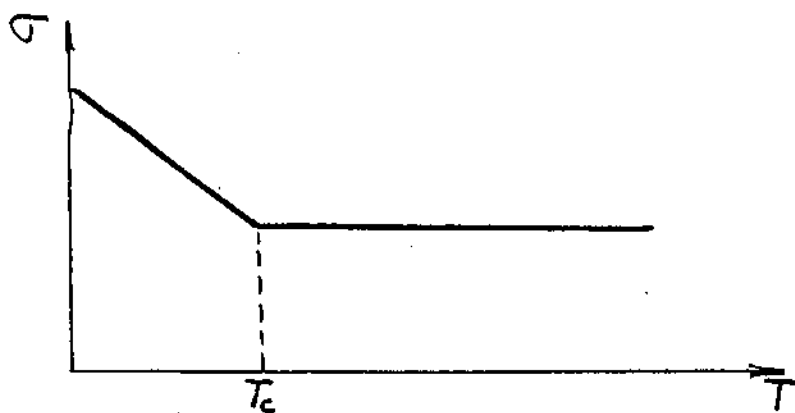


Figura 2

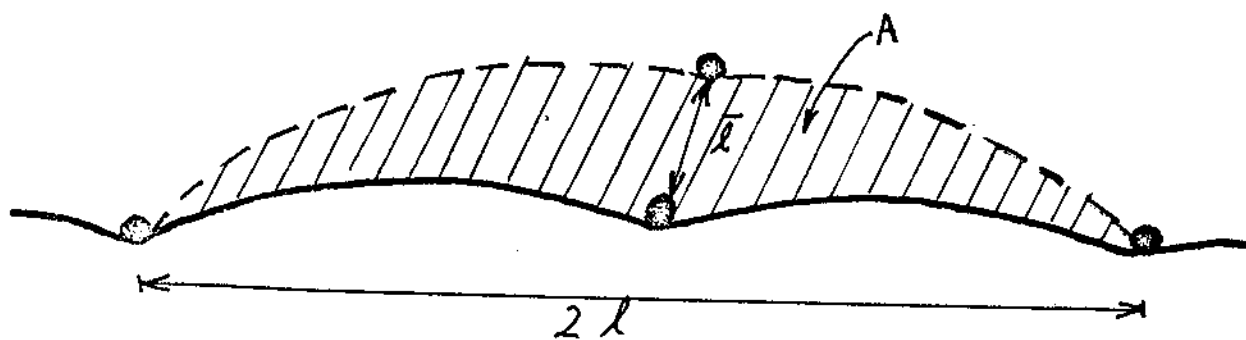


Figura 3

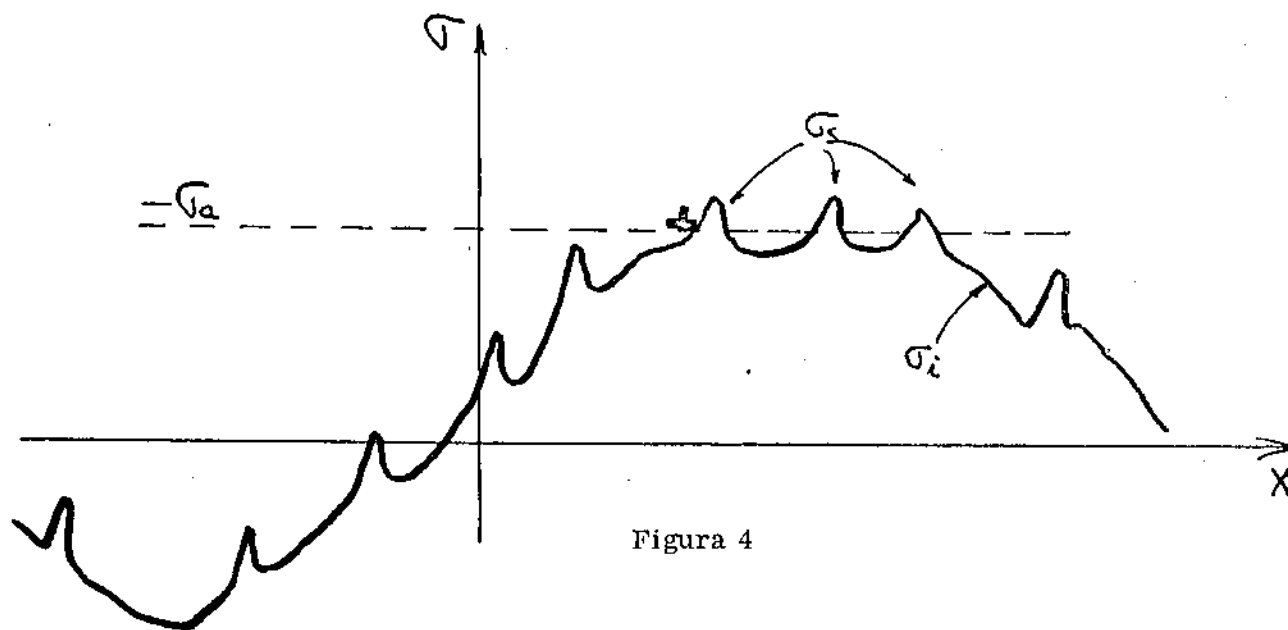


Figura 4

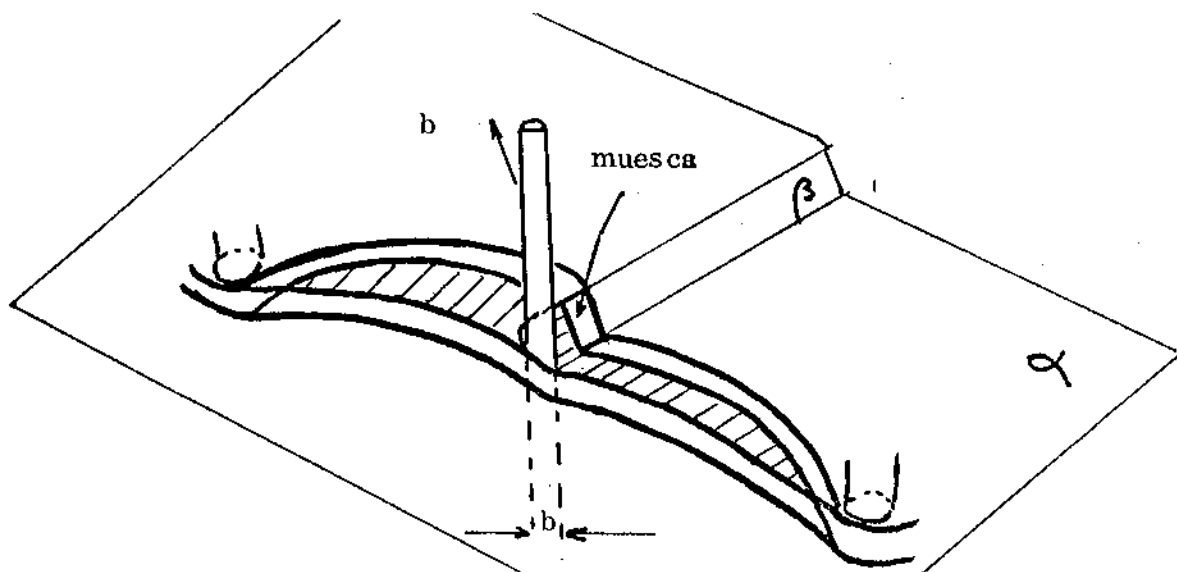


Figura 5

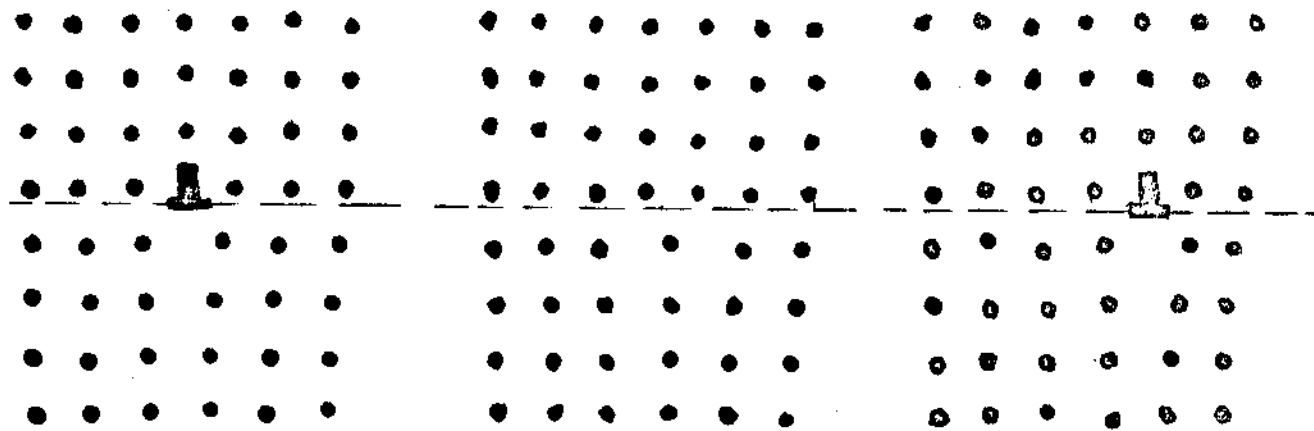


Figura 6

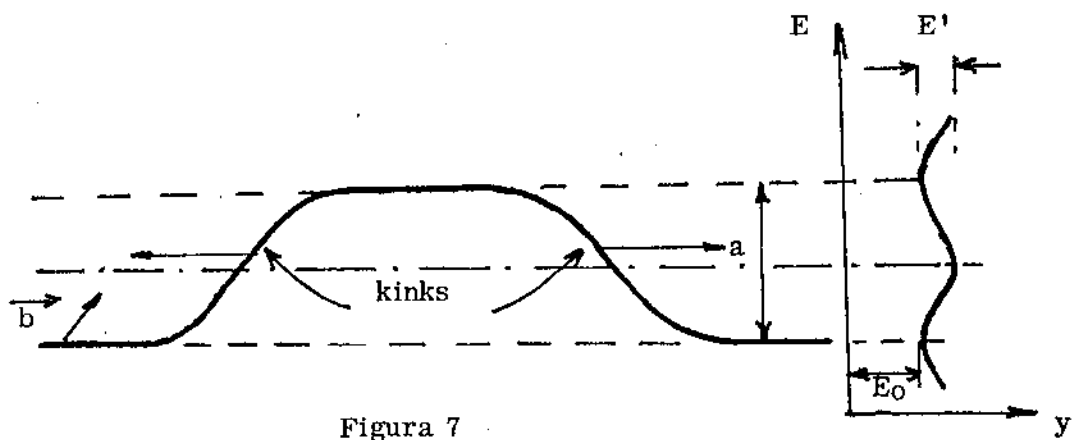


Figura 7

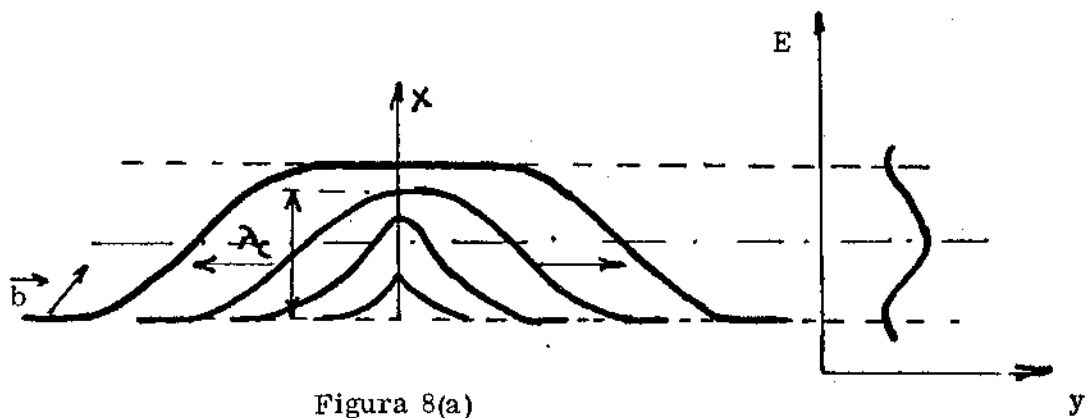


Figura 8(a)

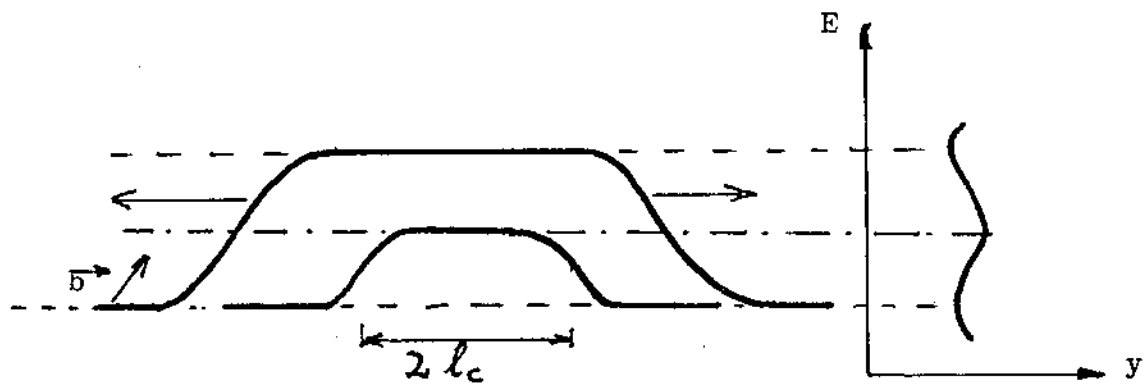


Figura 8(b)

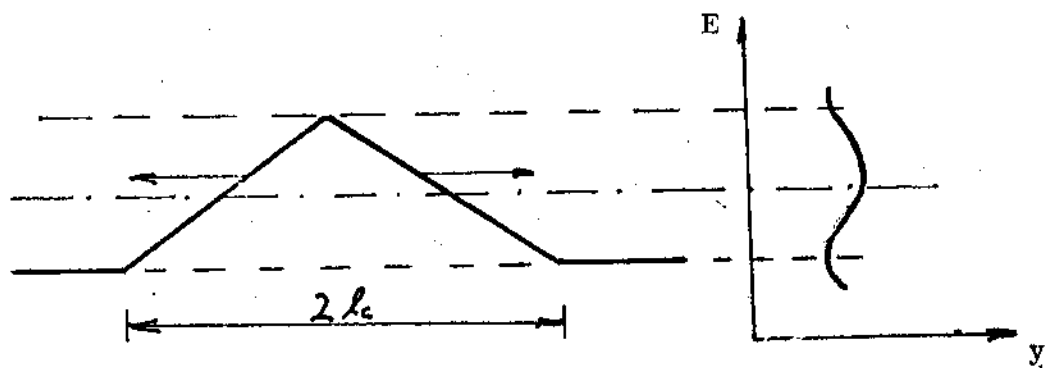


Figura 8 (c)

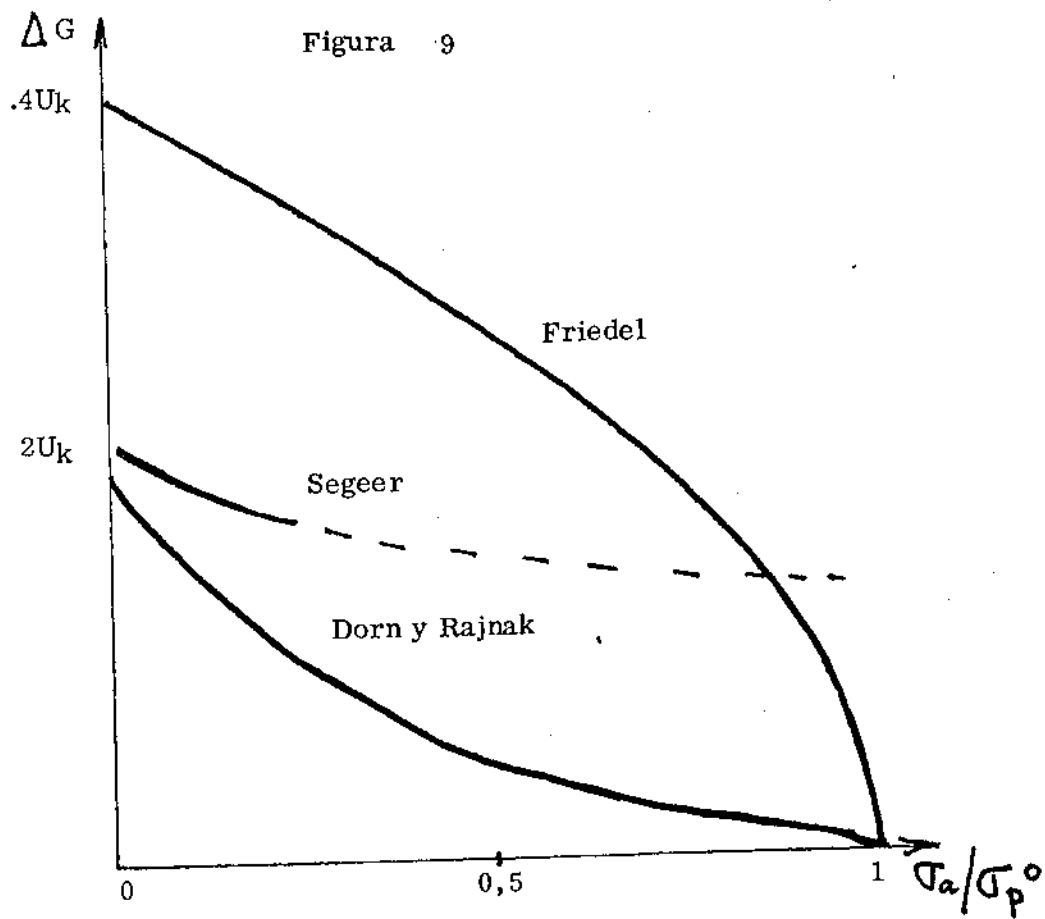
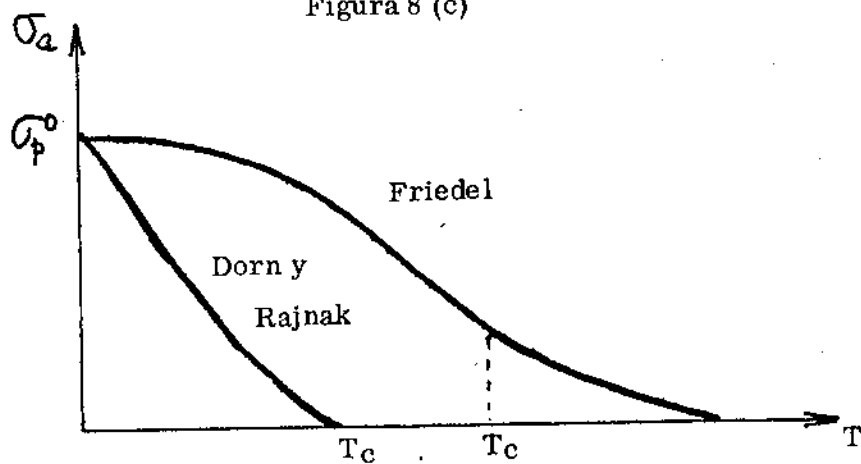


Figura 10

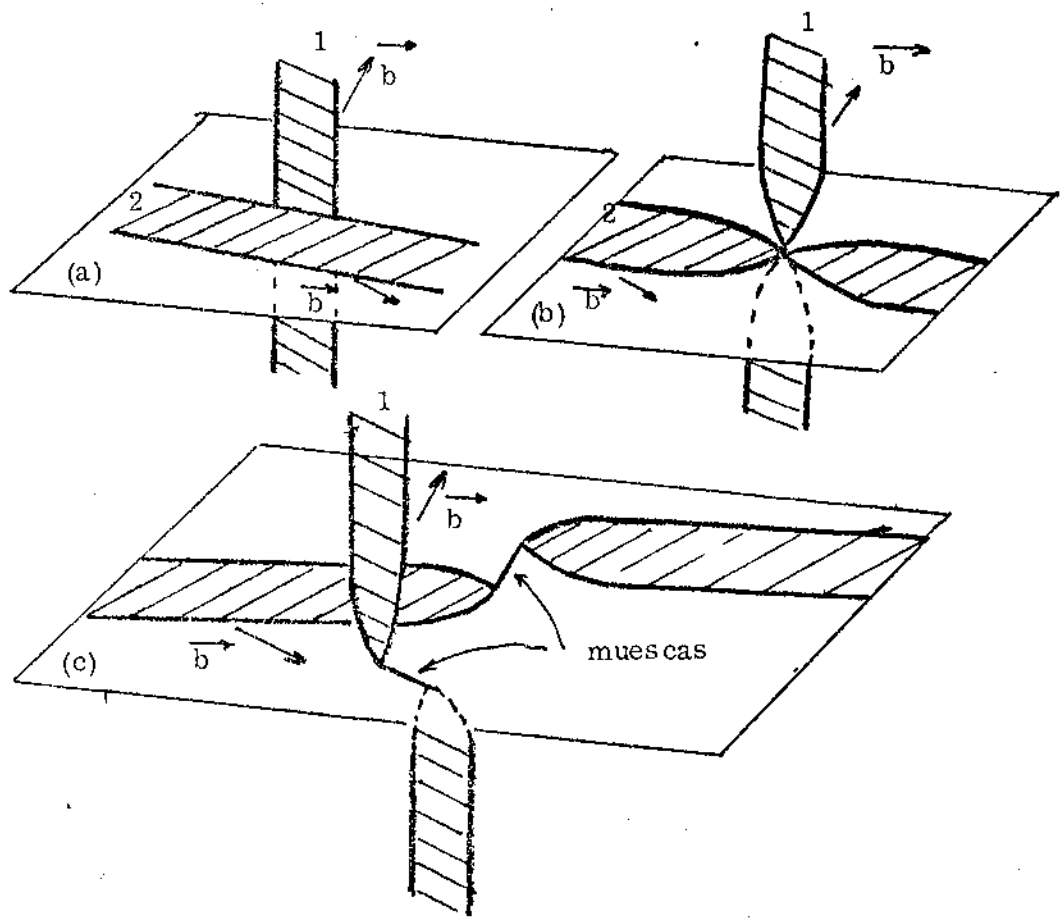


Figura 11

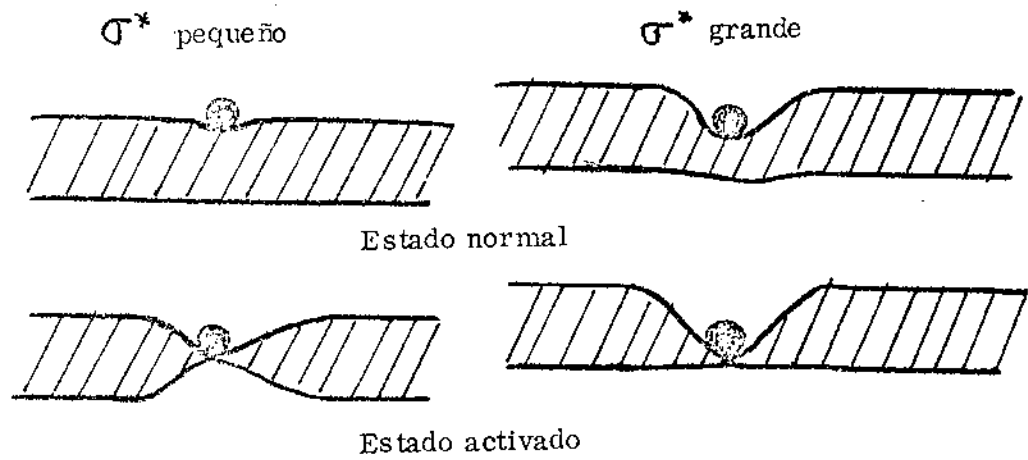


Figura 12

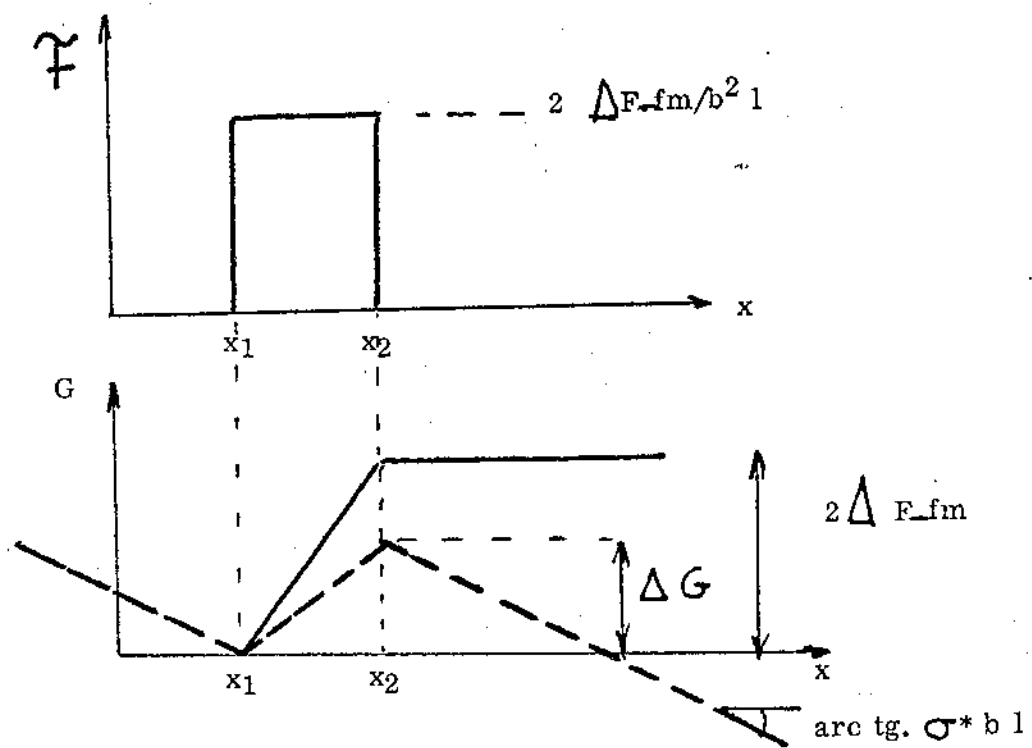


Figura 13

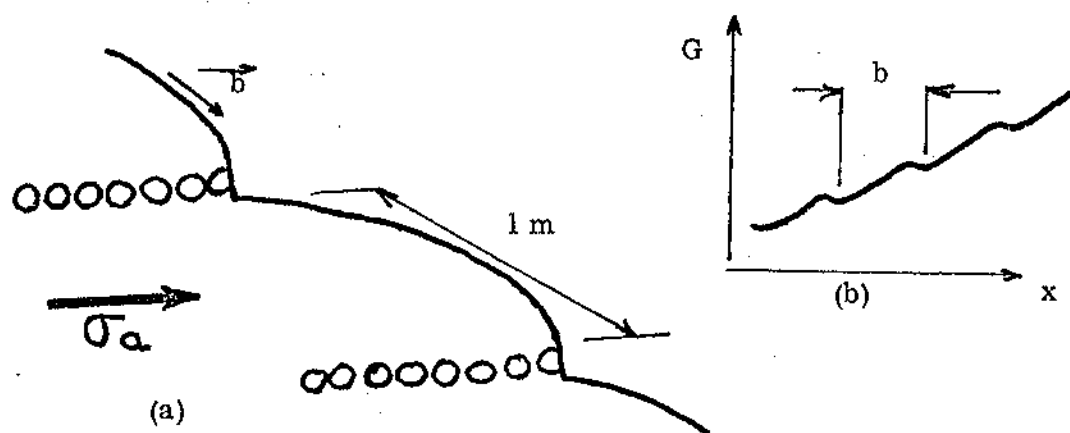


Figura 14

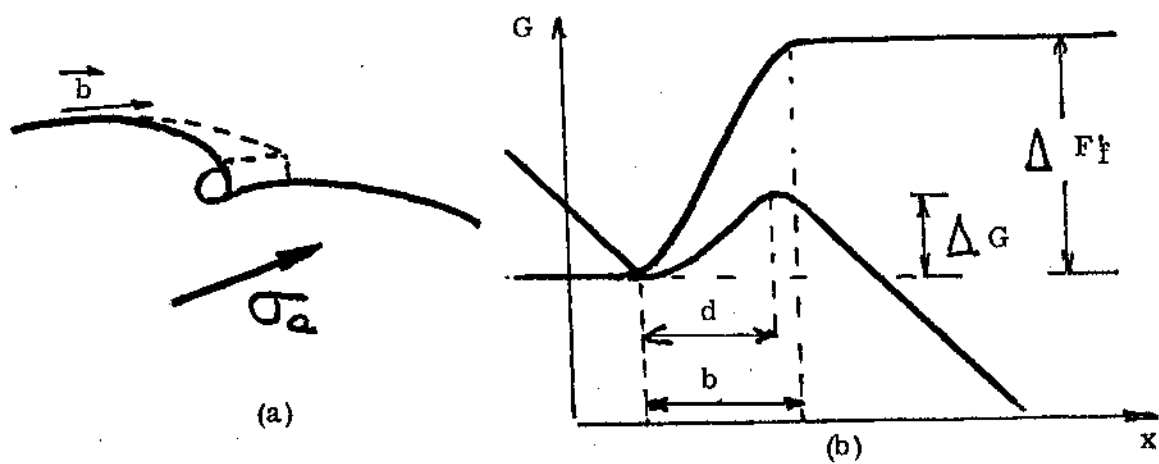


Figura 15

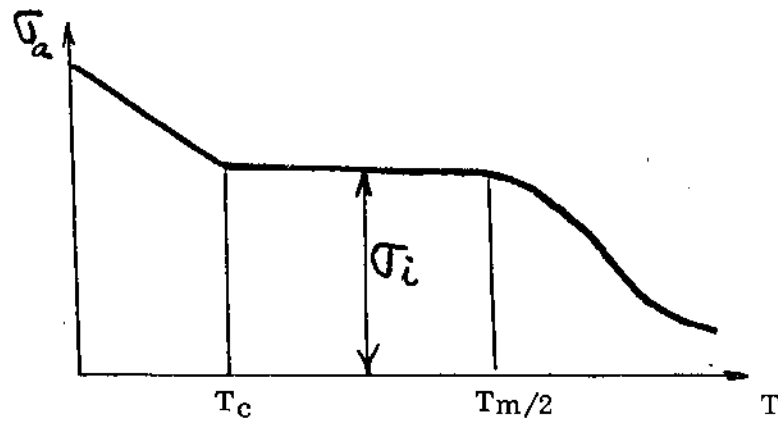


Figura 16

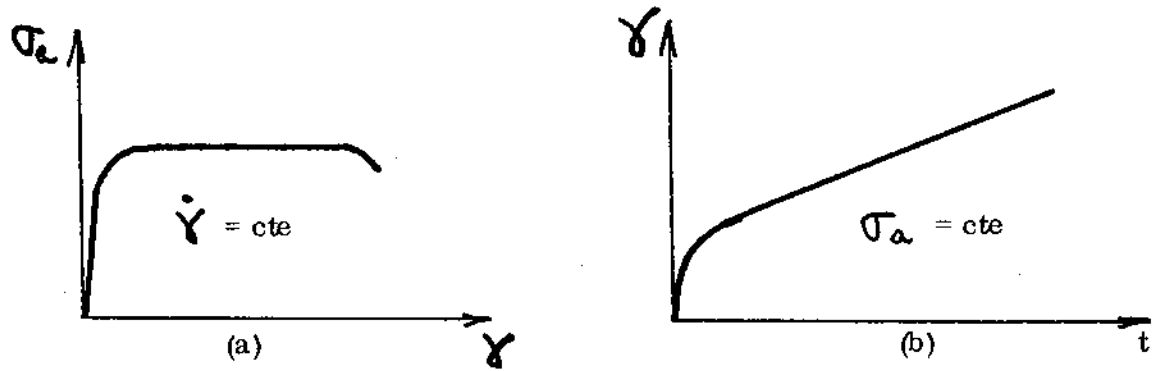


Figura 17

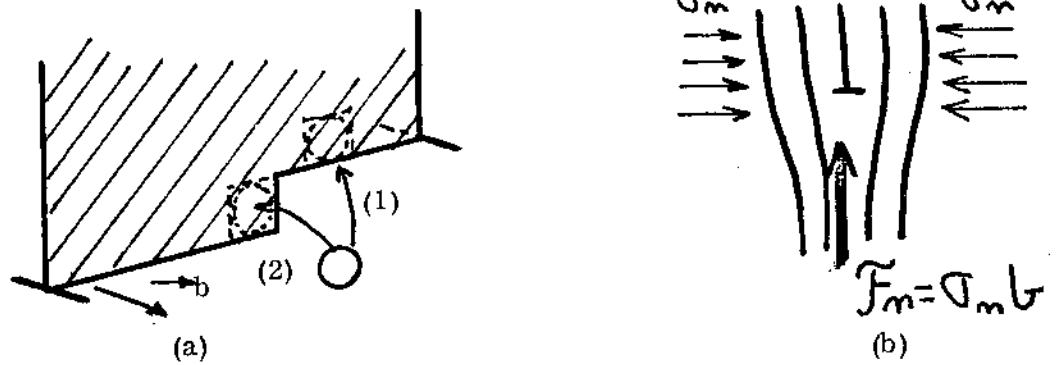


Figura 18

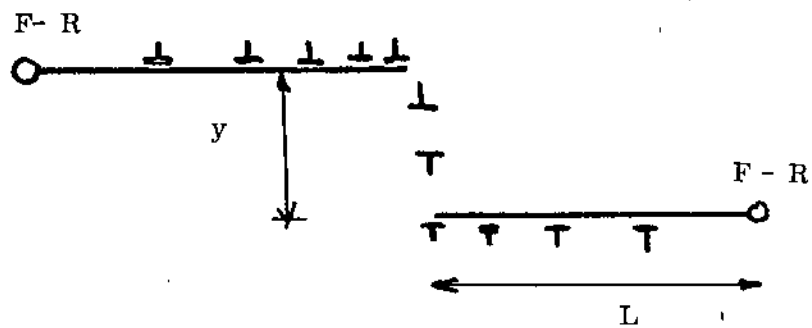


Figura 19

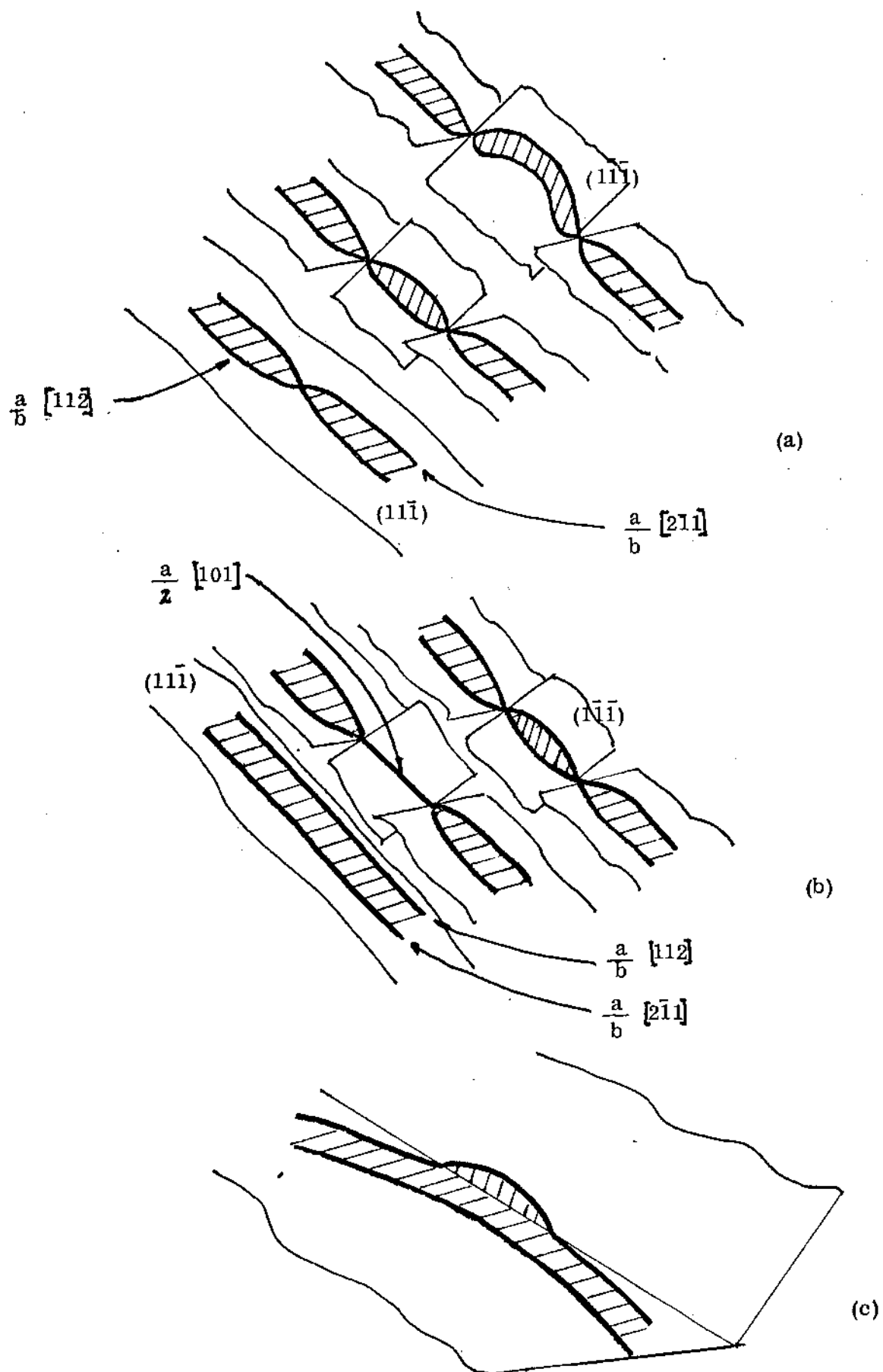
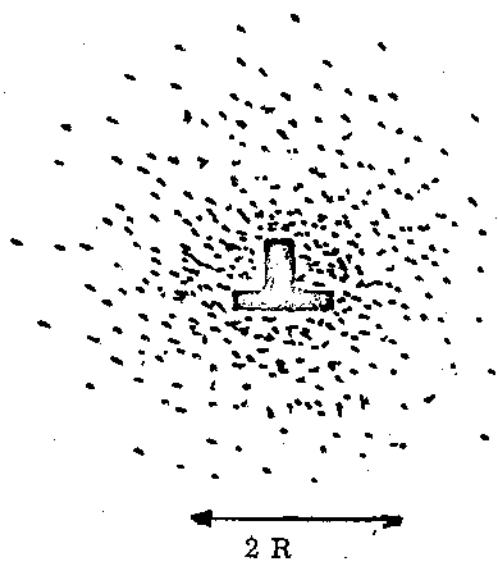
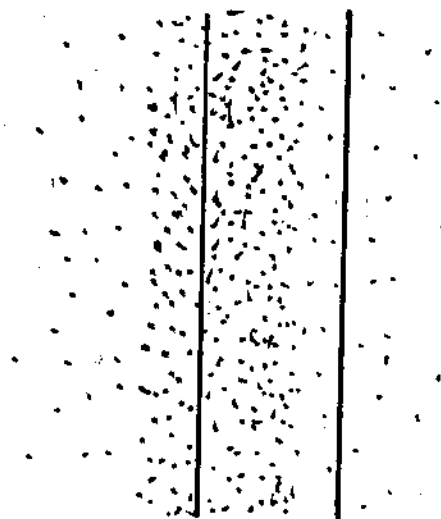
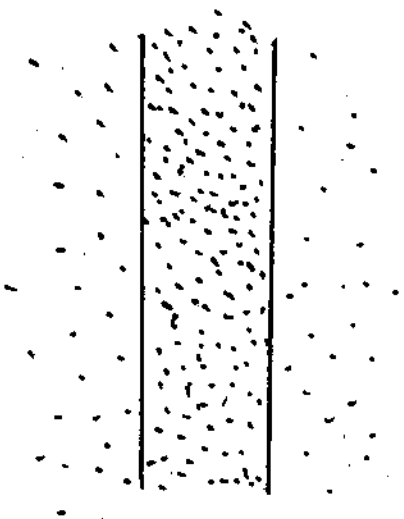
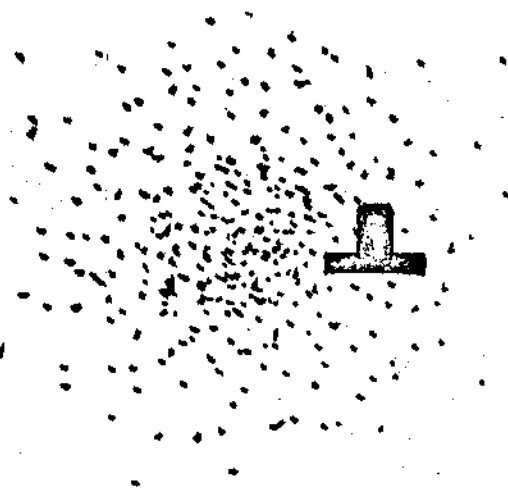


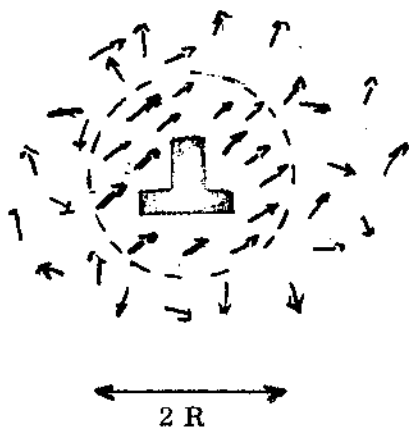
Figura 20



(a)



(b)



(c)

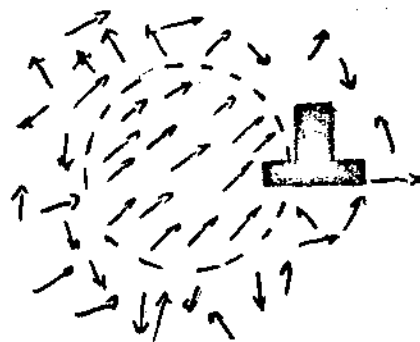


Figura 21

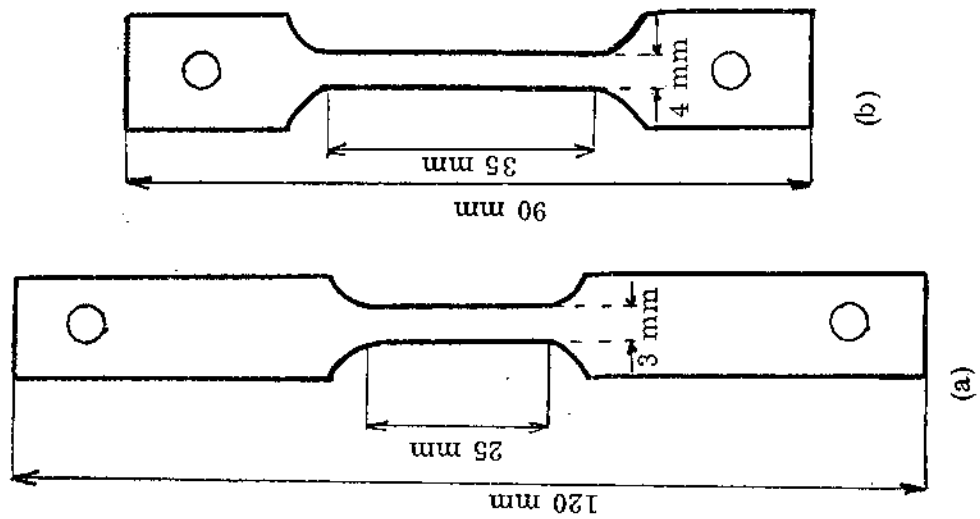


Figura 22

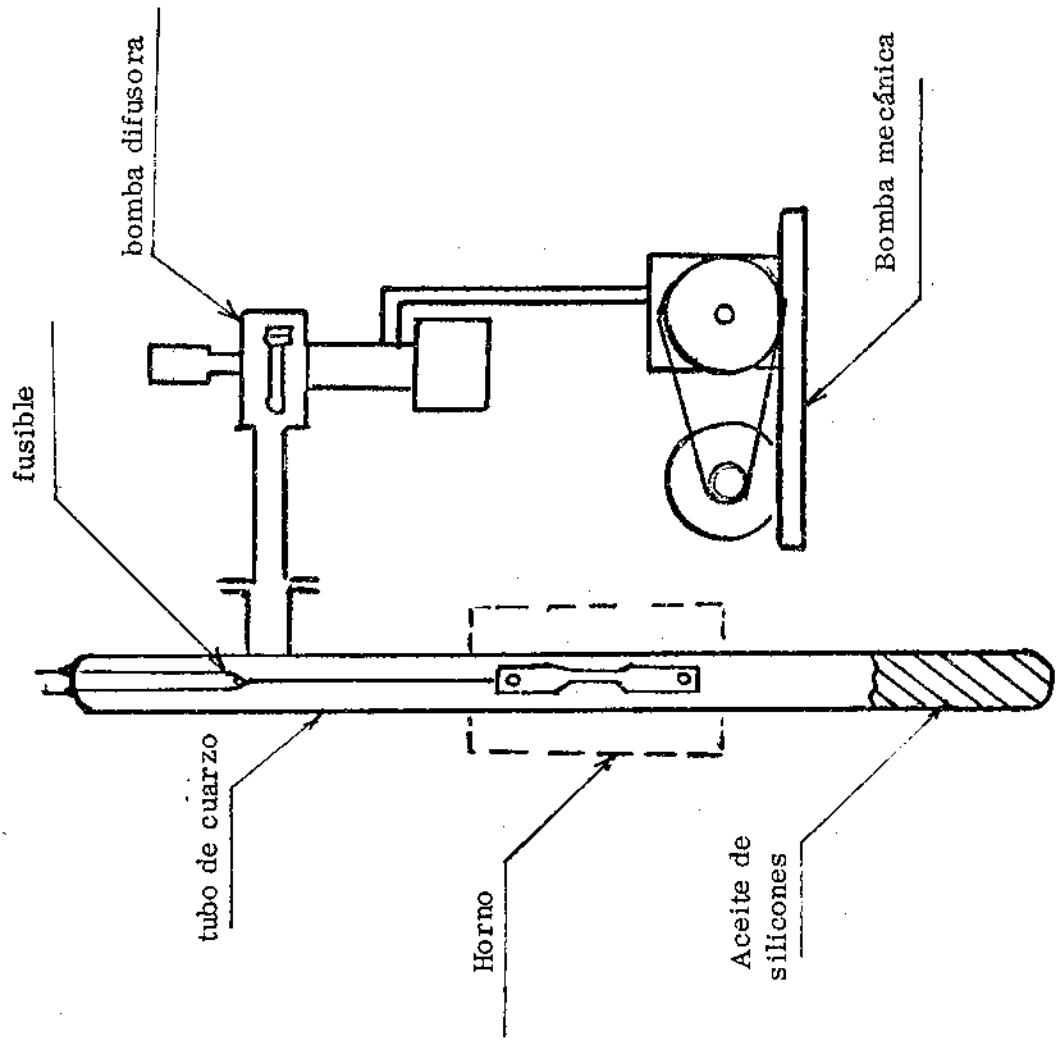


Figura 23

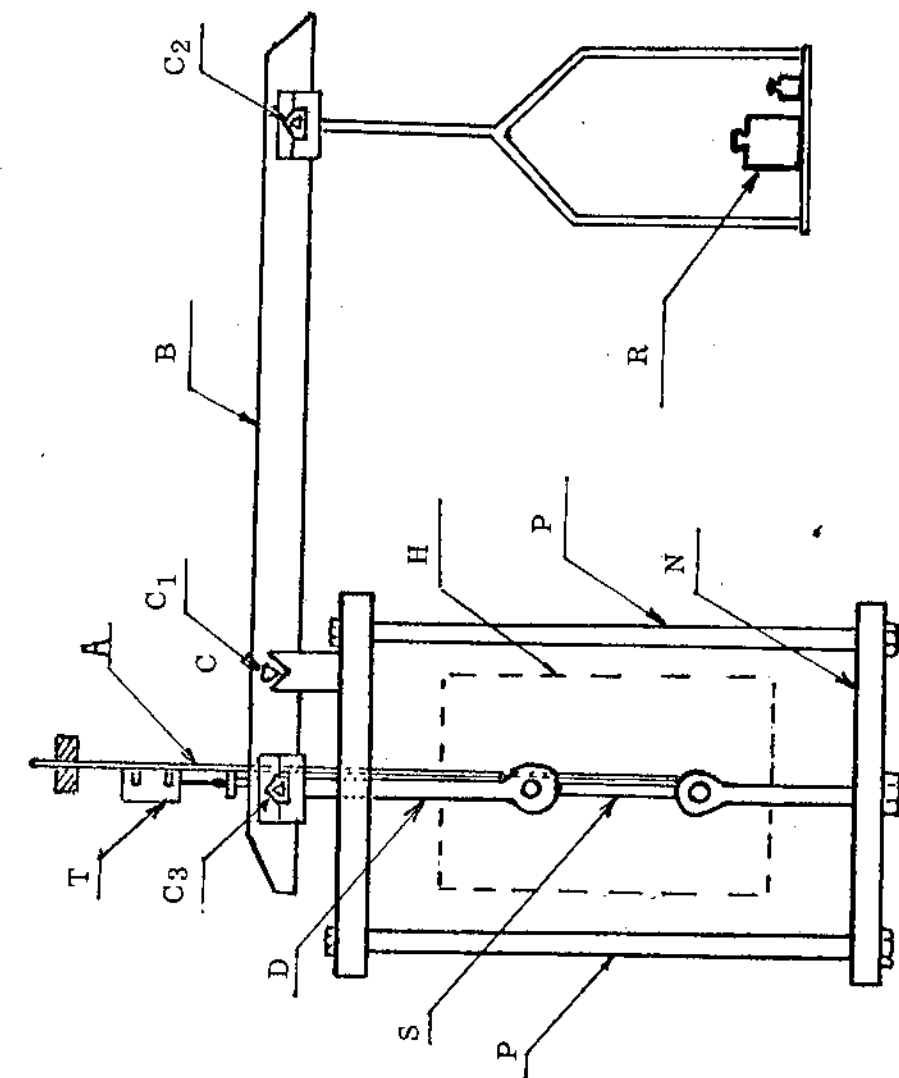


Figura 24

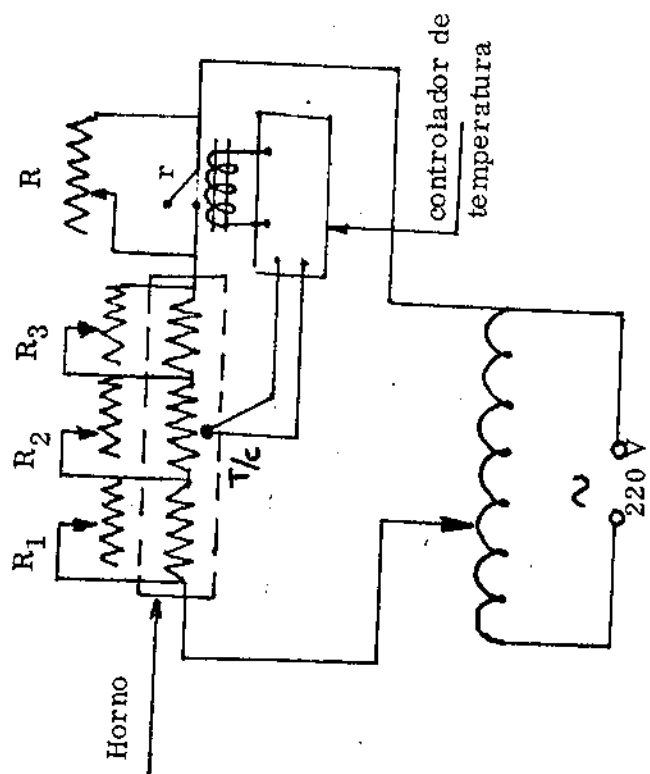


Figura 26

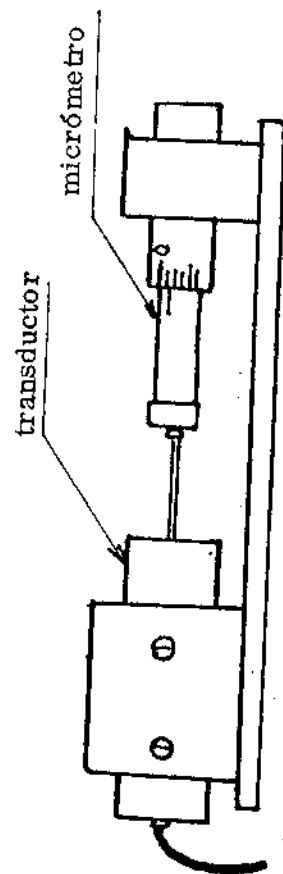


Figura 25

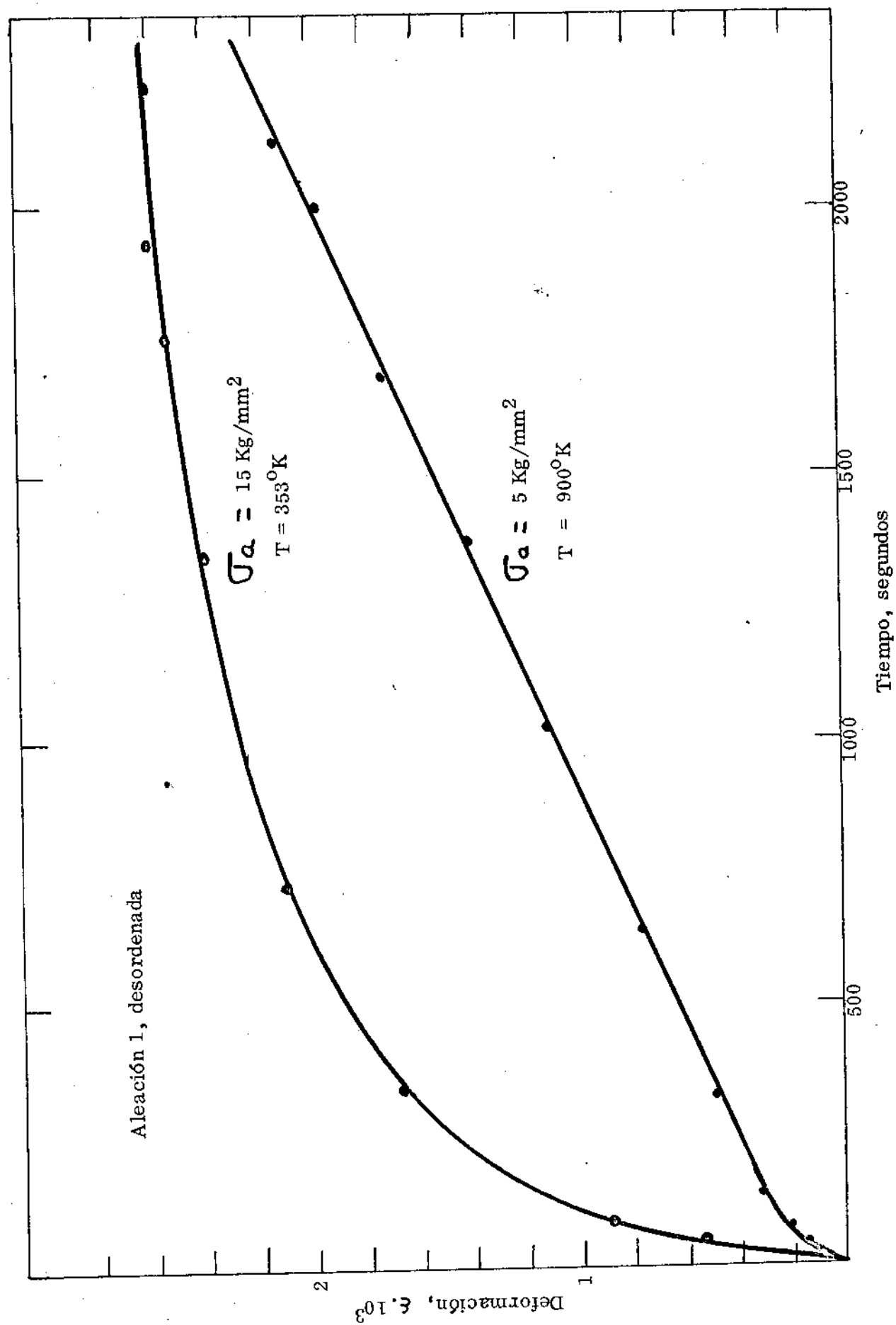


Figura 27

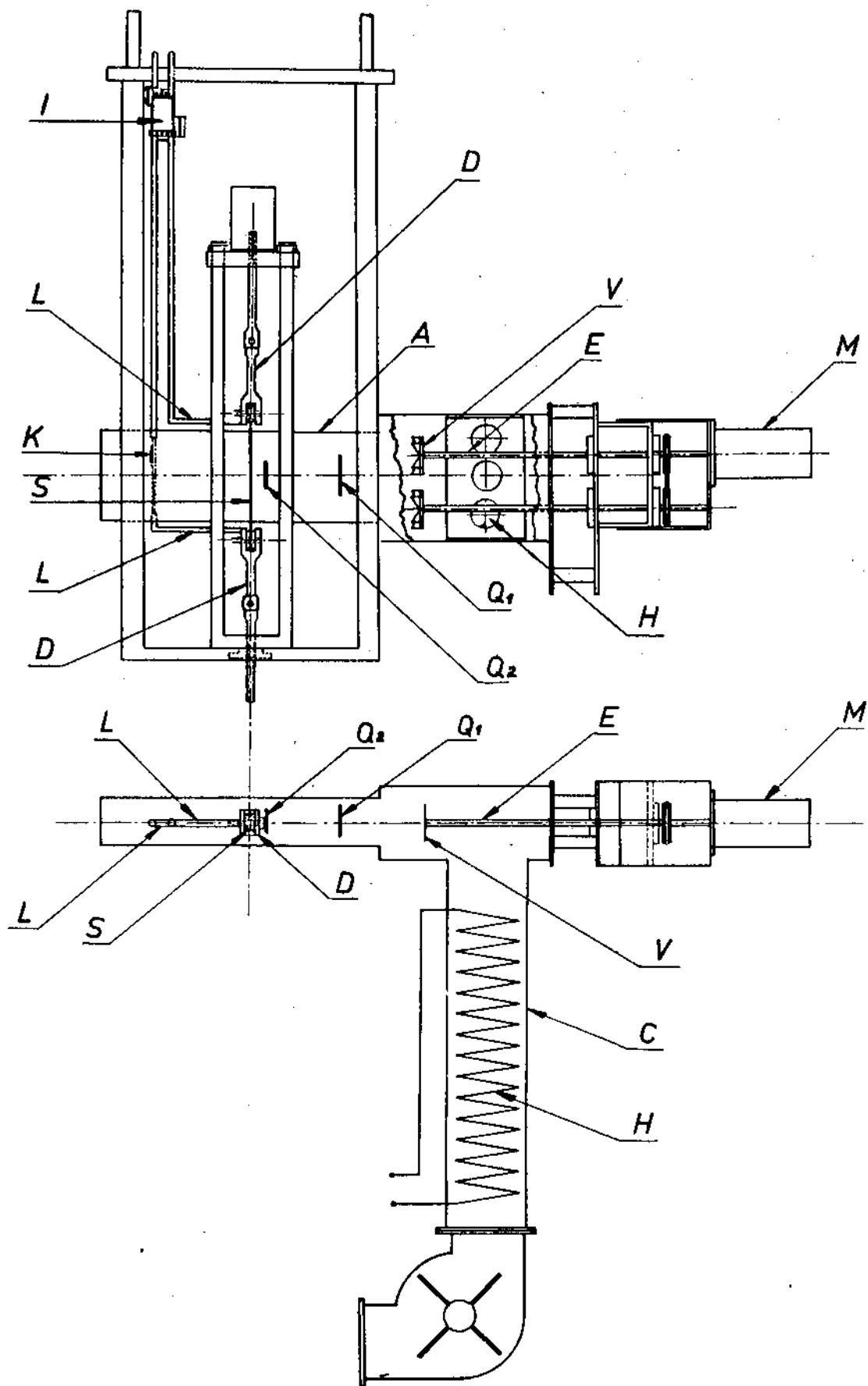


Figura 28

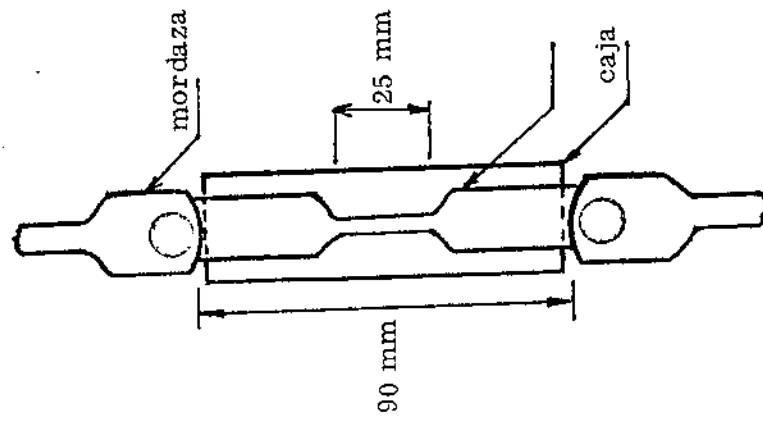


Figura 29

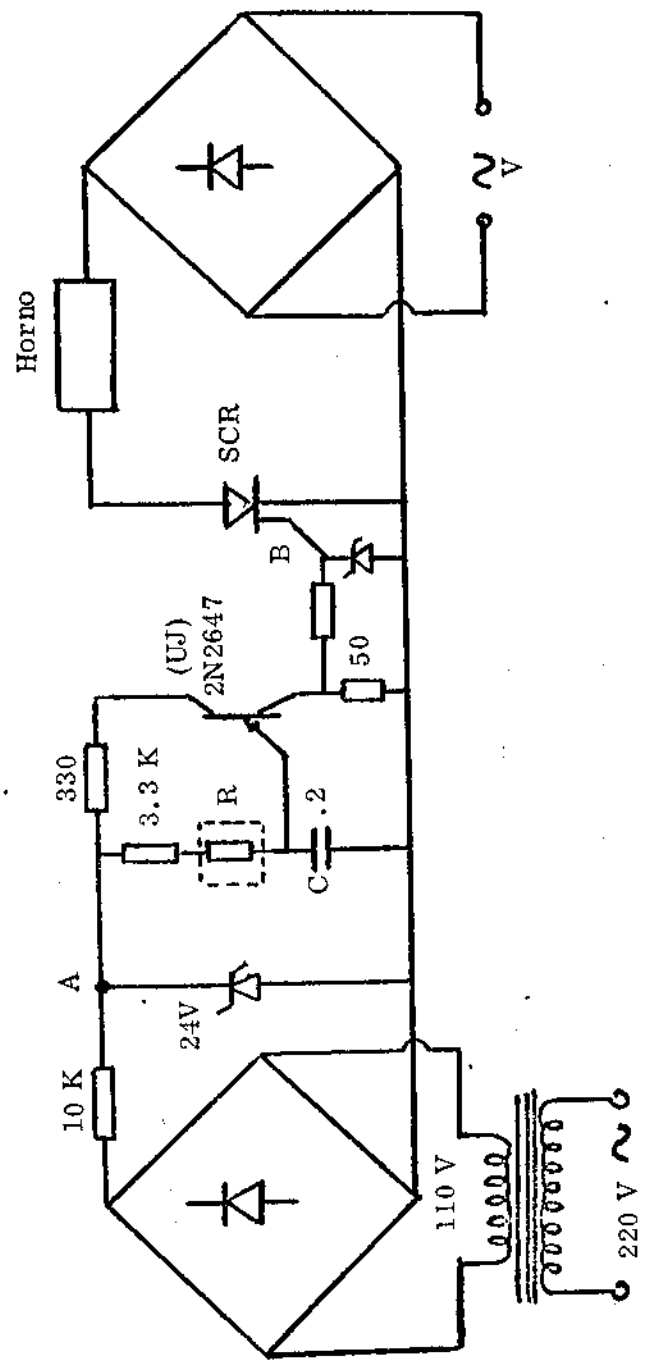


Figura 30

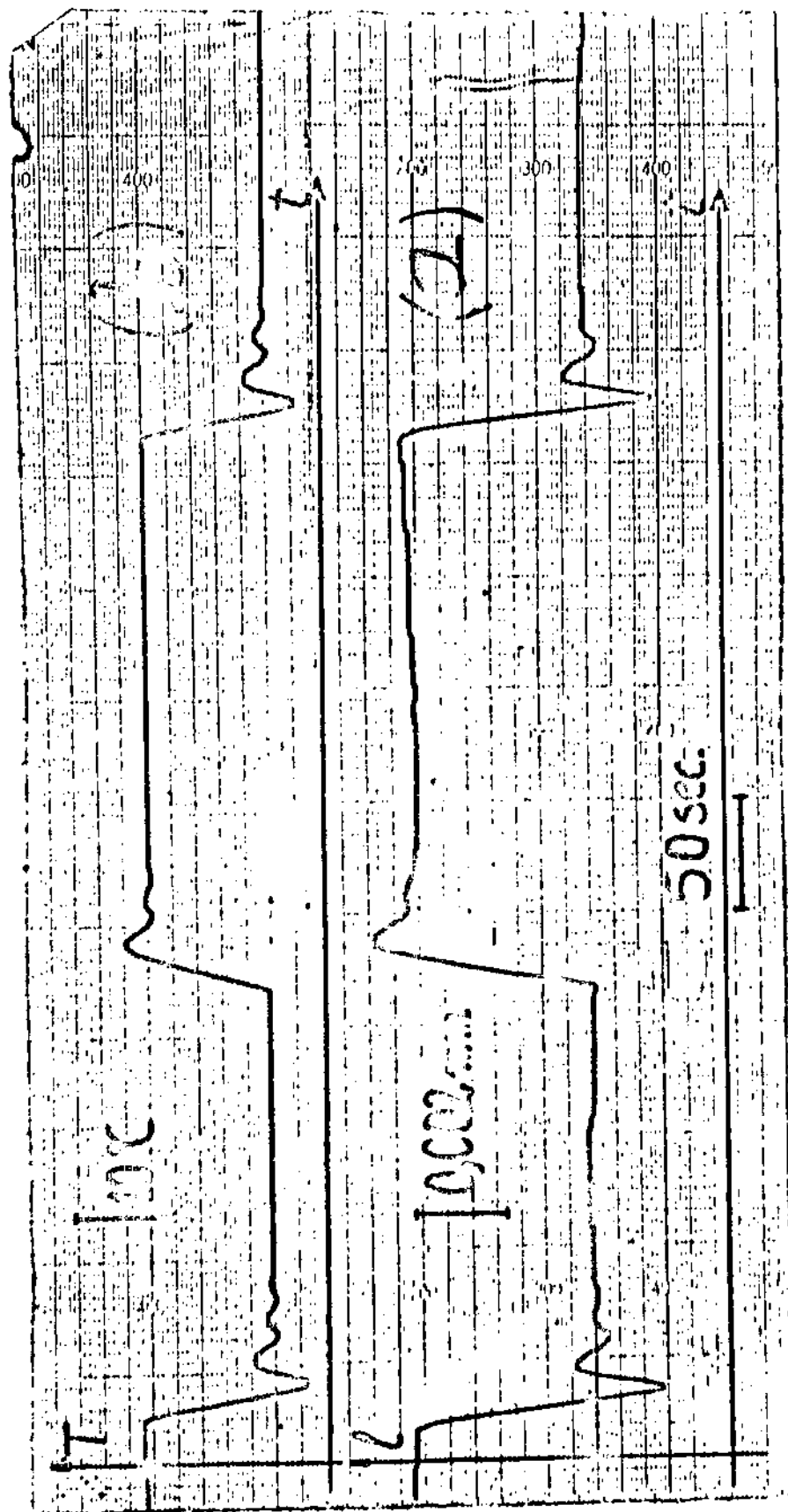


Figura 31

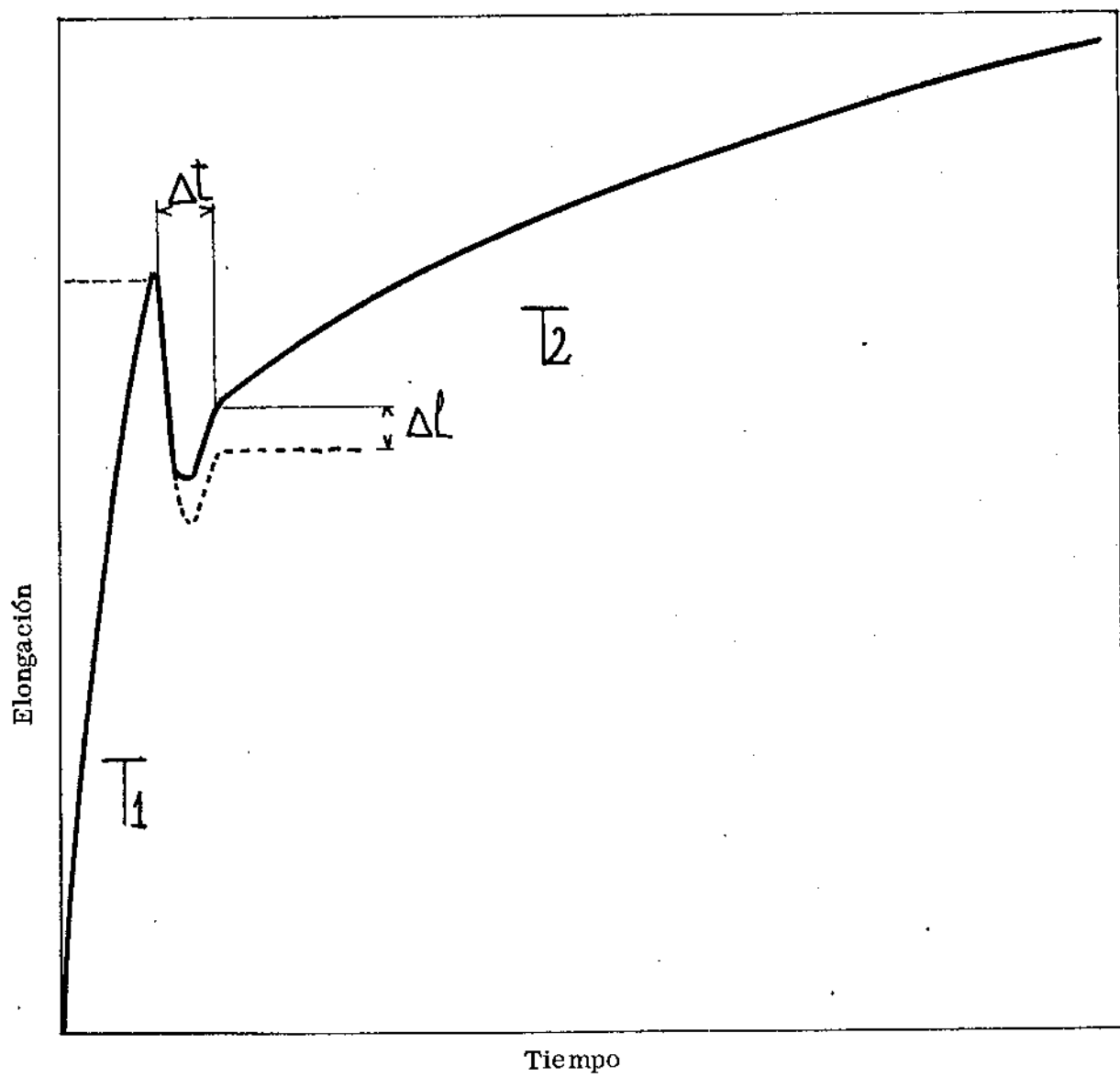
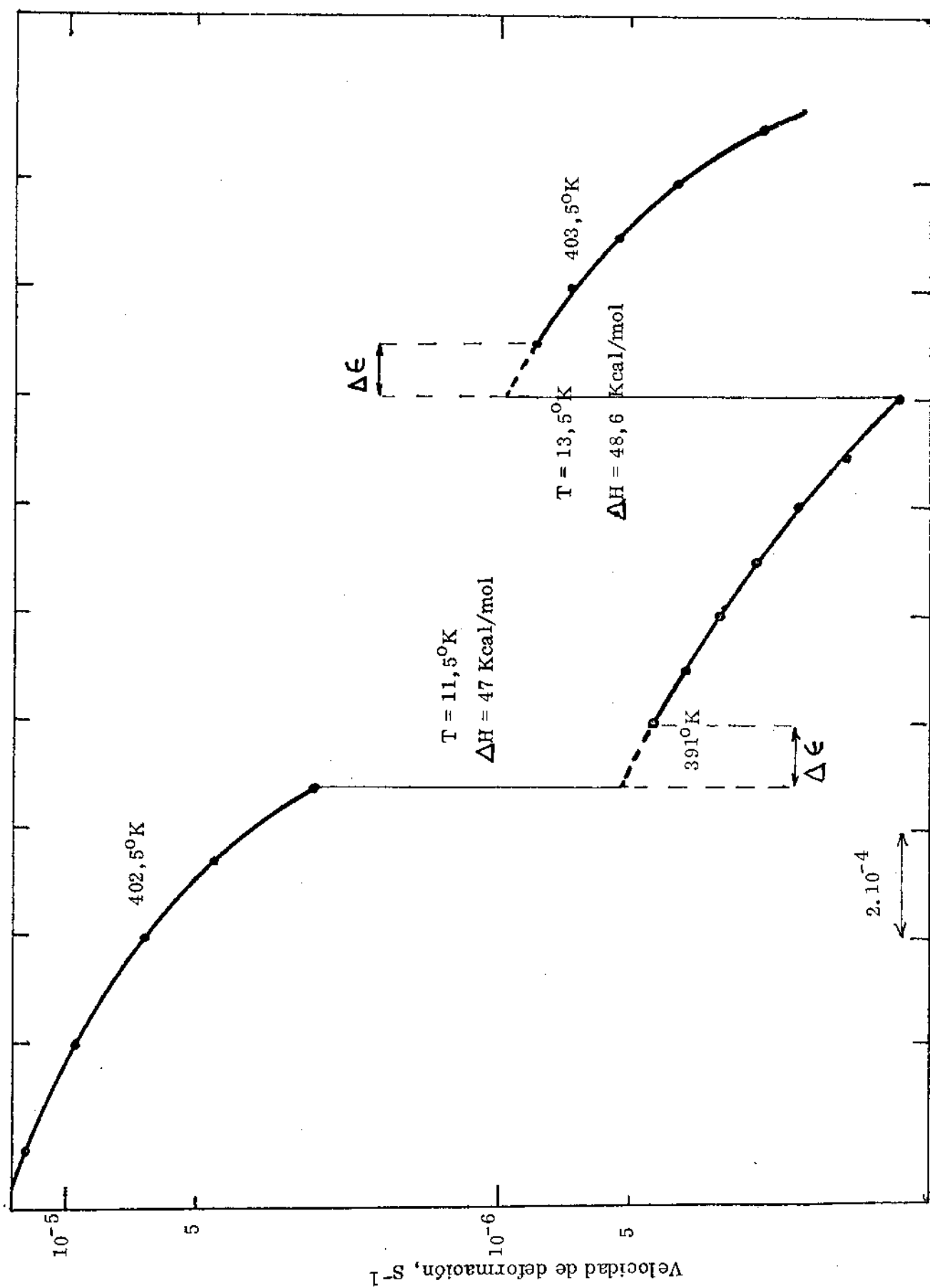


Figura 32



Deformación
Figura 33

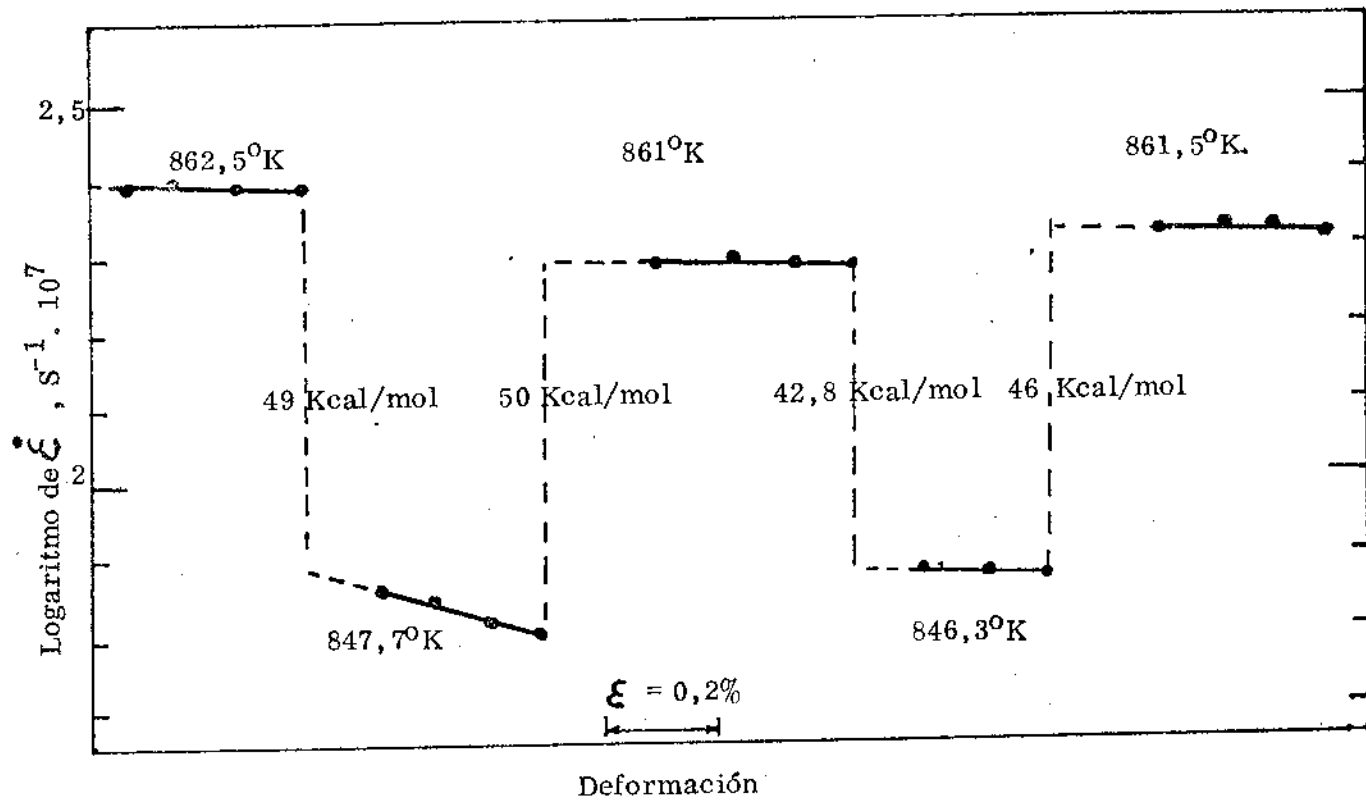


Figura 34

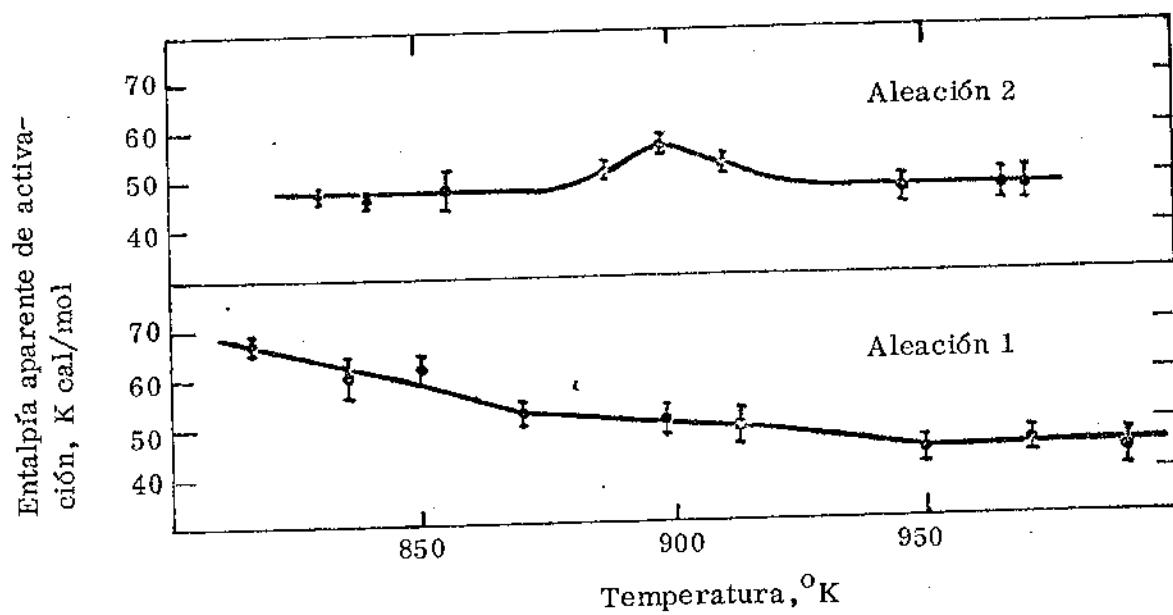


Figura 35

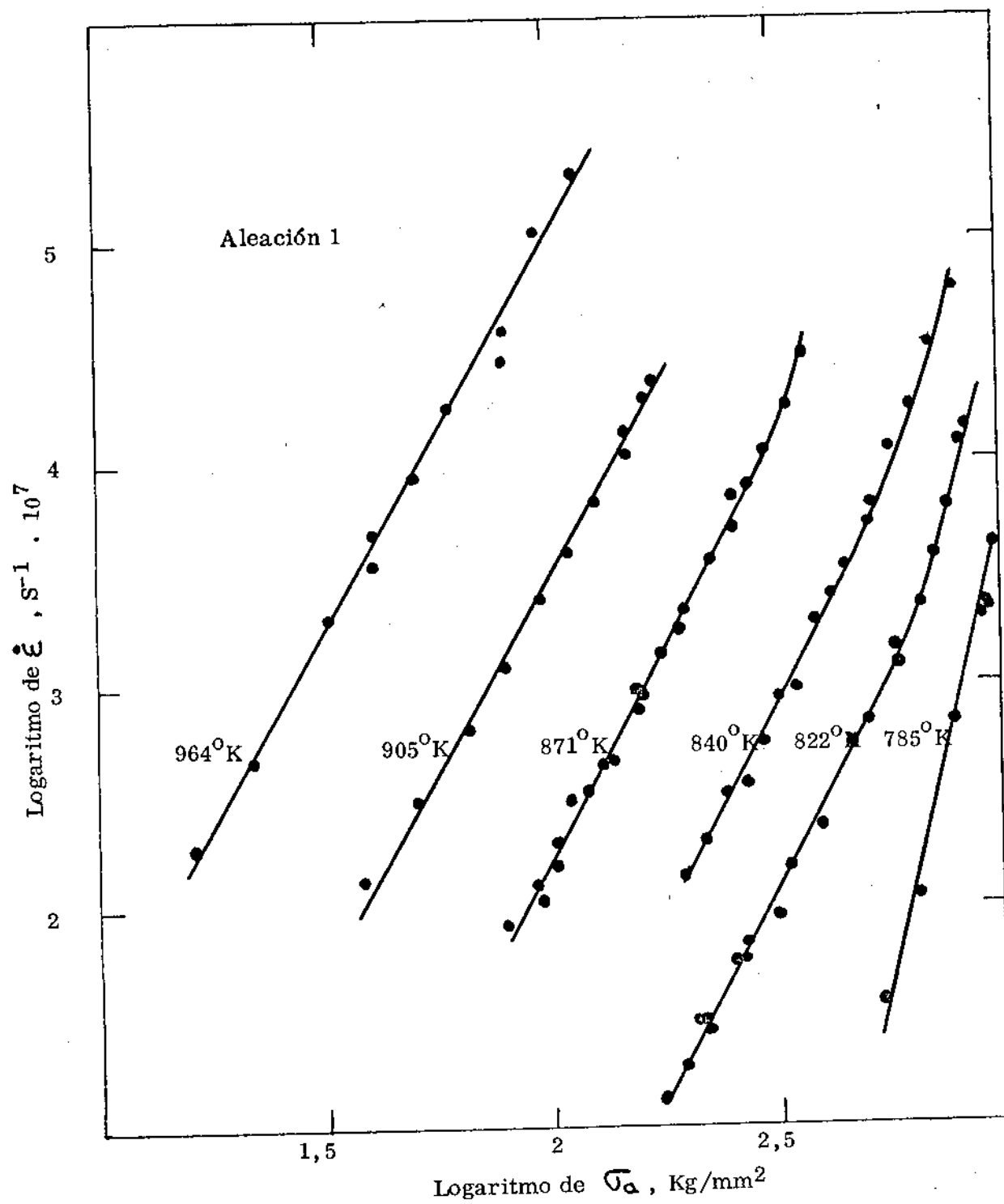


Figura 36

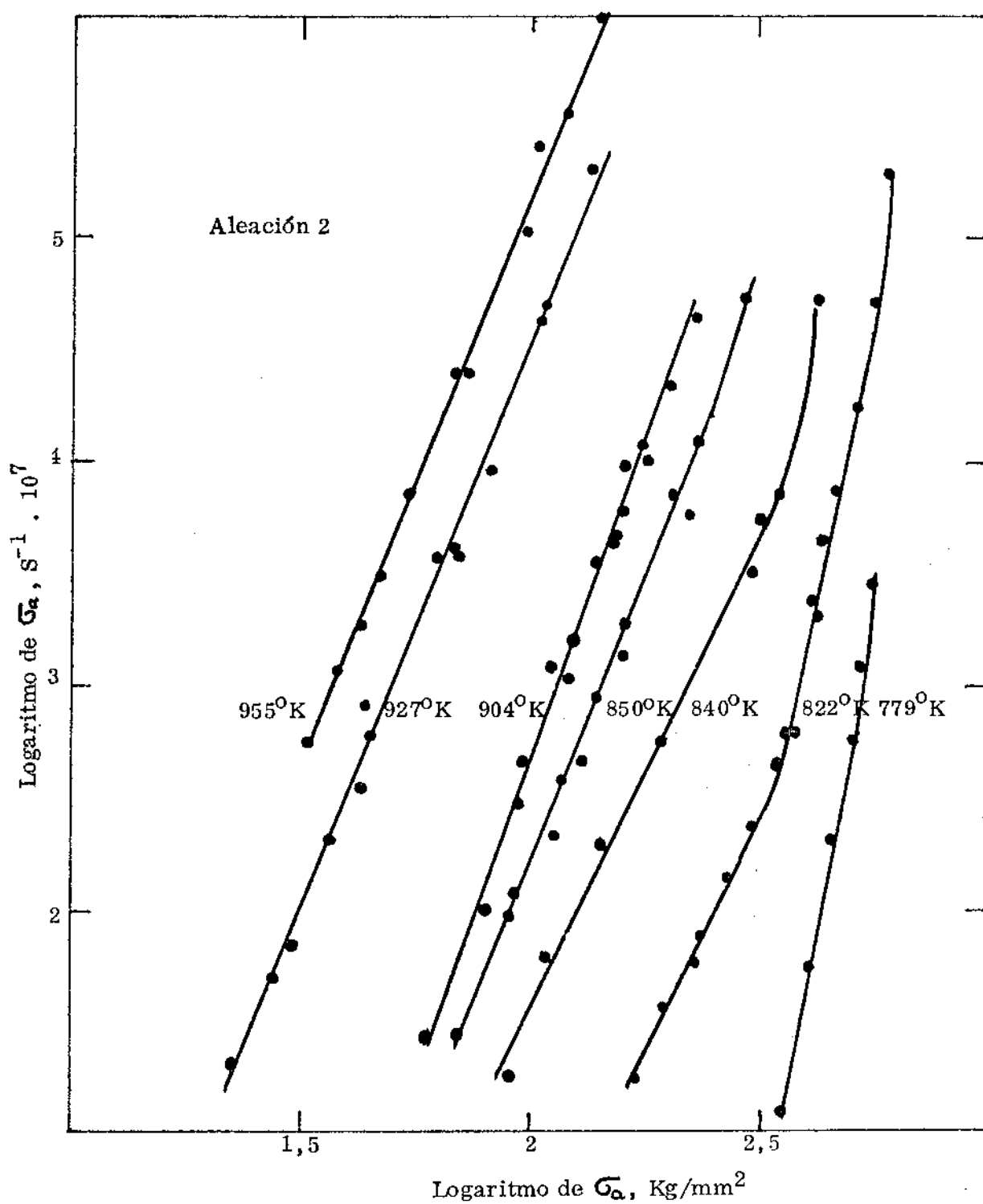


Figura 37

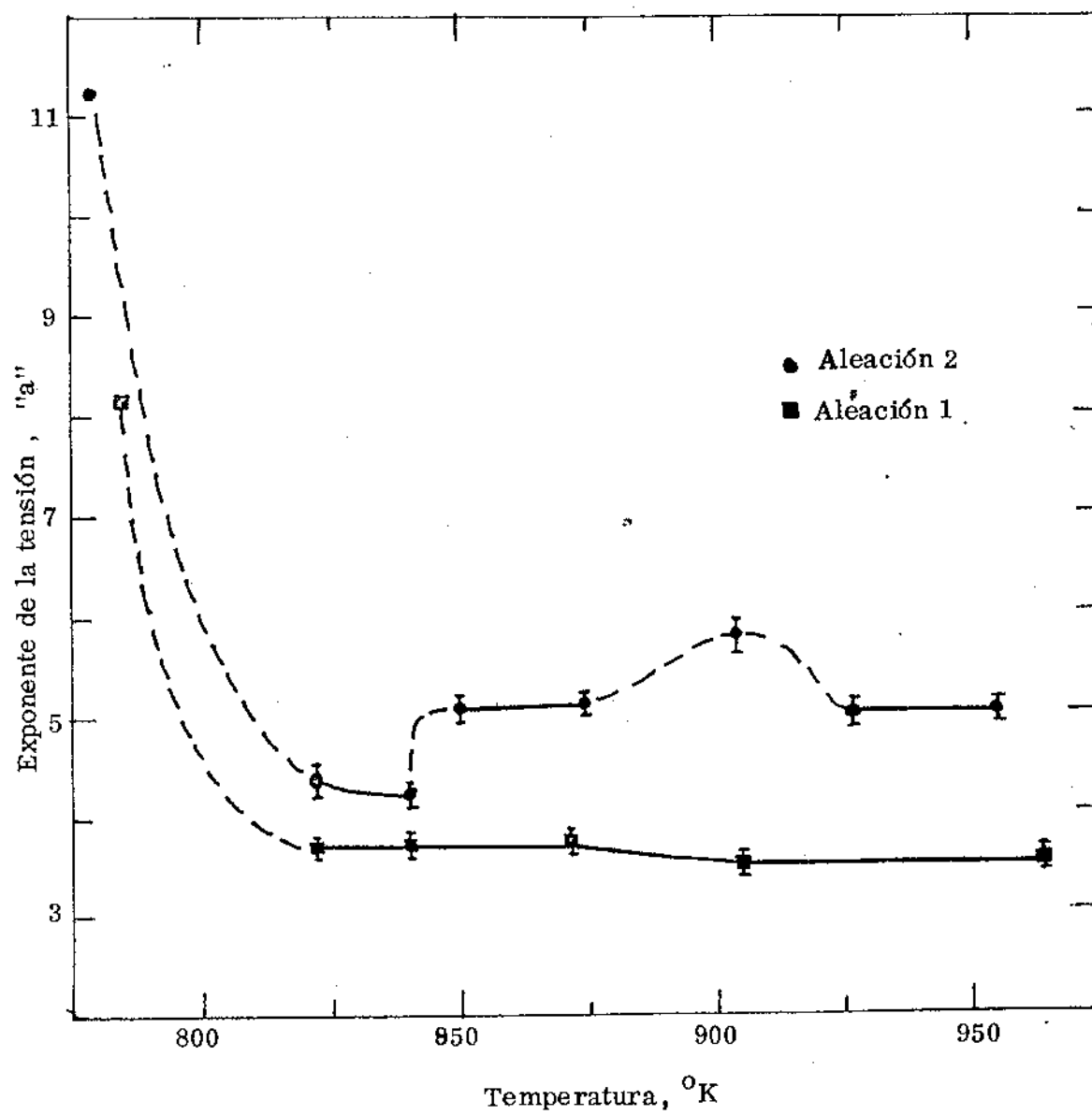


Figura 38

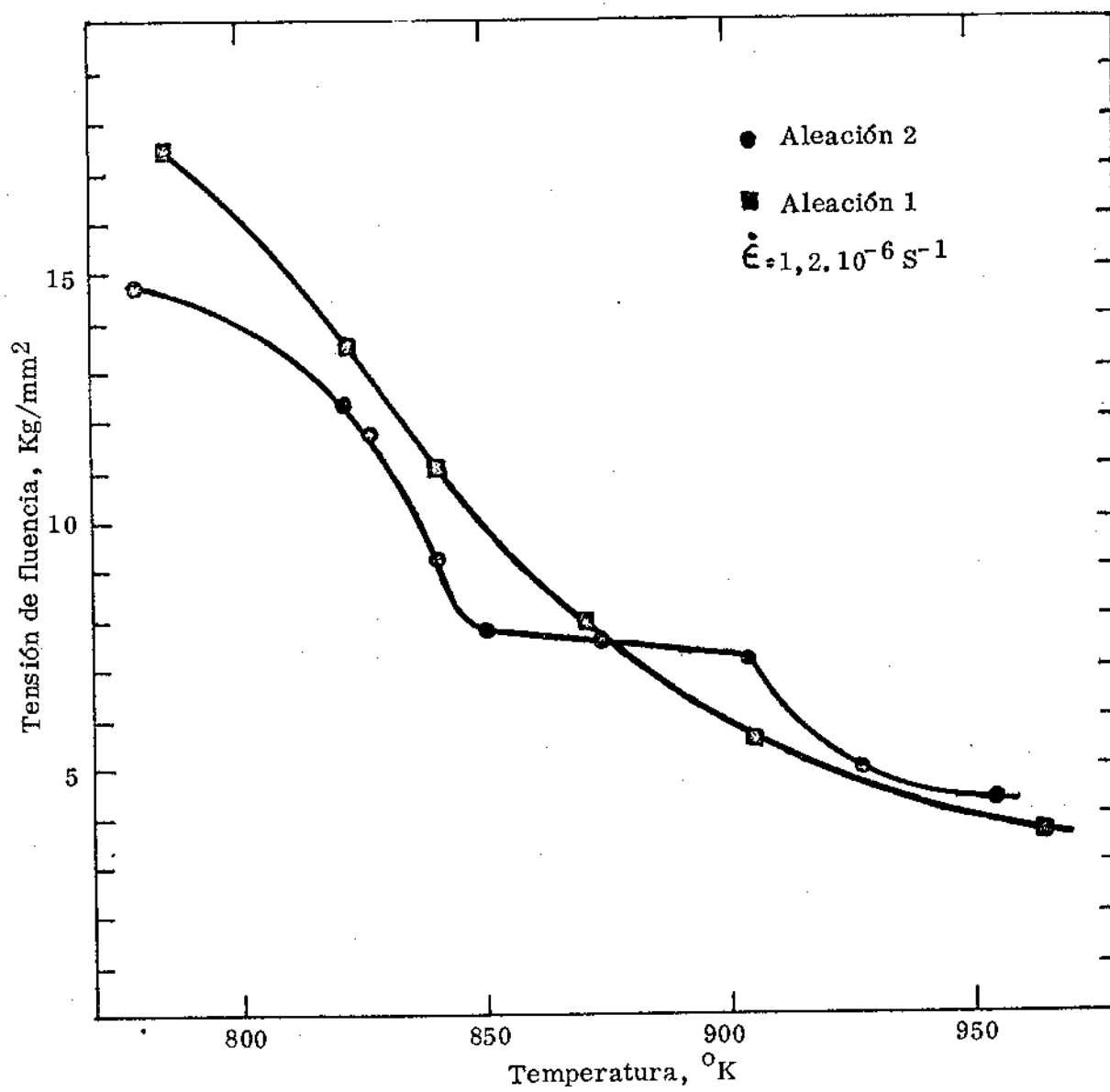


Figura 39

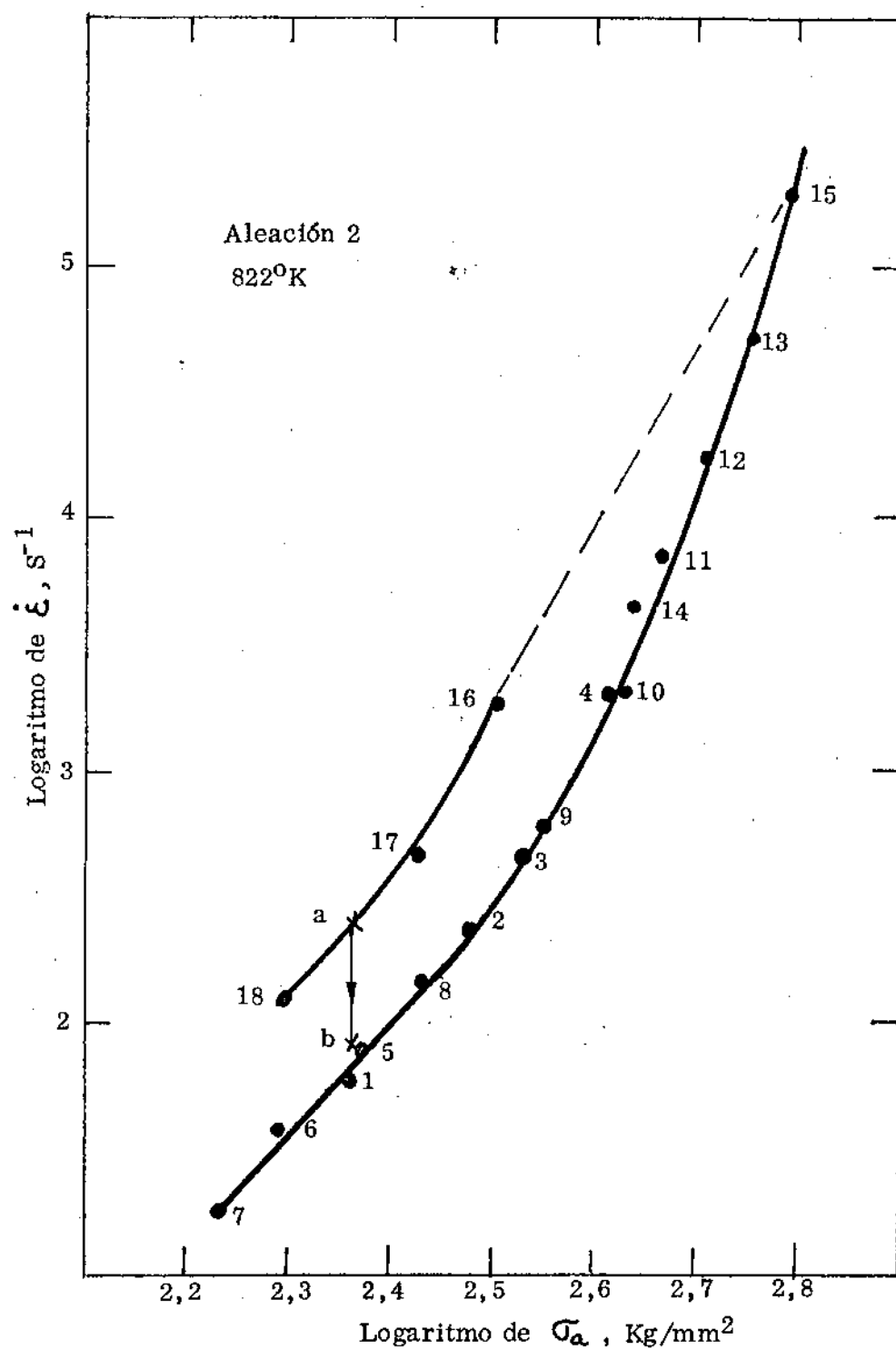


Figura 40

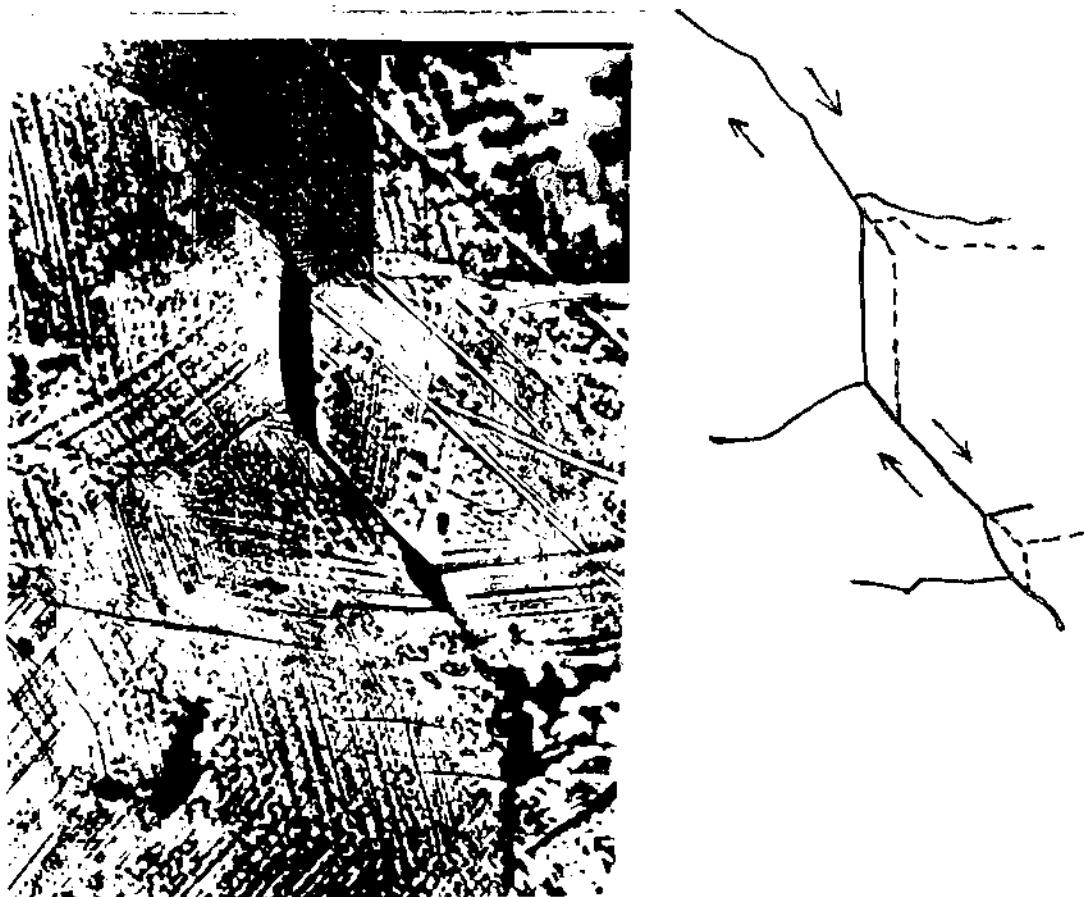


Figura 41

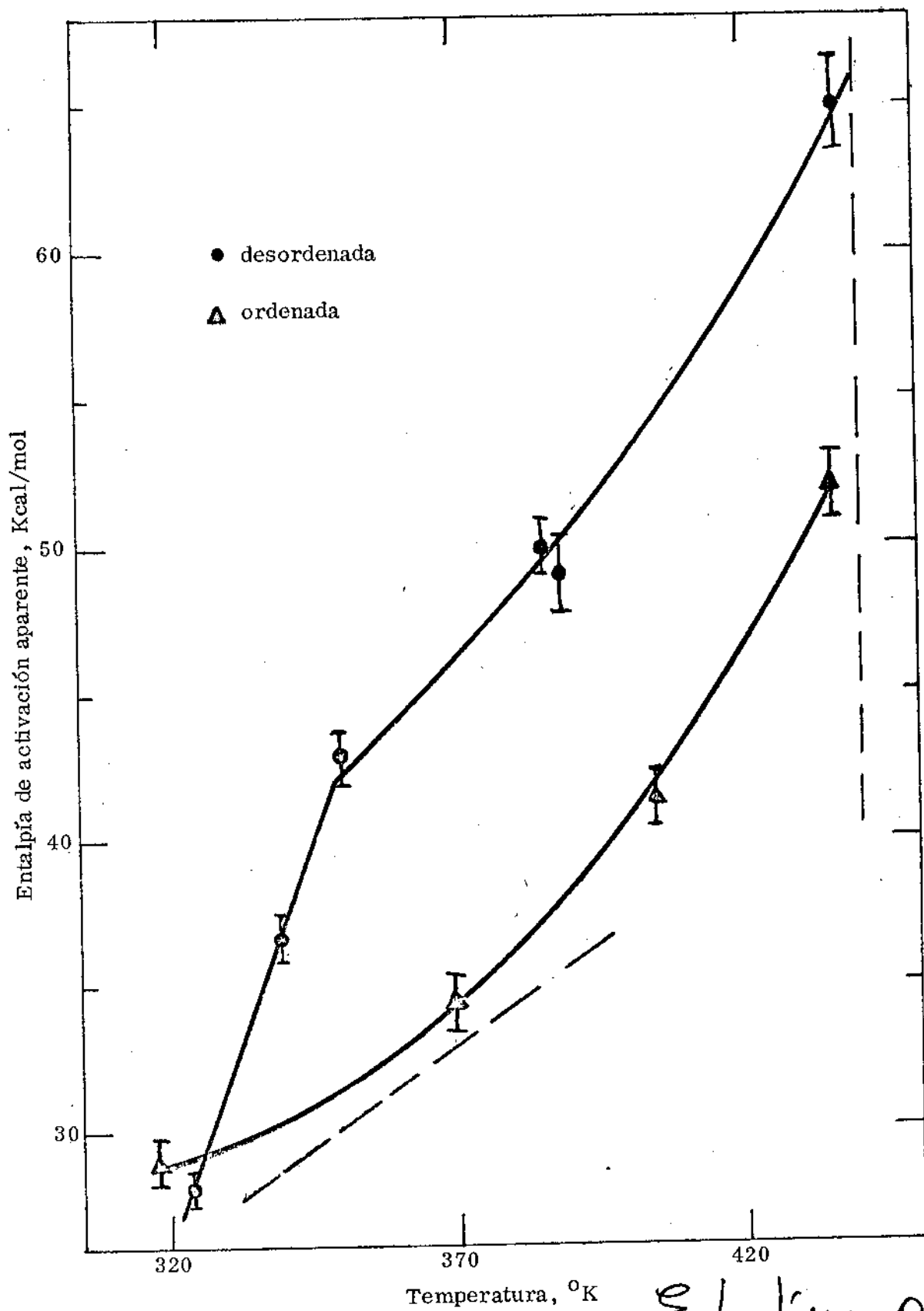


Figura 42

Es lo mismo que
ver con me de
lo Surco (Vento)

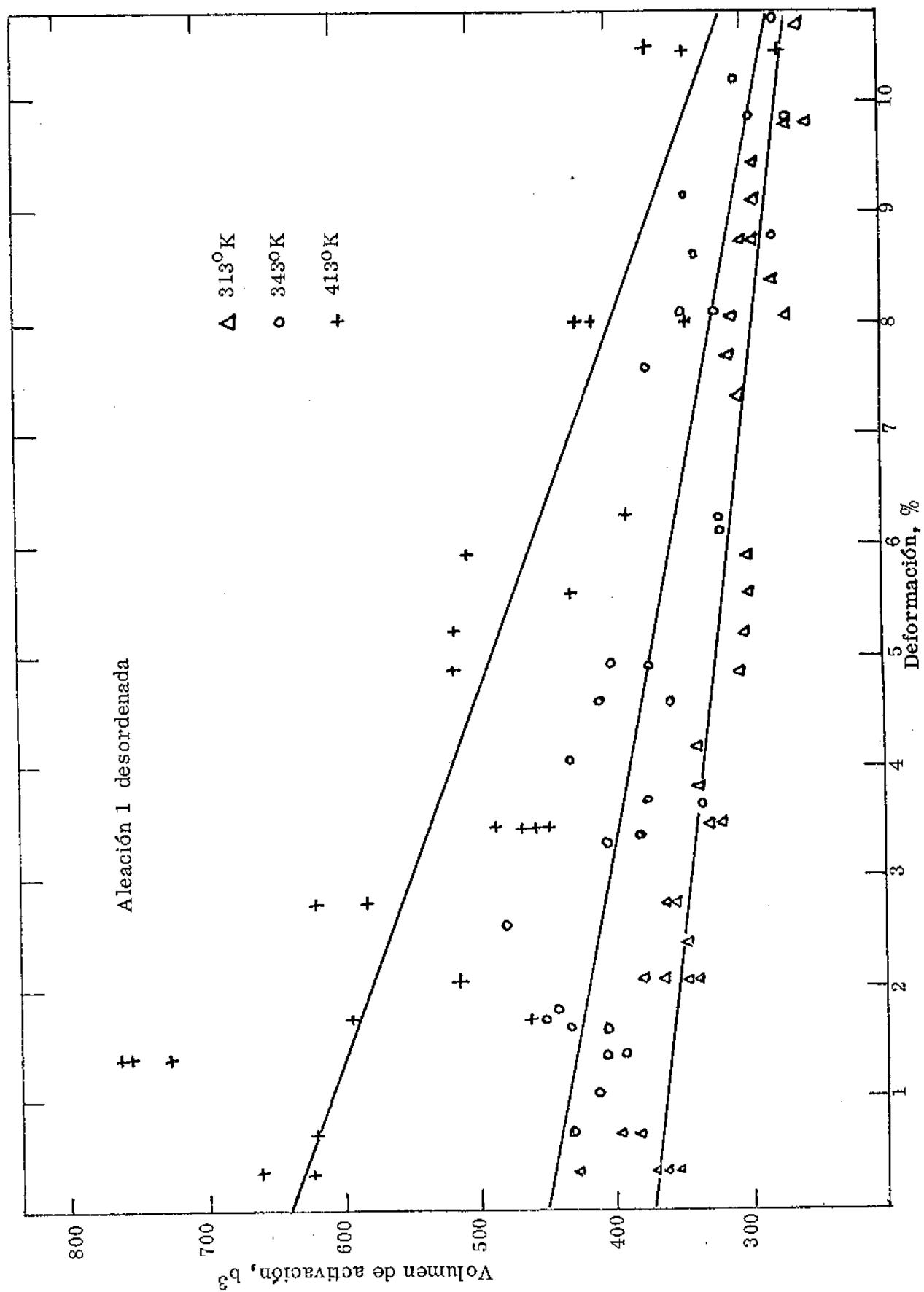


Figura 43

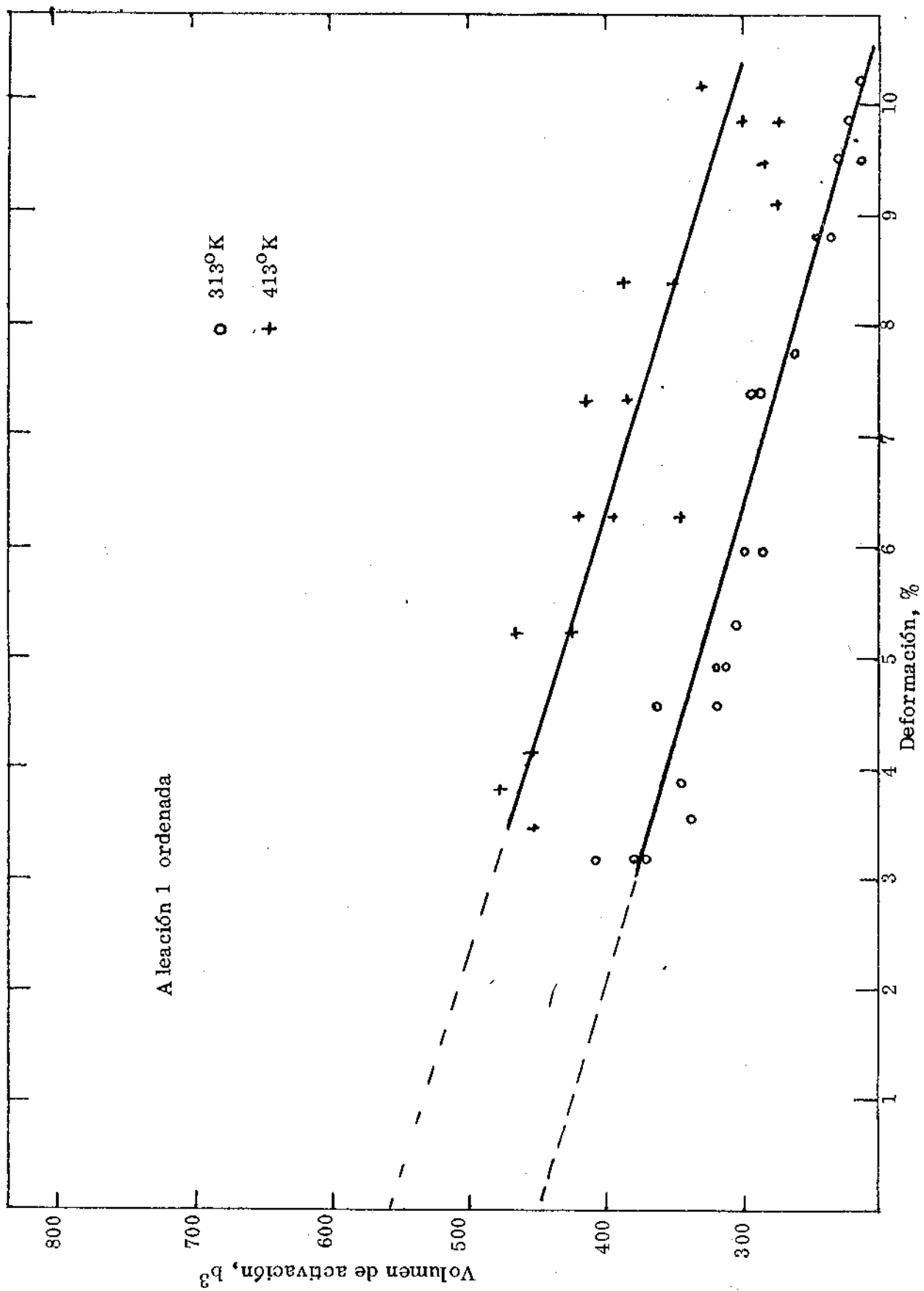


Figura 44

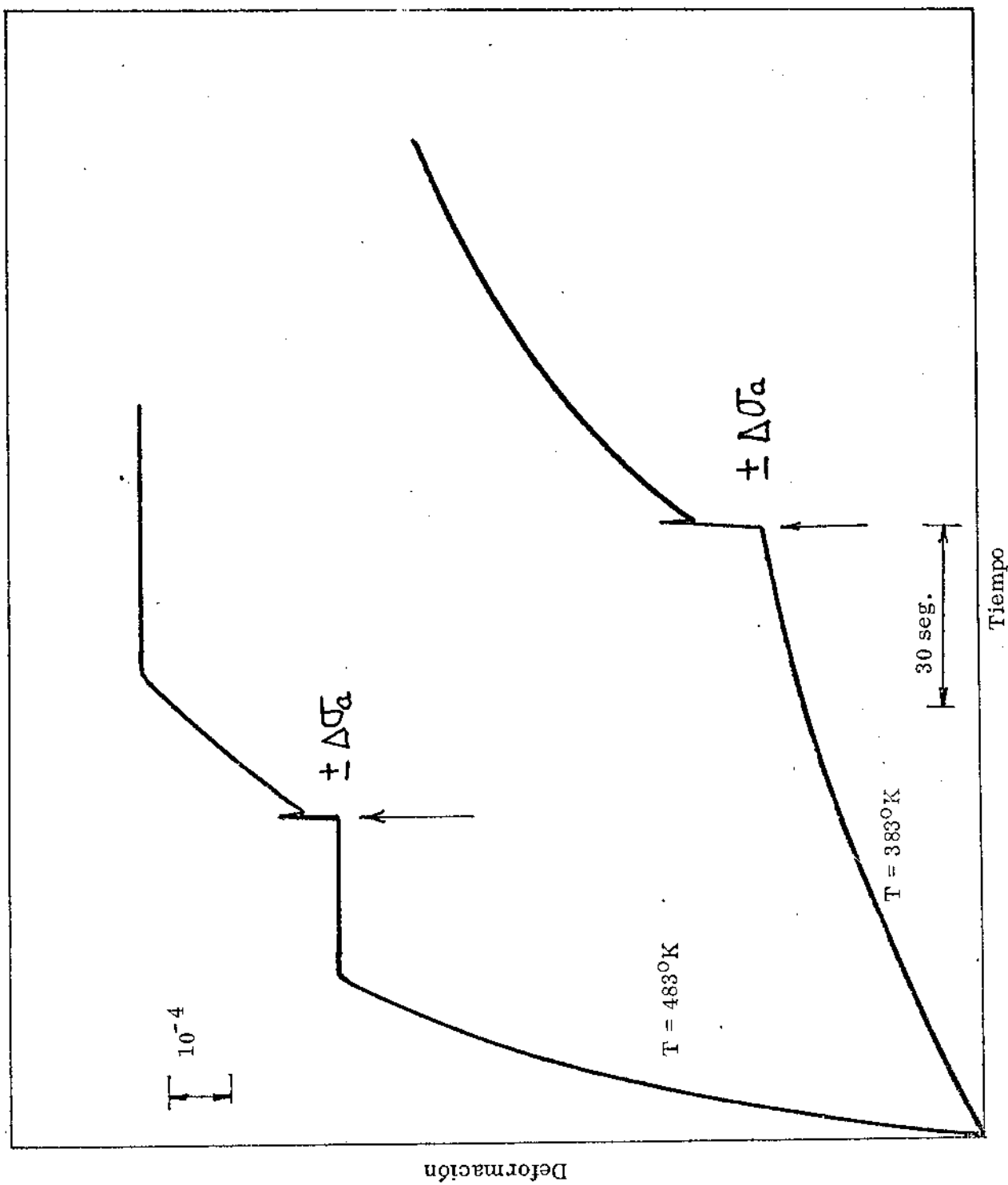
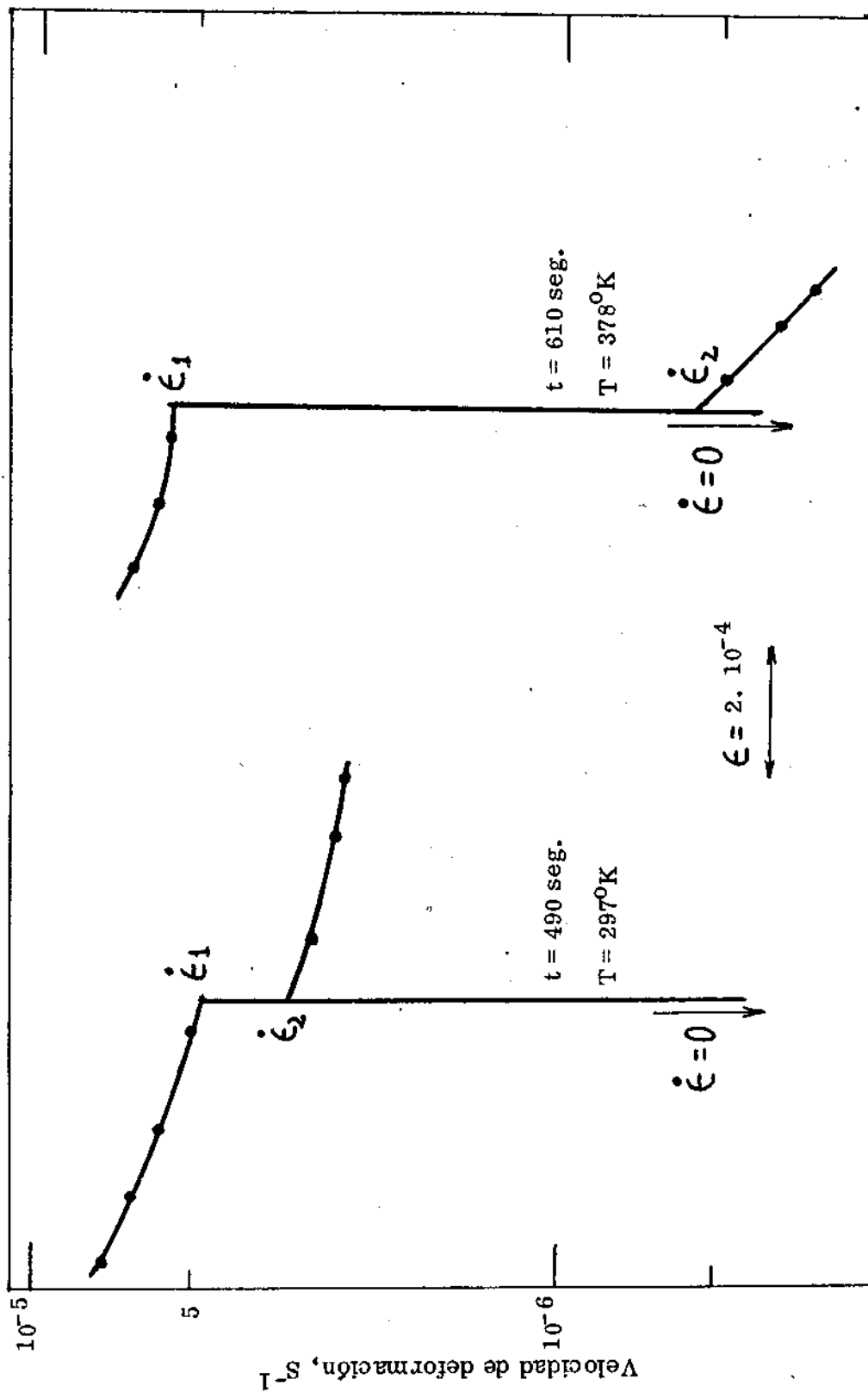


Figura 45



Deformación

Figura 46

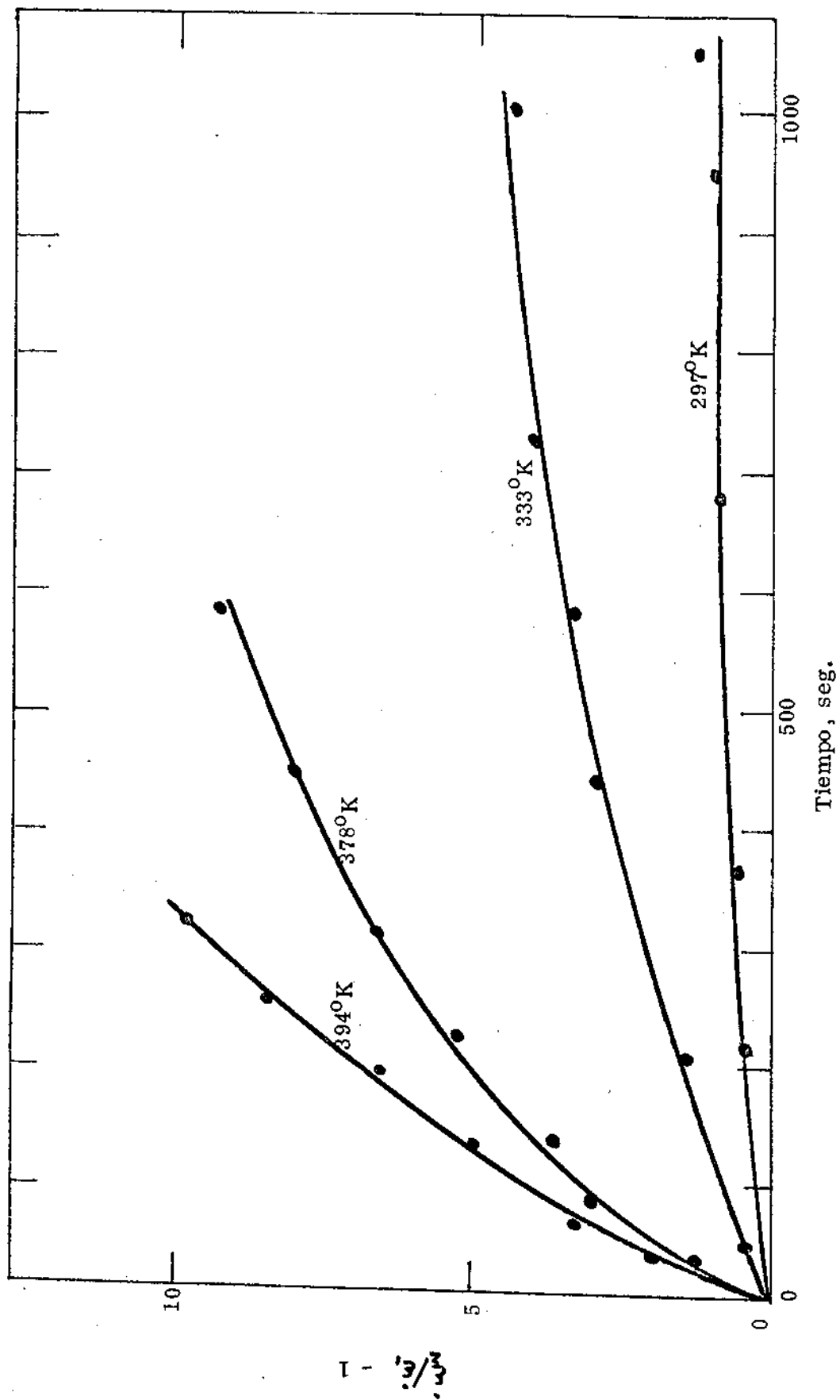
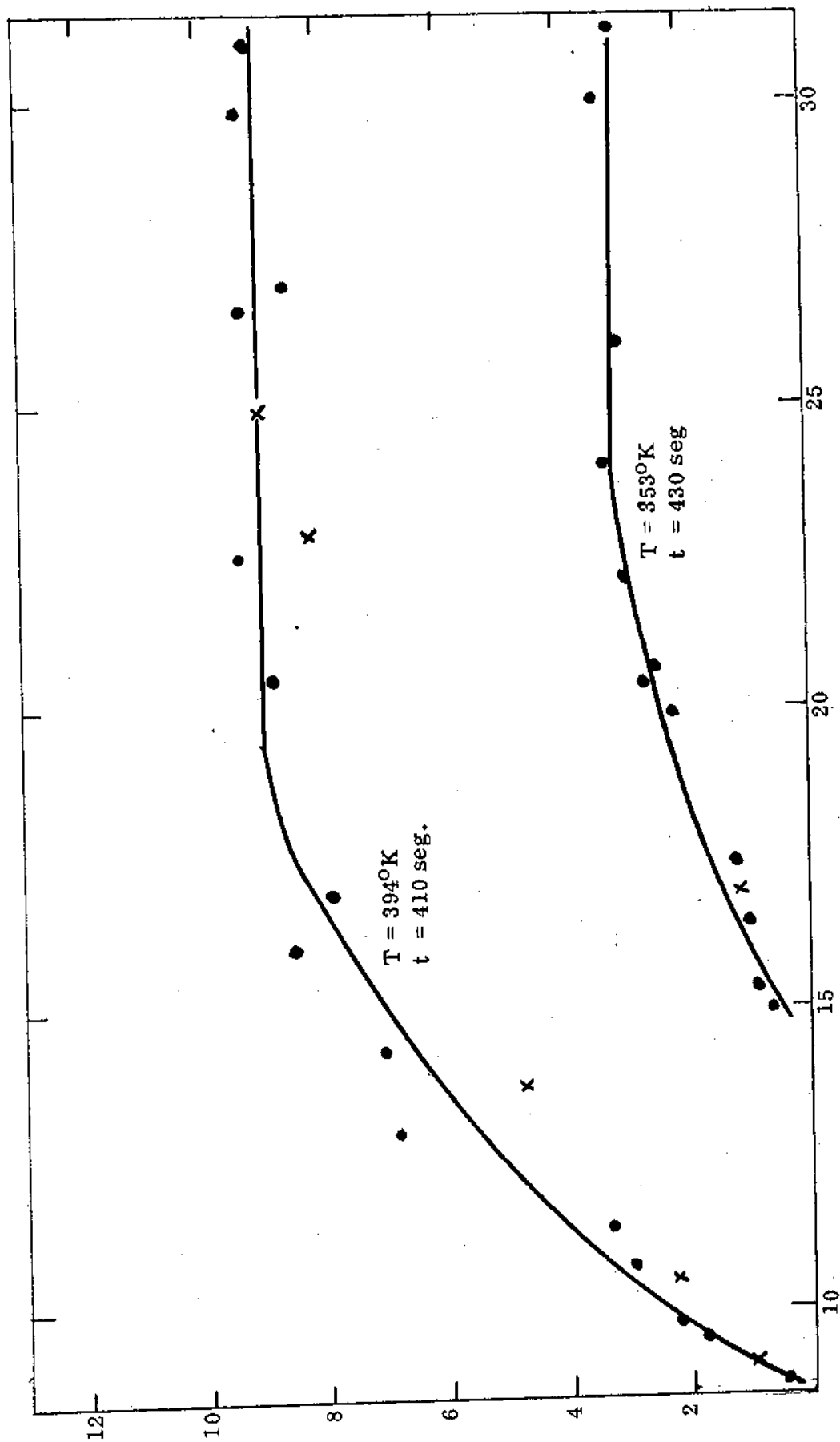


Figura 47



Tensión mantenida durante el envejecimiento, Kg/mm²

Figura 48

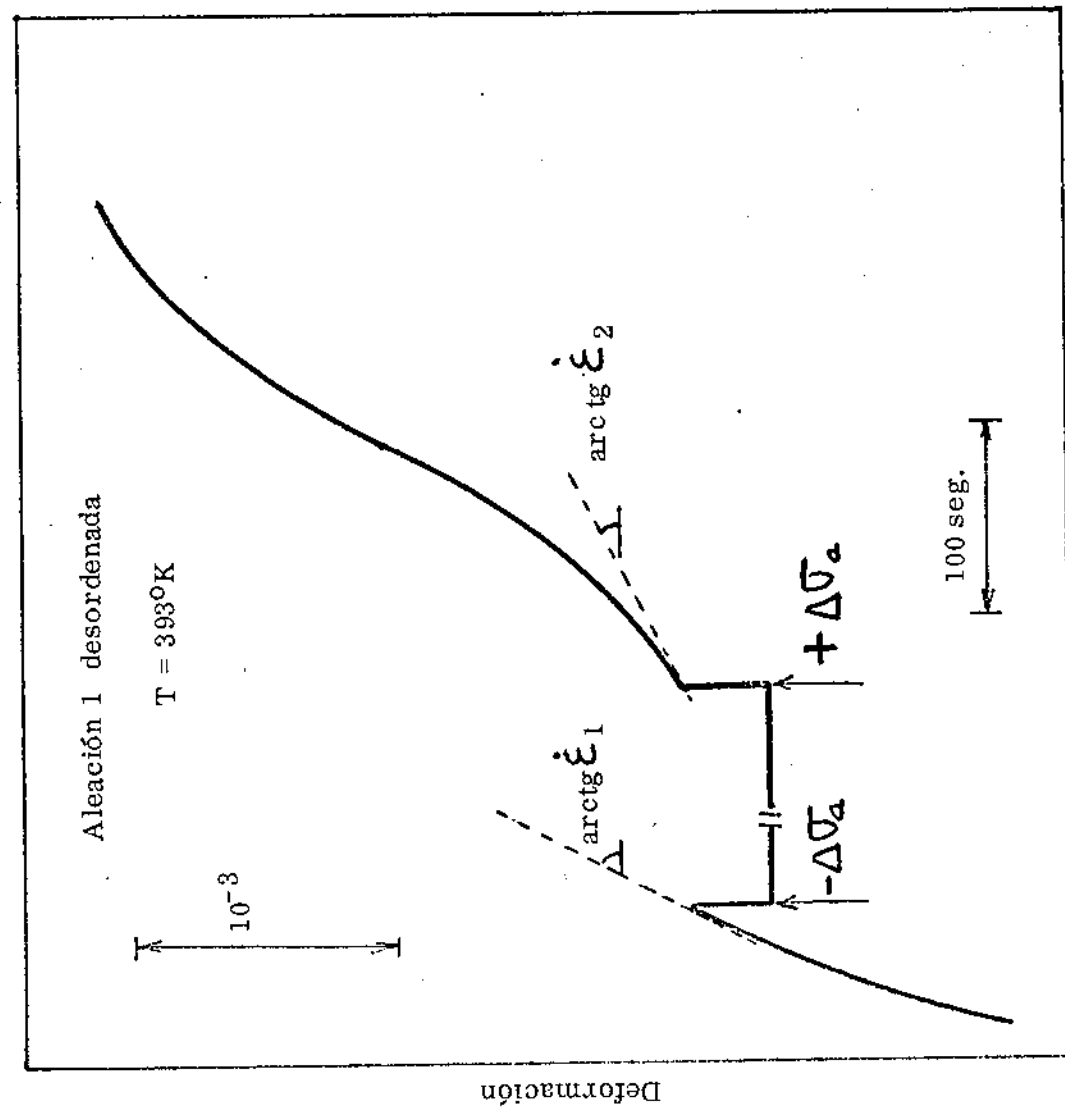


Figura 49

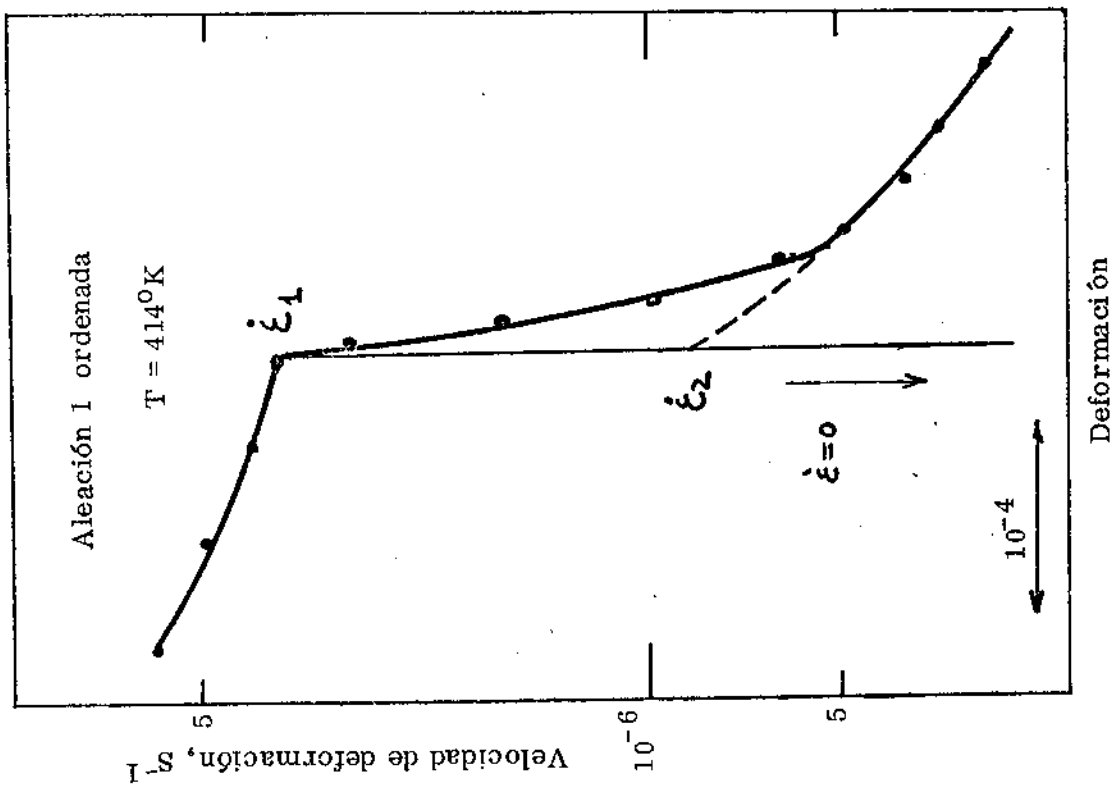


Figura 50

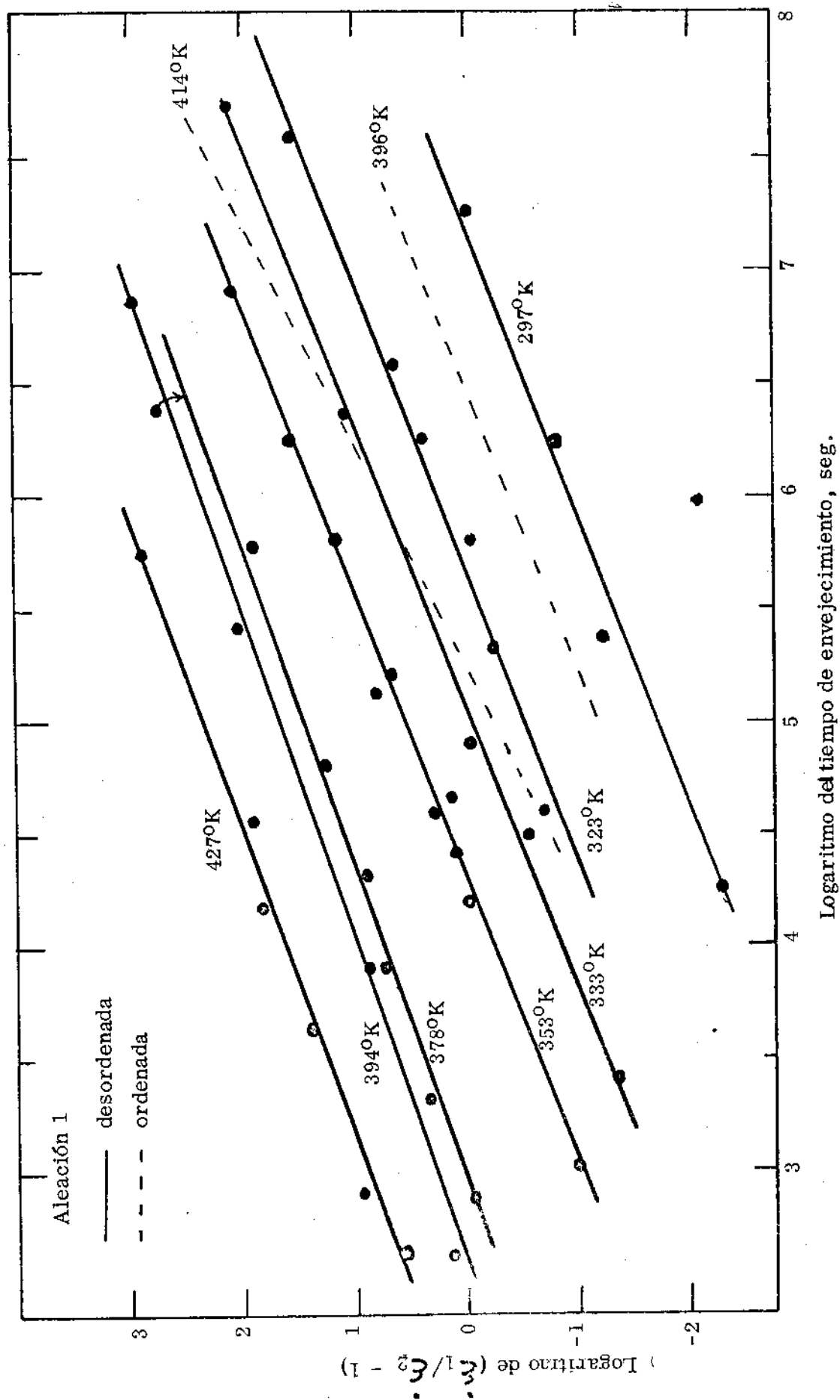


Figura 51

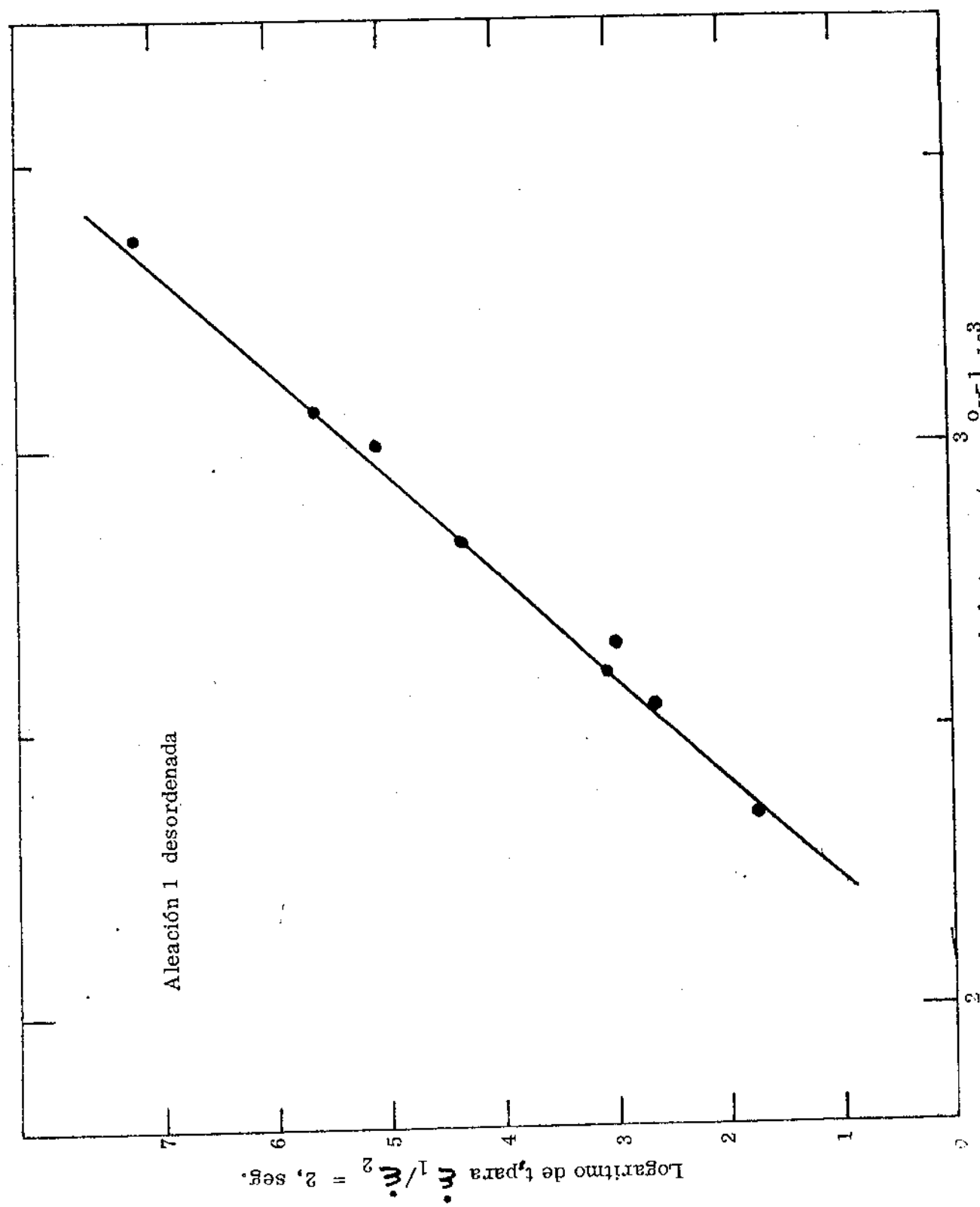


Figura 52

Aleación 1 desordenada

80°K

273°K

318°K

463°K

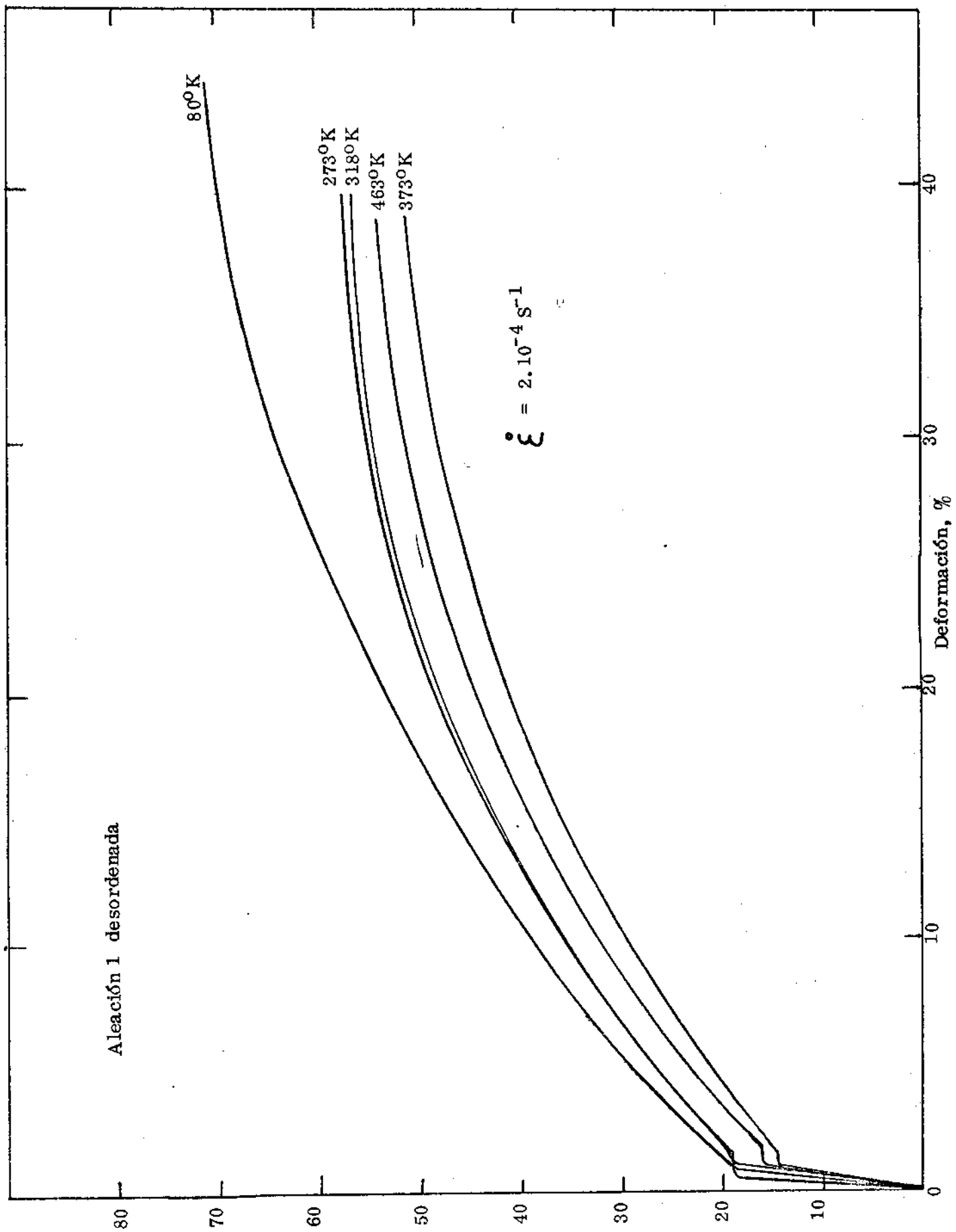
373°K

$$\dot{\epsilon} = 2 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$$

Tensión nominal, Kg/mm²

Deformación, %

Figura 53



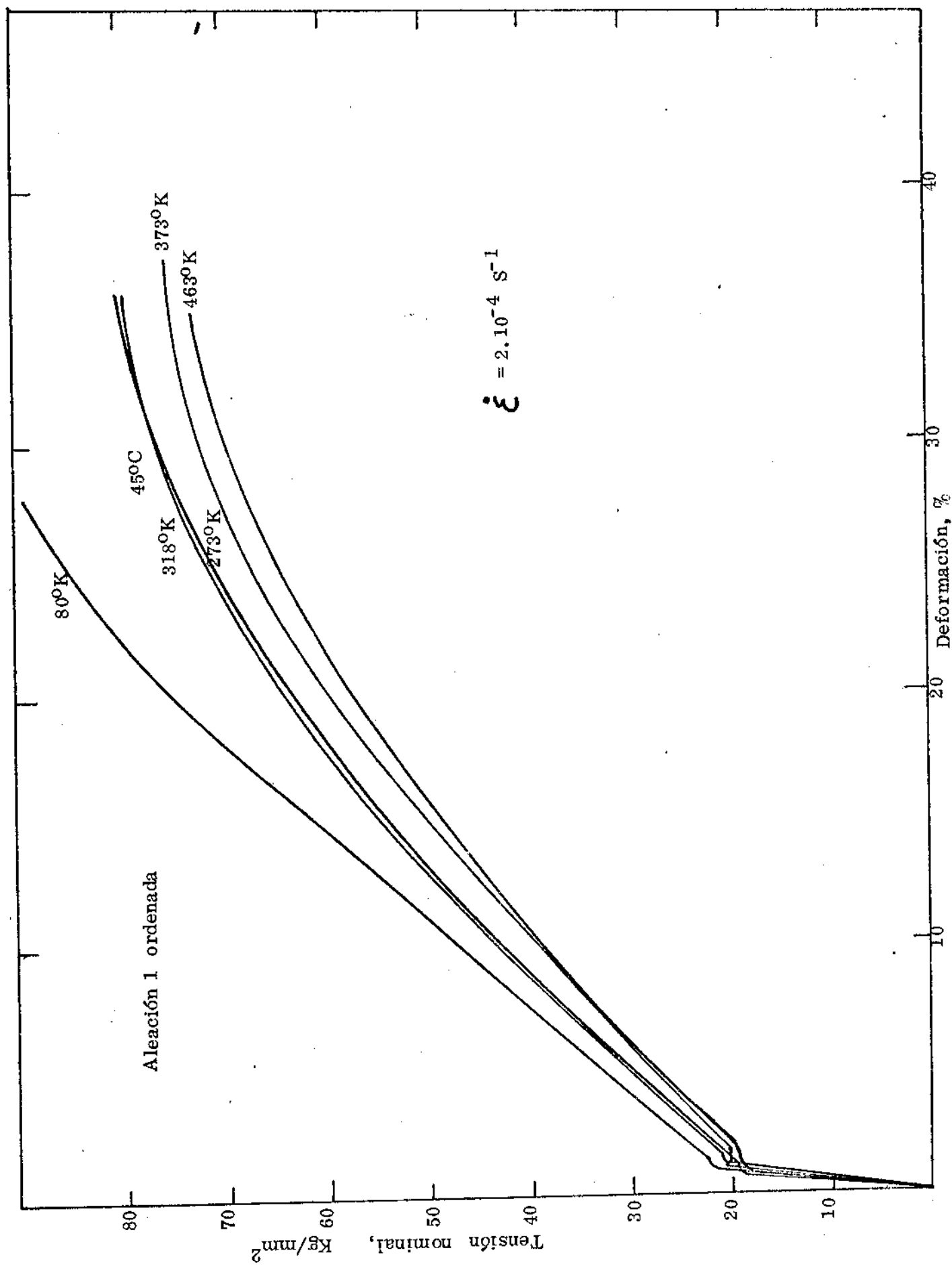


Figura 54

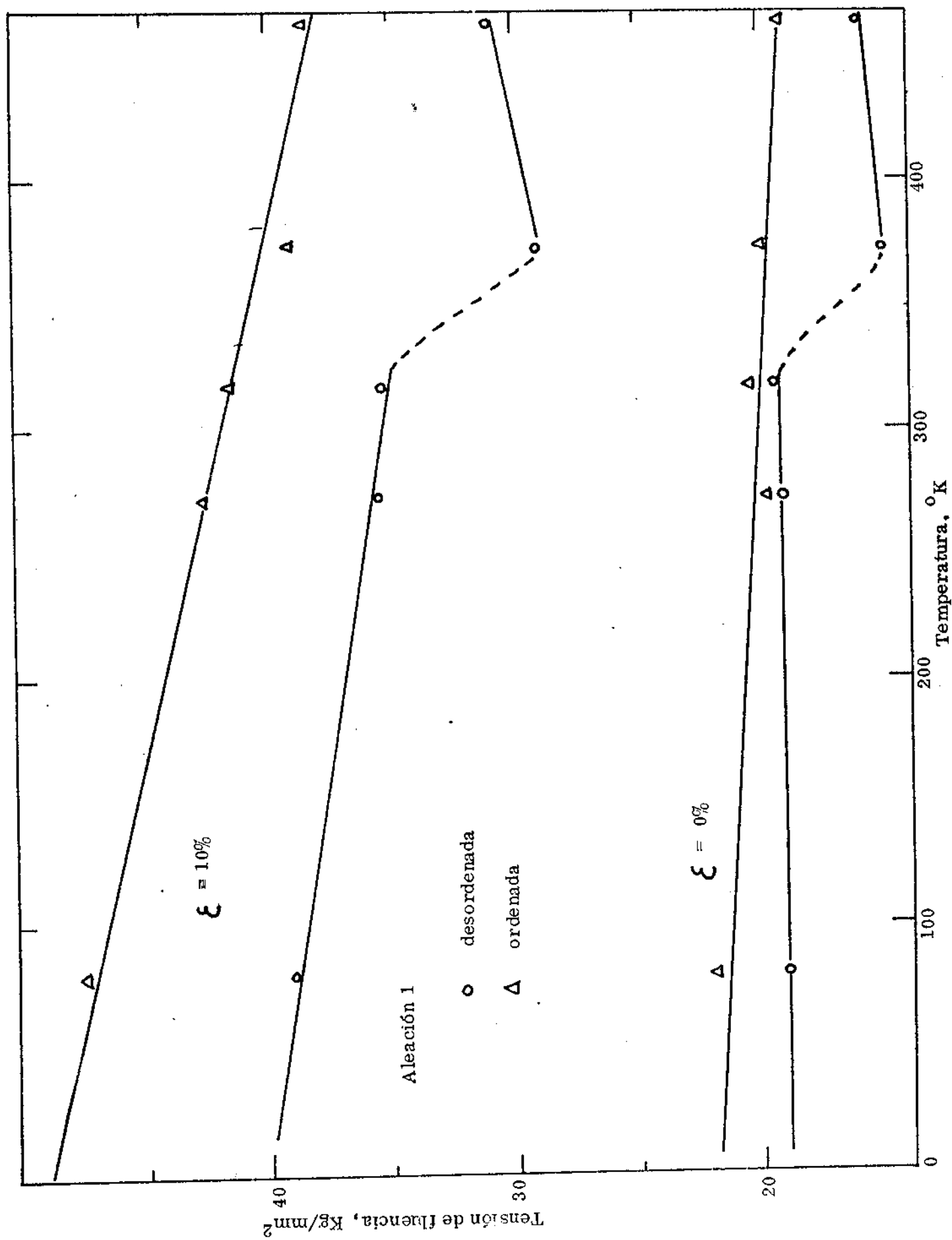


Figura 55

I N D I C E

PROLOGO

I.- <u>La deformación plástica como un proceso termicamente activado.</u>	1.-
I-1. Introducción.....	1.-
I-2. Velocidad de deformación determinada por obstáculos localizados.....	2.-
I-3. Procesos termicamente activados.....	4.-
I-4. El cambio en la función de Gibbs del proceso.....	7.-
I-5. La velocidad de deformación y la tensión de fluencia.....	13.-
I-6. Mecanismos térmicamente activados.....	14.-
(i) Movimiento de dislocaciones a través de inclusiones.....	15.-
(ii) Movimiento de dislocaciones a través de la barrera de Peirls - Nabarro.....	19.-
(iii) Movimiento de dislocaciones a través de un bosque de dislocaciones.....	23.-
(iv) Movimiento de dislocaciones de hélice en muestras.....	27.-
(v) Trepado de dislocaciones de borde.....	31.-
(vi) Deslizamiento cruzado.....	39.-
(vii) Deslizamiento viscoso de dislocaciones.....	42.-
I-7. Evaluación experimental de $\dot{\epsilon}_0$ y del volumen de activación.....	46.-
II. <u>Propiedades plásticas de aleaciones con orden de largo o corto alcance.</u>	51.-
II-1. Generalidades.....	51.-
II-2. Propiedades plásticas.....	52.-
(i) Orden de largo alcance - Bajas temperaturas.....	53.-
(ii) Orden de largo alcance - Altas Temperaturas.....	56.-
(iii) Orden de corto alcance.....	57.-

II-3. La aleación Ni_3Fe	59.-
(1) Características e investigaciones previas.....	59.-
(ii) La presente investigación.....	62.-
III. <u>Trabajo experimental</u>	63.-
III-1. Técnicas experimentales.....	63.-
(1) entalpías de activación.....	63.-
(ii) volumen de activación.....	65.-
III-2. Equipo experimental.....	66.-
(1) Material utilizado - Las probetas.....	66.-
(ii) Recocidos.....	67.-
(iii) Equipo experimental para realizar las medicio nes.....	68.-
III-3. Resultados experimentales.....	83.-
III-4. Discusión de los resultados experimentales.....	90.-
III-5. Conclusiones y sugerencias para otros experimentos.	112.-

I N D I C E

PROLOGO

I.- <u>La deformación plástica como un proceso termicamente activado.</u>	1.-
I-1. Introducción.....	1.-
I-2. Velocidad de deformación determinada por obstáculos localizados.....	2.-
I-3. Procesos termicamente activados.....	4.-
I-4. El cambio en la función de Gibbs del proceso.....	7.-
I-5. La velocidad de deformación y la tensión de fluencia.....	13.-
I-6. Mecanismos térmicamente activados.....	14.-
(i) Movimiento de dislocaciones a través de inclusiones.....	15.-
(ii) Movimiento de dislocaciones a través de la barrera de Peirls - Nabarro.....	19.-
(iii) Movimiento de dislocaciones a través de un bosque de dislocaciones.....	23.-
(iv) Movimiento de dislocaciones de hélice en muestras.....	27.-
(v) Trepado de dislocaciones de borde.....	31.-
(vi) Deslizamiento cruzado.....	39.-
(vii) Deslizamiento viscoso de dislocaciones.....	42.-
I-7. Evaluación experimental de ΔG y del volumen de activación.....	46.-
II. <u>Propiedades plásticas de aleaciones con orden de largo o corto alcance.</u>	51.-
II-1. Generalidades.....	51.-
II-2. Propiedades plásticas.....	52.-
(i) Orden de largo alcance - Bajas temperaturas.....	53.-
(ii) Orden de largo alcance - Altas Temperaturas.....	56.-
(iii) Orden de corto alcance.....	57.-

II-3. La aleación Ni_3Fe	59.-
(i) Características e investigaciones previas.....	59.-
(ii) La presente investigación.....	62.-
III. <u>Trabajo experimental</u>	63.-
III-1. Técnicas experimentales.....	63.-
(i) entalpías de activación.....	63.-
(ii) volumen de activación.....	65.-
III-2. Equipo experimental.....	66.-
(i) Material utilizado - Las probetas.....	66.-
(ii) Recocidos.....	67.-
(iii) Equipo experimental para realizar las medicio nes.....	68.-
III-3. Resultados experimentales.....	83.-
III-4. Discusión de los resultados experimentales.....	90.-
III-5. Conclusiones. y sugerencias para otros experimentos.	112.-