

Universidad Nacional de Ingeniería

**PROGRAMA ACADÉMICO DE INGENIERÍA GEOLOGICA,
MINERA Y METALURGICA**



**EFECTO PORTEVIN - LECHATLIER
EN LA ALEACION Ni 25% ATOMICO Fe**

T E S I S

PARA OPTAR EL TITULO PROFESIONAL DE

INGENIERO DE MINA

JULIO UZA TERUYA

PROMOCION 1965

LIMA ★ PERU

1978

A G R A D E C I M I E N T O S

- Al Dr. M. P. Victoria, con quien tuve el honor de trabajar durante la realización del presente trabajo.

- A los Sres. Ingenieros César Sotillo P., Luis Alva S. y Oscar Medina B. por sus continuos apoyos y estímulos.

- Al Sr. Eloy Maguiña y a Elena, mi esposa, por sus valiosas colaboraciones en la preparación de la impresión de éste trabajo.

R E S U M E N

Se ha estudiado el fenómeno de fluencia aserrada en aleaciones desordenadas y ordenadas de Ni_3Fe con distintos tamaños de granos a través de ensayos de tracción.

La fluencia aserrada apareció dentro de un estrecho rango de temperatura y velocidad de deformación y siempre estuvo precedida de una deformación crítica, la que resultó ser decreciente con la temperatura y creciente con la velocidad de deformación.

Este fenómeno muy pocas veces reportado en aleaciones con orden de largo alcance apareció en Ni_3Fe ordenado con las mismas características que en la correspondiente aleación desordenada.

Los resultados obtenidos han sido analizados teniendo en cuenta la incidencia de factores tales como la temperatura, la velocidad de deformación y el tamaño de grano.

Así mismo se discute los efectos que tiene la formación de orden de largo alcance sobre las propiedades mecánicas del Ni_3Fe , especialmente bajo condiciones en que apareció la fluencia aserrada.

I N D I C E

	Pg.
CAPITULO 1 - INTRODUCCION	I.1
I.1 Exposición de motivos	I.1
I.2 Desarrollo histórico del tema	I.2
Bibliografía	I.5
CAPITULO 2 - REVISION CRITICA DEL TEMA	II.1
II.1 Fenomenología	II.1
II.2 Teorías	II.3
II.2.1 Envejecimiento dinámico	II.3
II.2.1.1 Modelo de Cottrell	II.3
II.2.1.2 Modelo de Friedel	II.5
II.3 Arrastre de una atmósfera de soluto	II.8
II.4 La fluencia aserrada como inestabilidad dinámica	II.13
II.5 Breves ideas sobre el ordenamiento cristalino	II.18
II.5.1 Tipos de redes ordenadas o super-redes	II.20
II.5.2 Las dislocaciones en las estructuras ordenadas	II.22
Bibliografía	II.25
CAPITULO 3 - PROCEDIMIENTO EXPERIMENTAL	III.1
III.1 Características de la aleación Ni 25% atómico Fe	III.1
III.2 Preparación de muestras	III.2
III.3 Tratamientos térmicos	III.2
III.3.1 Templado	III.2
III.3.2 Recocidos de recristalización y de ordenamiento	III.3

INDICE

III.4	Técnicas metalográficas	III.4
III.5	Ensayos mecánicos	III.5
III.5.1	Ensayos de dureza y microdureza	III.5
III.5.2	Ensayos de tracción	III.6
	Bibliografía	III.7
CAPITULO 4 - RESULTADOS EXPERIMENTALES		IV.1
IV.1	Microdureza y tamaño de grano	IV.1
IV.2	Ensayos de tracción a temperatura constante	IV.2
IV.2.1	Muestras templadas	IV.3
IV.2.2	Muestras recocidas	IV.4
IV.3	Ensayos de tracción a velocidad de desplazamiento de cabezal constante.	IV.6
IV.3.1	Muestras templadas	IV.6
IV.3.2	Muestras recocidas	IV.7
CAPITULO 5 - DISCUSION		V.1
V.1	Efecto del recocido sobre la estructura de la aleación Ni 25% atómico Fe	V.1
V.2	Efecto del recocido de ordenamiento sobre el esfuerzo de cesión	V.2
V.3	Efecto del recocido de ordenamiento sobre el endurecimiento por trabajado	V.4
V.4	Dependencia del esfuerzo de cesión y del esfuerzo de fluencia con la temperatura y la velocidad de deformación	V.6
V.5	Dependencia del esfuerzo de cesión y del esfuerzo de fluencia con el tamaño de grano	V.9

INDICE

V.6 Características de los aserramientos	V.13
V.7 Dependencia de la deformación crítica con la temperatura y la velocidad de deformación	V.18
Bibliografía	V.23
CAPITULO 6 - CONCLUSIONES	VI.1
CAPITULO 7 - FUTURAS LINEAS DE TRABAJO	VII.1
CAPITULO 8 - APENDICE	VIII.1

CAPITULO I

I. INTRODUCCION

I.1 Exposición de motivos

La fluencia aserrada constituye un aspecto muy singular del endurecimiento por trabajado, que como se recordará es la propiedad por la cual un metal se endurece al deformarse plásticamente.

El creciente interés industrial por éste fenómeno se ve reflejado en las investigaciones que se vienen realizando en campos tales como:

- (a) Proceso de manufactura. Donde se estudia la disminución de la ductilidad en las operaciones de reducción en frío y las marcas superficiales que se producen en el prensado y embutido profundo de chapas que van en desmedro de su acabado. Sobre esto último, tal vez el problema más conocido es el que se presenta en el embutido de chapas de carrocería.
- (b) Desarrollo de propiedades mecánicas. La fragilización y disminución de la tenacidad en los metales trabajados en frío han dado la posibilidad de desarrollar chapas de alta resistencia. Se investiga también el desarrollo de nuevos tratamientos termomecánicos que permitan aumentar las propiedades de resistencia mecánica a la tracción, fatiga y fluencia lenta (creep) a temperaturas bajas y medias.
- (c) Mecánica del continuo. La fluencia aserrada constituye un nuevo aporte al estudio de los problemas de: estabilidad de la deformación, formas de la superficie de fluencia y propagación de ondas elasto-plásticas.

A pesar de tales esfuerzos aún no se dispone de una teoría que explique cabalmente este fenómeno. Los modelos microscópicos propuestos han sido elaborados sobre resultados experimentales que están referidos en su mayoría a soluciones sólidas diluidas y a metales puros deformados a bajas temperaturas.

Como una contribución al esclarecimiento de este fenómeno, en el presente trabajo se estudia la fluencia aserrada en Ni 25% atómico Fe. Esta aleación es una solución sólida concentrada de Fe en Ni, con orden de largo alcance (cuando está tratada convenientemente); dos aspectos bajo los cuales existen muy pocos antecedentes de fluencia aserrada.

I.2 Desarrollo histórico del tema

Existen ciertos procesos de deformación que en un ensayo de tracción o compresión transcurren con fluctuaciones de la carga, cuya forma depende del dispositivo de carga que se emplee.

En las llamadas máquinas blandas, en donde el sistema de carga no puede relajarse sensiblemente ante un alargamiento repentino de la probeta, los procesos en cuestión aparecen como una sucesión de escalones (ver Fig. I.1a).

En una máquina dura ó rígida, con alto módulo de elasticidad, los mismos procesos se presentan como una sucesión de picos de fluencia (Fig. I.1b), de donde toman el nombre de fluencia aserrada. En lo sucesivo todos los resultados estarán referidos a este tipo de máquina.

Este fenómeno fue observado por primera vez en 1923 por Portevin A. y LeChatelier F. (1) en la tracción de aleaciones de aluminio. Por tal motivo a la fluencia aserrada se le cono

ce también con el nombre de Efecto Portevin-LeChatelier.

Sin embargo los primeros antecedentes de este fenómeno es tan relacionados con la fragilización que se observó en los aceros dulces cuando éstos se calentaban hasta una temperatura en que adquirirían una coloración azul (2). Este hecho conocido como fragilización azul es una de las manifestaciones de la fluencia aserrada.

En 1909, LeChatelier (3) estudiando las propiedades a la tracción de un acero dulce notó un incremento de la resistencia que lo asoció a la fragilización azul, añadiendo que tal incremento era función de la velocidad de deformación.

Los trabajos que siguieron a los de Portevin-LeChatelier (4, 5 y 6) enfatizaban el hecho de que este fenómeno solo se observaba en aleaciones o en metales de pureza comercial.

Los intentos por explicar las causas de la fluencia aserrada datan de 1919, cuando Fettweiss (7) asociaba los cambios en las propiedades mecánicas de los aceros, producidos por la fragilización azul, con procesos adjudicables al envejecimiento dinámico.

El desarrollo de la teoría de dislocaciones (1934) permitió elaborar modelos atomísticos capaces de enfocar racionalmente el problema. Al respecto, Nabarro (1948) sugirió que los aserramientos en los aceros se producían cuando la difusión del C y el N era lo suficientemente rápida como para permitir que se produzca el envejecimiento de las dislocaciones durante la deformación.

Cottrell (1953) y posteriormente Friedel (1964) interpretando los resultados que Manjoine (1944) había obtenido en el envejecimiento de aceros, concluyeron que la temperatura y la velocidad de deformación que se requiere para el inicio de los aserramientos se ajustan a una relación del tipo Arrhenius.

Ardley (1955) al deformar monocristales ordenados de Cu_3Au a temperaturas cercanas a la transición orden = desorden, observó aserramientos que atribuyó al desorden inducido durante la deformación.

La aparición de fluencia aserrada en metales puros a bajas temperaturas, fue interpretada por Bolling y Richman R. (1965) como consecuencia de la deformación por maclado mecánico continuo.

Hay que hacer notar que estos hallazgos con sus explicaciones plausibles presentan a la fluencia aserrada como un fenómeno concomitante con el endurecimiento que se produce por aumento de temperatura o disminución en la velocidad de deformación.

BIBLIOGRAFIA

- 1) Portevin A. and LeChatelier F.; Compt. Rend. Acad. Sc. 176, 507 (1923)
- 2) Stromeyer, C. E.; Minutes of Proc. of Inst. of Civil Engr. 80, 114 (1885)
- 3) LeChatelier F.; Revue de Metallurgie 6, 915 (1909)
- 4) Hanson A. and Wheeler M. A.; J. Inst. Metals 45, 229 (1931)
- 5) Mc Reynolds A. W.; Trans. AIMME 185, 32 (1949)
- 6) Phillips V. A.; J. Inst. Met. 6, 649 (1953)
- 7) Fettweiss F.; Stahl und Eisen 39, 34 (1919)
- 8) Nabarro F. R. N.; "Report on Strength of Solids" P. 38, London: Physical Soc. (1948)
- 9) Cottrell A. H.; Phil. Mag. 74, 829 (1953)
- 10) Friedel J.; Dislocation, Pergamon Press (1964)
- 11) Manjoine M. J.; Trans. AIMME 66, A211 (1944)
- 12) Ardley G. W.; Act. Met. 3, 525 (1955)
- 13) Bolling G. F. and Richman R. H.; Act. Met. 13, 709 (1965)

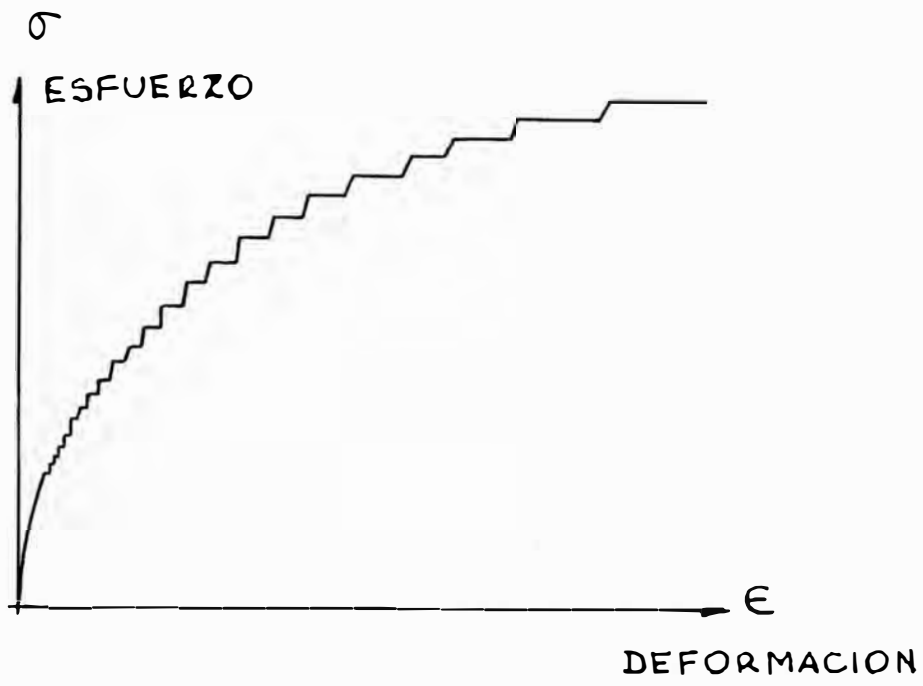


FIG. I.1.2

Fluencia aserrada en una máquina blanda

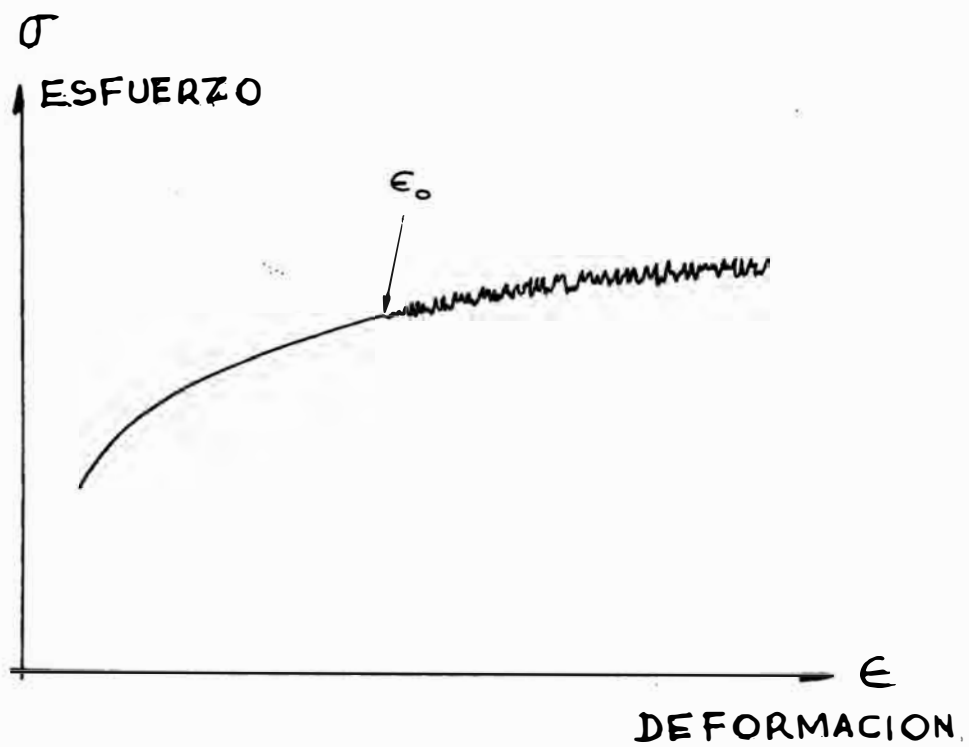


FIG. I.1.b

Fluencia aserrada en una máquina dura

CAPITULO II

REVISION CRITICA DEL TEMA

La literatura que existe al respecto está bastante bien documentada para el caso de soluciones sólidas sustitucionales FCC (1) y soluciones sólidas intersticiales BCC (2), con algunas referencias de soluciones sólidas sustitucionales BCC (3, 4) y HCP (5,6) y soluciones sólidas intersticiales HCP (7).

II.1 Fenomenología

La fluencia aserrada ha sido descrita convenientemente en curvas de ensayos de tracción efectuados a diversas temperaturas y velocidades de deformación. En dichas curvas puede observarse que la aleación endurece de modo que el aumento del esfuerzo de fluencia con la deformación no es monotónica, sino que lo hace como una sucesión de picos de fluencia (ver Fig. I.1a y I.1b).

Se distinguen (8) tres tipos de aserramientos, denominados A, B y C respectivamente (Fig. II.1). El aserramiento tipo A, que ocurre a las temperaturas más bajas, está constituido por una serie de picos de carga o picos de fluencia, regularmente espaciados. Si se aumenta progresivamente la temperatura o la deformación, aparece la fluencia tipo B y a mayores temperaturas todavía, la fluencia tipo C.

En la fluencia tipo B la carga oscila en torno a lo que sería la curva promedio de tracción, mientras que en la fluencia tipo C las oscilaciones de la carga son por debajo de dicho nivel.

Durante los aserramientos es frecuente observar marcas en la superficie de la probeta producidas por bandas de deformación (9). Sin embargo es muy probable que estas bandas se superpongan a la deformación homogénea de la muestra (11).

El esfuerzo de fluencia presenta la denominada sensibilidad negativa a la velocidad de deformación, por la cual un aumento (ó disminución) de la velocidad de deformación produce una disminución (ó aumento) del esfuerzo de fluencia (Fig. II.2a).

Por el contrario, el aumento (ó disminución) de la temperatura va acompañado de un aumento (ó disminución) del esfuerzo de fluencia (Fig. II.2a).

En las soluciones sólidas intersticiales la fluencia aserrada tras iniciarse en la deformación de Lüders produce un rápido endurecimiento de la aleación con la consiguiente fragilización de la misma, dando lugar así a la denominada fragilización azul. En las soluciones sólidas sustitucionales, especialmente FCC, este endurecimiento no suele ocurrir y los aserramientos están precedidos de una deformación plástica homogénea, que en las Figs. II.1b y II.2a está designada por

Con relación al rápido endurecimiento de las soluciones sólidas intersticiales, la microscopía electrónica (9) ha revelado que en el transcurso de los aserramientos hay una multiplicación anormal de dislocaciones. Tal tendencia se mantiene aún habiendo desaparecido los aserramientos. Los resultados obtenidos en Fe-N (10), V (11) y Ni hidrogenado (12) demostraron que durante los aserramientos, la densidad de dislocaciones aumentaba con la temperatura, pero disminuía con la velocidad de deformación. Tal comportamiento, muy similar al que presenta el esfuerzo de fluencia con relación a las variables mencionadas, se ha representado en la Fig. II.2b.

II.2 Teorías

II.2.1 Envejecimiento dinámico

Bajo ciertas condiciones, concurrentemente con la deformación puede producirse la segregación de soluto en torno a las dislocaciones móviles. Para que la deformación prosiga se requiere la liberación de las dislocaciones envejecidas (14) o la generación catastrófica (15) de nuevas dislocaciones. Como es sabido estos procesos se manifiestan con la aparición del denominado pico de fluencia o con una abrupta relajación de la carga. Pues bien, la fluencia aserrada se produce cuando los procesos de liberación y/o generación de dislocaciones se van alternando con el anclaje de las mismas, durante la deformación. Sobre esta base se desarrollan los modelos que se describen a continuación.

II.2.1.1 Modelo de Cottrell

En este modelo (16) se señala que la rapidez con que difunde el soluto hacia las dislocaciones móviles da lugar a la formación de "atmósferas", "nubes" o agrupamientos de soluto, que en primera aproximación pueden describirse con la estadística de Boltzmann. La movilidad del soluto dentro de la nube permite que ésta pueda ser arrastrada por la dislocación. La deformación ocurre entonces a un esfuerzo en que no es necesario el desanclaje de las dislocaciones. Este esfuerzo es tanto mayor cuanto mayor sea la velocidad a que deban moverse las dislocaciones envejecidas, alcanzando un máximo a una velocidad crítica V_c . A partir de entonces la velocidad de difusión del soluto resulta insuficiente como para que la nube de soluto pueda ser arrastrada por la dislocación; la liberación de éstas se hace más ostensible y el esfuerzo decrece con la velocidad de las dislocaciones. Luego la condición para que aparezca la fluencia aserrada es que la velocidad de la dislocación envejecida sea igual a la velocidad crítica V_c .

Para una solución sólida diluida que se deforma lentamente, Cottrell ha calculado que

$$V_c = \frac{4D}{r} \quad (\text{II.1})$$

siendo D el coeficiente de difusión y r el radio de la nube de soluto.

Si la ecuación (II.1) representase la velocidad media para una densidad ρ de dislocaciones, con vectores de Burgers b, la velocidad de deformación $\dot{\epsilon}$ resultante será:

$$\dot{\epsilon} = b \rho V_c = \left(\frac{4b}{r} \right) \rho D \quad (\text{II.2})$$

Pero:

$$D = D_0 \exp(-E/kT) \quad (\text{II.3})$$

donde D_0 es el factor de frecuencia, E la energía de activación para el mecanismo que controla el proceso de difusión, k la constante de Boltzmann y T la temperatura absoluta.

Sustituyendo (II.3) en (II.2):

$$\dot{\epsilon} = \left(\frac{4b}{r} \right) D_0 \rho \exp(-E/kT) \quad (\text{II.4})$$

ecuación que se verifica en los aceros (16) y en Fe-N (9) con valores de E igual a la energía de activación para la migración de N en Fe alfa.

Para las soluciones sólidas sustitucionales, en el rango de temperaturas en que aparece la fluencia aserrada, la ecuación (II.3) da valores muy por debajo de los que se requieren en la ecuación (II.2). Por ello, se requiere de una deformación plástica previa a la aparición de los aserramientos, puesto que tal deformación crea, entre otros defectos, vacancias que asisten al proceso de difusión (18,19):

$$D = C_v a^2 \nu \exp(-E/kT) \quad (\text{II.5})$$

El factor a es el espaciado interatómico, ν la frecuencia de vibración atómica, Z el número de coordinación y E la energía de activación para la migración de una vacancia. La concentración de vacancias C_v aumenta con la deformación plástica en forma:

$$C_v \propto \epsilon^m \quad (\text{II.6})$$

m es una constante.

Es evidente que el valor de ρ en (II.4) habrá quedado modificado por ϵ (20) señalándose además que hay una contribución debido al tamaño de grano d (21). En síntesis se ha propuesto (22) que:

$$\rho \propto \frac{\epsilon^\beta}{d^n} \quad (\text{II.7})$$

con β como constante y n que varía desde un valor inicial, cuando $\epsilon = 0$, hasta anularse cuando $\epsilon \simeq 0.5$.

En consecuencia, para una solución sólida sustitucional la ecuación (II.4) queda modificada por las ecuaciones (II.5), (II.6) y (II.7) en la siguiente forma:

$$\epsilon = \text{constante} \frac{\epsilon^{(m+\beta)}}{d^n} \exp(-E/kT) \quad (\text{II.8})$$

Ecuaciones similares a la ecuación (II.8) se han encontrado para aleaciones de Cu-Sn (20,23,24), Au-In (25) y en latón alfa (26).

II.2.1.2 Modelo de Friedel

Dentro de la distribución espacial de la nube de soluto, Friedel (27) solamente toma en cuenta aquellos átomos que están interactuando mas intensamente con la dislocación, puesto que ellos representan la mayor contribución a la fuerza de anclaje.

Salvo el caso de soluciones sólidas muy diluidas y para temperaturas T tales que

$$T < \frac{W_M}{k \ln (C_0/C_1)} \quad (\text{II.9})$$

ha de formarse una fila saturada de soluto que actúa como puntos de anclaje a lo largo de la línea de dislocación.

En la expresión (II.9) W_M es la máxima energía de interacción entre la dislocación y el soluto, que ocurre a una distancia r b. C_1 es la concentración de saturación de la dislocación y C_0 la concentración promedio en la red perfecta.

A temperaturas bajas, donde la movilidad del soluto no es significativa, los aserramientos pueden interpretarse como una sucesión de procesos de desanclaje de dislocaciones casi estáticas. El desanclaje se inicia en zonas donde hay concentración de esfuerzos y desde allí se propaga la deformación en forma de bandas de Lüders.

Esta situación puede repetirse durante la deformación toda vez que las dislocaciones que quedan detrás del frente de banda envejece en un tiempo menor que el correspondiente al de propagación de la banda. Las nuevas bandas que se generan, encontrarán material que ha sido endurecido por deformación por las bandas precedentes. El resultado, en promedio, es que el material endurece simultáneamente con una sucesión de picos de cesión a modo de aserramientos.

Si t_p es el tiempo de propagación en que simultáneamente m bandas producen una elongación $\Delta\epsilon$, cuando la velocidad de deformación es $\dot{\epsilon}$, puede hacerse que:

$$t_p \sim \frac{\Delta\epsilon}{m\dot{\epsilon}} \quad (\text{II.10})$$

En la presunción de que las dislocaciones que quedan de-

trás del frente de banda son estáticas y que sus potenciales elásticos son radiales, se ha calculado que el tiempo t_e en que son saturadas hasta una concentración C_1 de soluto es

$$t_e = \left(\frac{C_1}{\pi C_0} \right) \frac{k T b^2}{3 D |v_M|} \quad (II.11)$$

La condición para que se produzca aserramiento es que $t_e \ll t_p$. De (II.10) y (II.11):

$$\dot{\epsilon} \ll \left(\frac{C_0}{C_1} \right)^{3/2} \frac{\Delta e |v_M|}{m k T b^2} D \quad (II.12)$$

En esta ecuación el valor de D vendrá dado por la ecuación (II.3) ó (II.5) según se trate de una solución sólida intersticial o sustitucional.

A temperaturas elevadas los átomos de soluto que actúan como puntos de anclaje pueden difundir conjuntamente con la dislocación. La difusión al azar ocurrirá tanto en la misma dirección como en dirección contraria a la que se aplica el esfuerzo. Si además el tiempo de relajación para tal difusión es menor que el correspondiente al de la liberación de la dislocación por activación térmica, el resultado es una deformación producida por el deslizamiento de dislocaciones envejecidas. La velocidad de deformación resultante debe ser menor que la velocidad de deformación impuesta, a fin de que el soluto aun deba ejercer un efecto obstructivo sobre el movimiento de las dislocaciones que conduzca a la fluencia aserrada. O sea:

$$\dot{\epsilon} > \frac{\sigma \rho b^3}{kT} D \quad (II.13)$$

Esta relación es válida para una solución sólida diluida que deforma lentamente. Aunque no hay cálculos pertinentes a soluciones sólidas concentradas, se supone que éstas deben deformar más lentamente que una solución sólida diluida, por lo que no cambia el sentido de la desigualdad (II.13).

De (II.12) y (II.13)

$$\frac{\sigma_p b^3 D}{kT} < \dot{\epsilon} \ll \left(\frac{\pi C_0}{C_1}\right)^{3/2} \frac{\Delta E |W_M|}{m k T b^2} D \quad (\text{II.14})$$

La desigualdad (II.14) ha sido verificada para aleaciones de Al-Mg (28,30) en donde se comprobó, de acuerdo con este modelo, que para una velocidad de deformación dada la fluencia aserrada aparece dentro de un rango de temperatura.

II.3 Arrastre de una atmósfera de soluto

Entre una dislocación móvil y una atmósfera de soluto que es arrastrada por ella se ejerce mutuamente una fuerza de arrastre en función de la cual se ha dado una interpretación de la fluencia aserrada (17).

La migración de soluto hacia una dislocación involucra un complejo problema de difusión y flujo debido a un gradiente de potencial elástico y al movimiento de la dislocación. Aunque se han obtenido algunas soluciones por métodos numéricos (17,31), no existe una solución analítica general con condiciones de contorno reales. En lo que sigue se hará un esbozo del tratamiento utilizado por Hirth y Lothe (32) para una dislocación de borde, que coincidiendo con el eje Z se desplaza a lo largo del eje x con velocidad V, arrastrando una nube de soluto de concentración C.

Para el propósito que se persigue bastará con analizar cualitativamente la fuerza de arrastre F para valores extremos de la velocidad V de la dislocación. Para ello haremos uso de la siguiente ecuación de disipación:

$$F V = \frac{kT}{D} \int_A \frac{J^2}{C} dA \quad (\text{II.15})$$

F V representa el trabajo por unidad de tiempo del sistema,

y el miembro de la derecha es la disipación por unidad de tiempo de la energía libre asociada a un flujo J estacionario y unidireccional. La integración se realiza sobre una región A del plano x, y , que es donde se circunscribe la difusión.

Veamos primeramente el caso extremo en que la velocidad de la dislocación es muy baja. Al moverse la dislocación, la nube de soluto queda relegada a una distancia de aquella (17); para velocidades pequeñas, el tiempo de relajación del soluto δ^2/D será menor que el correspondiente al de la dislocación, que es δ/\sqrt{v} , para la misma distancia. Luego J estará gobernada por la difusión del soluto, o sea

$$J = v (C - C_0) \quad (II.16)$$

donde $C = C_0$ para $x \rightarrow \pm\infty$ y C puede tomarse como la concentración de soluto para una dislocación estática. Además si consideramos aquella región en donde el potencial W es: $W < kT$, entonces (27):

$$C = C_0 \exp\left(-\frac{W}{kT}\right) \simeq C_0 \left(1 - \frac{W}{kT}\right) \quad (II.17)$$

Para un soluto de coordenadas (θ, r) con respecto a la dislocación se tiene (14) que

$$W = \beta \frac{\text{sen } \theta}{r} \quad (II.18)$$

según las ecuaciones II.16, II.17 y II.18, la fuerza de arrastre, ec. II.15, será:

$$F = \frac{\pi \beta^2 C_0 v}{D k T} \ln (r_2/r_1) \quad (II.19)$$

r_2 y r_1 representan los radios externos e internos respectivamente de la región A , en donde se cumple la ec. II.17. Según Hirth y Lothe (32) $r_2 = D/v > r_1 = \beta/kT$.

De acuerdo con estos valores r_2 crece cuando V disminuye. Para valores muy pequeños de V , r_2 debe tomarse como la distancia media entre dislocaciones ó como el tamaño del cristal; r_1 no puede ser menor que el radio del núcleo de la dislocación r_0

Si $r_1 = r_0$, la fuerza de arrastre estara representada por la ecuación II.19, pero si $r_1 > r_0$, habrá que añadir una contribución ΔF (32):

$$\Delta F = \frac{3 C_0 \beta^2 V}{D k T} (z_0 - 1); \quad 1 < z_0 < 5 \quad (\text{II.20})$$

debido a esta región, en donde además la ecuación II.17 ya no es aplicable.

En ambos casos, la fuerza resultante es una función creciente con la velocidad de la dislocación, para pequeñas velocidades de la dislocación.

Consideremos ahora el otro caso extremo, en que la velocidad de la dislocación es alta. En tal situación el gradiente de concentración disminuye al punto en que $C \simeq C_0$, inclusive en regiones dentro del rango de potencial donde $W > kT$. Además como es muy probable que el tiempo de relajación del soluto sea mayor que el tiempo de relajación de la dislocación, la posibilidad de que se regenere la nube de soluto disminuye rápidamente con la velocidad de la dislocación. El flujo J deber ser controlado entonces por el gradiente de potencial ∇W . De acuerdo con la relación de Einstein, el flujo J resultante de saltos al azar del soluto en presencia de un gradiente de potencial es igual a:

$$J = - \frac{DC}{kT} \left(\frac{dW}{dx} \right) \quad (\text{II.21})$$

Para este flujo, la posición angular del soluto es irrelevante, de modo que puede hacerse:

$$W = - \beta / r \quad (\text{II.22})$$

De donde la fuerza de arrastre, según las ecuaciones II.22, II.21 y II.15 es:

$$F = \frac{\pi C_0 D \beta^2}{V k T r_2^2} \quad (\text{II.23})$$

Este resultado se obtiene integrando entre r_2 y ∞ .

El valor de r_2 representa el radio interno de una atmósfera que está gobernada por el flujo de Einstein (ec.II.21), y que es función de V , de acuerdo a la siguiente relación:

$$r_2 = \left(\frac{D \beta}{V k T} \right)^{1/2} \quad (\text{II.24})$$

La sustitución de II.24 en II.23, da una fuerza de arrastre constante $F = \pi C_0 \beta$, para toda velocidad que conduzca a la formación de tal atmósfera.

Pero la dislocación puede moverse de manera que r se reduzca al mínimo valor admisible de $r_2 = b$, en cuyo caso, según II. 23

$$F = \frac{\pi C_0 D \beta^2}{V k T b^2} \quad (\text{II.25})$$

También cabe la posibilidad de que $C \neq C_0$ en una región r tal que $r_0 \ll r < r_2$, la contribución de ésta región a la fuerza de arrastre (32) es

$$\Delta F = \frac{3 V C_0 \beta^2}{D k^2 T^2} \left(\frac{r_2 - r_0}{r_1 r_0} \right) \quad (\text{II.26})$$

Sin embargo esta contribución decrece con V desde que $r_2 \rightarrow r_0$.

Como se ve en las ecuaciones II.23, II.25 y II.26, para al tos valores de V , la fuerza de arrastre disminuye con aquella.

El hecho de que la fuerza de arrastre pase de ser una función creciente con la velocidad, para pequeñas velocidades, a una función decreciente para altas velocidades, sugiere que el cambio de dirección de la curva debe ocurrir, por lo menos, en una velocidad intermedia V_C , en donde la fuerza de arrastre se rá un máximo.

La dependencia de la fuerza de arrastre con la velocidad de la dislocación sería de la forma representada en la Fig. II.3. Esto ha sido verificado (17,31) mediante un análisis por método numérico. en el rango de velocidades intermedias.

Para el cálculo de V_C se asume que el flujo de soluto hacia las dislocaciones, está gobernado por las ecuaciones II. 21 y II.22. En tal caso la velocidad V con que fluye el soluto (e igual a la velocidad de la dislocación) en la dirección del gradiente de potencial es:

$$V = \frac{D}{kT} \text{ Grad. } W = \frac{\beta D}{k T r^2} \quad (\text{II.27})$$

r representa la distancia de equilibrio entre la dislocación y la atmósfera, cuando el conjunto se mueve y cuyo valor se estima (17) que es la mitad del radio interno r_1 de la nube estática de soluto, cuando $V = V_C$

Es decir

$$r = \frac{r_1}{2} = \frac{\beta}{2 k T} \quad (\text{II.28})$$

Sustituyendo II.28 en II.27:

$$V_C = \frac{4 D}{r_1} \quad (\text{II.29})$$

Que fue el valor utilizado en la sección II.2.1.1.

En torno a V_C se produce la inestabilidad dinámica de las dislocaciones, y por consiguiente la fluencia aserrada del material. Aquellas que bajo una carga determinada se están moviendo con velocidades algo menores que V_C pueden por activación térmica vencer la máxima fuerza de arrastre. Como esto produce una disminución gradual del radio y concentración de soluto de la atmósfera, y por consiguiente de la fuerza de arrastre con la velocidad, la aceleración de tales dislocaciones provocará una relajación de la carga.

Por el contrario la presencia de obstáculos internos pueden producir el frenado de aquellas dislocaciones que se mueven con velocidades mayores que V_C , facilitando la atmósfera de soluto en torno a ellas. La deformación por aceleración de tales dislocaciones requerirán una carga creciente por el aumento de la fuerza de arrastre con la velocidad

II.4 La fluencia aserrada como inestabilidad dinámica

Se ha señalado (13) que la fluencia aserrada es consecuencia de la inestabilidad dinámica que produce la sensibilidad negativa a la velocidad de deformación. Tal punto de vista / prescinde del análisis de las causas físicas del fenómeno (33)

Supongamos que una probeta de longitud L y orientada a lo largo del eje x es traccionada en una máquina cuyo cabezal se desplaza a velocidad constante V_0 . Sean ϵ y $\dot{\epsilon}$ los valores instantáneos de la deformación plástica y la velocidad de deformación plástica respectivamente, en un punto de coordenada x de la probeta. Se asume que el esfuerzo σ se transmite uniformemente a través de la probeta de modo que no existan / concentraciones de esfuerzo.

Puesto que el desplazamiento del cabezal de la máquina es igual al alargamiento de la probeta más el alargamiento elástico del dispositivo de carga de la máquina, se deduce que:

$$M \dot{\sigma} + \int \dot{\epsilon} \frac{dx}{L} = \frac{V_0}{L} \quad (\text{II.30})$$

donde el punto indica la derivada con respecto al tiempo y el coeficiente M es igual a

$$M = \frac{K_M + K_S}{K_M E_S} \quad (\text{II.31})$$

siendo K_M y K_S las constantes elásticas de la máquina y de la probeta respectivamente, y E_S el módulo de elasticidad de la probeta.

Para una pequeña deformación producida por una banda y que tiene lugar sobre una fracción f de la longitud total de la probeta, supongamos que la velocidad de deformación dentro de la banda es uniforme e igual a $\dot{\epsilon}$ y que fuera de la banda es nula. Luego la velocidad de deformación promedio será:

$$\int_f \dot{\epsilon} \frac{dx}{L} = f \dot{\epsilon} \quad (\text{II.32})$$

De las ecuaciones II.30 y II.32 resulta:

$$\dot{\sigma} = \frac{f}{M} (\dot{\epsilon}_0 - \dot{\epsilon}) \quad (\text{II.33})$$

en donde $\dot{\epsilon}_0$ es la velocidad de deformación impuesta

$$\dot{\epsilon}_0 = \frac{V_0}{Lf} \quad (\text{II.34})$$

En la ecuación II.33, la velocidad de carga resulta ser función de las características de la máquina; pero es obvio que ella dependerá también de las características del material. Para esto último supongamos que σ es una ecuación de estado de la siguiente forma:

$$\sigma = \sigma(\epsilon, \dot{\epsilon}) \quad (\text{II.35})$$

En la ecuación II.35 se considera, por simplicidad, un reducido número de variables: la deformación ϵ y la velocidad de deformación $\dot{\epsilon}$. Derivando con respecto al tiempo:

$$\dot{\sigma} = \frac{\partial \sigma}{\partial \epsilon} \dot{\epsilon} + \frac{\partial \sigma}{\partial \dot{\epsilon}} \ddot{\epsilon} \quad (\text{II.36})$$

El coeficiente de endurecimiento por deformación $\partial \sigma / \partial \epsilon$ se asumirá que es constante, dada la pequeña deformación que produce el pasaje de la banda. $\partial \sigma / \partial \dot{\epsilon}$ suele ser positivo, pero para valores de $\dot{\epsilon}$ en que se observan los aserramientos se hace negativo. Por ello es que el comportamiento de σ con $\dot{\epsilon}$, para ϵ constante (34) es de la forma que se ha representado en la Fig. II.4. El rango $\dot{\epsilon}_2 < \dot{\epsilon} \ll \dot{\epsilon}_1$ corresponde a la denominada sensibilidad negativa a la velocidad de deformación.

Sustituyendo II.33 en II.36:

$$\ddot{\epsilon} = \frac{f \dot{\epsilon}_0}{M \frac{\partial \sigma}{\partial \dot{\epsilon}}} \left(1 - \frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_s} \right) \quad (\text{II.37})$$

$\dot{\epsilon}_s$ es la velocidad de deformación estacionaria (o sea cuando $\ddot{\epsilon} = 0$) e igual a

$$\dot{\epsilon}_s = \frac{V_0}{L \left(M \frac{\partial \sigma}{\partial \dot{\epsilon}} + f \right)} \quad (\text{II.38})$$

La utilización de ϵ y $\dot{\epsilon}$ como variables explícitas en II.33 y II.35 permitirá estudiar la dependencia de σ con el tiempo sin necesidad de involucrar efectos debido al envejecimiento. Además las variaciones de σ debido al aumento de ϵ y a las variaciones de $\dot{\epsilon}$ pueden analizarse cualitativamente en función de esta última, utilizando para ello la pendiente $\partial \sigma / \partial \dot{\epsilon}$

De las ecuaciones II.33 y II.37 puede escribirse que:

$$\frac{d\sigma}{d\dot{\epsilon}} = \frac{\dot{\sigma}}{\dot{\epsilon}} = \frac{\partial\sigma}{\partial\dot{\epsilon}} \frac{(1 - \dot{\epsilon}/\dot{\epsilon}_0)}{(1 - \dot{\epsilon}/\dot{\epsilon}_s)} \quad (\text{II.39})$$

Debe tenerse en cuenta que en $d\sigma/d\dot{\epsilon}$ tanto σ como $\dot{\epsilon}$ varían, en tanto que en $\partial\sigma/\partial\dot{\epsilon}$ únicamente lo hace $\dot{\epsilon}$.

La pendiente (ec. II.39) es infinita en $\dot{\epsilon}_s$ y cero en $\dot{\epsilon}_0$, $\dot{\epsilon}_1$ y $\dot{\epsilon}_2$. En estos tres últimos valores la curva es ó un máximo ó un mínimo.

Como $\dot{\epsilon}_0$ y $\dot{\epsilon}_s$ varían con V_0 y f (siempre se cumple que $\dot{\epsilon}_s < \dot{\epsilon}_0$) elijamos el valor de $\dot{\epsilon}_0$ tal que

$$\dot{\epsilon}_2 < \dot{\epsilon}_s < \dot{\epsilon}_0 < \dot{\epsilon}_1$$

La curva resultante se muestra en la Fig. II.5a a la que según las ecuaciones II.33 y II.37 debe recorrerse en el sentido indicado por las flechas. En lo sucesivo la designaremos como curva dinámica, para diferenciarla de las curvas características de la Fig. II.3.

Para $\dot{\epsilon} < \dot{\epsilon}_0$ el esfuerzo es una función creciente que tiende hacia un máximo cuando los valores de $\dot{\epsilon}$ tienden hacia $\dot{\epsilon}_2$. Esto último se verifica de manera que $\dot{\epsilon}$ crece si $\dot{\epsilon} < \dot{\epsilon}_2$ y de crece si $\dot{\epsilon} > \dot{\epsilon}_2$

Por el contrario cuando $\dot{\epsilon} > \dot{\epsilon}_0$, el esfuerzo es una función decreciente, con un mínimo en $\dot{\epsilon}_1$. Los valores de $\dot{\epsilon}$ convergen hacia $\dot{\epsilon}_1$ en la misma forma como lo hacen en torno a $\dot{\epsilon}_2$

En el instante en que $\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_2$ habrá una deformación finita designada por ϵ_1 y cuya curva característica representada en la fig. II.4b muestra que para entonces el esfuerzo es el máximo σ_1 . Como este esfuerzo admite también que $\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_1 > \dot{\epsilon}_2$ y según la ecuación II.37 $\dot{\epsilon} \rightarrow +\infty$ cuando $\dot{\epsilon} \rightarrow \dot{\epsilon}_2$, la velocidad

de deformación aumenta abruptamente de $\dot{\epsilon}_2$ a $\dot{\epsilon}_H$. .

De la misma manera se explica que al aumentar la deformación a ϵ_2 la velocidad de deformación desciende bruscamente de $\dot{\epsilon}_1$ a $\dot{\epsilon}_L$, manteniéndose constante el esfuerzo en el mínimo σ_2 .

Los tramos $\dot{\epsilon}_H \dot{\epsilon}_1$ y $\dot{\epsilon}_L \dot{\epsilon}_2$ se han completado con la ayuda de la curva dinámica (Fig. II.5b). De acuerdo con ella en dichas regiones de la curva la pendiente es positiva; pero mientras que en el tramo $\dot{\epsilon}_H \dot{\epsilon}_1$ la deformación plástica $\Delta\epsilon = \epsilon_2 - \epsilon_1$ ocurre con una caída del esfuerzo $\Delta\sigma = \sigma_1 - \sigma_2$, en el tramo $\dot{\epsilon}_L \dot{\epsilon}_2$ la deformación y el esfuerzo aumentan hasta el máximo de la curva característica correspondiente a la deformación alcanzada en el instante en que $\dot{\epsilon}_H = \dot{\epsilon}_2$

Las variaciones de σ y de $\dot{\epsilon}$ con el tiempo, durante el período en que aparecen las discontinuidades de $\dot{\epsilon}$, se han representado en la Fig. II.6

En la Fig. II.6a se ilustra el caso recientemente analizado. El valor de $\dot{\epsilon}_0$ ($\dot{\epsilon}_0 < \dot{\epsilon}_1$) queda comprendido en el rango de valores excluidos ($\dot{\epsilon}_2 \ll \dot{\epsilon} \ll \dot{\epsilon}_1$) como consecuencia de las discontinuidades que se producen cuando $\dot{\epsilon}$ tiende hacia $\dot{\epsilon}_2$ y hacia $\dot{\epsilon}_1$ respectivamente. Es en dichas velocidades de deformación que se producen los valores extremos de σ .

En el caso que $\dot{\epsilon}_0 > \dot{\epsilon}_1$, la ecuación II.39 asigna valores máximos para σ en $\dot{\epsilon}_2$ y $\dot{\epsilon}_1$ y un valor mínimo en $\dot{\epsilon}_0$. La velocidad de deformación cambia drásticamente de $\dot{\epsilon}_2$ a $\dot{\epsilon}_H$ y de $\dot{\epsilon}_1$ a $\dot{\epsilon}_L$. Este caso se muestra en la Fig. II.6b, en donde de acuerdo con la ec. II.33 el esfuerzo pasa por un mínimo en $\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0$

En la Fig. II.6c se aprecia que cuanto mayor es ϵ_0 (para ello ó aumenta V_0 ó disminuye f , es decir el ancho de la banda) menor es la caída del esfuerzo. Esto a su vez permite que el esfuerzo en su ascenso pueda alcanzar un valor en el cual

la región adyacente a la banda empiece a deformarse antes de que el valor de α_1 quede bloqueado en $\alpha_1 = 1$. En tal caso, el presente análisis ya no puede utilizarse.

II.5 Breves ideas sobre el ordenamiento cristalino

En las referencias (35,37) se consignan los trabajos de revisión que se han realizado sobre éste tema y a los cuales puede remitirse el lector que desee mayor información sobre el mismo.

En una solución sólida homogénea desordenada los átomos de las distintas especies se ubican al azar en la red cristalina. Esto quiere decir que alrededor de un átomo cualquiera el número de vecinos cercanos de su especie o de las otras existentes estará determinado exclusivamente por la concentración de las mismas. En la práctica, sin embargo, es general encontrar que las aleaciones no son estrictamente desordenadas presentándose alrededor de los átomos distribuciones de las especies que no corresponden a la de un arreglo al azar.

Supongamos que tenemos una aleación binaria con N átomos presentes e igual número de los de las especies A y B. Si alrededor de un átomo determinado, por ejemplo uno de la especie A, existe un número de vecinos cercanos B mayor que los de una distribución al azar, se dice que la aleación posee orden de corto alcance (O.C.A.). Este se define por medio de un parámetro dado por la relación:

$$\alpha_1 = 1 - \frac{P_{AB}}{m_A}$$

donde P_{AB} es la probabilidad de encontrar un átomo A como vecino cercano de un B y m_A es la probabilidad de una distribución de átomos al azar o sea la fracción molar del componente A.

Debajo de cierta temperatura crítica, que varía con la composición y la estructura cristalina, el O.C.A. no puede existir por sí solo y se produce una transformación de fase que da lugar a una superestructura. Estas superestructuras poseen un arreglo de átomos con características similares al existente en los compuestos iónicos del tipo del ClNa. Se dice entonces que la solución sólida tiene orden de largo alcance (O.L.A.). Este tipo de ordenamiento cristalino difiere del anterior en que los sitios antes equivalentes de la red son preferentemente ocupados por distintas clases de átomos.

Para una aleación binaria de componentes A y B y con sitios de red α y β al manifestarse el O.L.A. los átomos de la especie A se ubican preferentemente en los sitios α y los B en sitios β o viceversa. El caso típico es el del latón con átomos de Zn y Cu y sitios $[000]$ y $[1/2 \ 1/2 \ 1/2]$.

El grado O.L.A. se define por el parámetro:

$$S = \frac{P_A^\alpha - m_A}{1 - m_A}$$

donde m_A es la fracción molar del componente A y P_A^α es la probabilidad de encontrar un átomo A en los sitios α de la red.

El O.L.A. se produce en el cristal en general por nucleación y crecimiento. Núcleos comienzan a crecer en distintos lugares dando lugar a superficies de contacto entre ellos. En el caso en que estas superficies límites separen núcleos en los cuales átomos de la misma especie están ubicados en distintos sitios de la red (por ejemplo: en uno de los núcleos los átomos A en posiciones α y en el otro en posiciones β), se dice que los átomos cambian de fase a través de la superficie límite. La superficie límite es entonces una discontinuidad en el arreglo de los átomos pues a través de ella los átomos cambian de posición. A los núcleos ordenados se les deno-

mina "dominios de antifase" (D.A.F.). Los límites de dominio de antifase (L.D.A.), ver Fig. II.9, son superficies de alta energía pues a través de ellos los átomos presentan un arreglo desordenado. Es por ello que los dominios son termodinámicamente inestables pudiéndose los obtener tan grandes como se quiera cuando se establecen las condiciones de temperatura y tiempo de tratamiento convenientes.

El O.L.A. reduce la simetría de translación del cristal debido a la identificación de los sitios equivalentes de la red cristalina (por ejemplo en la estructura B.C.C. la operación de simetría $1/2 [111]$ deja de serlo al existir orden de largo alcance). Este efecto se utiliza para determinar el grado de orden existente mediante las técnicas de difracción de rayos X, neutrones o electrones.

II.5.1 Tipos de redes ordenadas o super-redes

El orden de largo alcance reduce la simetría de translación del cristal debido a la identificación de los sitios equivalentes de la red cristalina (por ejemplo en la estructura BCC la operación de simetría $1/2 [111]$ deja de serlo al existir orden de largo alcance. Este efecto se utiliza para determinar el grado de orden existente mediante las técnicas de difracción de rayos X, neutrones o electrones.

En la Tabla N° 1 y en la Fig. II.7 se indican los tipos más comunes de super-redes, en las cuales no hay cambio de estructura cristalina sino que únicamente descenso de la simetría. Las designaciones que se usan son las indicadas por la Strukturbericht (38). La red ordenada, mas frecuentemente observada en las aleaciones es el tipo AB L2₀ (referida también como tipo B2), el cual en el estado desordenado es BCC. Al ordenarse, esta estructura asume la forma de dos redes cúbicas simples interpenetradas, con todos los átomos A en una sub-red y todos los átomos B en la otra sub-red (Fig. II.7a).

TABLA 1

Tipo de Estructura	Ejemplos
$L2_0$	CuZn, FeCo, NiAl, CoAl, FeAl, AgMg
$L1_2$	Cu_3Au , Au_3Cu , Ni_3Mn , Ni_3Fe , Ni_3Al , Pt_3Fe
DO_{19}	Mg_3Cd , Cd_3Mg , Ti_3Al , Ni_3Sn
DO_3	Fe_3Al , Fe_3Si , Fe_3Be , Cu_3Al .

Los tres tipos restantes de super-redes de la tabla 1 están formados por cuatro sub-redes interpenetradas; con los átomos B ocupando una de las sub-redes y los átomos A las otras tres sub-redes. De estas super-redes la más simple es el tipo $L1_2$ (FCC). Para las estructuras DO_{19} (HCP), la celda unitaria ordenada puede compararse a cuatro celdas unitarias desordenadas HCP, tal que el parámetro "c" permanece inalterado mientras que "a" se duplica.

El tipo DO_3 , la más compleja de las super-redes comunes, y que está construida sobre la base de 8 celdas unitarias BCC puede asumirse como el resultado de la interpretación de cuatro redes FCC.

La Fig. II.8 representa la super-red que es más común encontrar en aleaciones en las cuales hay cambio de estructura cristalina con el orden de largo alcance. El CuAu, que tipifica a este grupo, se transforma de una estructura desordenada FCC a una ordenada FCT con relación axial entre 0.9 a 1.

II.5.2 Las dislocaciones en las estructuras ordenadas

Para la dislocación de la super-red AB mostrada en la Fig. II. 10a el vector de Burgers es $2b$, que es el doble del vector Burgers correspondiente a la solución sólida desordenada con la misma estructura cristalina. Pero ésta "dislocación doble" puede disociarse en dos dislocaciones unitarias, como se ve en la Fig. II.10b. Tal disociación produce una disminución de energía ΔU

$$\Delta U : 2 \left(\frac{Gb^2}{2} \right) - \frac{G(2b)^2}{2} = -Gb^2 \quad (\text{II.40})$$

siendo G el módulo de corte. La ec. II.40 es simplemente la diferencia de energía asociada a las dos dislocaciones unitarias menos la correspondiente a la "dislocación doble".

Cuando una dislocación simple se mueve en una estructura desordenada, no se observan modificaciones de la estructura cristalina con excepción que las producidas por el corrimiento de su campo elástico. En el caso de que la misma dislocación se mueva en una super-red o super-estructura, por lo general creará desorden en su plano de deslizamiento, produciendo así un límite de dominio de antifase (L.D.A.) ver Fig. II. 9. La zona de desorden producida por el movimiento de la dislocación tiene una tensión superficial debido a la energía de las uniones incorrectas y por consiguiente aplica a la línea de dislocación una fuerza que se opone al movimiento de ésta.

Cottrell (39) propuso que la energía del sistema puede reducirse si las dislocaciones se mueven aparedadas en el plano de deslizamiento. De esta manera la falta de ordenamiento producida por el movimiento de la primera dislocación es re-ordenada por la segunda. Es decir que entre dos dislocaciones existirá una zona de desorden o un L.D.A.; las dos dislocaciones con su zona de L.D.A. intermedia se moverán como una unidad, dando lugar a que el esfuerzo necesario para su movimiento dis

disminuya apreciablemente. Este conjunto de dos dislocaciones unitarias unidas entre sí por un L.D.A. se denomina "super dislocación" y cada una de las dislocaciones unitarias que la componen "superparcial". La existencia de superdislocaciones ha sido confirmada por los trabajos de microscopía electrónica (36).

La separación de equilibrio entre superparciales se determina considerando la energía de interacción entre ellas y la energía debido al límite de dominio de antifase que limitan.

Supongamos (40) una superdislocación de longitud unitaria y separación d entre superparciales que se encuentra en el plano xz de la Fig. II.11; la fuerza debido al campo elástico de las dos superparciales será:

$$F_{1x} : \sigma_{yz} b_t + \sigma_{xy} b_b \quad (II.41)$$

donde b_t y b_b son las componentes de hélice y de borde respectivamente de una de las superparciales y σ_{yz} y σ_{xy} son las componentes del campo de tensión de la otra superparcial cuyos valores son

$$\sigma_{xy} = \frac{G b_b}{2 \pi (1-\mu)} \frac{x (x^2 - y^2)}{(x^2 + y^2)^2} \Big|_{y=0} = \frac{G b_b}{2 \pi (1-\mu)x} \quad (II.42)$$

$$\sigma_{yz} = \frac{G b_t x}{2 \pi (x^2 + y^2)} \Big|_{y=0} = \frac{G b_t}{2 \pi x} \quad (II.43)$$

donde μ es la relación de Poisson, x e y las coordenadas del punto donde interesa calcular las componentes elásticas.

Reemplazando II.42 y II.43 en II.41 y relacionando $b_t = b \cos\theta$ y $b_b = b \sin\theta$

$$F_{1x} : \frac{G b^2}{2 \pi} \left[\cos^2 \theta + \frac{\text{sen}^2 \theta}{(1-\mu)} \right] \frac{1}{x} \quad (\text{II.44})$$

Si γ es la energía superficial por unidad de superficie, la energía superficial total será $U_S = \gamma x$. Por lo tanto la fuerza debido al L.D.A. es:

$$F_{2x} = - \frac{dU_S}{dx} = - \gamma \quad (\text{II.45})$$

Así mientras F_{1x} es una fuerza repulsiva entre las superparciales, la fuerza F_{2x} es atractiva. En el equilibrio, entonces

$$F_{1x} + F_{2x} = 0 \quad (\text{II.46})$$

Sustituyendo los valores de II.44 y II.45 en II.46, se obtiene $x = d$:

$$d = \frac{G b^2}{2 \pi \gamma} \left[\cos^2 \theta + \frac{\text{sen}^2 \theta}{(1-\mu)} \right] \quad (\text{II.47})$$

Esta ecuación sencilla, se complica en el caso de que las superparciales a su vez se subdividan en parciales, como suele ocurrir en estructuras compactas. Ante tal situación habrá que tener en cuenta un sistema de 4 dislocaciones.

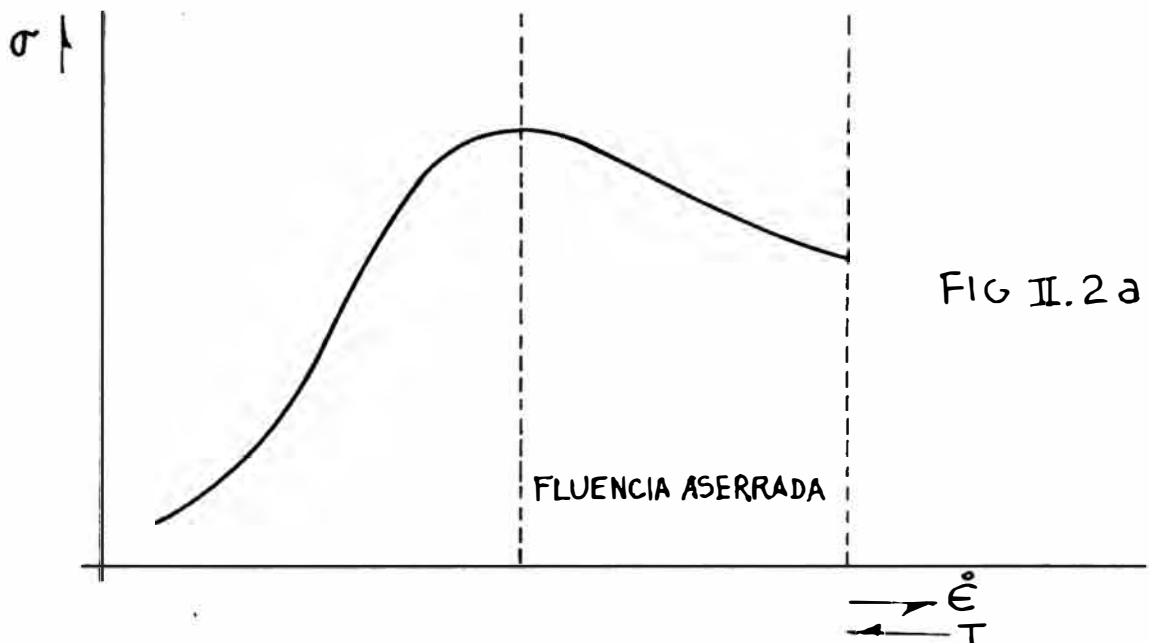
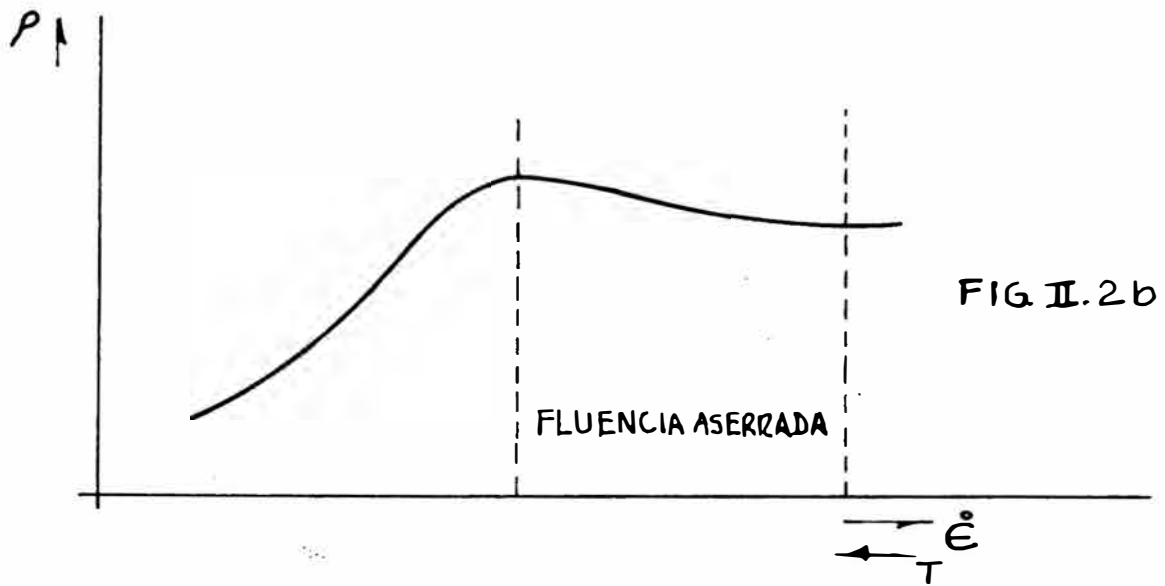
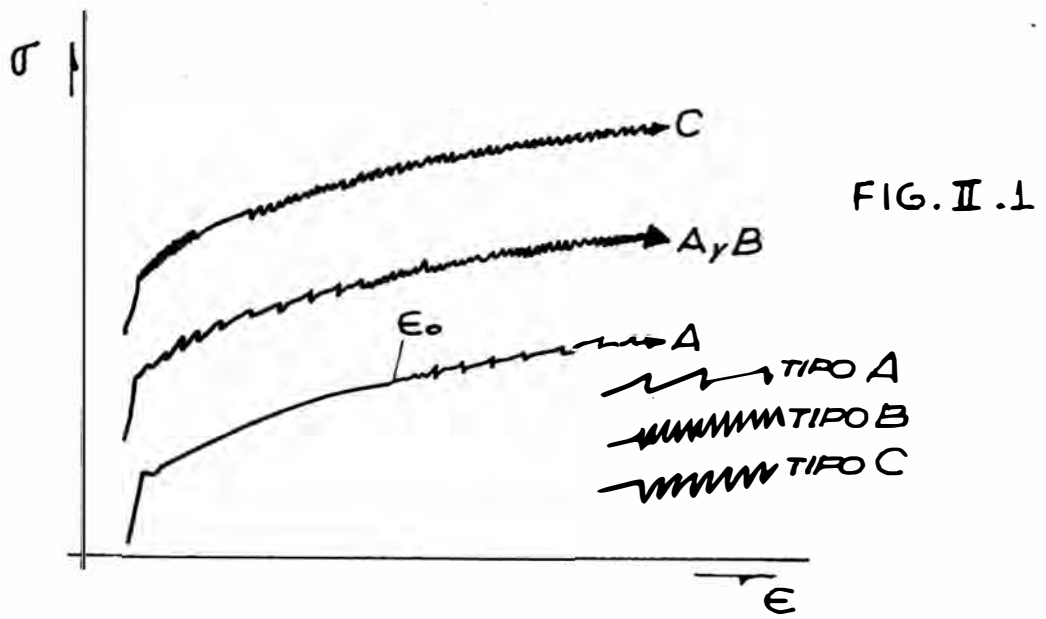
BIBLIOGRAFIA

- 1) Brindley B.J. and Worthington P.J.; Met. Rev. 15, 101 (1970)
- 2) Baird J.D.; Met. Rev. 16, 1 (1971)
- 3) Fedora R.P.; Ph. D. thesis, Cornell University (1971)
- 4) Jinstone M.R. and Rawling R.D.; J. Mat. Sc. 6, 1355 (1971). Phys. Status Solidi A8, 79 (1971)
- 5) Kent K.G. and Kelly A.; J. Inst. Metals 93, 536 (1964-65)
- 6) Hauser F.E., London P.E. and Dorn J.E.; Trans. Am. Soc. Metals 50, 856 (1958)
- 7) Ramachandran V. and Reed-Hill R.E.; Met. Trans. 1, 2105 (1970)
- 8) Worthington P.J.; Ph. D. thesis, University Sheffield (1962)
- 9) Keh A.S., Nakada Y. and Leslie W.C.; Dislocation Dinamic Mc Graw Hill (1968)
- 10) Baird J.D. and Mc Kenzie C.R.; J. Iron Steel Inst. 202, 427 (1964)
- 11) Edington J.W. and Smallman R.E.; Acta Met. 12, 1313 (1964)
- 12) Wilcox B.A. and Smith G.C.; Act. Met. 12, 371 (1964)
- 13) Simon J., Caisso J., Guillot J. and Violan P.; Mem. Sc. Rev. Met. 61, 841 (1964)
- 14) Cottrell A.H.; "Strength of Solids" 30, London Phys. Soc. (1968)
- 15) Johnston W.G. and Gilman J.J.; J. Appl. Phys. 30, 129 (1959)
- 16) Cottrell A.H.; Phil. Mag. 44, 829 (1953)
- 17) Cottrell A.H. and Jaswon M.A.; Proc. Roy. Soc. A199, 104 (1949)
- 18) Mott N.F.; Phil. Mag. 43, 1151 (1952)
- 19) Seitz F.; Advances in Phys. 21, 1196 (1950)
- 20) Ham R.K. and Jaffrey D.; Phil. Mag. 15, 247 (1967)

- 21) Charnock W.; Phil. Mag. 19, 209 (1969)
- 22) Conrad H. and Christ B.; "Recovery and recrystallization of metals" p. 174, N. York and London (Interscience Publishers) (1965)
- 23) Vöhringer O. and Macherauch E.; Z. Metallkunde 58, 317 (1967)
- 24) Russell B.; Phil. Mag. 8, 615 (1963)
- 25) Soler-Gomez A.J.R. and Mc Tegart W.S.; Phil. Mag. 20, 495 (1969)
- 26) Charnock W.; Phil. Mag. 18, 89 (1968)
- 27) Friedel J.; Dislocations, Pergamon Press 91964)
- 28) Caisso J.; Rev. Metall. LVI, N° 3, 4 (1959)
- 29) Caisso J. et Mme. Guillot J.; Memoires Sc. Rev. Met. LIX N° 5, 395 (1962)
- 30) Combette P. et Grilhe P.; Mem. Sc. Rev. Met. LXVII, N° 7-8, 491 (1970)
- 31) Yoshinaga H. and Morozumi S.; Phil. Mag. 23 (1971)
- 32) Hirth J. and Lothe J.; Theory of Dislocations
- 33) Penning P.; Act. Met. 20, 1169 (1972)
- 34) Sleeswijk A.J.; Act. Met. 6, 598 (1958)
- 35) Vidoz A. y Victoria M.P.; Informe N° 130, Comisión Nac. de Energía Atómica - Buenos Aires (1965)
- 36) Stoloff N. S. and Davies R.G.; Progress in Materials Science 13, N° 1 (1966)
- 37) Cohen J.B.; J. of Materials Sc. 4, 1012 (1969)
- 38) Ewald P.P. y Hermann C.; Strukturbericht I, Akademische Verlagsgesellschaft M.B.H. - Leipzig
- 39) Cottrell A.H.; Relation of properties to microstructure, A.S.M. 151 (1951)
- 40) Brown N. and Herman M.; Trans. AIME 206, 1353 (1956)

F I G U R A S

- II.1 - Tipos de aserramientos
- II.2 - Representación esquemática de las variaciones del esfuerzo (a) y de la densidad de dislocaciones (b) con la temperatura y la velocidad de deformación
- II.3 - Fuerza de arrastre F para una dislocación envejecida en función de su velocidad V
- II.4 - Curvas características que relacionan el esfuerzo con la velocidad de deformación
- II.5 - Variaciones del esfuerzo con la deformación y la velocidad de deformación en un punto arbitrario de la α/β (a y b)
- II.6 - La influencia del valor de σ sobre la relajación del esfuerzo
- II.7 - Tipos más comunes de super-redes, en donde no hay cambio de estructura cristalina con la formación de orden de largo alcance (a) $L2_0$, (b) $L1_2$, (c) DO_{19} , (d) DO_3
- II.8 - Super-red $L1_2$, donde la estructura cristalina cambia con el orden de FCC a FCT
- II.9 - Representación esquemática de una estructura cúbica simple ordenada, con regiones de antifase
- II.10- Configuración inestable (a) y configuración estable (b) de una superdislocación
- II.11- Una superdislocación parcialmente disociada



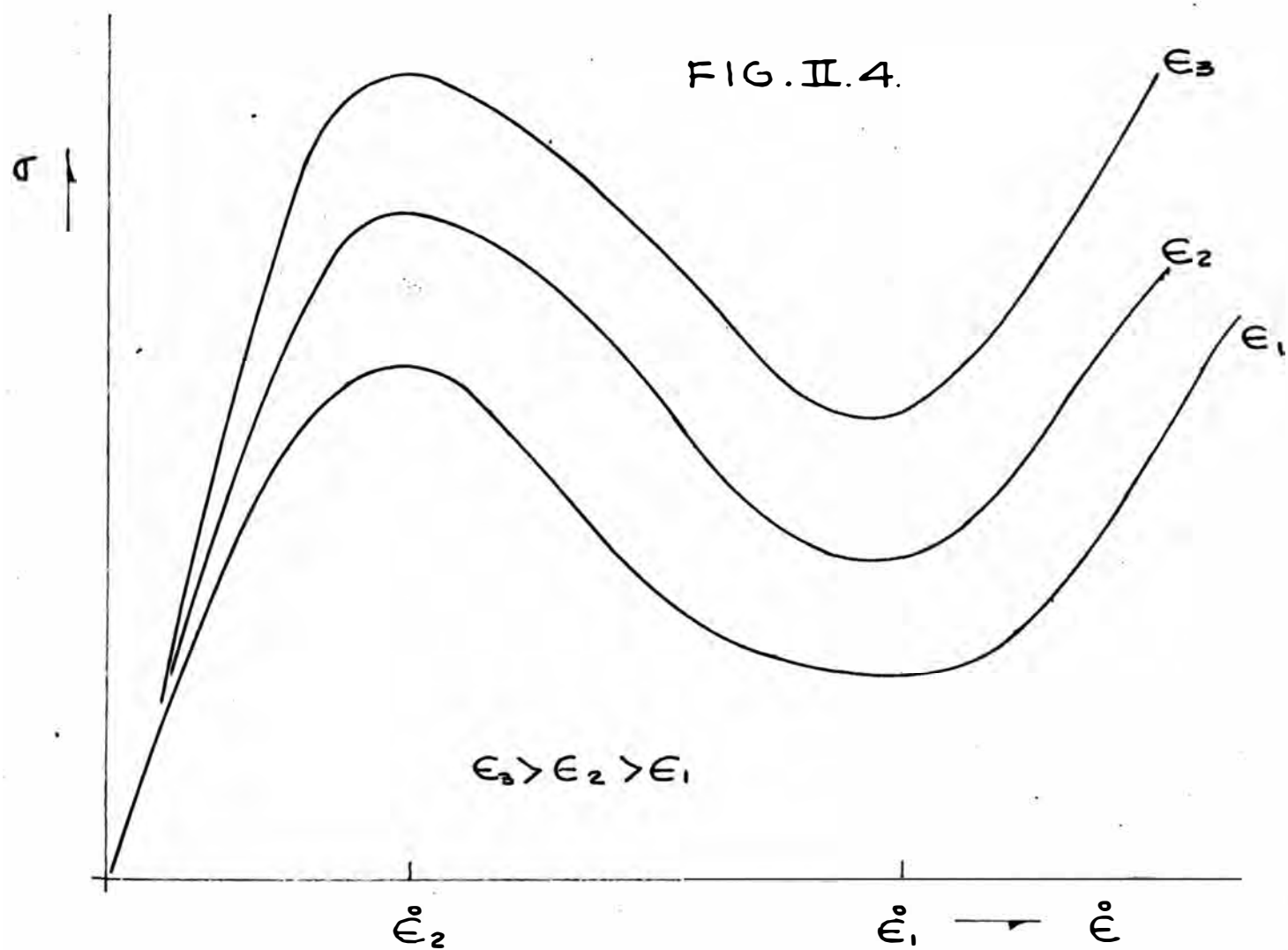
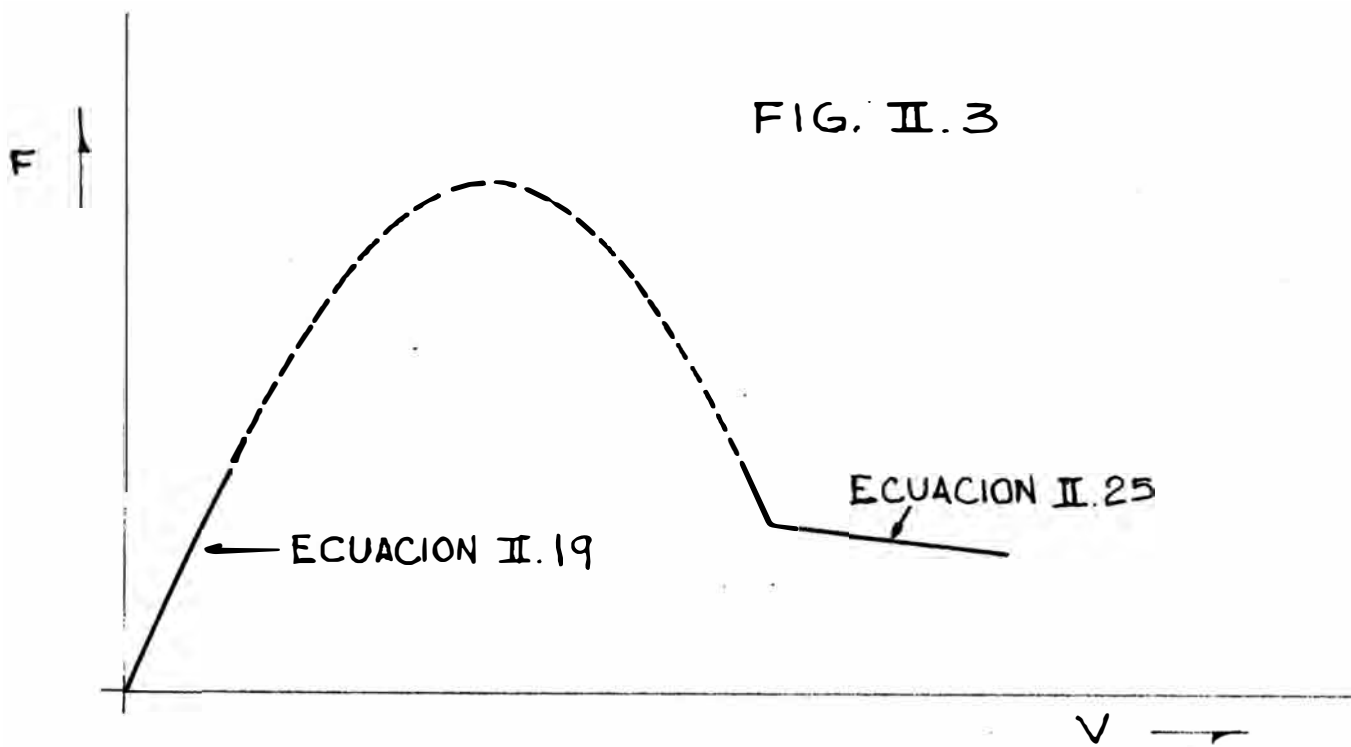


FIG. II.5a

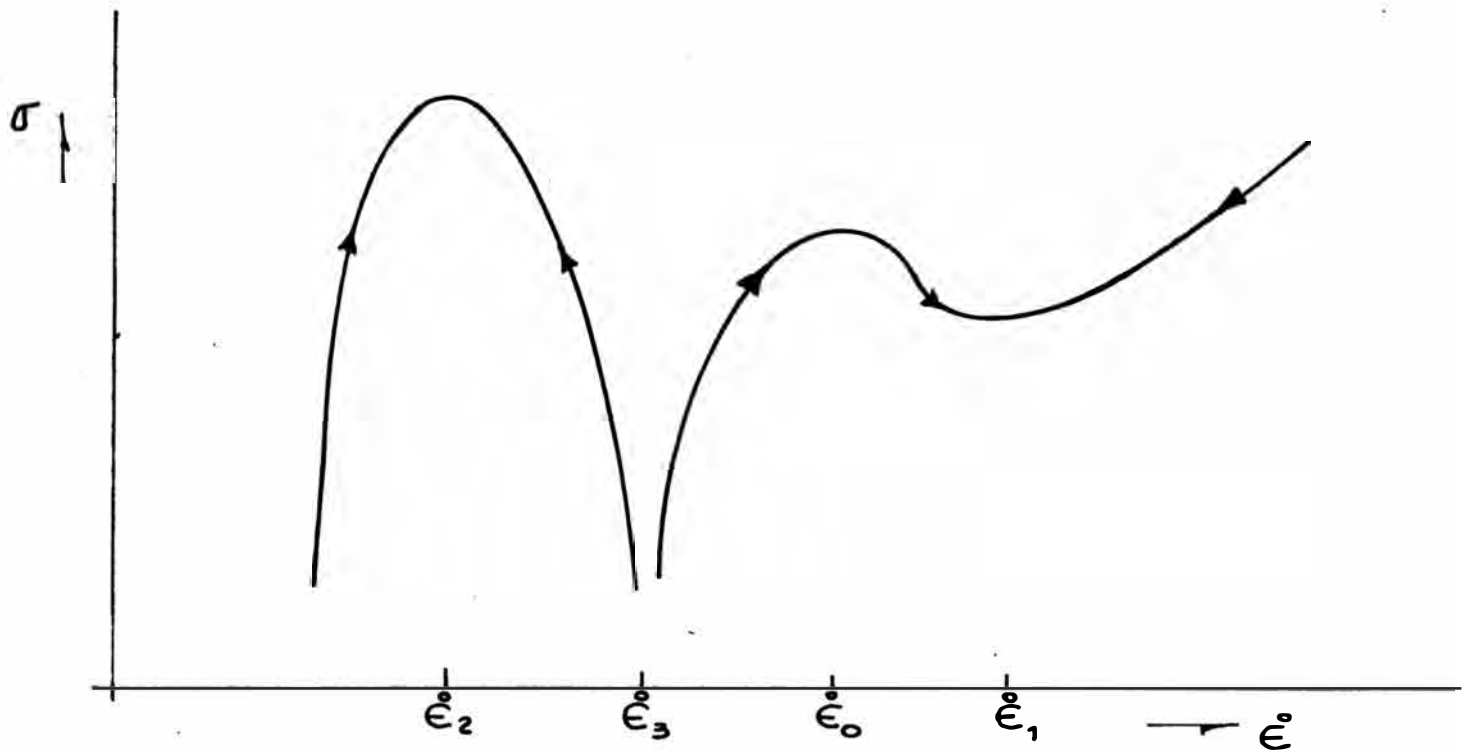
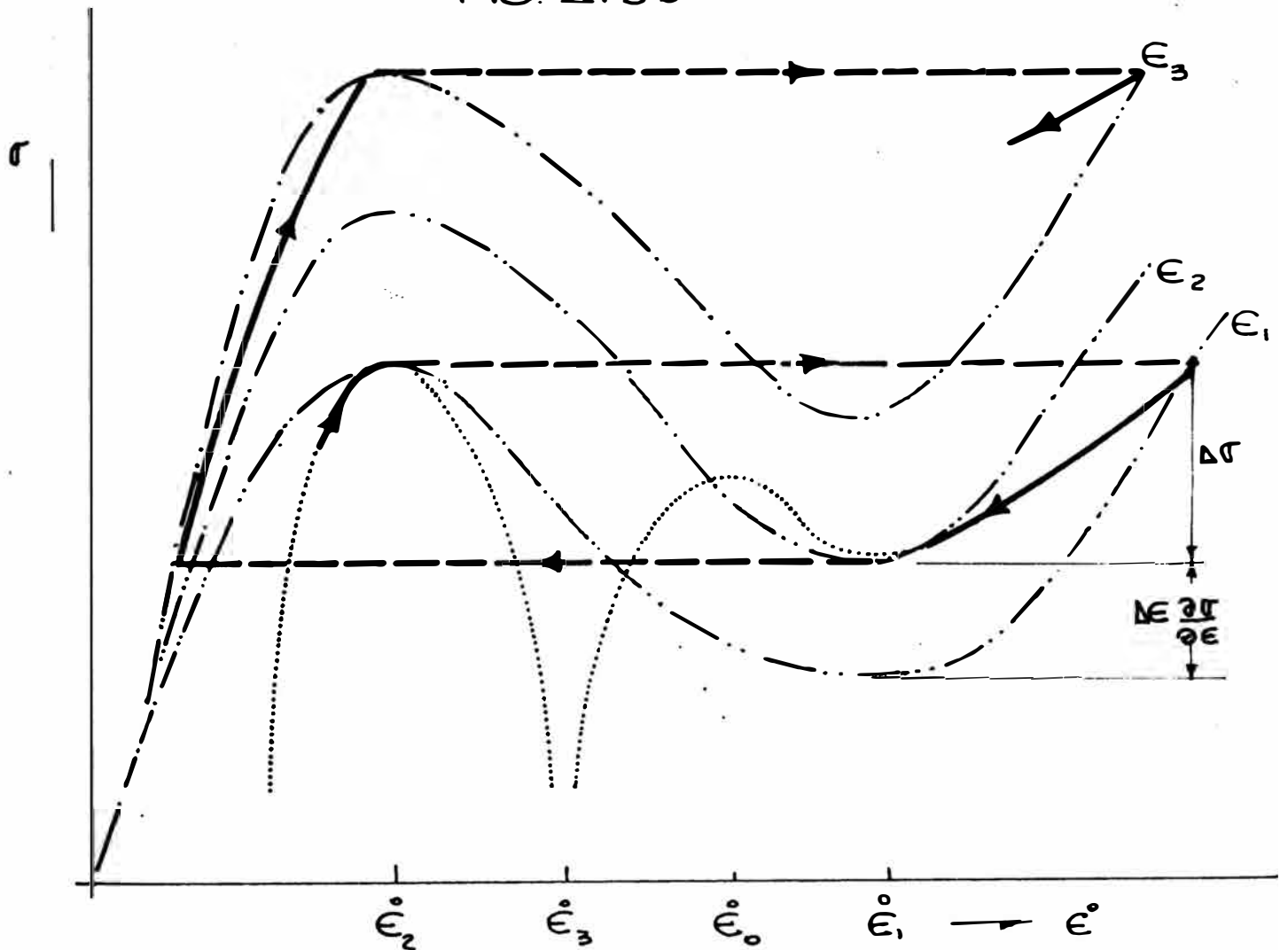


FIG. II.5b



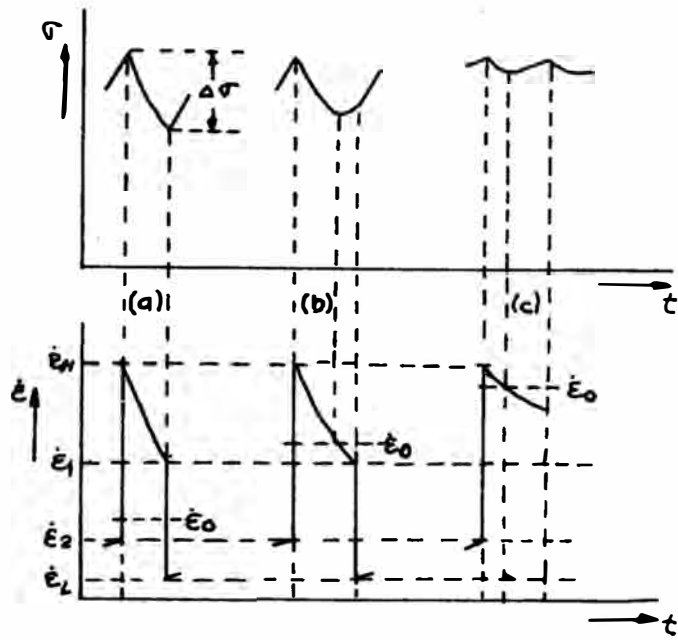


FIG. II.6

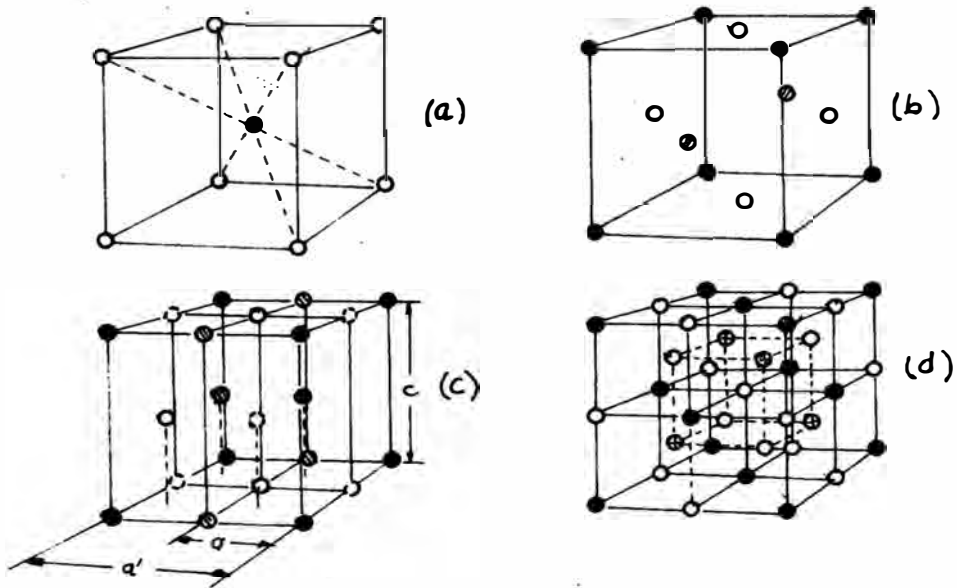


FIG. II.7

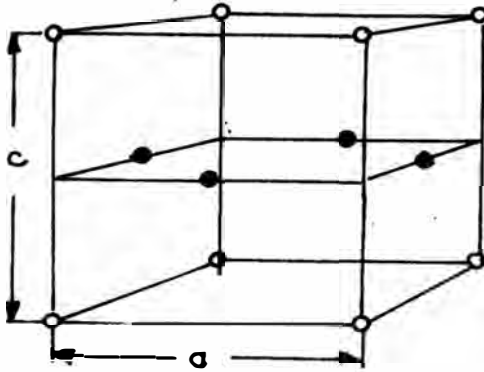


FIG. II.8

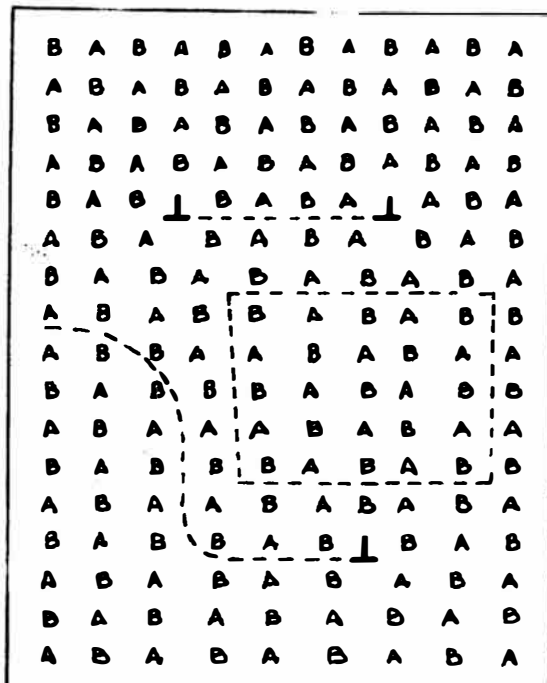


FIG. II.9

FIG. II.10a

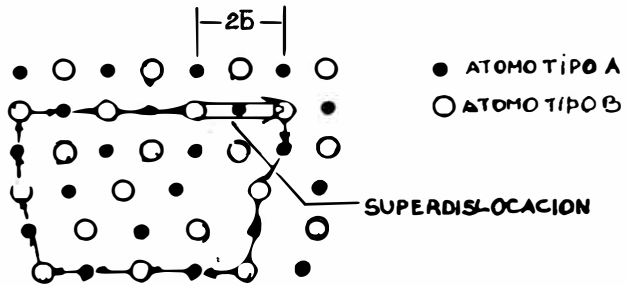


FIG. II.10b

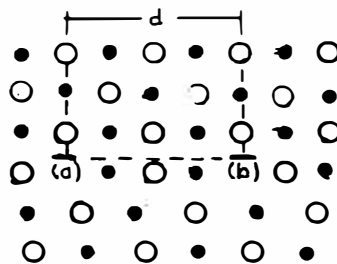
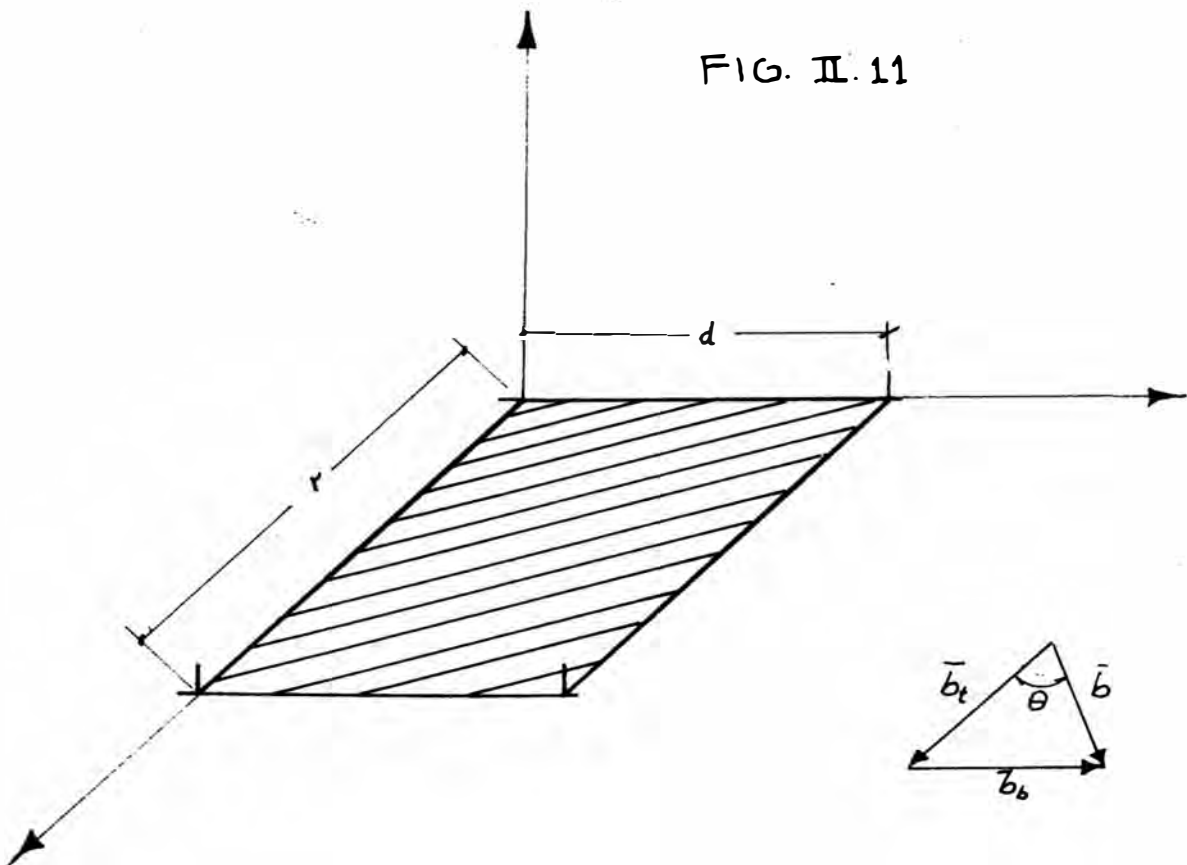


FIG. II.11



CAPITULO III

PROCEDIMIENTO EXPERIMENTAL

III.1 Características de la aleación Ni 25% atómico Fe

Las características mecánicas de la aleación Ni 25% atómico Fe, y en general las de los compuestos intermetálicos han sido revisadas por Kornilov (1) y Westbrook et.al. (2,3). Cabe hacer notar que existen pocas referencias sobre el envejecimiento de estos compuestos.

En las aleaciones de Ni existe la tendencia a formar compuestos intermetálicos a partir de sus soluciones líquidas y/o sólidas, atribuible a sus estructuras electrónicas, puesto que los niveles d que suelen estar parcialmente ocupados favorecen la formación con enlaces de tipo metálico.

En el caso particular de la aleación Ni-Fe (ver Fig.III.i), ha quedado bien establecido que para la relación 75/25% atómico Ni/Fe se forma el compuesto Ni_3Fe . Este compuesto presenta orden de largo alcance tipo Ll_2 y un punto singular en los diagramas composición vs. propiedades, especialmente en los de / propiedades mecánicas

El orden tipo Ll_2 es producto de una reacción de primer orden o de nucleación y crecimiento; en donde, dentro de una matriz desordenada se nuclean regiones altamente ordenadas, las que luego crecen hasta contactarse unas con otras formándose así los dominios.

Para el Ni_3Fe la temperatura crítica T_c a la que se verifica la reacción orden = desorden, es de $502^\circ C$, pero cualquier desviación estequiométrica produce un descenso de T_c . Así para la relación 80/20% atómico Ni/Fe, el valor de T_c es de aproximadamente $480^\circ C$.

La composición mas favorable es de 73/27% atómico Ni/Fe, con un valor de S máximo, reportado entre 0.8 a 0.9 (1,4,5,6) Esta composición es significativamente distinta a la relación estequiométrica 75/25% atómico Ni/Fe.

La aleación 73/22% atómico Ni/Fe representa, en el grupo de aleaciones ricas en Ni con respecto al Ni_3Fe , el límite hasta donde puede ocurrir apreciable orden de largo alcance(4)

III.2 Preparación de muestras

Se utilizaron varillas de Ni-Fe cuya composición, % en peso, fue Ni : 74.10, Fe : 25.50.

La varilla originalmente de 6 mm de diámetro se redujo a 3 mm de diámetro, mediante el forjado rotativo (swagging rotary), el que se alternaba con recocidos de recristalización a 800°C/5 minutos. La dureza final del material fue de 290 vickers.

El análisis por microsonda, realizado sobre muestras previamente incluídas y pulidas, mostró que la composición era homogénea a lo largo de la varilla.

Se trozaron los alambres y se prepararon probetas como la que se muestra en la Fig. III.2, con una longitud de tracción de 25 mm y 2.5 mm de diámetro. A tal efecto se utilizó una fresadora Tensilkut, un torno de joyero y una máquina de electroerosión.

III.3 Tratamientos térmicos

III.3.1 Templado

Para templar las muestras fue necesario instalar un horno

como el que se esquematiza en la Fig. III.3 y que consiste de lo siguiente: un tubo de alúmina, refrigerado en ambos extremos, herméticamente cerrado y conectado a un equipo de vacío Leybold por su tramo inferior.

El cierre superior del tubo consta de una abrazadera de tornillo y un disco de bronce con O ring. El disco de bronce permite el pasaje de las termocuplas chromel-alumel y contiene además dos bornes, de los cuales se suspende la muestra. El extremo inferior del tubo está cerrado por una ventana de Mylar.

El calentamiento se efectuó mediante cuatro electrodos de carburo de silicio, utilizando un controlador Amplitrol. Las temperaturas empleadas oscilaron entre 800°C y 900°C, con un vacío de 10^{-5} mm/Hg.

Para templar, se conectan los bornes a un control Variac, el cual mediante un pulso de corriente corta el alambre que suspende la muestra. Esta perfora la ventana de Mylar y cae en un recipiente que contiene una solución salina con hielo, en constante agitación.

El templado debe ser lo más rápido posible, a fin de prevenir la formación de orden de corto alcance. La concentración de vacancias que se generan a la temperatura de templado puede conducir a la formación de cierto grado de orden si la transición de la temperatura crítica T_c es lenta.

III.3.2 Recocidos de recristalización y de ordenamiento

Para la recristalización durante la deformación por swaging, se utilizó un horno tubular de sillimanita con resistencias de carburo de silicio y un controlador Amplitrol. El gradiente para este horno fue de aproximadamente 15°C en 30 cm.

En ensayos previos se encontró que existían solamente trazas de recristalización para muestras recocidas por debajo de 600°C. Se seleccionó como temperatura de recristalización 800°C para períodos de 3 a 10 minutos.

Con el objeto de obtener granos gruesos y homogéneos se optó por el recocido en dos etapas. La primera etapa fue de un rápido calentamiento, entre 800°C y 900°C, por un lapso no mayor de 30 minutos. Para la segunda etapa las muestras se encapsularon en vacío de 10^{-6} mm/Hg, en ampollas de cuarzo transparente y se calentaron a 900°C/6 días. El enfriamiento, como se indicó en la sección III.3.1, fue lo más rápido posible, rompiendo las ampollas que contenían las muestras.

El recocido de ordenamiento se efectuó a 480°C/72 Hrs. encapsulando las muestras en ampollas de Pyrex evacuadas (10^{-6} mm/Hg). Este tratamiento da un grado de orden con un gran realce en sus propiedades mecánicas, casi idénticas que para la aleación 73/27 % atómico Ni/Fe y permitirá también hacer una comparación con resultados de estudios previos (7) a éste trabajo.

La temperatura de 480°C además de estar bastante cerca a la temperatura crítica de la aleación Ni_3Fe , previene el riesgo de excederla durante las eventuales fluctuaciones de temperatura que pudiesen suceder en el ensayo.

Tanto para el recocido de ordenamiento como para el de crecimiento de grano se utilizó un horno Chevenard y optativamente un controlador proporcional Honeywell.

III.4 Técnicas metalográficas

Las muestras tratadas térmicamente se pulieron electrolíticamente en una solución refrigerada de ácido acético (80% volú-

men) y ácido perclórico (20% volúmen), con cátodo de acero inoxidable (Fig. III.4) y una densidad de corriente de 3.6 m.am/mm². Durante el pulido las muestras rotaban a razón de 7 vueltas por minuto.

A fin de delinear mejor los bordes de granos, las muestras pulidas y atacadas se sumergen en una solución de HCl y HNO₃ en proporción 3:1, con gotas de H₂O₂.

Para observar las superficies cilíndricas de la probeta se obtuvieron réplicas, utilizando una solución a base de butilcellusolve. La película de barniz, tras ser removida se fijaba a un portaplacas de vidrio, la que luego era sombreado con carbono y recubierta con plata por volatilización en una campana en vacío.

Las observaciones se hicieron en un banco metalográfico Reichert Mef.. El tamaño de grano se midió con la técnica de la intersección, usándose no menos de 50 intersecciones por cuenta.

III.5 Ensayos Mecánicos

III.5.1 Ensayos de Dureza y Microdureza

El ensayo de dureza se efectuó sobre secciones transversales y longitudinales de la muestra con una máquina Vickers Armstrong, aplicando carga de 50 Kg.

La microdureza se midió en muestras incluídas y pulidas. Se utilizó un microdurímetro Durimet con carga de 100 gr.

III.5.2 Ensayo de Tracción

Para esta prueba se dispuso de una Instron modelo de mesa, de 500 Kg. y una Instron modelo TTM de 10 Ton. (Fig. III.4). En ambos casos se utilizó una celda de carga de 500 Kg.; la calibración de la celda de carga se hizo con una pesa de 10 Kg., con un fondo de escala en el registrador de 50 Kg. y aplicando el supresor de ceros. La estabilidad de la calibración se verificó al término e inicio de cada ensayo.

El desplazamiento del cabezal de la máquina se midió con un transductor inductivo y un puente Hottinger. Las señales se llevaron a un registrador XY Honeywell (Fig. III.5).

Para poder ensayar a temperaturas mayores que la temperatura ambiente se diseñó una jaula de deformación (Figs. III.6 y III.7) que consta de lo siguiente: una varilla de acero inoxidable cuyo extremo superior está acoplado a la celda de carga por una unión cardánica y el extremo inferior va roscado a la mordaza superior de la probeta.

Concéntricamente a la varilla y a la probeta se coloca un tubo de acero inoxidable, cuyo extremo superior va unido al cabezal móvil de la máquina y el extremo inferior presiona un disco de acero inoxidable que va unido solidariamente a la mordaza inferior de la probeta.

Este tubo posee ventanas (ranuras) en toda su extensión para que, sin desmontar las mordazas y, consecuentemente cambiar el eje de carga, haga posible la observación metalográfica de la probeta durante el ensayo con un pulido previo, utilizando la técnica del tampón. La jaula queda sumergida en un horno de Pyrex que contiene un baño de aceite de silicona (Dow Corning 560 fluid). Para uniformizar la temperatura del baño de hizo burbujear lentamente nitrógeno, con lo que pudo obtenerse una variación de $\pm 1^{\circ}\text{C}$.

BIBLIOGRAFIA

- 1) Kornilov I.I.; "Mechanical properties of intermetallic compounds" pg. 344, edited by Westbrook J.H.; J. Wiley and Sons (1960)
- 2) Wood D.L. and Westbrook J.H.; Trans. AIME 24, 1024 (1962)
- 3) Westbrook J.H.; "High strength materials" pg. 724, edited by Zackay V.; J. Wiley and Sons (1965)
- 4) Wakelin R.J. and Yates E.L.; Proc. Phys. Soc. B66, 221 (1953)
- 5) Lyashenko B.G., Litvin A.F., Puzei I.M. and Abov Yu. G.; Kristallografiya 2, 64 (1957)
- 6) Davies R.G. and Stoloff N.S.; Act. Met. 11, 1347 (1963)
- 7) Victoria M. and Vidoz A.E.; Phy. Stat. Solid. 28, 131 (1968)

F I G U R A S

III.1 - Diagrama de fase Ni-Fe

III.2 - Probeta de tracción

III.3 - Esquema del horno para templado

III.4 - Esquema de la celda para pulido electrolítico

III.5 - Máquina de tracción Instron, modelo de mesa

III.6 - Sistema de registro: Puente Hottinger y Registrador
X Y Honeywell

III.7 - Jaula de tracción

III.8 - Esquema del montaje utilizado en los ensayos de tracción

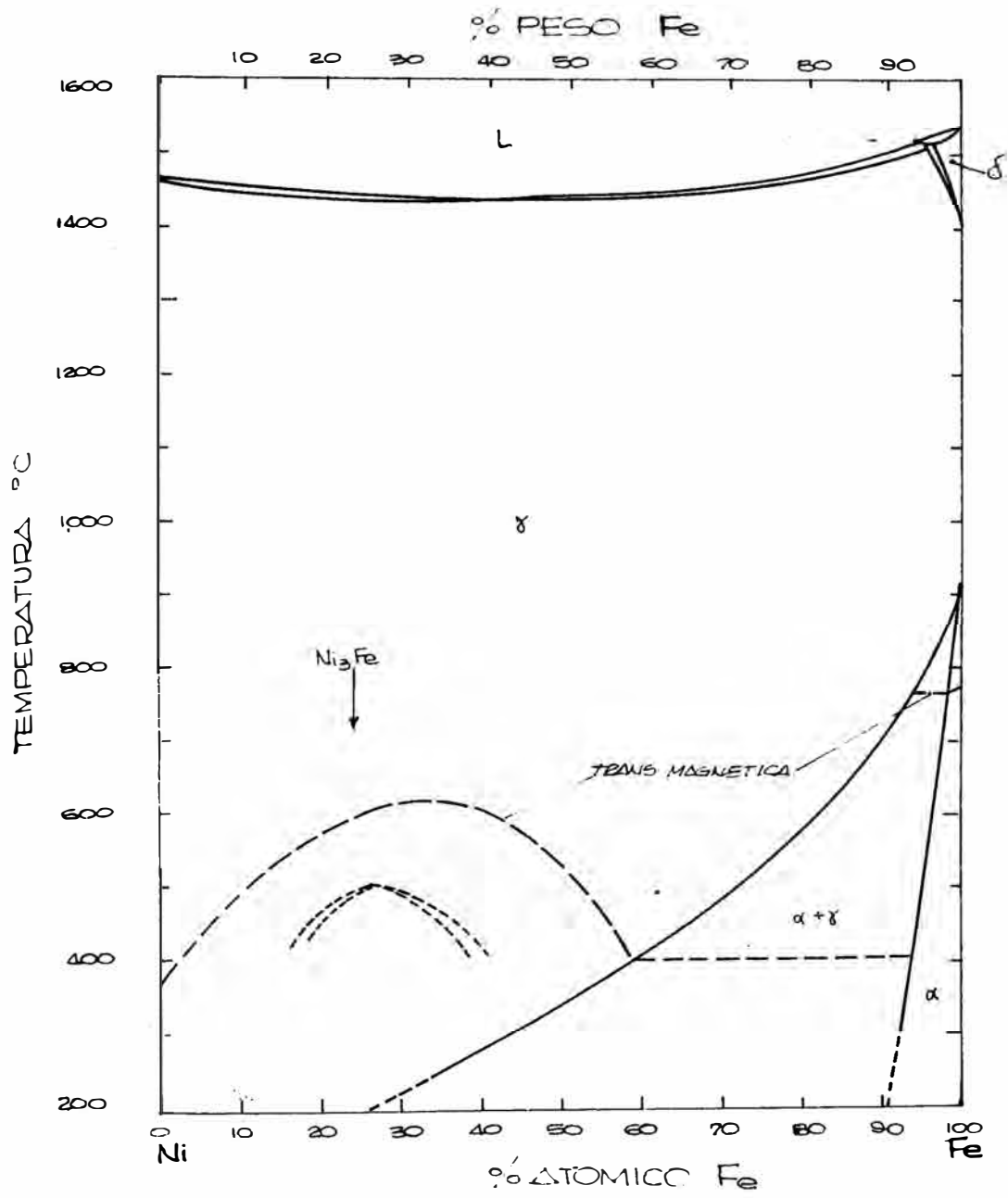


FIG. III. 1

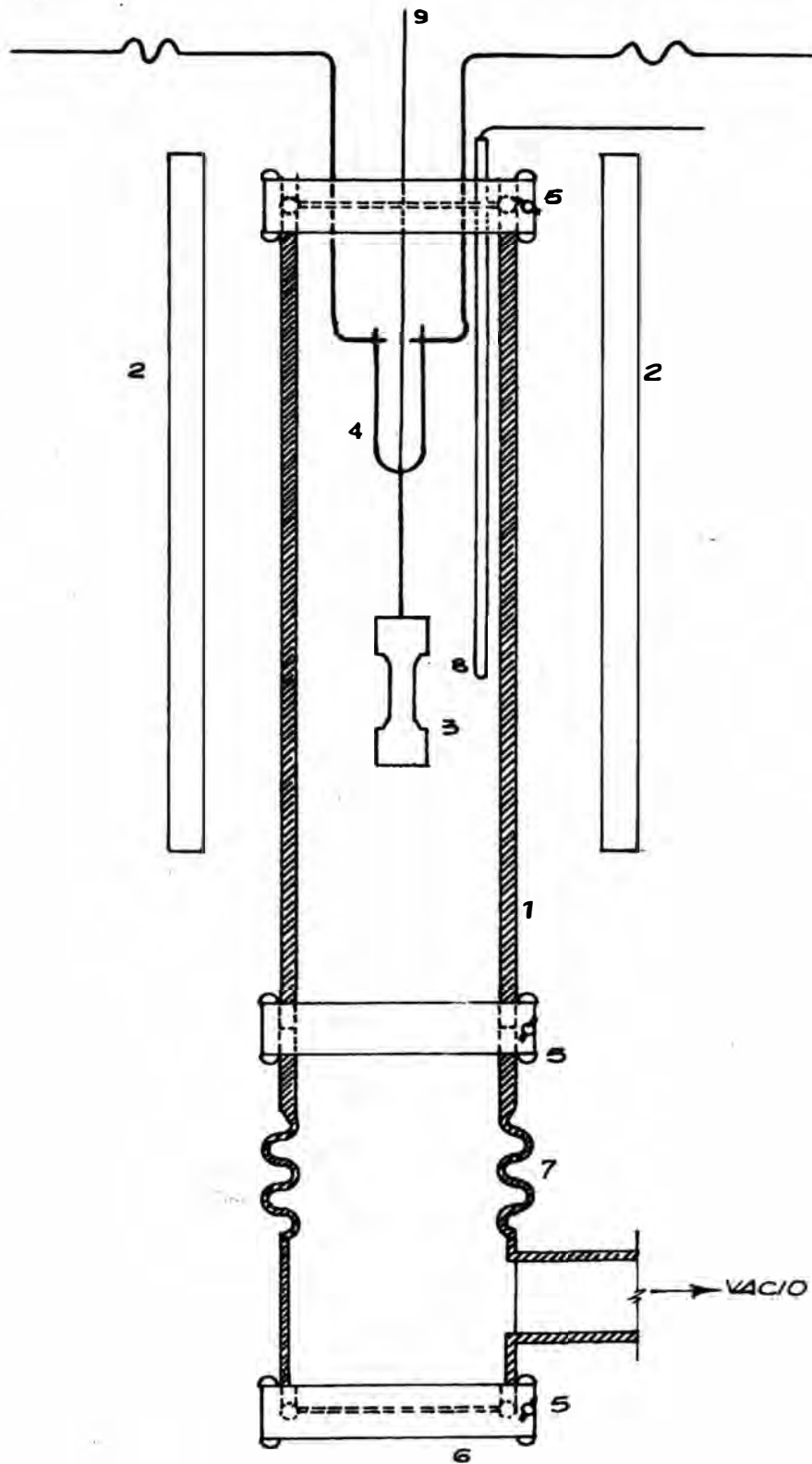


FIG. III.3

1.- TUBO DE ALUMINA

2.- ELECTRODOS

3.- PROBETA

4.- ALAMBRE DE KANTHOL

5.- ABRAZADORES CON O RING

6.- VENTANA DE MYLAR

7.- FUELLE DE ACERO INOXIDABLE

8.- TERMOCUPLA HORNO

9.- TERMOCUPLA PROBETA.

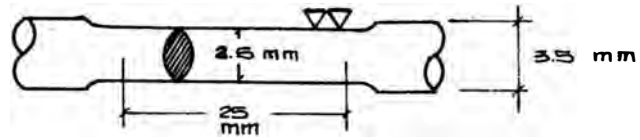
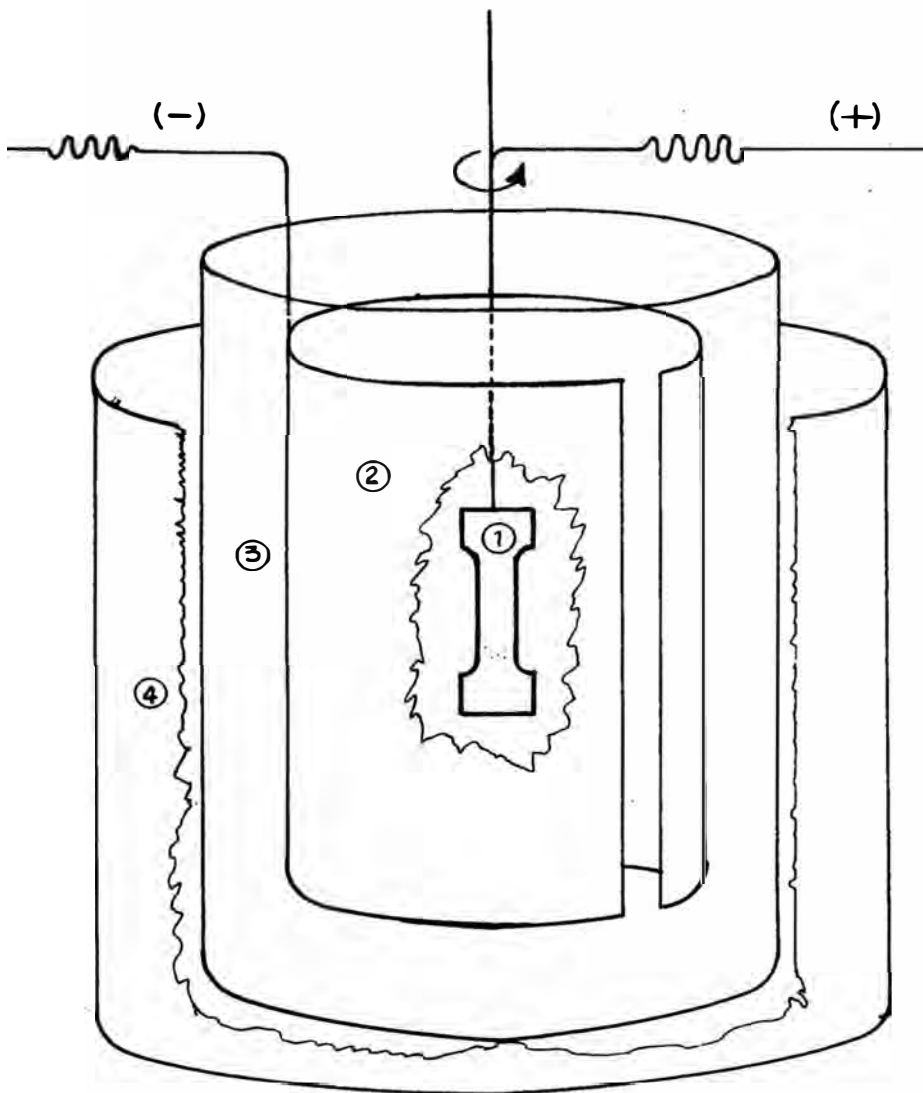


FIG. III. 2



- 1-PROBETA DE ROTACION
- 2.-CATODO DE ACERO INOXIDABLE
- 3-SOLUCION DE ACIDO ACETICO/AC.PERCLORICO : 4/1
- 4-MEZCLA DE REFRIGERACION.

FIG. III. 4.

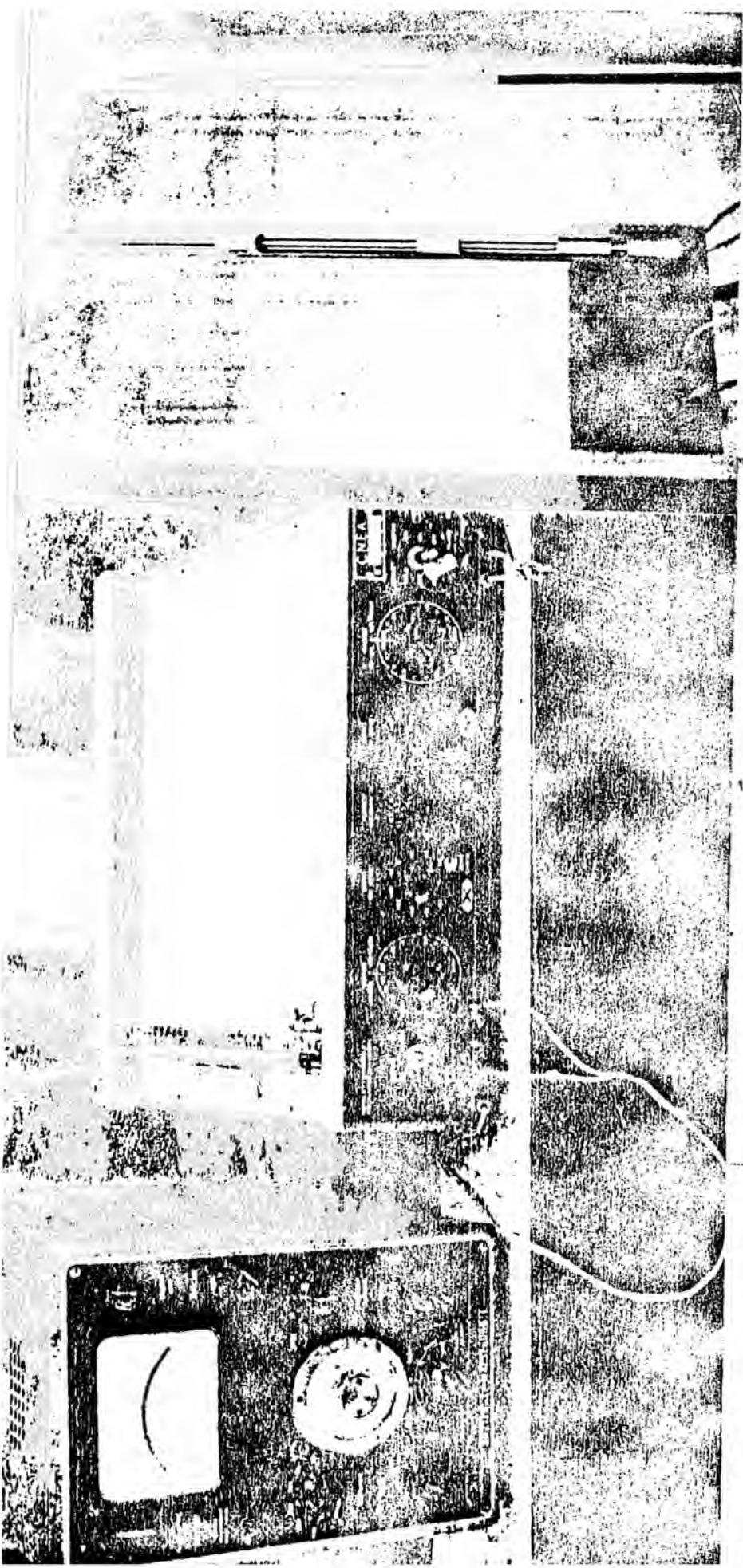
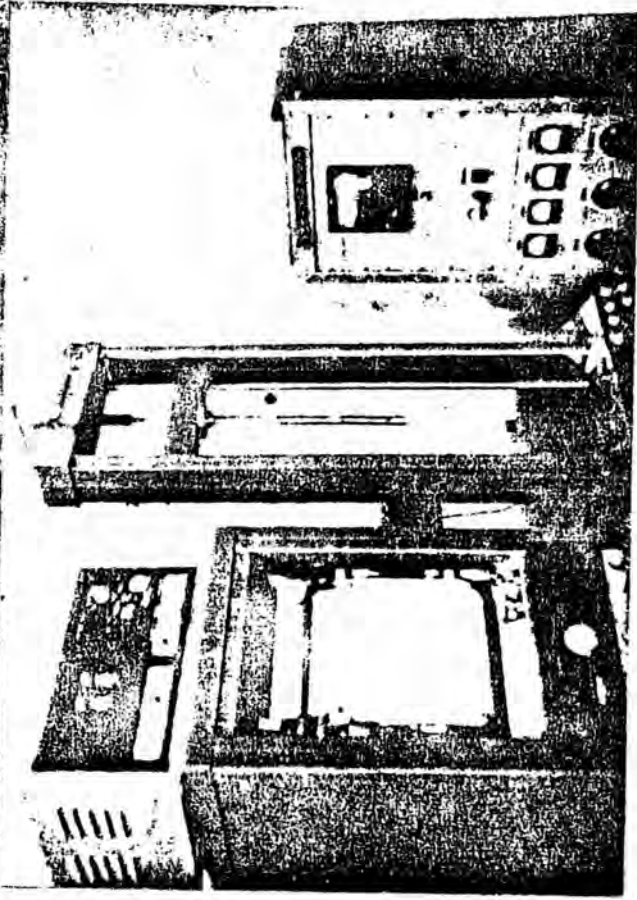


Fig. III.6 | Fig. III.7

Fig. III.5



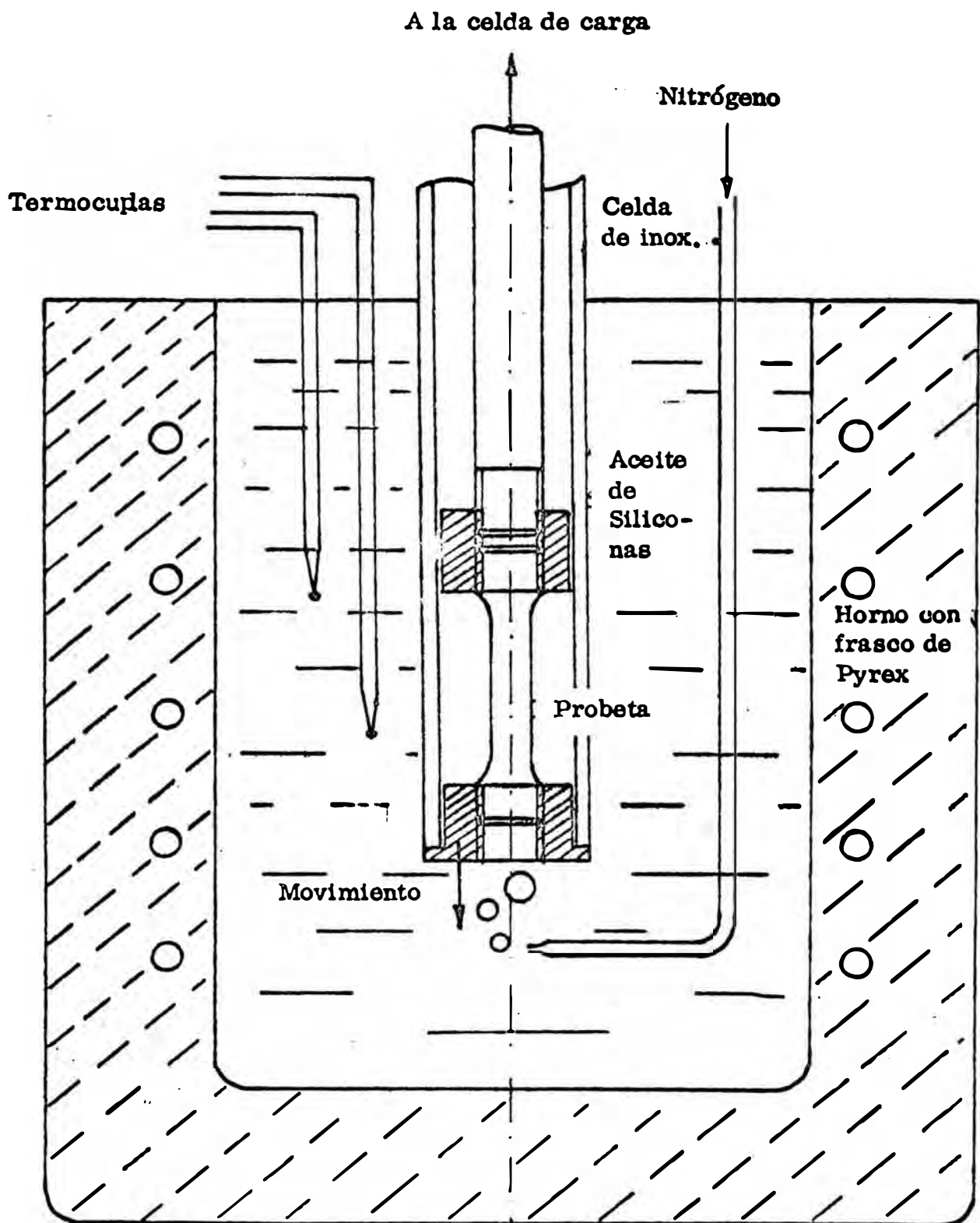


Fig. III.8

CAPITULO IV

RESULTADOS EXPERIMENTALES

IV.1 Microdureza y Tamaño de grano

En la sección 3.2 del capítulo III se mencionó la necesidad de recristalizar a temperaturas por encima de 600°C. En la Tabla IV.1 se presentan los resultados obtenidos para muestras forjadas en frío y recristalizadas entre 800°C y 900°C.

TABLA IV.1

Estado de la muestra	Microdureza Vickers	Tamaño de grano mm
(1): Forjado en frío	290	
(2): (1) + 800°C/0.5 hrs. Templada agua con hielo	160	0.026
(3): (1) + 800°C/1 hr. Templada agua con hielo	152	0.028
(4): (1) + 800°C/5 hrs. Templada agua con hielo	152	0.040
(5): (1) + 900°C/0.5 Hrs. Templada agua con hielo	146	0.053

La Fig. IV.1 corresponde a la sección transversal, tomado casi a la mitad del radio, de una varilla fuertemente deformada en frío. La reducción fue de 6.5mm a 3.5mm.

En las Figs. IV.2 y IV.3 se presenta el mismo material de la Fig. IV.1, tras ser recristalizado y con crecimiento de grno heterogéneo.

En muestras totalmente recristalizadas, el recocido de ordenamiento a 480°C/72 hrs. no afectó el tamaño de grano original.

IV.2 Ensayos de tracción a temperatura constante

Una vez sumergida la jaula de tracción en el baño de aceite, el tiempo que tardó la muestra en alcanzar la temperatura de ensayo en forma estable fue de aproximadamente 30 minutos.

Los datos que se midieron directamente del ensayo de tracción fueron la carga P y el alargamiento total Δl . Asumiendo que el volúmen de la muestra fue constante durante la deformación, los datos mencionados se replantearon en función del esfuerzo instantáneo σ y de la deformación plástica natural o logarítmica ϵ_p mediante la siguiente conversión:

$$\sigma = \frac{P}{A_0} \left(1 + \frac{\Delta l}{l_0} \right) \quad (\text{IV.1})$$

$$\epsilon_p = \ln \left(1 + \frac{\Delta l_p}{l_0} \right) \quad (\text{IV.2})$$

$$\Delta l_p = \Delta l - \Delta l_e \quad (\text{IV.3})$$

donde A_0 y l_0 son los valores iniciales de área y de la longitud de tracción de la muestra, Δl_p es el alargamiento plástico

de la probeta y es el alargamiento elástico total del sistema máquina y probeta.

IV.2.1 Muestras templadas

Esta prueba se verificó de la siguiente manera: de un grupo de muestras, se deformaron cada una de ellas con distintas velocidades de cabezal (mordaza móvil de la máquina), pero manteniendo constante la temperatura. De ésta manera se ensayaron materiales con tamaño de grano de 0.026 mm, 0.049 mm, 0.062 mm y 0.0956 mm respectivamente. Para cada tamaño de grano la temperatura de ensayo fue distinta y la velocidad de cabezal de la máquina se hizo variar entre 0.0005 cm/m y 0.1 cm/m.

En las Figs. IV.4 a IV.7 se han representado las correspondientes curvas obtenidas de acuerdo con las ecuaciones IV.1 y IV.2. En algunos casos los aserramientos no aparecen debido a la escala que se utilizó.

Es evidente que con la velocidad de alargamiento, el es / fuerza de cesión y el esfuerzo de fluencia varían, pero en cambio las pendientes de las curvas, o sea los coeficientes de endurecimiento por trabajado se ven muy poco afectados.

Los aserramientos están precedidos por una deformación crítica ϵ_0 , que tiende a aumentar con la velocidad de deformación (Tabla IV.2).

El inicio de los aserramientos fue bastante impreciso pero una vez desarrollados se manifestaron como una sucesión de escalones o mesetas. Conforme aumentó la deformación y/o la velocidad de cabezal de la máquina, los aserramientos escalonados se acortaron, apareciendo entonces picos de fluencia tipo A (Fig. IV.8).

TABLA IV.2

T °K	Veloc.Cabez. cm/m	Tamaño grano mm		Condición de la muestra
499.5	0.005	0.026	0.028	Templada
499.5	0.05	0.026	0.068	"
504	0.05	0.026	0.065	"
543	0.005	0.062	0.021	"
543	0.02	0.062	0.035	"
543	0.1	0.062	0.057	"
543	0.002	0.049	0.086	"
573	0.002	0.049	0.041	"
623	0.002	0.049	0.013	"
543	0.002	0.0956	0.119	"
573	0.002	0.0956	0.051	"
623	0.002	0.0956	0.019	"

IV.2.2 Muestras recocidas

Se utilizaron muestras de los siguientes tamaños de grano: 0.0956 mm y 0.176 mm.

Para las muestras con tamaño de grano de 0.0956 mm la temperatura de ensayo fue de 623°K con velocidad de cabezal variable entre 0.002 cm/m y 0.01 cm/m.

Las muestras con tamaño de grano de 0.176 mm se deformaron a 543°K dentro de un rango de velocidad de cabezal de 0.005 cm/m y 0.5 cm/m.

Las curvas de tracción (Figs. IV.9 y IV.10) mostraron un comportamiento muy similar al de las muestras templadas, ante los cambios en la velocidad de alargamiento.

En estos materiales la fluencia aserrada también se encuentra precedida de una deformación plástica homogénea ϵ_0 , que según puede verse en la Tabla IV.3, crece con la velocidad de alargamiento de la muestra.

TABLA IV.3

T °K	Veloc.Cabez. cm/m	Tamaño grano mm		Condición de la muestra
626	0.005	0.0956	0.016	Ordenada
619	0.005	0.0956	0.015	"
622	0.01	0.0956	0.031	"
626	0.02	0.0956	0.041	"
545	0.005	0.0956	0.030	"
581	0.005	0.0956	0.023	"
543	0.005	0.176	0.032	"
543	0.05	0.176	0.043	"

Los aserramientos (Figs. IV.11 y IV.12) son del tipo A y tienden a aumentar en amplitud cuando menor es la velocidad de alargamiento. En comparación con los materiales templados, los aserramientos son más pequeños pero más uniformes en cuanto a espaciado y amplitud de los picos.

IV.3 Ensayos de tracción a velocidad de desplazamiento de cabezal constante

IV.3.1 Muestras templadas

Se procedió de una manera muy similar a la indicada en la sección IV.2. En éste caso mientras la velocidad de cabezal de la máquina se mantuvo constante, la temperatura de cada muestra fue distinta. Así por ejemplo, para las muestras con tamaño de grano de 0.026 mm, la velocidad de cabezal fue fijada en 0.002 cm/m, en tanto que la temperatura de ensayo fue de 478 °K y de 499.5 °K respectivamente.

Para otros tamaños de grano (0.049 mm y 0.0956 mm) la deformación se hizo entre 544 °K y 621 °K con velocidad de cabezal de 0.002 cm/m.

Los resultados correspondientes a estos ensayos se han representado en las Figs. IV.13 a IV.15 donde puede notarse que los efectos producidos por el aumento de la temperatura son muy similares a los que se obtuvo disminuyendo la velocidad de deformación. Es decir, variaciones del esfuerzo de cesión y del esfuerzo de fluencia sin producir mayores cambios en el coeficiente de endurecimiento por trabajado, disminución de la deformación crítica ϵ_0 (Tabla IV.2) y aumento en la amplitud de los aserramientos.

del material. La elongación de rotura fue de aproximadamente 5%, no observándose hasta dicha elongación aserramiento alguno.

En el instante que se inició la deformación plástica, la deformación de Lüders fue marcadamente aserrada, con una elongación del 2%. La diferencia entre el pico y el valle en la zona aserrada, alcanzó hasta 2 Kg/mm^2 , para un punto de cesión promedio de 25 Kg/mm^2 .

Cuando este mismo material (tamaño de grano 0.026 mm) se ensayó a temperatura ambiente, se obtuvo curvas como la que se presenta en la Fig. IV.21, con pequeñas elongaciones de rotura.

Se observó además que el inicio de la deformación de Lüders corresponde al instante en que la probeta presentaba estricciones, que luego se propagaban a lo largo de la probeta con distintos recorridos y distintas direcciones.

Este tipo de deformación ha sido observado (1) en monocristales de Ni_3Fe desordenados, en donde la deformación localizada ocurrió al comienzo de la etapa I de deformación, propagándose luego a lo largo de la longitud de deformación durante esta etapa.

(1) Victoria M.P.; Ph. D. thesis, Inst. de Física Dr. J.A. Bal seiro, Univ. de Cuyo - San Carlos de Bariloche (Río Negro) Argentina (1966)

F I G U R A S

IV.1 - Ni₃Fe deformado en frío por forja rotativa (a) 100X
(b) 400X)

IV.2 - Ni₃Fe recristalizado a 800°C/1 h (100X)

IV.3 - Ni₃Fe recristalizado a 800°C/5 h (400X)

Ensayos de tracción de muestras templadas, a temperatura T y tamaño de grano constantes:

IV.4 - T: 498°K d: 0.026 mm

IV.5 - T: 573°K d: 0.049 mm

IV.6 T: 543°K d: 0.0625 mm

IV.7 - T: 573°K d: 0.0956 mm

IV.8 - Efecto de la velocidad de deformación sobre los aserramientos de una muestra templada con d: 0.062 mm

Ensayos de tracción de muestras recocidas, a temperatura T y tamaño de grano d constantes:

IV.9 - T: 623°K d: 0.0956 mm

IV.10- T: 543°K d: 0.176 mm

Efecto de la velocidad de deformación sobre los aserramientos de muestras recocidas con tamaños de granos:

IV.11- 0.0956 mm

IV.12- 0.0176 mm

Ensayos de tracción de muestras templadas, a velocidad de deformación y tamaño de grano d constantes:

IV.13- V_{cb}: 0.05 cm/m d: 0.026 mm

IV.14- V_{cb}: 0.002 cm/m d: 0.049 mm

IV.15- V_{cb} : 0.002 cm/m . d: 0.0956 mm

Efecto de la temperatura sobre los aserramientos de muestras templadas con tamaños de grano de:

IV.16- 0.026 mm

IV.17- 0.049 mm

IV.18- 0.0956 mm

Ensayos de tracción de muestras recocidas a velocidad de deformación y tamaño de grano d constante:

IV.19- V_{cb} : 0.005 cm/m d: 0.0956 mm

Efecto de la temperatura sobre los aserramientos de muestras recocidas con tamaño de grano de:

IV.20- 0.0956 mm

IV.21- Deformación de Lüders aserrada en una muestra recocida con tamaño de grano de 0.026 mm



Fig. IV.1a



Fig. IV.1b

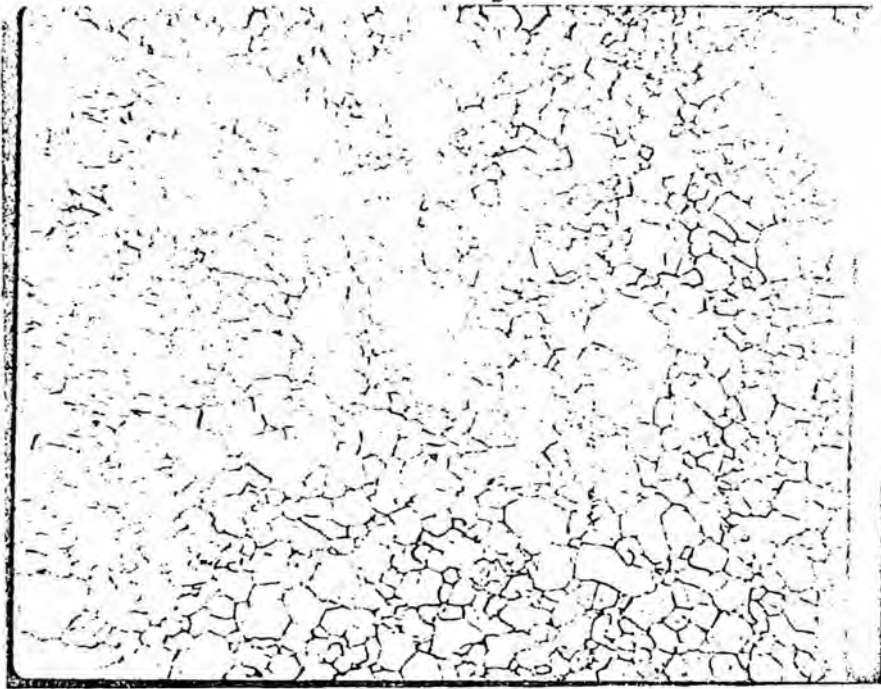


Fig. IV.2

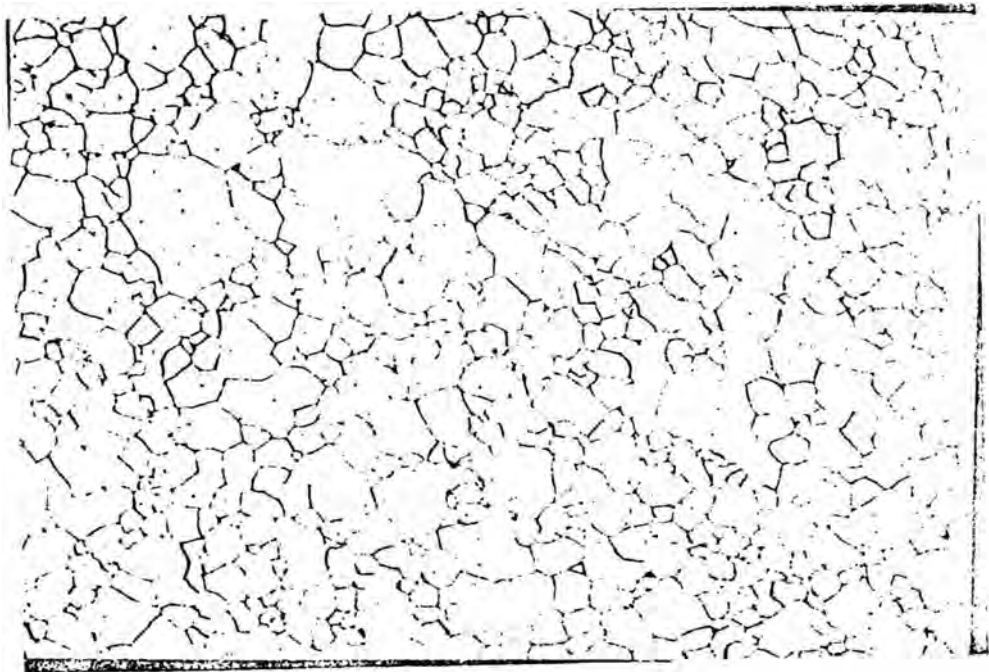


Fig. IV.3

NI₃Fe TEMPLADO

T: 498 °K

d: 0.026 mm

D1: 0.05 cm/m

D2: 0.02 "

D3: 0.002 "

FIG. IV.5
Ni₃Fe TEMPLADO

T: 573 °K

d: 0.049 mm

D4: 0.02 cm/m

D5: 0.005 "

D6: 0.002 "

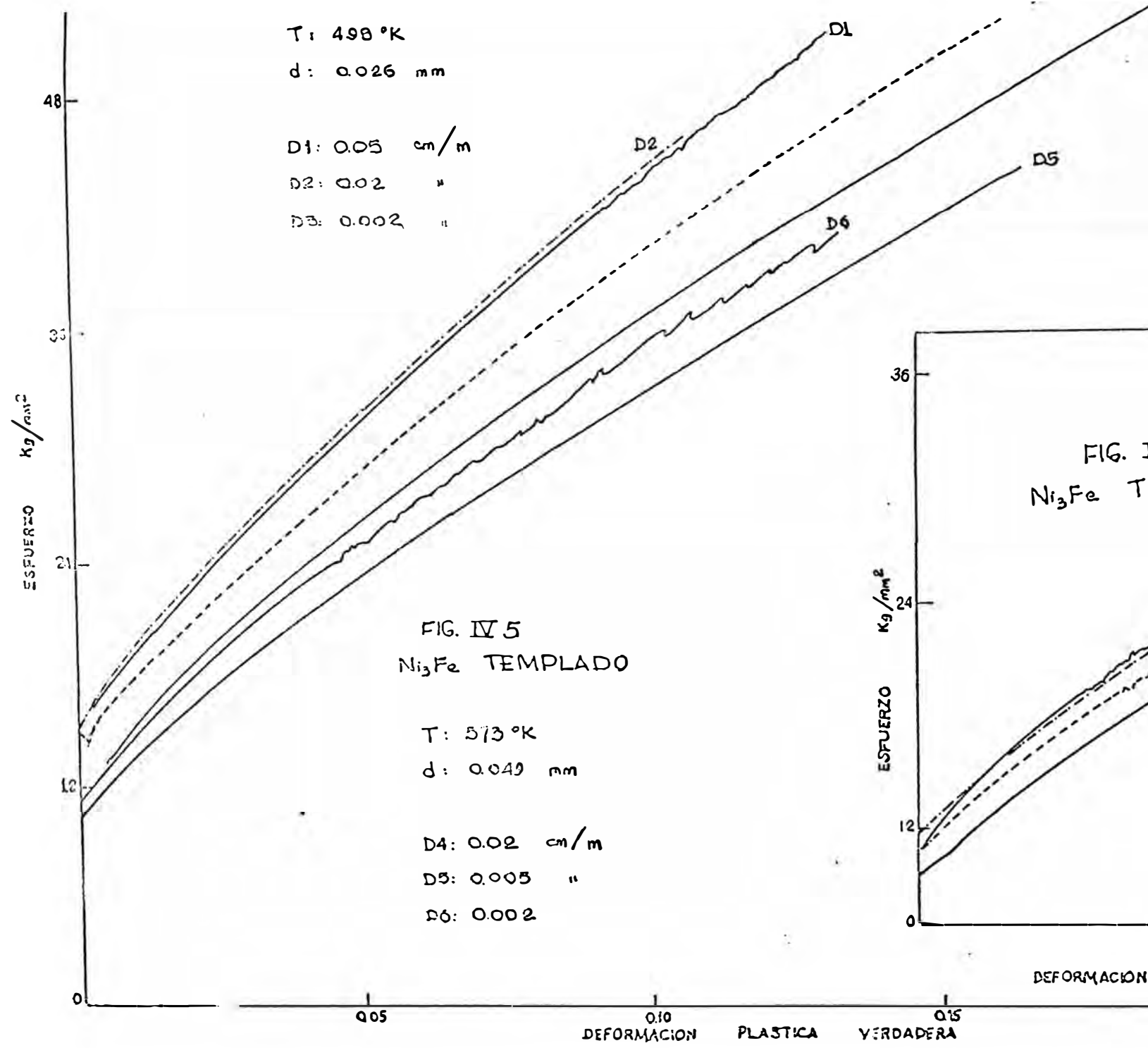


FIG. IV.6
Ni₃Fe TEMPLADO

T: 543 °K

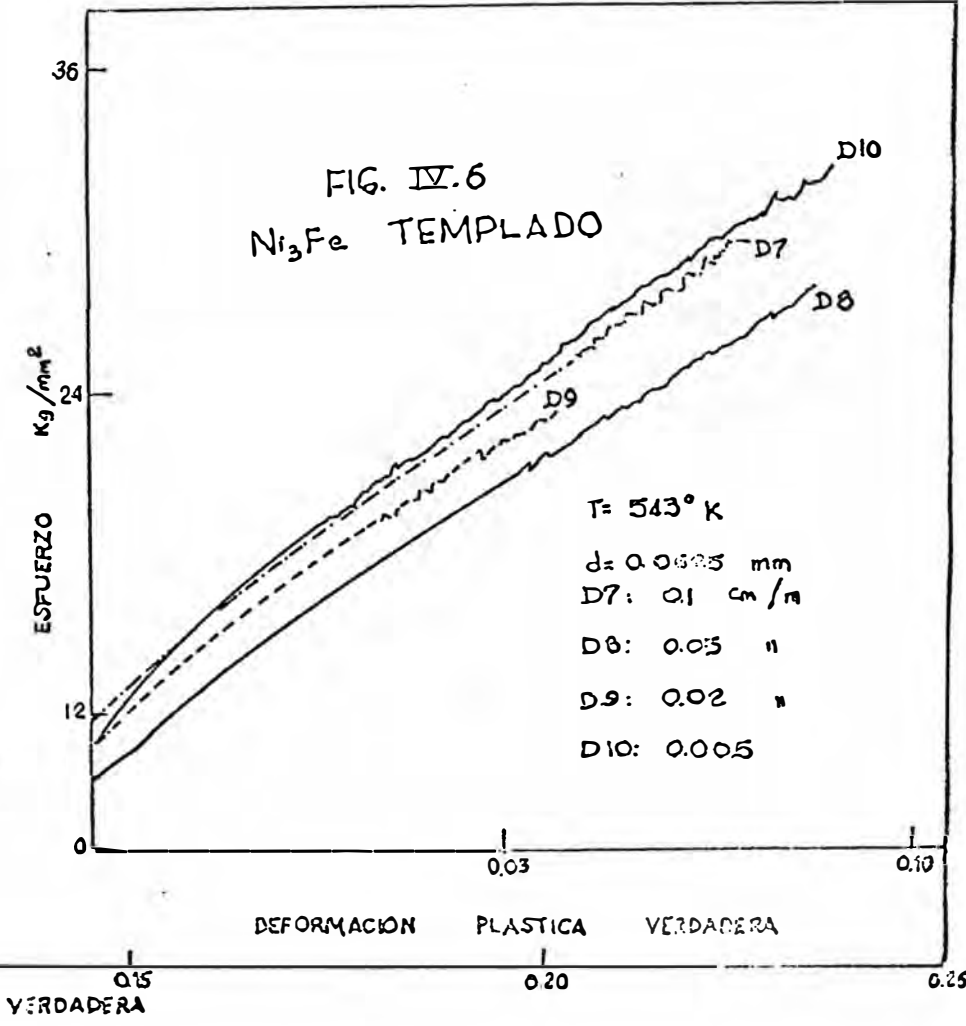
d: 0.0625 mm

D7: 0.1 cm/m

D8: 0.05 "

D9: 0.02 "

D10: 0.005 "



48

36

24

12

ESFUERZO KG mm²

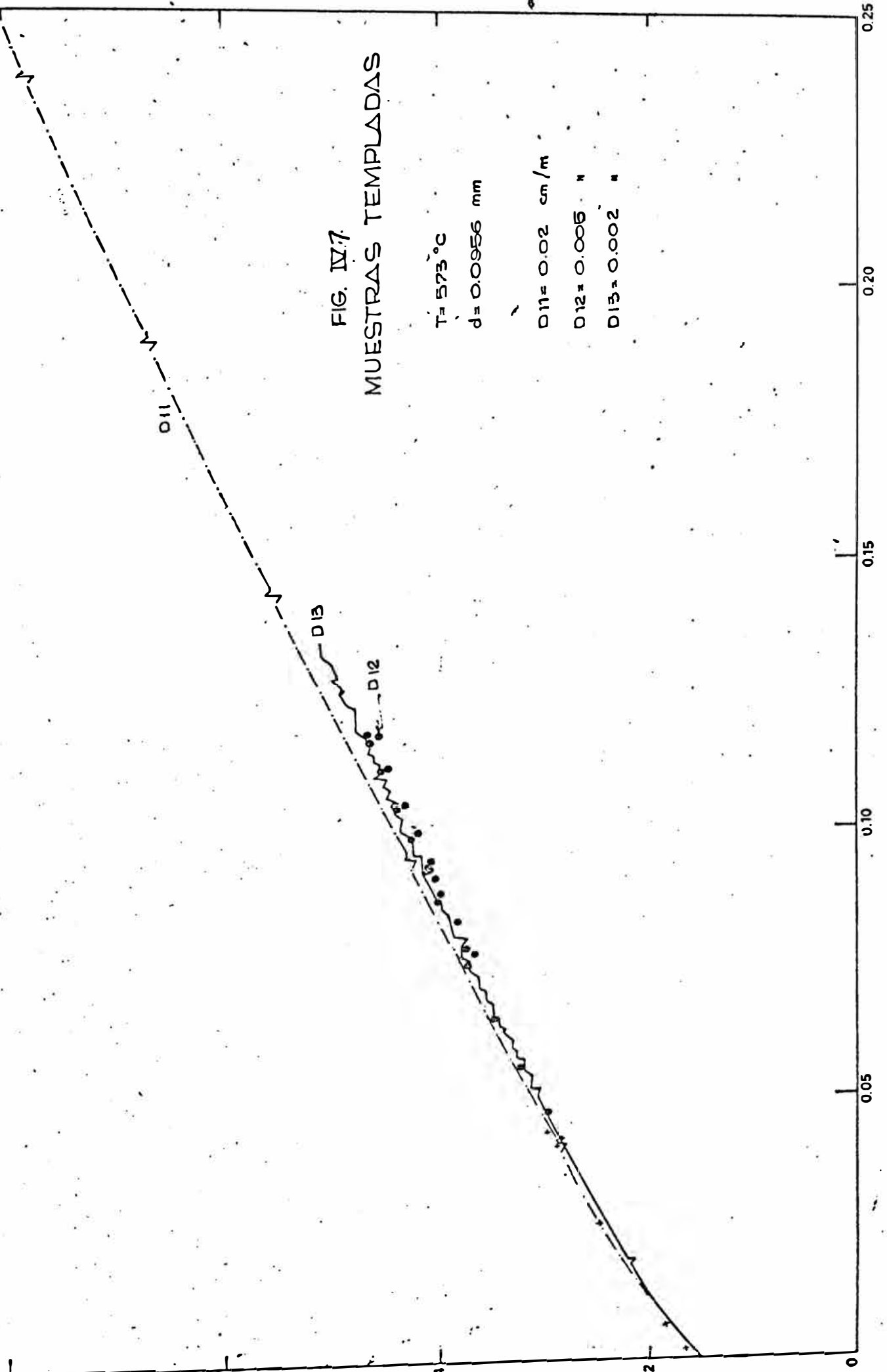


FIG. IV.7.

MUESTRAS TEMPLADAS

T = 573 °C

d = 0.0956 mm

D11 = 0.02 cm/m

D12 = 0.005 "

D13 = 0.002 "

0.25

0.20

0.15

0.10

0.05

DEFORMACION PLASTICA VERDADERA

MUESTRAS RECOCIDAS

T: 623°K

d: 0.0956 mm

- 01 : 0.01 cm/m
- 0.10 : 0.05 "
- 0.11 : 0.02 "
- 0.12 : 0.001 "
- 0.15 : 0.002 "

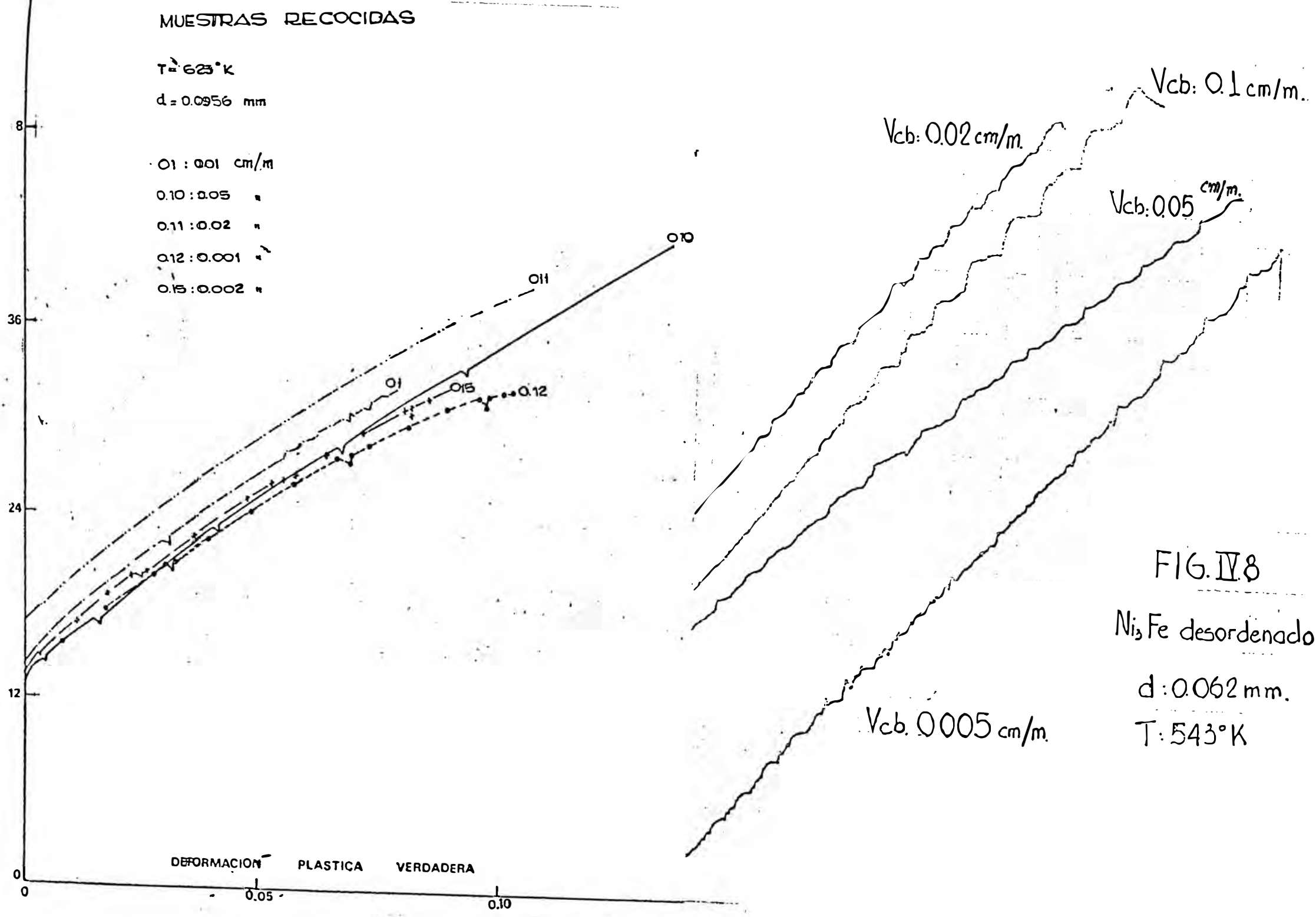


FIG. IV 8

Ni₃Fe desordenado

d: 0.062 mm.

T: 543°K

FIG. IV.10
MUESTRAS RECOCIDAS

$T = 543 \text{ }^\circ\text{K}$

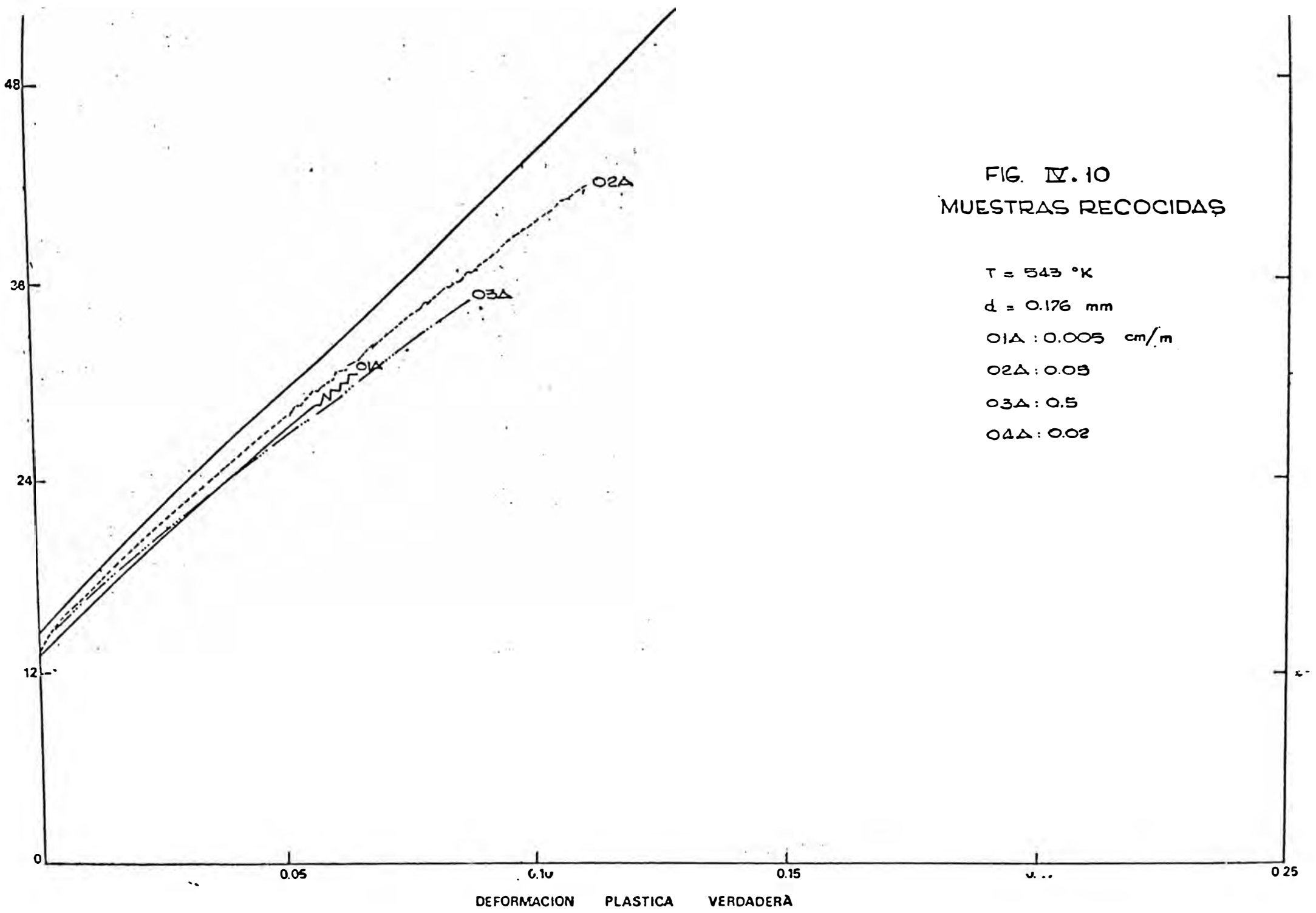
$d = 0.176 \text{ mm}$

01 Δ : 0.005 cm/m

02 Δ : 0.03

03 Δ : 0.5

04 Δ : 0.02



Carga, Kg

Ni₃Fe ordenado

T: 623 °K

d: 0.956 mm.

1: 0.01 cm/m.

2: 0.02 "

3: 0.005 "

4: 0.002 "

(2)

(4)

(1)

(3)

Alargamiento

Carga, Kg

V_{cb}: 0.5 cm/m.

V_{cb}: 0.05 cm/m.

V_{cb}: 0.005 cm/m.

FIG. IV.12

Ni₃Fe ordenado

T: 543 °K

d: 0.176 mm.

Alargamiento

FIG. IV.13
Ni₃Fe TEMPLADO

V_{cb}: 0.005 cm/m
D22: 478 °K
D5B: 499.5 °K

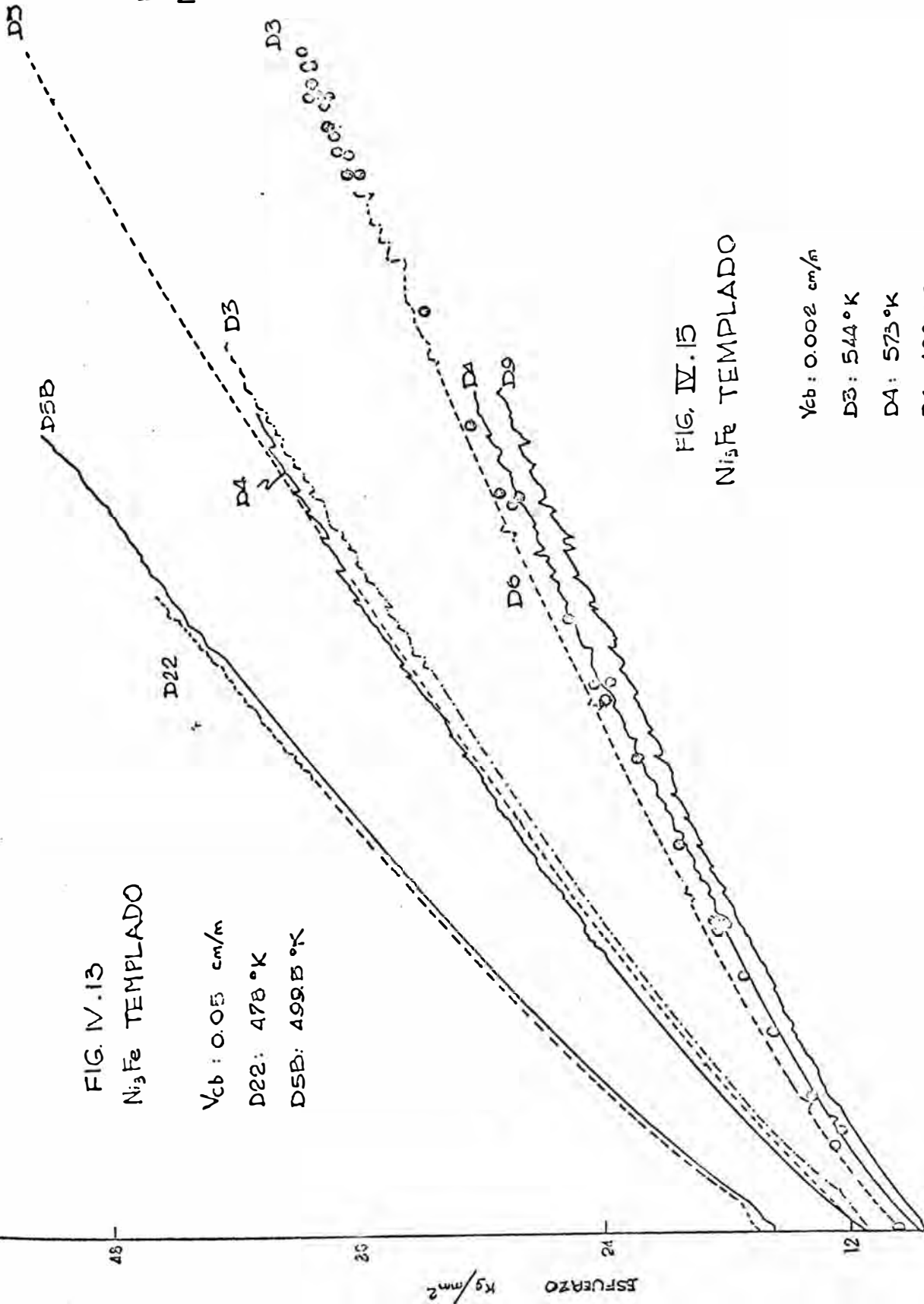


FIG. IV.14
Ni₃Fe TEMPLADO

V_{cb}: 0.002 cm/m
D3: 542 °K
D4: 573 °K
D5: 524 °K

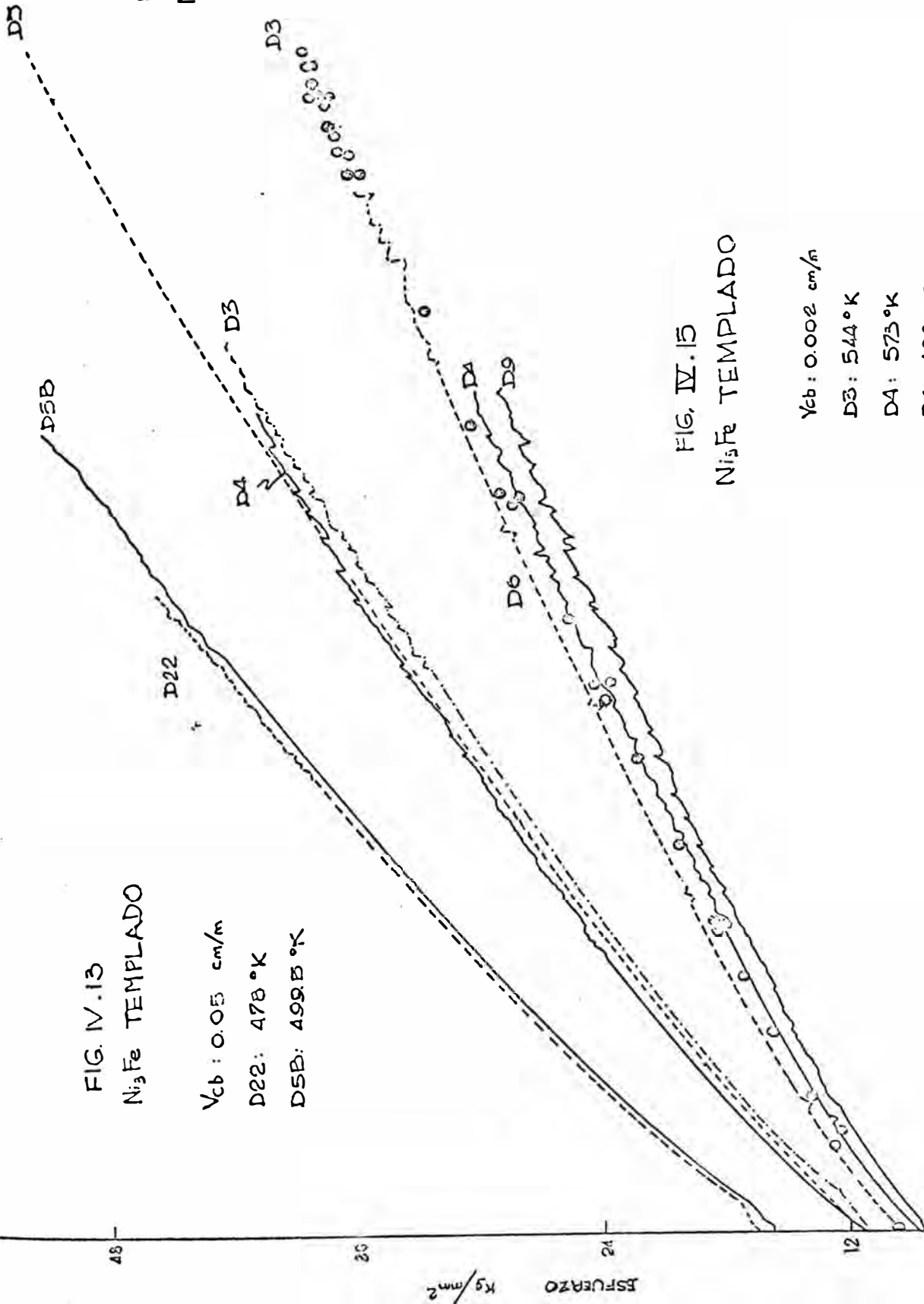
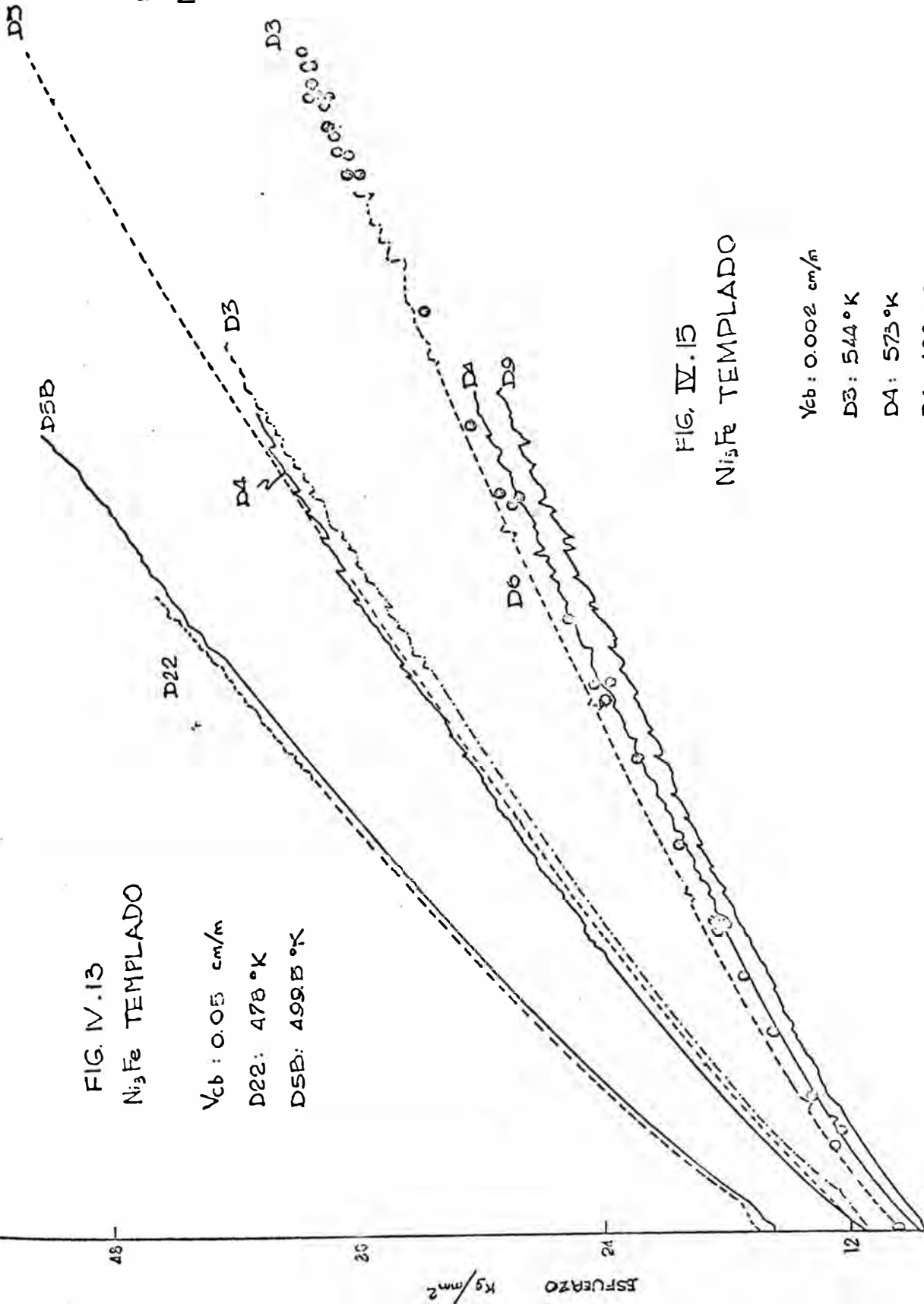


FIG. IV.15
Ni₃Fe TEMPLADO

V_{cb}: 0.002 cm/m
D3: 544 °K
D4: 573 °K
D6: 499.5 °K
D9: 621 °K



1: 479°K
2: 499°K
3: 504°K

Carga

(3)
(1)

FIG IV.16

Ni_3Fe desordenado
 $V_{cb}: 0.05 \text{ cm/m}$
 $d : 0.026 \text{ mm}$

Alargamiento

Ni_3Fe desordenado
 $V_{cb}: 0.002 \text{ cm/m}$
 $d : 0.049 \text{ mm}$

Carga

(3)

(2)

1: 573°K

2: 593°K

3: 623°K

Alargamiento

FIG. IV. 19

MUESTRAS RECOCIDAS

$V_{cb} : 0.005 \text{ cm/m}$

02 : 545 °K

010 : 626 °K

013 : 581 °K

014 : 653 °K

DEFORMACION PLASTICA VERDADERA

0.05

0.10

$V_{cb} : \text{cm/m}$

$d : 0.0956 \text{ mm.}$

1 : 499 °K

2 : 544 °K

3 : 573 °K

4 : 621 °K

(4)

(1)

(2)

FIG. IV.20

Ni₃Fe ordenado

V_{cb} : 0.005 cm/m.

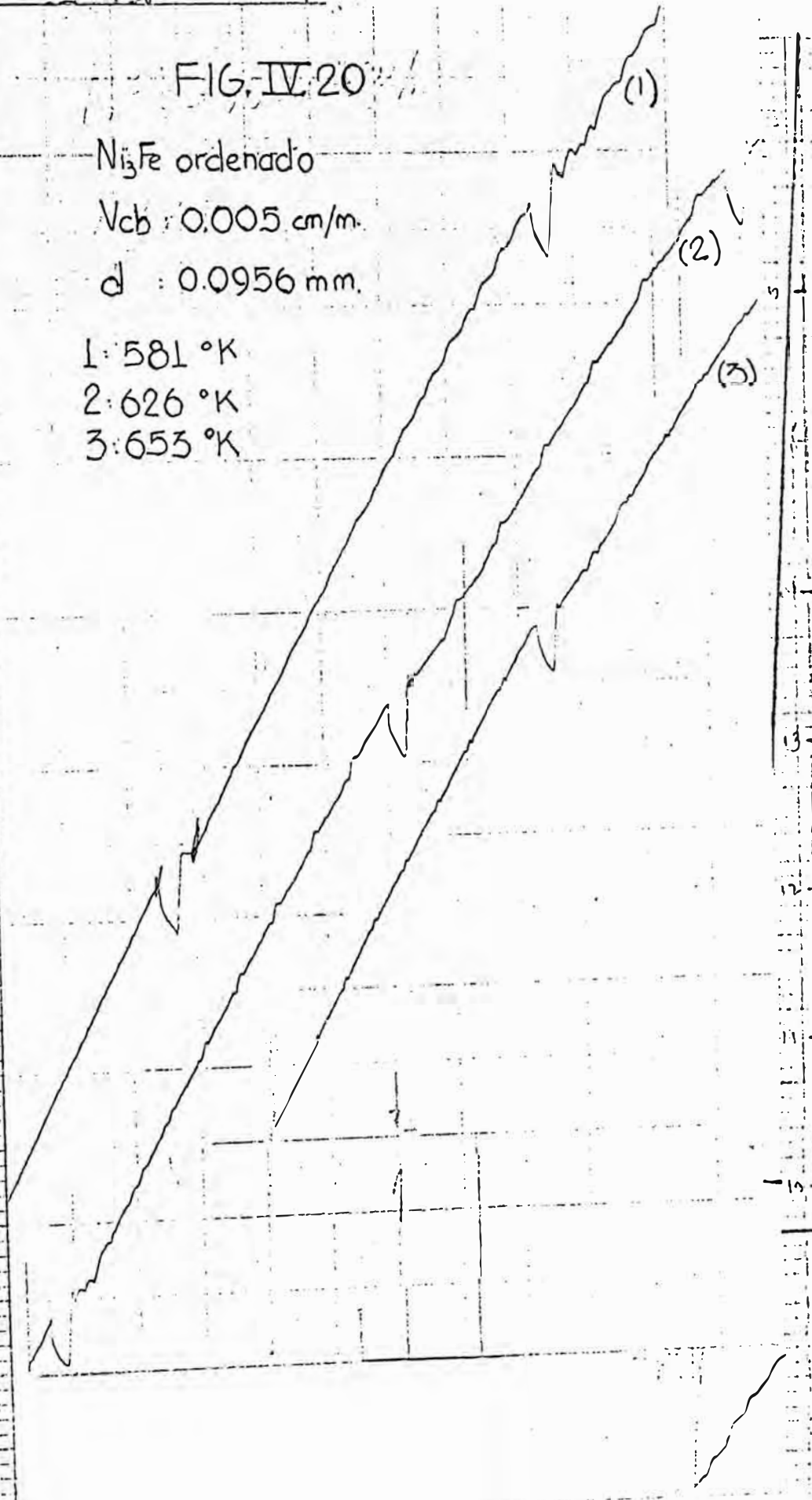
d : 0.0956 mm.

1: 581 °K

2: 626 °K

3: 653 °K

IG. IV.21



CAPITULO V

DISCUSION

V.1 Efecto del recocido sobre la estructura de la aleación Ni 25% at. Fe

El recocido entre 800°C y 900°C seguido de un templado resultó adecuado para una rápida recristalización así como para la obtención de soluciones sólidas desordenadas de Ni₃Fe.

El recocido efectuado a temperaturas cercanas a la temperatura crítica conduciría a la formación de orden de largo alcance mediante un proceso de nucleación y crecimiento en una matriz en donde previamente se ha formado orden de corto alcance

Para facilitar la comparación con los resultados de algunas investigaciones previas a éste trabajo, el recocido se efectuó a 480°C, una temperatura bastante cercana a la temperatura crítica de la aleación Ni₃Fe, pero por debajo de esta última a fin de prevenir el riesgo de excederla en caso de que se produjesen eventuales fluctuaciones de la temperatura durante el ensayo.

Numerosos experimentos (1 á 6) confirman la existencia de super-redes en torno a la composición Ni₃Fe (75/25%at. Ni/Fe).

Mediante la difracción de neutrones (1) se ha detectado orden de largo alcance en aleaciones de 75/25 y 69.7/20.3%at. de Ni/Fe, lentamente enfriadas; pero no así en el caso de la aleación 81.5/18.5%at. Ni/Fe.

La formación de orden de largo alcance en Ni₃Fe también ha sido confirmada a través de mediciones calorimétricas (2).

La difracción de rayos X (3) ha demostrado que el máximo orden alcanzado para el Ni_3Fe es de $S = 0.8$ (S es el parámetro de orden de largo alcance). Pero el valor máximo de S no excede de 0.9 y corresponde a la aleación (3) 73/27 %at. Ni/Fe.

La aleación Ni 25%at. Fe, recocido a 480°C presenta (7, 8) un máximo en su dureza al cabo de 100 horas, siendo entonces el tamaño promedio de dominio de 30 \AA (ver Fig. V.1).

En monocristales de Ni 25%at. Fe el recocido a 480°C produce un máximo (9) en el esfuerzo crítico de corte resuelto en un tiempo de 72 horas, correspondiéndole (7) un tamaño de dominio de 16 \AA .

Como confirmación del orden inducido en policristales de Ni 25%at. Fe recocidos a $480^\circ\text{C}/72 \text{ hrs.}$, la microscopía electrónica por transmisión ha revelado (10) la presencia de superdislocaciones alineadas sobre planos (111) (Fig. V.2).

Otras manifestaciones del orden de largo alcance son los cambios notables que se producen en las propiedades mecánicas de las aleaciones. Al respecto, los resultados del presente trabajo (ver Capítulo IV) mostraron que el recocido a $480^\circ\text{C}/72 \text{ hrs.}$ produjo en las muestras policristalinas de Ni 25%at. Fe un apreciable incremento en el esfuerzo de cesión y en el endurecimiento por trabajado.

V.2 Efecto del recocido de ordenamiento sobre el esfuerzo de cesión

En base a los antecedentes indicados en la sección V.1, el aumento del esfuerzo de cesión producido por el recocido de ordenamiento puede explicarse en función de los límites de dominio de antifase y de las superdislocaciones.

En una estructura ordenada, la nucleación al azar y el crecimiento de los dominios da lugar a la aparición de límites de dominio de antifase que emergen de un defecto y terminan en otro defecto. Es así que las dislocaciones originalmente simples se encuentran conectadas por límites de dominio de antifase. Muchas de estas unidades son "sessiles" (no deslizantes) debido a los nuevos límites de dominio de antifase que se crearían bien sea por el deslizamiento de una de las dislocaciones o porque el límite de dominio de antifase que los une se encuentra en un plano que no es el plano de deslizamiento. Por consiguiente el número de dislocaciones aptas para deslizarse se reduce mediante el orden.

Sin embargo es posible también que muchas de estas unidades sean "glissiles" (deslizantes). En efecto, la tensión superficial del límite de dominio de antifase puede acercar dislocaciones del mismo signo a través del deslizamiento, trepado o deslizamiento cruzado, formándose así las superdislocaciones. Pero / éstas superdislocaciones al deslizarse intersectarán los límites de dominio de antifase existentes, creándose así nuevos límites de dominio de antifase.

Si t es el diámetro promedio del dominio en una estructura perfectamente ordenada, el incremento de esfuerzo de cesión $\Delta\sigma_c$ necesario para crear una franja de límite de dominio de antifase de una energía superficial de antifase γ es (11):

$$\Delta\sigma_c \simeq \gamma/t \quad (V.1)$$

Para el Ni_3Fe con un parámetro de orden $S \sim 0.8$, se estima (12) que el esfuerzo necesario para crear un límite de dominio de antifase es de 30 Kg/mm^2 ; éste es un valor comparable al esfuerzo de cesión observado en policristales ordenados de Ni_3Fe .

V.3 Efecto del recocido de ordenamiento sobre el endurecimiento por trabajado

Según Flin (13) el rápido endurecimiento de las aleaciones con orden de largo alcance se debe a que las superdislocaciones en su deslizamiento intersectan límites de dominio de antifase, creando nuevos límites de dominio de antifase y reduciendo el tamaño de los dominios. Estos procesos producirían, de una manera muy similar a la indicada por la ecuación V.1, un incremento en el esfuerzo de fluencia.

Existe también la posibilidad (14) de que las superdislocaciones estén sometidas al igual que las dislocaciones unitarias a fuerzas repulsivas que se oponen a sus deslizamientos, contribuyendo de esta manera al endurecimiento de la aleación. Ade / cuando los cálculos de Saada (15) a una estructura $L1_2$ que desliza en el plano $\{111\}$ como es el caso del Ni_3Fe (Fig. V.2), el incremento de esfuerzo $\Delta\sigma_f$ necesario para vencer la fuerza repulsiva e intersectar una foresta de dislocaciones de densidad ρ_f , es igual a:

$$\Delta\sigma_f = \frac{1}{3} Gb \sqrt{\rho_f} \quad (V.2)$$

donde G es el módulo de corte y b el vector de Burgers.

Alternativamente Vidoz y Brown (16), Vasilyew y Orlov (17) propusieron que las superdislocaciones móviles adquirirían / "jogs" durante su intersección con dislocaciones situadas en distintos sistemas de deslizamientos o con la foresta de dislocaciones. Estos "jogs" creados en cada una de las superparciales no estarán en general alineados. De modo que en la región entre los "jogs" el desorden que produce la primera superparcial no podrá ser reordenado por la segunda superparcial. En / consecuencia se forman nuevos límites de dominio de antifase entre planos vecinos constituyendo los llamados tubos de antifase

(Fig. V.3). Como estos tubos implican energía adicional el movimiento de las superdislocaciones queda restringido al mínimo / deslizamiento.

En el supuesto caso de que los tubos de antifase provengan de superdislocaciones que se generan de una fuente de Frank-Read, el correspondiente incremento en el esfuerzo de fluencia $\Delta\sigma_t$ es:

$$\Delta\sigma_t \approx \frac{\sqrt{n}}{6} b \sqrt{\rho_f} \quad (V.3)$$

donde n es el número de dislocaciones emitidas por la fuente.

Para interpretar el endurecimiento de monocristales ordenados de Cu_3Au (18), Davies y Stoloff (19) propusieron el modelo de agotamiento de fuentes de dislocaciones. Ellos adujeron que durante el deslizamiento de una superdislocación, la componente de tornillo puede hacer deslizamiento cruzado del plano $\{111\}$ al plano $\{100\}$, dejando en este último su correspondiente límite de dominio de antifase. Este al no ser coplanar con el plano de deslizamiento produce el anclaje de las superdislocaciones; los anillos siguientes se irán apilando hasta que la fuente que los origina se anula. Se produce entonces el rápido endurecimiento de la aleación porque el esfuerzo aplicado debe aumentar para activar nuevas fuentes de dislocaciones vecinas a las ya agotadas.

La deformación de monocristales desordenados de Ni_3Fe ha revelado (9, 20) que el deslizamiento se produce en más de un sistema, mientras que en monocristales ordenados las líneas de deslizamiento ocurren en un solo sistema (9, 20) (Fig. V.4).

La ausencia de deslizamiento secundario ha sido tomado como argumento en contra de los modelos que proponen intersecciones de superdislocaciones. Mas aún, el modelo de Flin por ejemplo,

que requiere de deslizamiento múltiple predice una disminución en el coeficiente de endurecimiento por trabajado con el tamaño de dominio. En el Ni_3Fe ordenado (8) dicho coeficiente resulta independiente del tamaño de dominio.

En réplica a estos resultados Vidoz (22) argumenta que el deslizamiento cruzado que se requiere para crear un número efectivo de tubos de antifase es tan pequeño que difícilmente pueda detectarse experimentalmente.

En cuanto al modelo de agotamiento de fuentes, el deslizamiento cruzado espontáneo del plano $\{111\}$ al plano $\{100\}$, requiere en el Ni_3Fe , de una gran energía de activación que se estima (23) en no menos de 2.2 ev.. Esta energía es bastante alta como para ser alcanzada por activación térmica en el rango de temperaturas en que se reportaron los ensayos.

V.4 Dependencia del esfuerzo de cesión y del esfuerzo de fluencia con la temperatura y la velocidad de deformación

El comportamiento del esfuerzo de cesión y del esfuerzo de fluencia con las variables en cuestión se ilustra en las Figs. V.5 á V.14.

En el rango de temperaturas en que se observó fluencia aserrada, el esfuerzo de cesión de las muestras templadas y de las muestras recocidas, aumentó con la temperatura. Dicho comportamiento se observó también para el esfuerzo de fluencia de muestras templadas con tamaños de grano de 0.026 mm y 0.049 mm.

En el material ordenado, aparentemente el esfuerzo de fluencia sigue el mismo comportamiento que el esfuerzo de cesión pero para pequeñas deformaciones.

La variación del esfuerzo de fluencia con la temperatura pasa por un máximo que tiende a acentuarse cuanto mayor es la deformación y la velocidad de deformación, y cuanto menor es el tamaño de grano. Se ha señalado (24) que la posición de dicho máximo se desplaza hacia menores temperaturas cuando la deformación aumenta.

Este endurecimiento "anormal" con la temperatura es de esperarse, si se tiene en cuenta de que dicha variable, al acelerar la difusión del soluto acelera también el envejecimiento dinámico. El máximo endurecimiento debe alcanzarse cuando la nube de soluto pueda ser arrastrada por la dislocación, y que es justamente en el instante en que se produce la inestabilidad dinámica. La deformación, la velocidad de deformación y el tamaño de grano contribuyen también a promover el envejecimiento dinámico principalmente a través de un aumento en la concentración de vacancias y en la densidad de dislocaciones.

Aunque suele enfatizarse que la dependencia negativa del esfuerzo de fluencia con la velocidad de deformación es concomitante con los aserramientos, esto no se observó en las muestras templadas con tamaño de grano de 0.026 mm, ni tampoco en las / muestras ordenadas (Figs. V.8, V.11 y V.12). En dichos casos el esfuerzo de fluencia mostró la tendencia "normal" de aumentar con la velocidad de deformación. Resultados similares ocurren / en la aleación Al 1% Cu (25).

En cambio en las muestras templadas con tamaño de grano de 0.049 mm y 0.062 mm se encontró que el esfuerzo de fluencia presentaba sensibilidad negativa a la velocidad de deformación, dentro de un rango de velocidades de deformación que varió en un orden de magnitud. Se han reportado casos (26) en que tal dependencia se cumple en rangos de velocidades de deformación hasta de dos ordenes de magnitud.

La sensibilidad negativa del esfuerzo de fluencia con la velocidad de deformación podría ser el resultado del movimiento de dislocaciones que arrastran atmósferas de soluto con una fuerza que varía con la velocidad de las dislocaciones en la forma descrita en la Fig. II.3.

Como se recordará el esfuerzo de fluencia es el esfuerzo necesario para deslizar dislocaciones y la velocidad de deformación está relacionada con la velocidad de las dislocaciones mediante la ecuación II.2. Ahora bien, durante la fluencia aserrada, la velocidad de deformación está controlada por el movimiento de dislocaciones cuya velocidad V es tal que $V = V_c$ (ver sec. II.2.1.1). Un aumento en la velocidad de deformación impuesta acelerará a las dislocaciones de manera que $V > V_c$. Esto de acuerdo con la Fig. II.3, trae consigo una disminución en la fuerza de arrastre y por ende del esfuerzo de fluencia.

Se ha reportado (27) que la aleación ordenada Fe_3Be (estructura DO_3) deformada a bajas temperaturas presenta curvas de tracción aserrada, con esfuerzos de fluencia que resultaron ser función creciente con la temperatura y decreciente con la velocidad de deformación. El correspondiente análisis reveló que el modo de deformación en dicha super-red es predominantemente por maclado mecánico continuo y que los resultados mencionados pueden ser interpretados de una manera formal sin utilizar modelo microscópico alguno.

El incremento del esfuerzo de fluencia con la temperatura, de soluciones sólidas con orden de larga alcance, bajo condiciones de deslizamiento han sido observados en monocristales y policristales de Ni_3Al (estructura $L1_2$) (19,28) y en monocristales de Cu_3Au (estructura $L1_2$) (19).

La deformación del compuesto Ni_3Al se hizo a temperaturas ($T < 0.2$ temperatura de fusión) en donde difícilmente los proce-

Los procesos de difusión controlarían el esfuerzo de fluencia. El aumento de éste con la temperatura se atribuyó (28) a efectos de la red, en donde la diferencia en el modo de vibración entre los enlaces Ni-Ni y Ni-Al resultaba en un esfuerzo de fricción que aumentaba con la temperatura.

En el caso de los monocristales de Cu_3Au se asumió (17) que el esfuerzo de fluencia está controlado por el deslizamiento cruzado, un proceso térmicamente activado que requiere de la construcción de las dislocaciones parciales de las correspondientes superparciales. Por consiguiente a bajas temperaturas la incidencia del deslizamiento cruzado sobre el endurecimiento será pequeña, pero irá aumentando a medida que la temperatura crece. El endurecimiento, tras alcanzar un máximo empezará a disminuir cuando ambas superparciales puedan realizar juntas el deslizamiento cruzado.

Ya se indicó (sección V.3) que el deslizamiento cruzado espontáneo en el Ni_3Fe es poco probable. Por otro lado de no ser espontáneo el deslizamiento cruzado, Davies y Stoloff (19) tampoco especifican los posibles obstáculos que produciría el deslizamiento cruzado.

Vidoz (22) sostiene que el deslizamiento secundario aumenta con la temperatura, de lo que resulta que la creación de tubos de antifase, y por consiguiente el endurecimiento de la aleación debe aumentar también hasta alcanzar un máximo a una temperatura en donde la concentración y movilidad de los defectos puntuales aniquilarán los jogs y los tubos de antifase (29).

V.5 Dependencia del esfuerzo de cesión y del esfuerzo de fluencia con el tamaño de grano

Tanto para las muestras desordenadas (templadas) como para las muestras ordenadas (recocidas) el aumento del esfuerzo de ce

sión en función del tamaño de grano puede representarse conce /
nientemente (Fig. V.15) mediante la conocida relación de Hall-
Petch (30,31):

$$\sigma_c = \sigma_0 + k_c d \quad (V.4)$$

en donde σ_c es el esfuerzo de cesión y d el tamaño de grano;
 σ_0 y k_c son constantes cuyos valores se han representado en la
Tabla V.1

TABLA V.1

σ_0	Kg/mm ²	k_c	Kg/mm ^{3/2}	T °K	Muestra
4.944	(5)	2.00	(3)	298	Desordenadas
1.746		2.00		543	"
7.015	(10)	3.213	(4)	298	Ordenada
6.306		2.868		543	"

Los valores que se indican entre paréntesis corresponden a los hallados por Arkô y Lin (10). De estos mismos autores, para el Ni₃Fe desordenado con tamaño de grano de 0.099 mm y ensayados a temperatura ambiente, el esfuerzo de cesión fue de 14 Kg/mm²; mientras que en el presente trabajo para un material con tamaño de grano de 0.0956 mm ensayado en idénticas condiciones (velocidad de deformación de 10⁻⁴ sg⁻¹) el esfuerzo de cesión fue de 12 Kg/mm².

Vidoz et. al. (8) obtuvieron para el Ni₃Fe desordenado con tamaño de grano de 0.020 mm un esfuerzo de cesión de 20 Kg/mm² en tanto que para muestras del presente trabajo con tamaño de grano de 0.026 mm el esfuerzo de cesión fue de 17 Kg/mm².

De acuerdo con la Tabla V.1, los valores de σ_0 y k_c aumentan con el orden de largo alcance. Resultados similares se han encontrado para los valores de k_c en FeCo (32), FeCo-V y Ni₃Mn (33).

El valor de k_c para el Ni₃Fe desordenado no varió con la temperatura. Al respecto en ésta aleación existen (8) dislocaciones extendidas que pueden dar lugar a la formación de atmósferas cuya interacción elástica o química resulta insensible a las fluctuaciones térmicas (34).

k_c puede ser el esfuerzo necesario para desanclar, crear o forzar dislocaciones fuera de un borde de grano, es decir que existen diversas interpretaciones para k_c . Una de ellas (31,35) basada en el modelo de apilamiento de dislocaciones describe a k_c como un factor conectado con las concentraciones de esfuerzos que existen en el extremo de una banda bloqueada por un borde de grano. Su valor, de acuerdo con la teoría modificada de / Petch (35) viene representado por

$$k_c = m^2 r \tau_c \quad (V.5)$$

τ_c es el esfuerzo de corte crítico resuelto necesario para nuclear deslizamientos en el grano adyacente al de la banda bloqueada y a una distancia r de la banda; m es el factor promedio de Schmidt y toma en cuenta el esfuerzo de corte adicional para activar sistemas con orientaciones desfavorables al deslizamiento .

El valor más pequeño de m es 2 y corresponde a un número in finito de planos operativos de deslizamiento. Cuando el número de planos de deslizamiento decrece, $m \rightarrow 3.1$ que es el valor lí mite correspondiente a 12 sistemas diferentes de deslizamiento del tipo $\{111\}$ ó $\{110\}$

Los resultados experimentales (8,20,21) han demostrado que las diferencias de deslizamiento entre las aleaciones ordenadas y desordenadas no es solo en cuanto a forma sino también en cuanto a número. En el Ni_3Fe desordenado el deslizamiento cruzado o ocurre con relativa facilidad (Fig. V.16), mientras que en las a aleaciones ordenadas el deslizamiento se desarrolla con mayor / preferencia en planos primarios (Fig. V.4). Si bien es cierto que en la condición policristalina, las aleaciones ordenadas / muestran también deslizamiento en planos secundarios (Fig.V.17), éstas requieren de mayores esfuerzos y estarán en menor número que en las aleaciones desordenadas. Esta reducción en el número de deslizamientos implicaría que el valor de m y por consiguiente el de k_c (ecuación V.5) debe ser mayor en las aleaciones ordenadas que en las aleaciones desordenadas.

La ecuación V.4 también es válida para el caso del esfuerzo de fluencia. De acuerdo con Li (36) la relación de Hall-Petch se deriva a partir de la relación lineal que suele observarse experimentalmente entre el esfuerzo de fluencia σ_f y la densidad de dislocaciones ρ :

$$\sigma_f = \sigma_0 + \alpha G b \rho^{1/2} \quad (V.6)$$

La constante σ_0 suele representarse como el esfuerzo de fricción de la red. G es el módulo elástico de corte, b el vector de Burgers y α una constante.

La ecuación V.6 ha sido comprobada (10) para aleaciones desordenadas y ordenadas de Ni_3Fe (Fig. V.18).

La dependencia del esfuerzo de fluencia con el tamaño de grano se deduce a partir del hallazgo experimental de que ρ , la densidad de dislocaciones, es una función inversa con el tamaño de grano d (37,38) con lo cual se arriva a una ecuación de la misma forma que la ecuación V.4.

Seguendo el modelo de Li, k representaría una medida de / los esfuerzos requeridos para producir anillos de dislocaciones desde las irregularidades ("ledges") de los bordes de grano (Fig. V.19). El número de dislocaciones que emergen, por deformación unitaria es proporcional a la superficie de borde de grano de manera que para pequeñas deformaciones plásticas efectivamente $\rho \propto d^{-1}$.

En una red desordenada las dislocaciones generadas formarían una red de Taylor (36). En cambio en una aleación ordenada las dislocaciones se generarían como superparciales las cuales introducirían nuevos límites de dominio de antifase. Por esta razón, la nucleación de dislocaciones debe ser un proceso mucho más difícil en una aleación ordenada que en una desordenada, lo cual implicaría un aumento de k .

V.6 Características de los aserramientos

Bajo las condiciones en que fueron ensayadas las muestras, los aserramientos obtenidos fueron predominantemente del tipo escalonado, del tipo A y ocasionalmente del tipo C.

En la deformación de Lüders (Fig. IV.21), la deformación se localiza únicamente en la banda, siendo nula fuera de ella. En cambio, las evidencias experimentales (39) indican que durante los aserramientos la deformación procede por bandas (deformaciones localizadas) que se superponen a la deformación homogénea de la probeta.

Esto último implica que en el frente de una banda existirá una deformación homogénea que va aumentando con el tiempo. Por consiguiente la banda tiene que recorrer material que presenta un gradiente de deformación para lo cual se requerirá de un con-

tínuo aumento en el esfuerzo. Como la deformación dentro de la banda incrementa (40) con la deformación del material en el cual se propaga la banda, esto significa que se va aumentando el gradiente de deformación y por consiguiente el endurecimiento para las bandas siguientes.

El escalonamiento entre los tramos aserrados puede atribuirse a la nucleación de bandas de deformación, mientras que los aserramientos que se observaron durante los escalonamientos están asociados con la sucesión alternada de la deformación elástica de toda la muestra con la rápida deformación plástica que ocurre dentro de la banda de deformación. El movimiento de la banda es por saltos, coincidiendo cada salto con una caída de la carga (41).

El aserramiento tipo A puede asociársele con la propagación continua, a lo largo de la probeta, de una banda de deformación (41). Por su aspecto este tipo de aserramiento ha sido definido como aserramientos de anclaje (42). La aparición de los picos de fluencia constituirían (43) la relajación de la carga debido al desanclaje de las dislocaciones, y la separación entre picos como la deformación necesaria para el envejecimiento de las dislocaciones móviles.

Puesto que las vacancias que se crean durante la deformación plástica asisten a la difusión del soluto, al cabo de una pequeña deformación habrá también un cierto grado de envejecimiento. En tal caso las dislocaciones pueden ser liberadas con relativa facilidad mediante un pequeño incremento en el esfuerzo de fluencia. Conforme aumenta la deformación, aumenta también la concentración de vacancias que ha de favorecer a la formación de atmósferas más concentradas de soluto en torno a las dislocaciones. El anclaje será más intenso y demandará mayores esfuerzos para la liberación.

Los picos de fluencia aumentan con la temperatura, con la deformación ó con la disminución en la velocidad de deformación. Mientras la temperatura y la deformación aceleran la difusión, la reducción en la velocidad de deformación disminuye la velocidad de las dislocaciones. En ambos casos se promueve el envejecimiento de las dislocaciones, lo que conduce no solo a un aumento en los picos de fluencia, sino también a una disminución en el espaciado entre las mismas.

Debe tenerse en cuenta, sin embargo, que la separación entre los picos de fluencia dependerá también de la velocidad con que endurece la aleación. Esta última viene dada por el coeficiente de endurecimiento por trabajado. Si este coeficiente aumenta con la deformación (etapa primaria en una curva de tracción) la separación entre picos de fluencia disminuye con la velocidad de deformación. En cambio, si el coeficiente de endurecimiento es constante (etapa secundaria) o disminuye (etapa terciaria) con la deformación, la separación entre los picos aumenta / puesto que se requerirán de mayores deformaciones para que el correspondiente incremento del esfuerzo de fluencia pueda provocar la liberación o generación de dislocaciones.

Para deformaciones y temperaturas altas (43) la movilidad / del soluto le permite migrar con las dislocaciones lo que resultaría en un anclaje parcial. Si la deformación estuviese controlada por el desanclaje de estas dislocaciones, la altura de los picos de fluencia así como el espaciado entre ellos debe disminuir con la deformación.

Por otro lado, si la deformación estuviese controlada por el deslizamiento de las dislocaciones envejecidas, el desanclaje parcial de ellas podría alternarse con la recaptura de las mismas, lo que daría lugar al aserramiento tipo C.

Para aleaciones con orden de **largo alcance** se han reportado muy pocos casos de fluencia aserrada, algunos de **los cuales** son discutibles.

Las curvas de **compresión aserradas** que se observaron durante la deformación a bajas temperaturas del Fe_3Be (estructura / DO_3) ordenado (27) pueden explicarse como consecuencias del **proceso** de deformación por maclado mecánico continuo que opera en dicha super-red.

Es un hecho comprobado en metales (43) que el esfuerzo para nuclear maclas es mayor que el que se requiere para propagarlas. Si la nucleación y propagación ocurriesen **progrsivamente** durante el maclado, la carga aplicada sería oscilante.

Esta misma situación puede darse aún en el caso de que el / proceso por nucleación estuviese ausente, si la propagación ocurriese por ejemplo a través de un mecanismo de polo (44). En efecto, la orientación de macla puede considerarse como una **se / cuencia** de fallas de apilamiento, en la que un plano de falla de apilamiento se ha desplazado paralelamente a sí mismo por la rotación de una de sus parciales en torno a la otra parcial fija y con una componente del vector de Burgers normal al plano de falla. En cada rotación, el esfuerzo sobre la dislocación pivote debe pasar por un máximo, puesto que debe vencer la repulsión **e- lástica** toda vez que pase por encima o debajo de la parcial **an / clada**. Por consiguiente la carga estará fluctuando durante la / propagación de la macla.

Davies y Stoloff (28) investigando las causas del aumento del esfuerzo de fluencia del Ni_3Al (estructura Ll_2) policristalino, con la temperatura, comprobaron que éste no envejecía. Los **en / sayos** de tracción a 600°C produjeron curvas de tracción suaves y uniformes. Tampoco se observó sensibilidad negativa del esfuerzo

de fluencia con la velocidad de deformación.

Wood y Westbrook (45) observaron que las curvas de tracción de policristales de AgMg (estructura $L2_0$) en el rango de 150°C - 350°C presentaban marcados puntos de cesión, seguidos de aserramientos, pero sin deformación crítica previa. Los aserramientos fueron atribuidos por dichos autores al envejecimiento dinámico. Sin embargo, Terry y Smallman (29) en una experiencia similar no observaron los efectos mencionados y supusieron que las discrepancias con los resultados anteriores podrían adjudicarse a la diferencia en la pureza de los materiales ensayados ó a la contaminación de los mismos durante los ensayos.

En el Ni_3Fe (estructura $L1_2$) ordenado, está comprobado que el modo de deformación es por deslizamiento (8,9,20) y que el inicio de los aserramientos va precedido de una deformación homogénea que no está prevista por el maclado mecánico continuo. En los ensayos de envejecimiento (8,9) las curvas de tracción a temperatura ambiente no mostraron aserramiento alguno. Resultados similares se observaron en el presente trabajo para el Ni_3Fe desordenado y ordenado, ensayados a temperatura ambiente.

Las características de los aserramientos en el Ni_3Fe ordenado, coinciden aparentemente con las de un proceso por difusión, en una solución sólida desordenada: temperatura, bajas velocidades de deformación y una deformación crítica creciente con la / temperatura y decreciente con la velocidad de deformación. Aunque esta aleación es una solución sólida concentrada, la activación térmica o mecánica de la difusión se justificaría puesto / que en una super-red la energía de activación aumenta con el grado de orden de largo alcance (46)

V.7 Dependencia de la deformación crítica con la temperatura y la velocidad de deformación

En la aleación Ni_3Fe que es una solución sólida concentrada en donde la formación de posibles atmósferas de soluto en torno a las dislocaciones no requerirían mayormente difusión de largo alcance, se observa sin embargo que los aserramientos están precedidos de una deformación crítica ϵ_0 .

Como ya se indicó oportunamente (Capítulo II) la deformación crítica ϵ_0 representa la deformación plástica a través de la cual se crean las vacancias que han de asistir a la difusión del soluto en el proceso de envejecimiento dinámico.

El aumento de la temperatura, la reducción en la velocidad de deformación o en el tamaño de grano, son factores que al promover el envejecimiento dinámico deberían reducir la deformación crítica ϵ_0 ; así resultó en efecto. Los resultados mostraron a la deformación crítica ϵ_0 como una función creciente con la temperatura T (Fig. V.20) y una función decreciente con la velocidad de deformación $\dot{\epsilon}$ (Fig. V.21) de las formas previstas por los modelos de Cottrell y Friedel.

Para las muestras desordenadas las relaciones obtenidas fueron las siguientes:

$$\ln \epsilon_0 = \text{cte.} + \frac{8.028 \times 10^3}{T} \quad (\text{V.7})$$

para velocidad de deformación $\dot{\epsilon}$ y tamaño de grano d constantes.

$$\dot{\epsilon} = \text{cte.} \epsilon_0^{(m+\beta)} \quad (\text{V.8})$$

para temperatura T y tamaño de grano d constantes.

Las constantes ($m + \beta$) mantienen el mismo significado que en la ec. II.8 y cuyos valores se han representado en la tercera columna de la Tabla V.2

TABLA V.2

d (mm)	T °K	$m + \beta$	E (ev)	m
0.026	498	2.571	1.778	1.571
0.049	573	2.825	1.954	1.825
0.062	543	2.825	1.954	1.825
0.0956	573	2.492	1.724	1.492

Los valores ($m + \beta$) resultan bastante aproximados a los que se han reportado para el Au-In (43); $m + \beta = 2.14$; Cu-Sn (47), $m + \beta = 2.2$ y Cu-Zn (48), $m + \beta = 2.78$ a 3.08. Para algunas aleaciones de Cu (49 a 51), $\beta = 1.0$ a 1.2, mientras que para latones alfa (52) $m \sim 1.3$.

Según Arko y Liu (10) en el Ni_3Fe tanto desordenado como ordenado, la densidad de dislocaciones ρ varía linealmente con la deformación plástica ϵ (Fig. V.22). Luego en la ecuación II.7 $\beta = 1.0$, por lo que se deduce que los valores de m son los que se indican en la cuarta columna de la Tabla V.2.

Utilizando la ecuación II.8, la energía de activación E puede calcularse a partir de los valores ($m + \beta$) (tercera columna de la Tabla V.2) y de la pendiente de la ecuación V.7. En la quinta columna de la Tabla V.2 se muestran los resultados obtenidos.

Con relación a la energía de activación E debemos indicar que en el Ni puro (53) la energía necesaria para la migración de vacancias es de 1.5 ev. Un valor cercano a éste se asume (54) para la aleación 72/28%at. Ni/Fe.

Por otro lado la autodifusión en Ni, que ocurre por un mecanismo de vacancias, requiere una energía de activación estimada (53,55) en 2.85 ev. En la aleación 75/25%at. Ni/Fe (56) la energía de activación para la difusión del Fe es de 2.42 ev., / mientras que para la difusión del Ni en la aleación 74/26%at. Ni/Fe (57) es de 2.04 ev.

Como se ve los valores calculados para la energía de activación se sitúan entre los correspondientes para la autodifusión y los correspondientes para la migración de vacancias.

La fluencia aserrada a temperaturas elevadas (esto es, a / temperaturas donde desaparecen los aserramientos) suele producir energías de activación cercanas a las energías de autodifusión (58). En estos casos la concentración de vacancias correspondiente al equilibrio térmico es suficiente para promover la difusión, por lo que no se justificaría la operación de la de / formación crítica ϵ_0 .

Aunque la presencia de picos de cesión sobre las curvas de tracción (Capítulo IV) y la disociación de dislocaciones en el Ni_3Fe (8) se toman como argumentos a favor de la formación de atmósferas de soluto (del tipo Cottrell, o Suzuki o Schöck-See-ger) la difusión no necesariamente debe ocurrir por un mecanismo único. Cada uno de estos mecanismos requerirán de cierta energía de activación, que aumentará si los defectos involucrados no son vacancias simples sino grupos de vacancias o vacancias ligadas al soluto (59).

En las muestras ordenadas, la deformación crítica ϵ_0 pudo correlacionarse con la temperatura T (Fig. IV.23) y la velocidad de deformación $\dot{\epsilon}$ (Fig. IV.24) de una manera similar a las muestras desordenadas. Tal similitud conducirá a que la energía de activación en las muestras ordenadas fuese de 0.347 ev., un valor muy por debajo de los calculados para las muestras desordenadas.

Los pocos datos sobre difusión en super-redes (46,61,62,63) indican que la energía de activación debe aumentar con el orden de largo alcance, lo cual contradice el resultado obtenido a / partir de modelos basados en soluciones sólidas desordenadas.

No existe un modelo que pueda explicar, en el caso del Ni_3Fe ordenado, la aparición de una deformación crítica de las características mencionadas. Cabe la posibilidad de que ella sea consecuencia de una contaminación de las muestras durante los ensayos. Sin embargo, éstos se repitieron en un horno al vacío y los resultados fueron los mismos que se obtuvieron en el baño de aceite de siliconas.

La alternativa de calcular la energía de activación del posible mecanismo que gobierne el proceso de deformación, mediante ensayos de relajación y/o ensayos diferenciales, no fue posible por la poca disponibilidad de probetas. Queda abierta así / una futura línea de trabajo.

Lamentablemente tampoco pudo comprobarse el efecto que puedan tener cierto tipo de impurezas y de cuya presencia se careció de información en los correspondientes análisis de las muestras.

Se ha señalado (63) que la dependencia lineal de $\ln \epsilon_0$ vs $1/T$ y $\ln \dot{\epsilon}$ vs $\ln \epsilon_0$ se cumple solamente para pequeñas deformaciones ($\epsilon_0 < 10\%$) y altas deformaciones ($\epsilon_0 > 50\%$). En caso contrario la energía de activación para el inicio de los aserramientos resultaría ser función del tamaño de grano (48). Sobre este punto, en el caso de las muestras desordenadas los valores medidos de ϵ_0 fueron menores del 10%. Además los valores que se consignan para la energía de activación en la Tabla V.2, corresponden a distintas temperaturas.

En cuanto a las muestras ordenadas existió la dificultad de medir los valores de ϵ_0 dada la poca elongación de rotura. Por ejemplo, para la muestra con tamaño de grano de 0.026 mm, en donde la elongación de rotura fue de 5%, no fue posible detectar aserramiento alguno.

BIBLIOGRAFIA

- 1) Lyashenko B.G., Litvin D.F., Puzei I.M. and Abov Yu.G.; Kristallografiya 2, 64 (1957)
- 2) Iida S.; J. Phys. Soc. Japan 7, 373 (1952); Ibid. 9, 346 (1954)
- 3) Wakelin R.J. and Yates E.L.; Proc. Phys. Soc. London B66, 221 (1953)
- 4) Leech P. and Sykes Ch.; Phil. Mag. 27, 742 (1939)
- 5) Josso E.; C. R. Acad. Sc. Paris 230, 1467 (1950)
- 6) Puzei I.M.; Phys. of Metals and Metallography 11, 44 (1961)
- 7) Davies R.G. and Stoloff N.S.; Act. Met. 11, 1347 (1963)
- 8) Vidoz A.E., Lazarevic D.P. and Cahn R.W.; Act. Met. 11, 7 (1963)
- 9) Victoria M.P.; Ph. D. thesis, Inst. de Física "Dr. J. A. Balseiro", Bariloche-Río Negro, Argentina (1966)
- 10) Arko A.C. and Liu Y.H.; Met. Trans. 2, 1875 (1971)
- 11) Cottrell A.H.; Relation of properties to microstructure ASM (1953)
- 12) Goman'kov V.I., Puzei I.M. and Loshmanov A.A.; Phys. Metals Metallogr. 22, N° 1, 134 (1966)
- 13) Flin P.A.; Trans. Am. Inst. Min. Eng. 218, 145 (1960)
- 14) Grinberg B.A.; Fiz. Metal. Metalloved. 15, 486 (1963)
- 15) Saada G.; Metaux Corr. 421, 317 (1960)
- 16) Vidoz A.E. and Brown L.N.; Phil. Mag. 7, 1167 (1962)
- 17) Vasilyew L.I. and Orlov A.N.; Fiz. Met. Metalloved 15, 481 (1963)
- 18) Kear B.H.; Act. Met. 14, 659 (1966)
- 19) Davies R.G. and Stoloff N.S.; Phil. Mag. 12, 297 (1965)

- 20) Taoka T., Yasukochi K. and Honda R.; Mechanical properties of intermetallic compounds, J. Wiley 192 (1959)
- 21) Nagashima T. and Yamamoto T.; Act. Met. 4, 94 (1956)
- 22) Vidoz A.E.; Phys. Status Solidi 28, 145 (1968)
- 23) Schottky G., Seeger A. and Speidel V.; Phys. Status Solidi 9, 231 (1965)
- 24) Izumi O. and Harada Y.; Trans. Japan Inst. of Met. 11, 284 (1970)
- 25) Rosen A.; Mat. Sc. Eng. 7, (1971)
- 26) Simon J., C'isso J., Guillot J. and Violan P.; Mem. Sc. Rev. Met. 61, 814 (1964)
- 27) Bolling G.F. and Richman R.H.; Act. Met. 13, 723 (1965)
- 28) Davies R.G. and Stoloff N.S.; Trans. AIME 233, 714 (1965)
- 29) Terry J.C. and Smallman R.E.; Phil. Mag. 8, 1827 (1963)
- 30) Hall E.O.; Proc. Phys. Soc. London B64, 747 (1951)
- 31) Petch N.J.; J. Iron Steel Inst. 174, 25 (1953)
- 32) Marcinkowski M.J. and Fisher R.M.; Trans. AIME 233, 293 (1965)
- 33) Johnston T.L., Davies R.G. and Stoloff N.S.; Phil. Mag. 12 305 (1965)
- 34) Cottrell A.H.; The relation between the structure of mechanical properties of metals, Pg. 455 H. M. Stationary Office (1963)
- 35) Armstrong R., Codd I., Douthwaite R.M. and Petch N.J.; Phil. Mag. 7, 45 (1962)
- 36) Li J.C.M.; Trans. TMS-AIME 227, 239 (1963)
- 37) Brandon D.G. and Nutting J.; J. Iron Steel Inst. 196, 160 (1960)
- 38) Keh A.H. and Weisman S.; Electron microscopy and strength of crystals, Pg. 231-Thomas G. and Washburn J. eds.; J. Wiley and Sons, N. York (1963)

- 39) Shade Van Westrum and Wijler A.; Act. Met. 21, 1079 (1973)
- 40) Wijler A. and Van den Beukel A.; Scripta Met. 4, 705 (1970)
- 41) Wijler A. and Schade Van Westrum; Scrp. Met. 5, 821 (1971)
- 42) Mc Cormick P.G.; Phil Mag. 23, 184 (1971)
- 43) Soler Gomez A.J.R. and Mc G. Tegart; Phil. Mag. 20, 495 (1969)
- 44) Christian J.W.; The theory of transformations in metals and alloys, Pergamon Press (1965)
- 45) Woo D.L. and Westbrook J.H.; Trans. of the Met. Soc. AIME 224, 1024 (1962)
- 46) Girifalco L.A.; J. Phys. Chem. Solids 24, 323 (1964)
- 47) Rusell B.; Phil. Mag. 8 (1963)
- 48) Vöhringer O. and Macherauch E.; Z. für Metallkunde 58, 317 (1967)
- 49) Bailey J.E.; Phil. Mag. 8, 223 (1963)
- 50) Lomer J.N. and Rosemberg H.M.; Phil. Mag. 4, 467 (1959)
- 51) Ham R.K. and Jaffrey D.; Phil. Mag. 15, 247 (1967)
- 52) Bolling G.F.; Phil Mag. 4, 537 (1959)
- 53) Schümacher D., Schüle Wand, Seeger A.; Z. Naturforsch. 17a 228 (1962)
- 54) Varotto C.F. and Vidoz A.E.; J. of Mat. Sc. 6, 294 (1971)
- 55) Seeger A.; Phys. Stat. Solid. 11, 363 (1965)
- 56) Meiman M. and Ia. Schiniaev; Dokl. Akad. Nauk. SSSR 10, 969 (1955)
- 57) Reca E.W. and Pampillo C.; Act. Met. 15, 1263 (1967)
- 58) Guillot J. et Grilhé J.; Mem. Sc. Rev. Mét. LXIX, 215 (1972)
- 59) Harris S.G.; Ph. D. thesis, Univ. Birmingham (1957)
- 60) Charnock W.; Phil. Mag. 20, 427 (1969)

- 61) Stoloff N.S. and Davies R.G.; Prog. Mat. Sc., Editor Chalmers B. 13, Pergamon Press (1966)
- 62) Davies R.G.; Trans. Met. Soc. AIME 227, 277 (1963)
- 63) Charnock W.; Phil. Mag. 18, 89 (1968)

FIGURAS

- V.1 - Recocido isotérmico de la aleación Ni 25%at. Fe
- V.2 - Superdislocaciones dispuestas a lo largo de las trazas de los planos de deslizamiento en Ni₃Fe ordenado con 5% de deformación plástica
- V.3 - Creación de un tubo de antifase
- V.4 - Modelos de deslizamiento en Ni₃Fe con 10% de deformación plástica. (a) Muestra desordenada, (b) muestra ordenada

Variación del esfuerzo de fluencia con la temperatura para las siguientes muestras:

- V.5 - Muestra desordenada, d: 0.026 mm
- V.6 - " " " 0.049 mm
- V.7 - " " " 0.0956 mm
- V.8 - Muestra ordenada " 0.0956 mm

Variación del esfuerzo de fluencia con la velocidad de deformación para las siguientes muestras:

- V.9 - Muestras desordenadas, d: 0.026 mm
- V.10- " " " 0.049 mm
- V.11- " " " 0.0625 mm
- V.12- " " " 0.0956 mm
- V.13- Muestras ordenadas " 0.0956 mm
- V.14- " " " 0.176 mm

- V.15- Dependencia del esfuerzo de cesión con el tamaño de grano
- V.16- Ni₃Fe desordenado, deformado hasta el punto de cesión. La foto ha sido tomada sin desmontar la probeta de la jaula de tracción. El pulido se hizo con tampón.
- V.17- Ni₃Fe ordenado, deformado hasta rotura. La foto ha sido tomada en la misma forma que para la Fig. V.16

- V.13 - Variación del esfuerzo de fluencia del Ni_3Fe con la raíz cuadrada de la densidad de dislocaciones
- V.19 - Generación de dislocaciones en una irregularidad de borde de grano (ledge)
- V.20 - Dependencia de la deformación crítica con la temperatura en Ni_3Fe desordenado
- V.21 - Variaciones de la velocidad de deformación con la deformación crítica en Ni_3Fe desordenado
- V.22 - Variación de la densidad promedio de dislocaciones con la deformación plástica en Ni_3Fe deformado y ordenado
- V.23 - Dependencia de la deformación crítica con la temperatura en Ni_3Fe ordenado
- V.24 - Variaciones de la velocidad de deformación plástica con la deformación crítica en Ni_3Fe ordenado
- V.25 - Variación de la deformación crítica con el tamaño de grano en Ni_3Fe desordenado

FIG. V.1

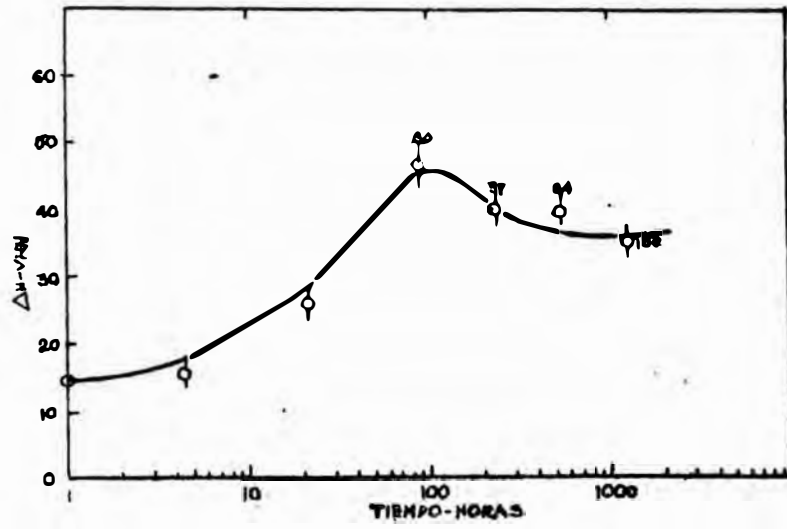


FIG. V.2

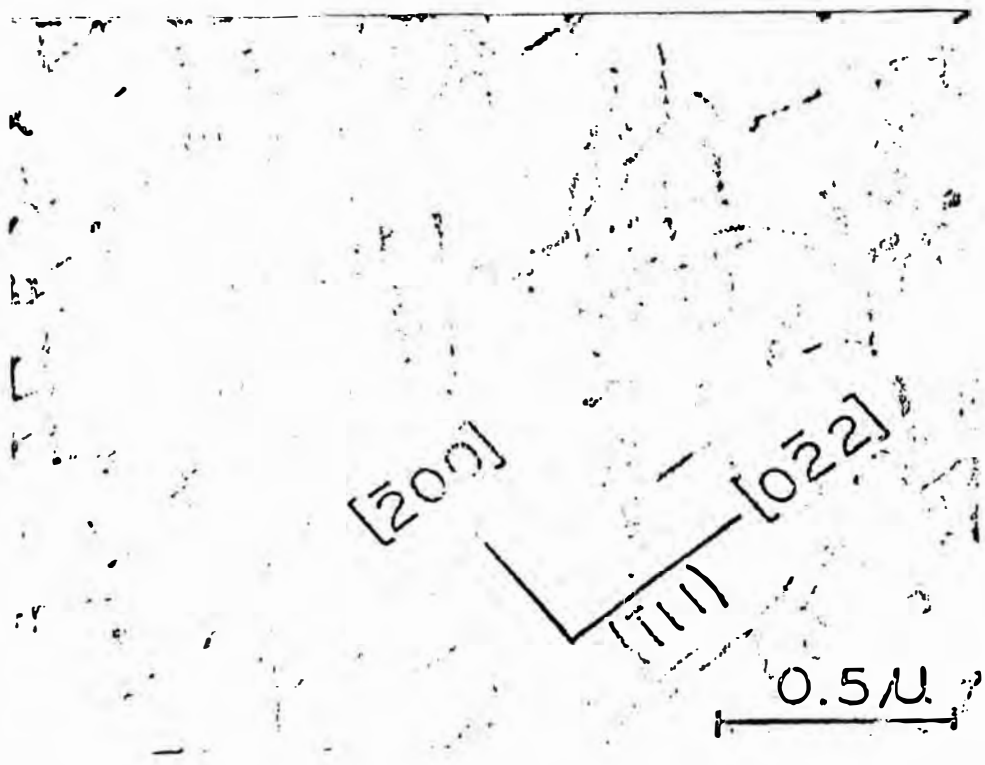
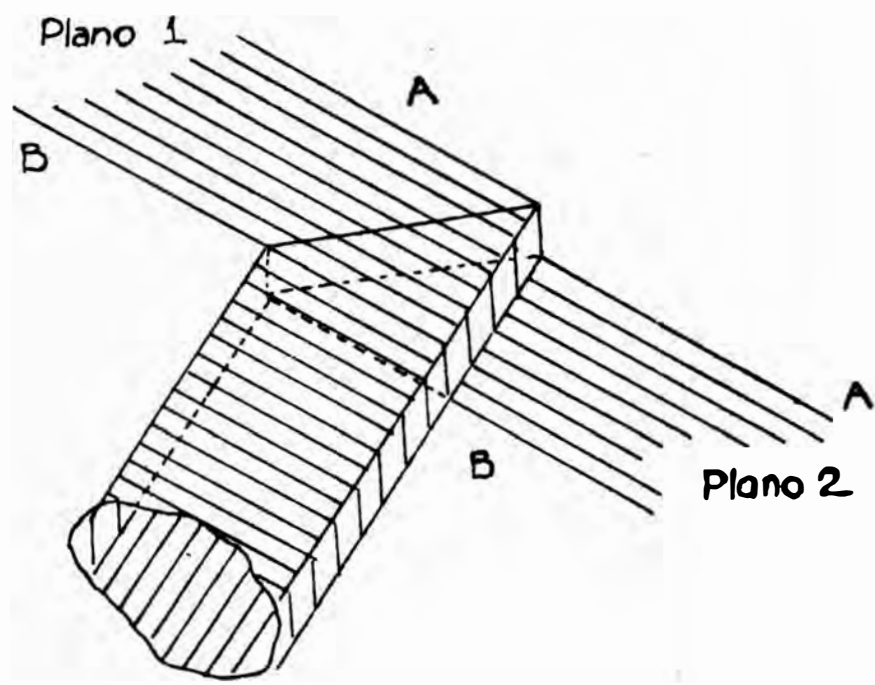


FIG. V.3



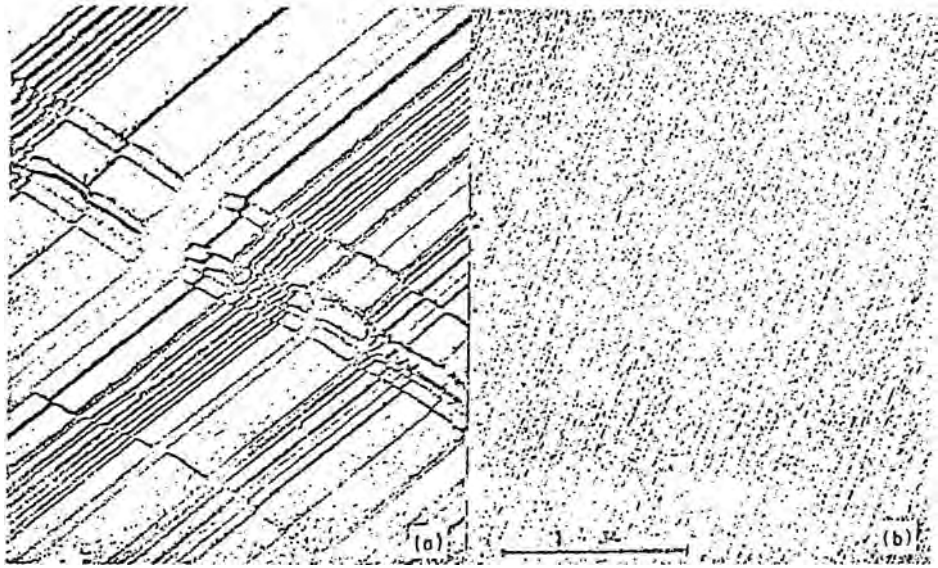
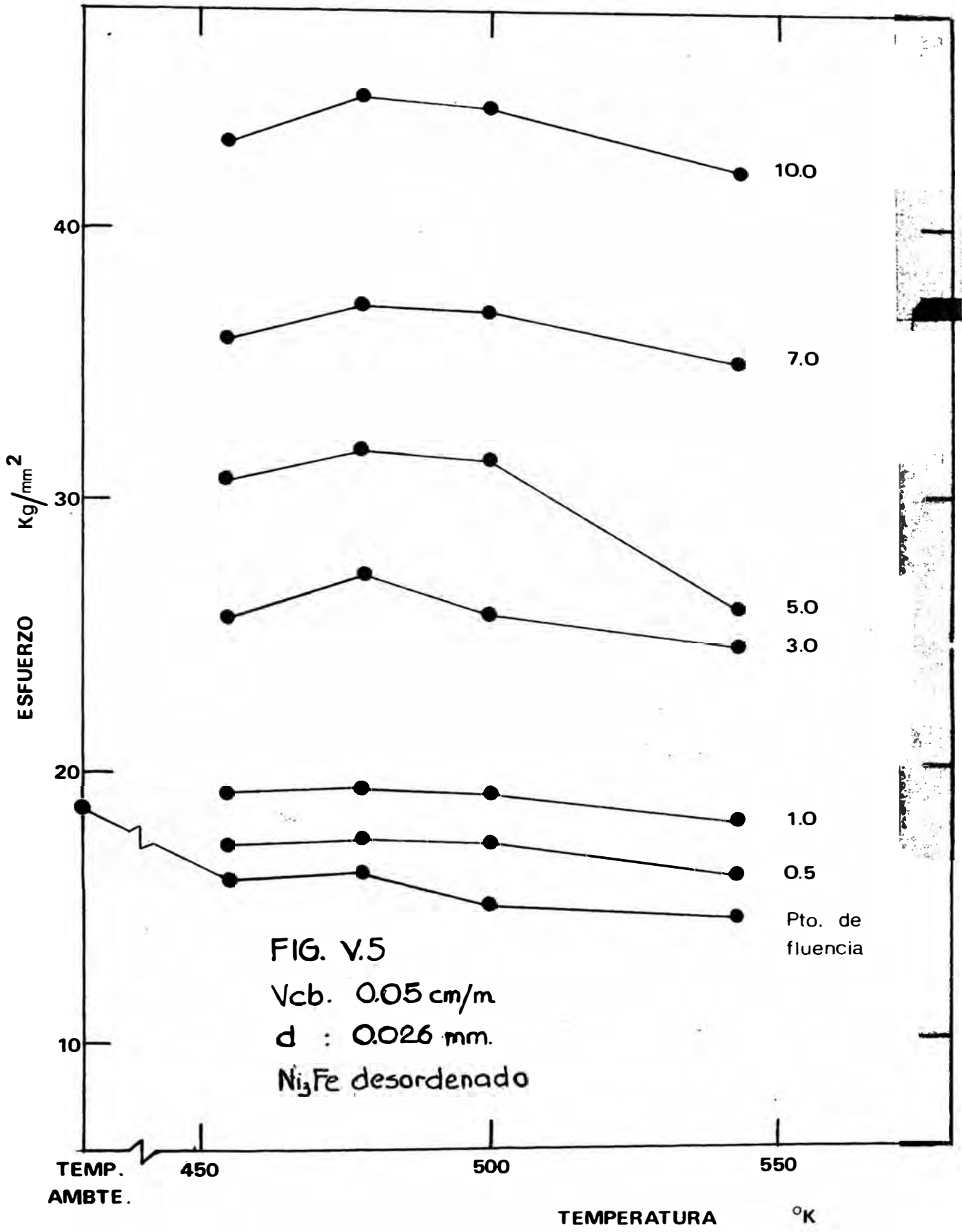
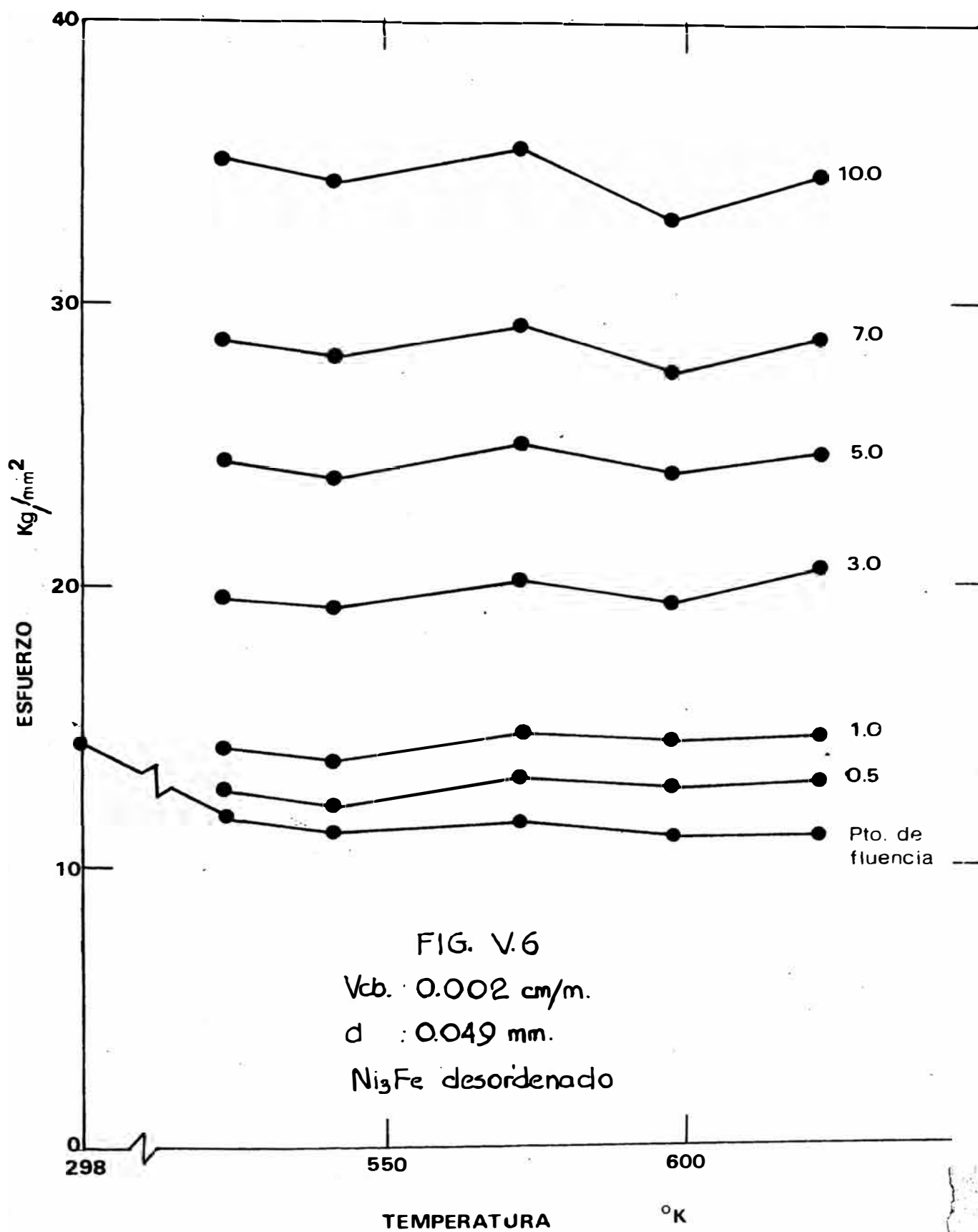
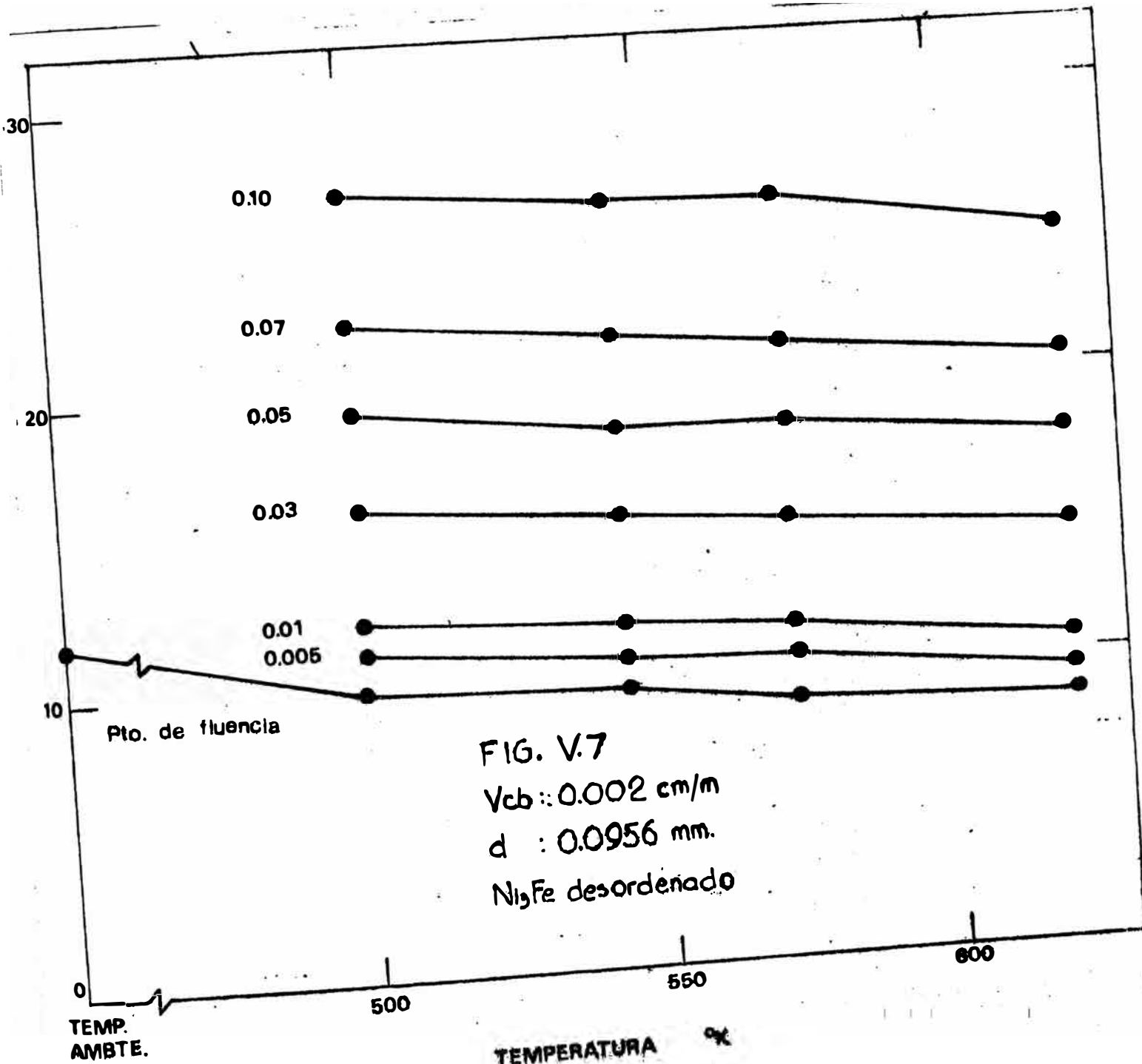
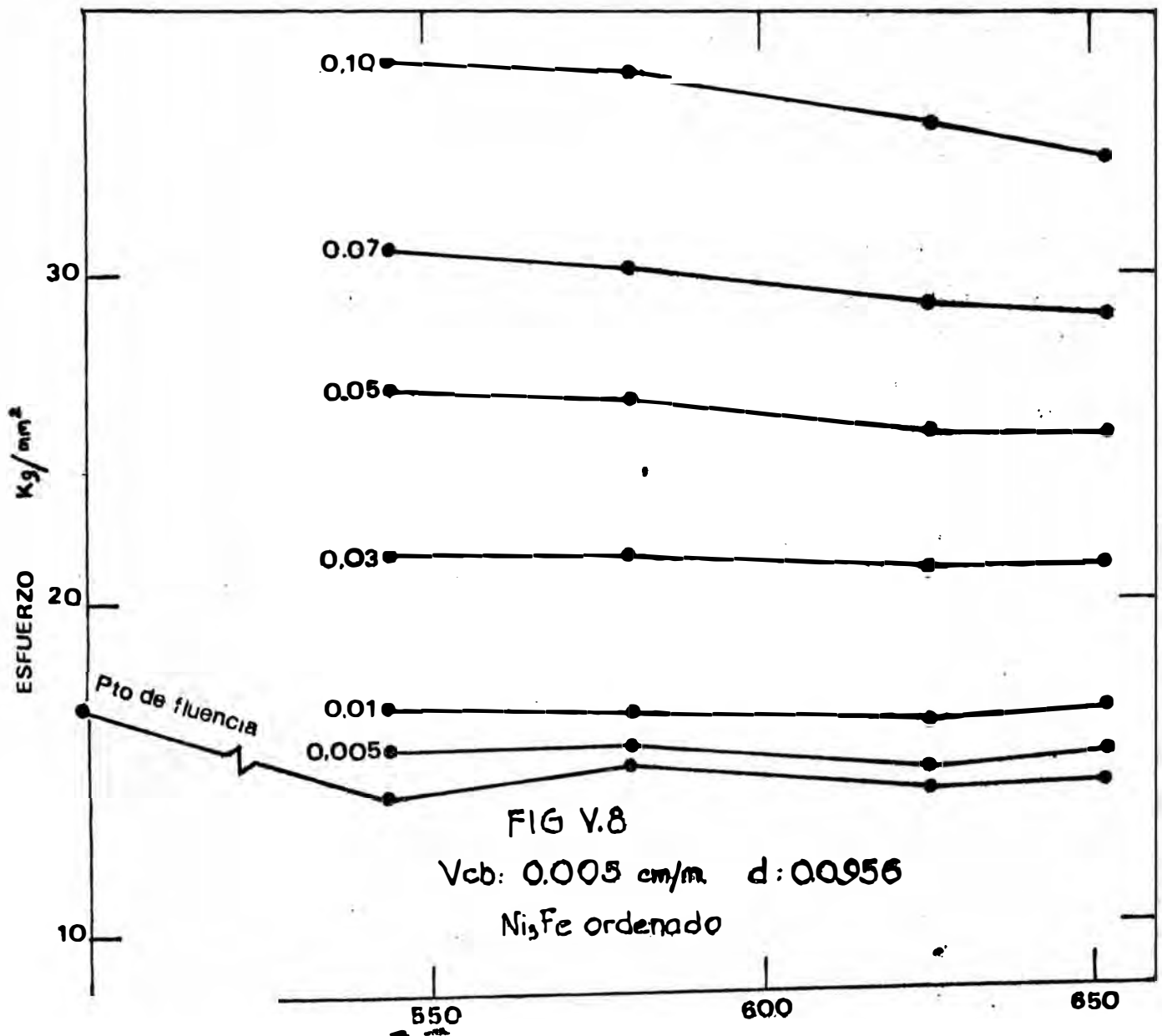


Fig. V.4









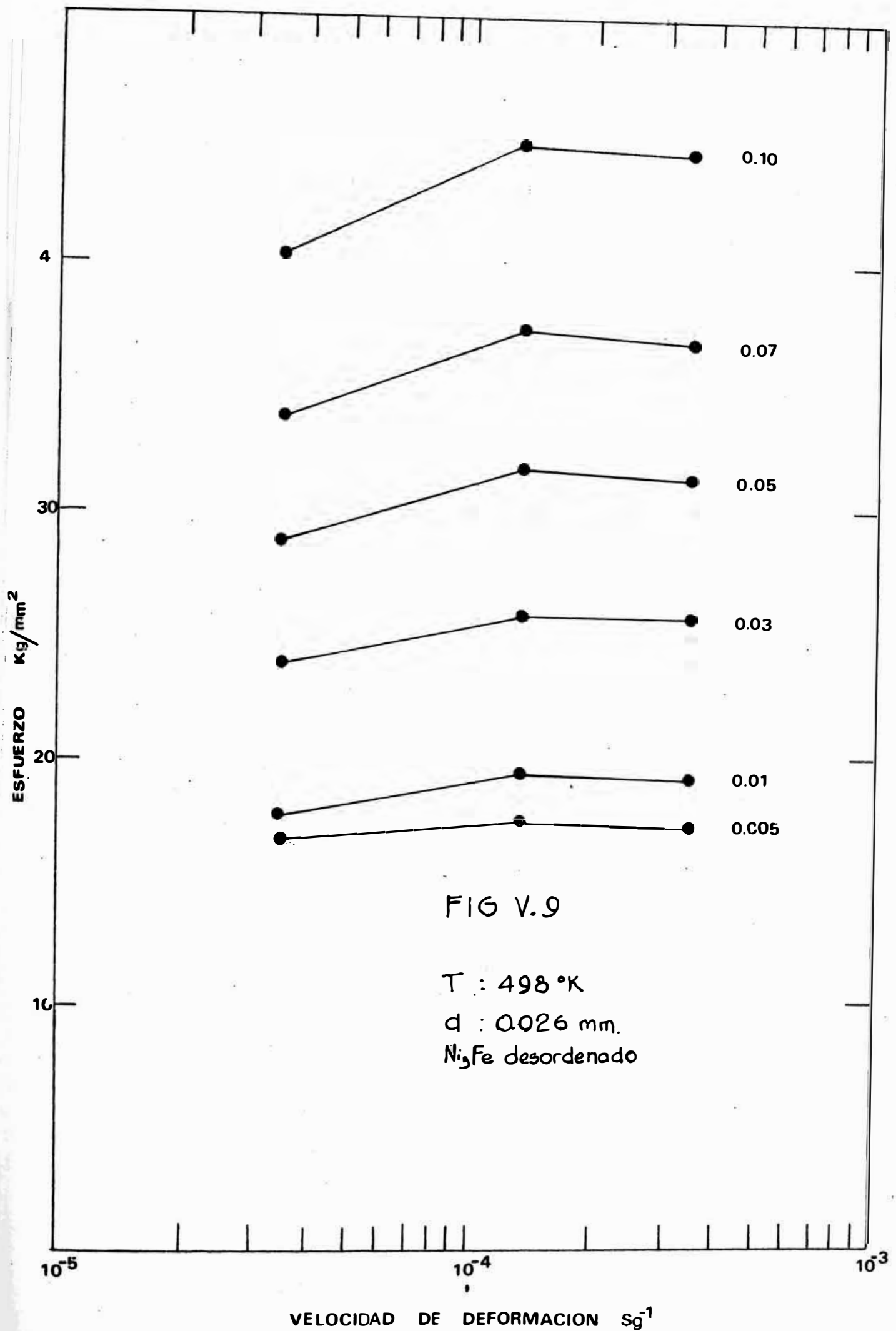


FIG V.10

T : 573 °K

d : 0.049 mm.

Ni₃Fe desordenado

ESFUERZO
Kg/MM²

40

30

20

10

0.10

0.07

0.05

0.03

0.01

0.005

10⁻⁵

10⁻⁴

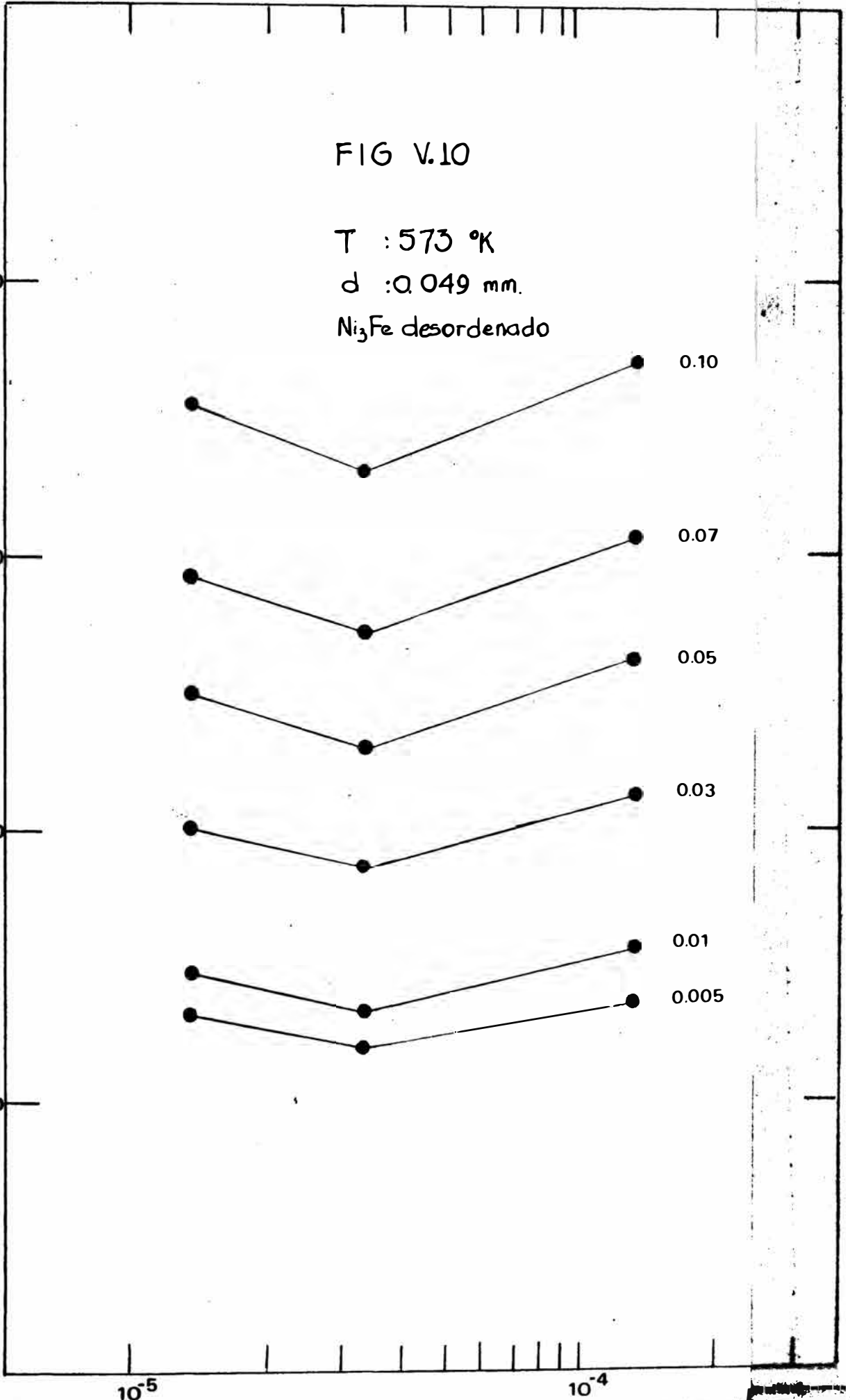


FIG. V.11

T : 543 °K

d : 0.062 mm

Ni₃Fe desordenado

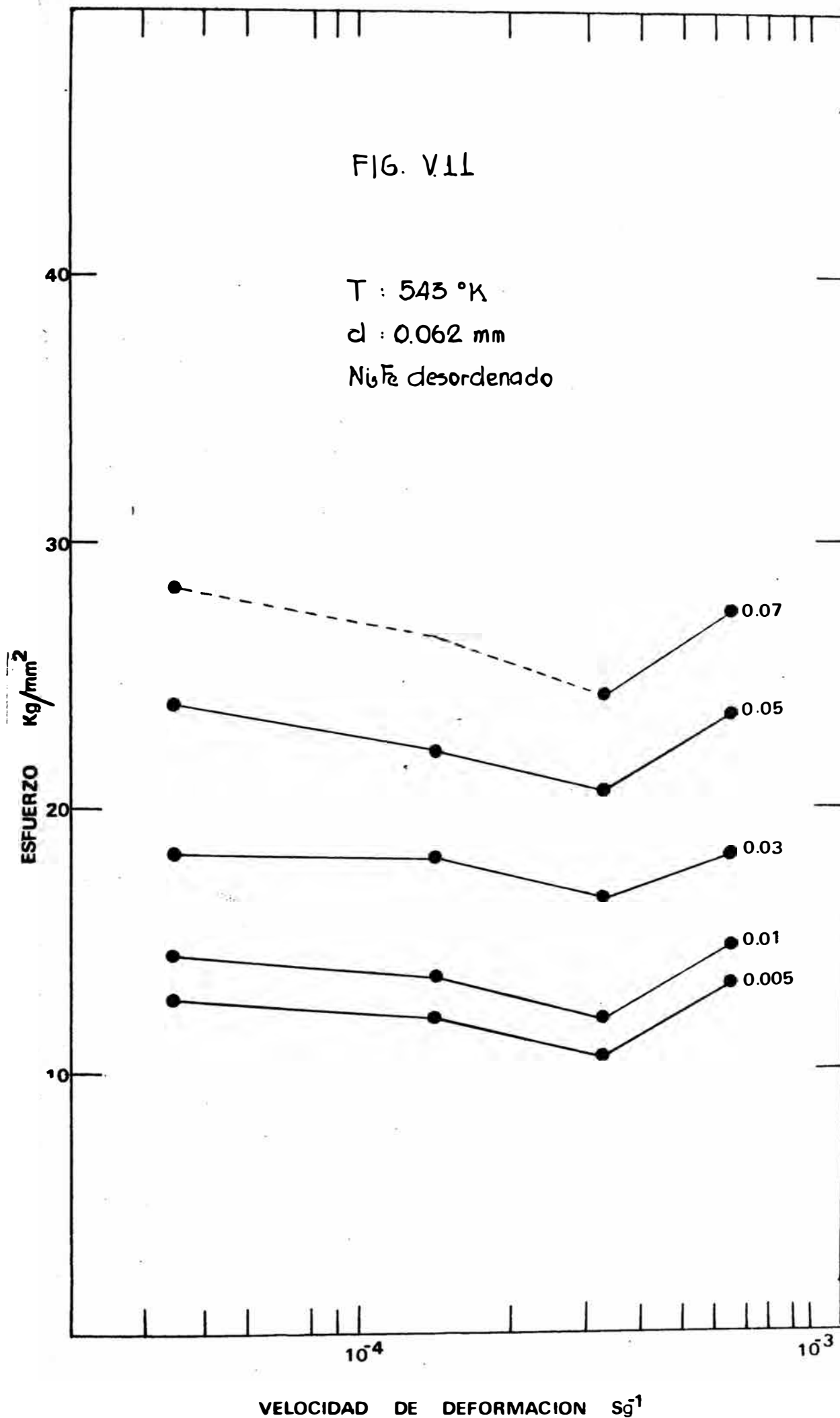


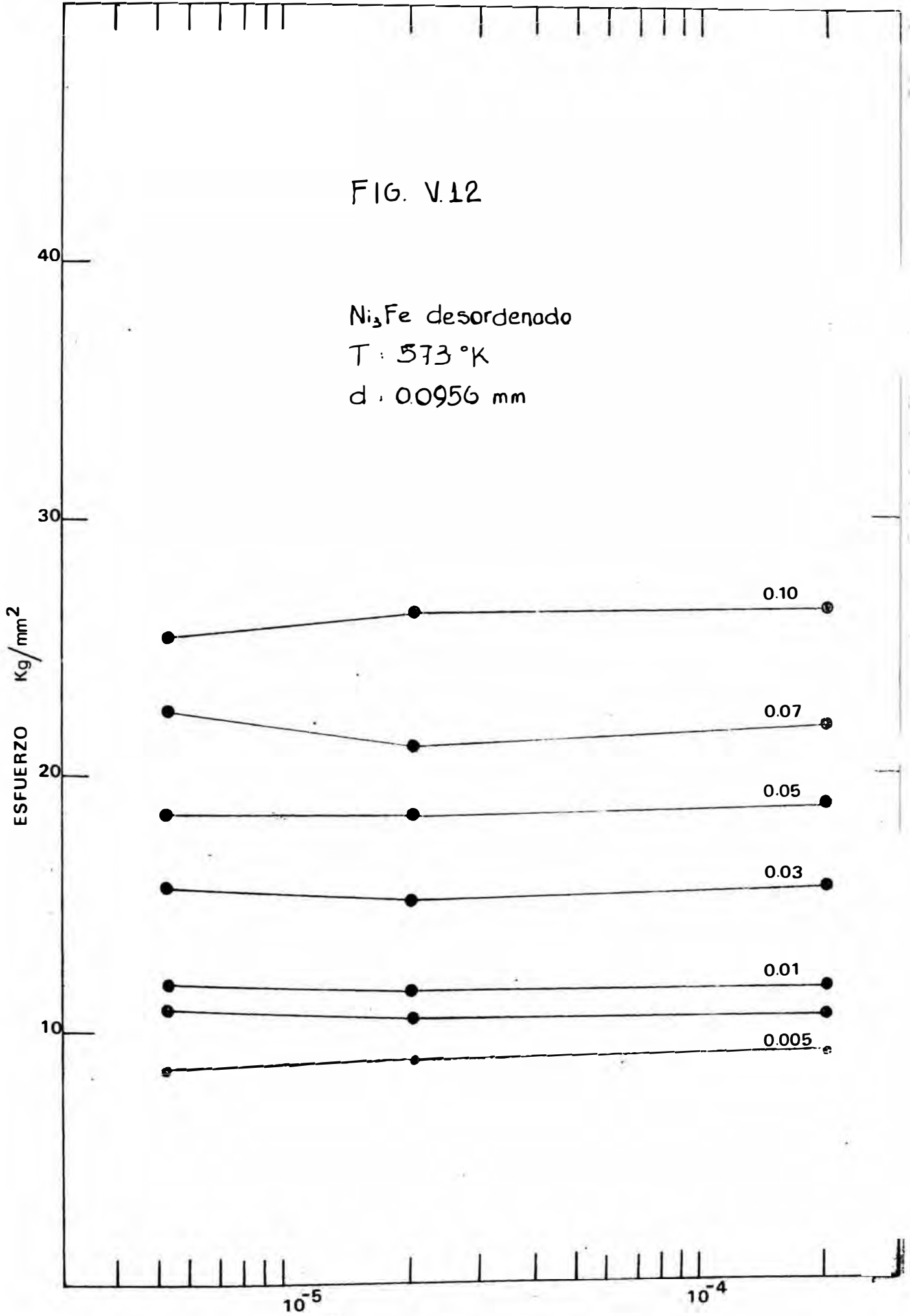
FIG. V.12

Ni_3Fe desordenado

$T: 573^\circ\text{K}$

$d: 0.0956 \text{ mm}$

ESFUERZO Kg/mm^2



VELOCIDAD DE DEFORMACION s^{-1}

FIG. V.13

Ni_3Fe ordenado

T: 623 °K

d. 0.0956 mm

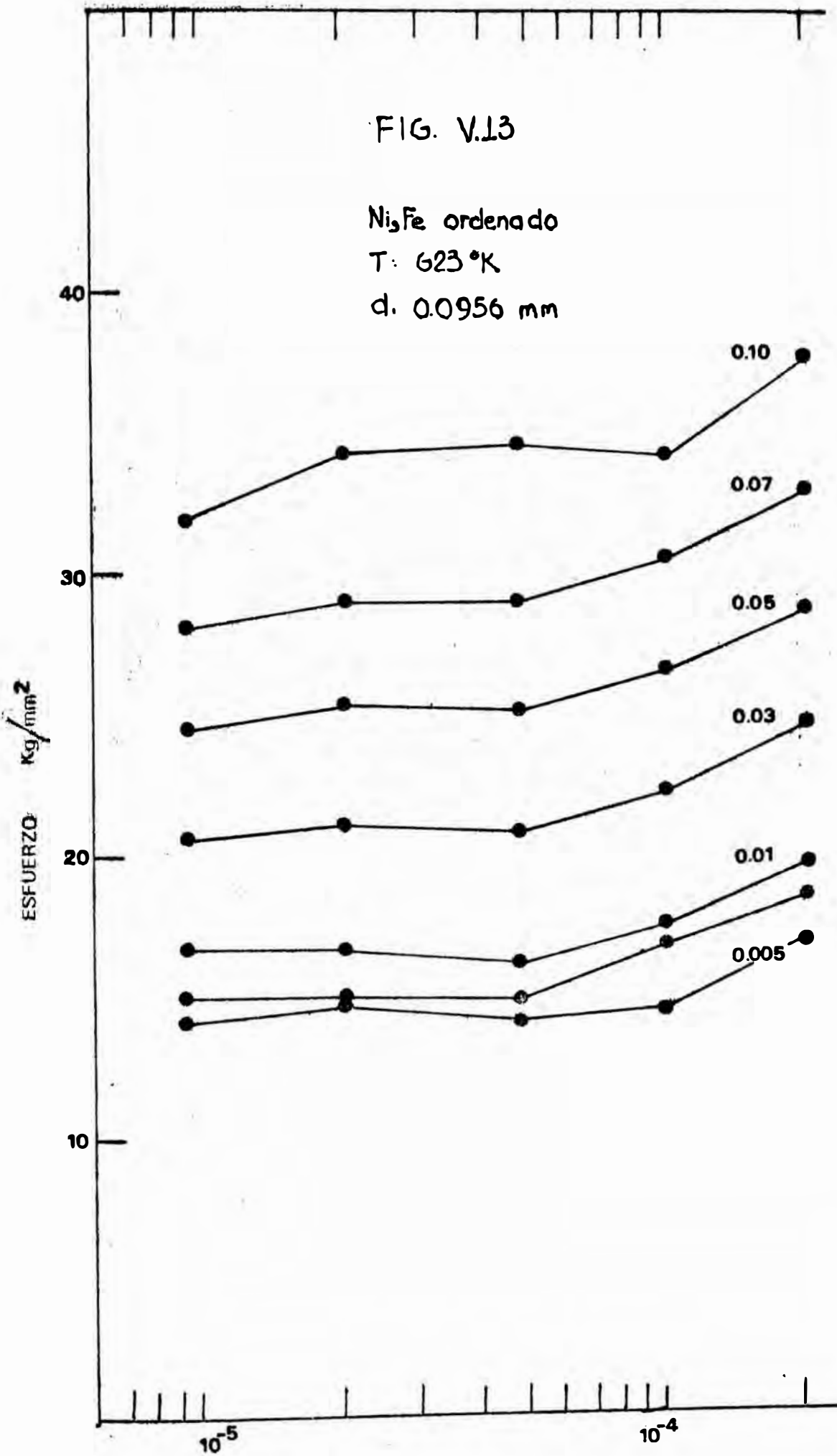
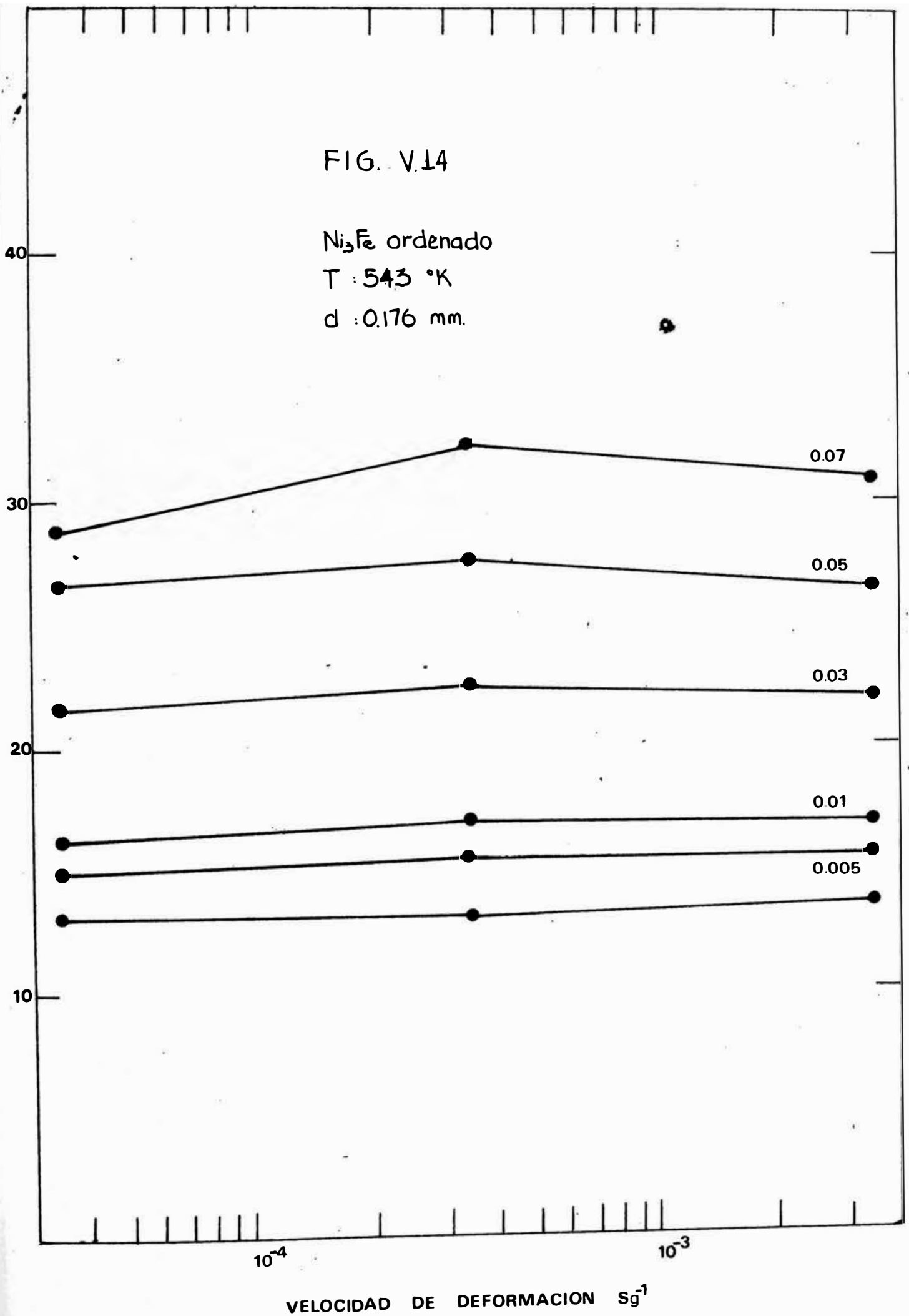


FIG. V.14

Ni₃Fe ordenado

T : 543 °K

d : 0.176 mm.



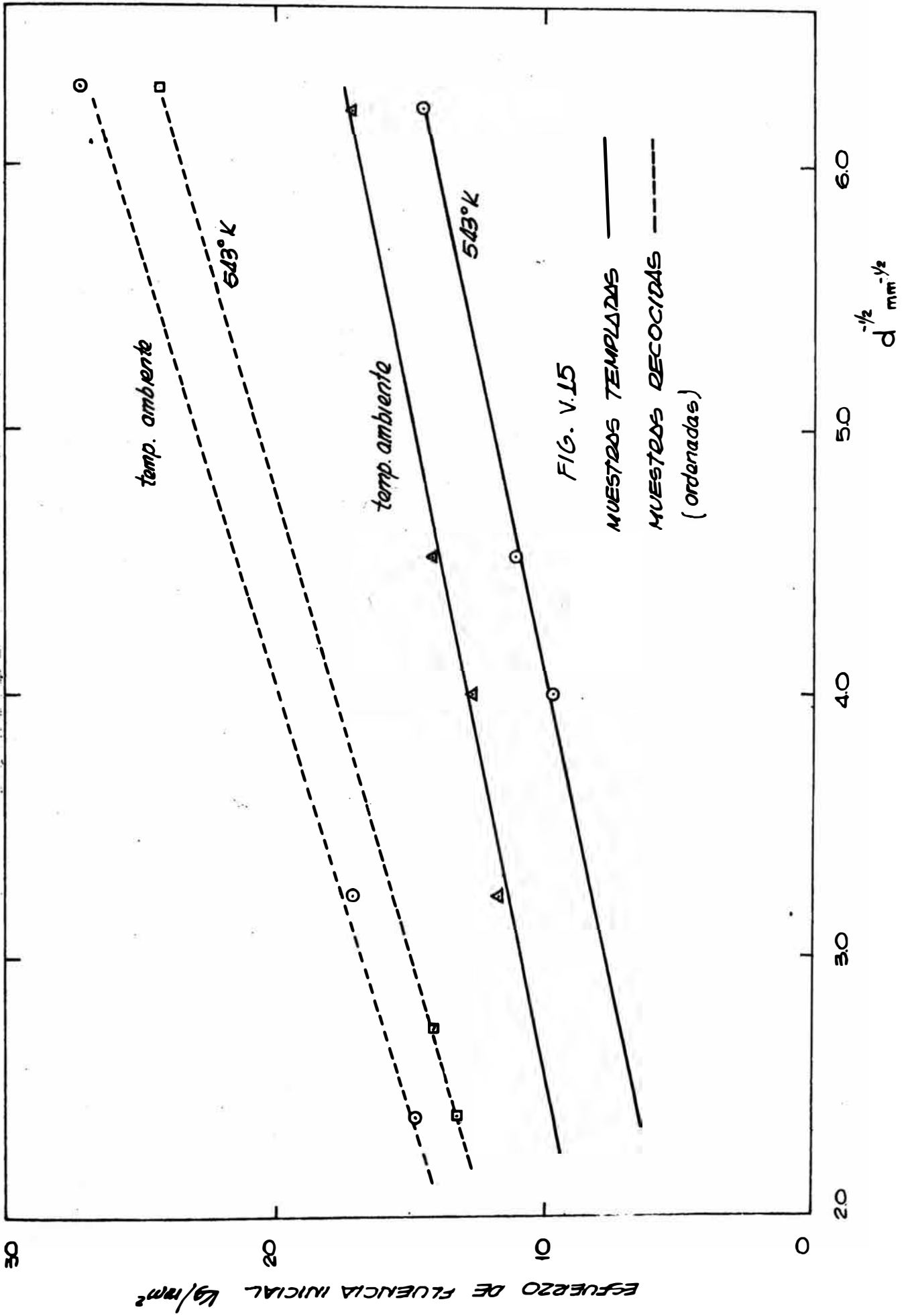


FIG. V.15

MUESTRAS TEMPLADAS
 MUESTRAS RECOCIDAS
 (ordenadas)

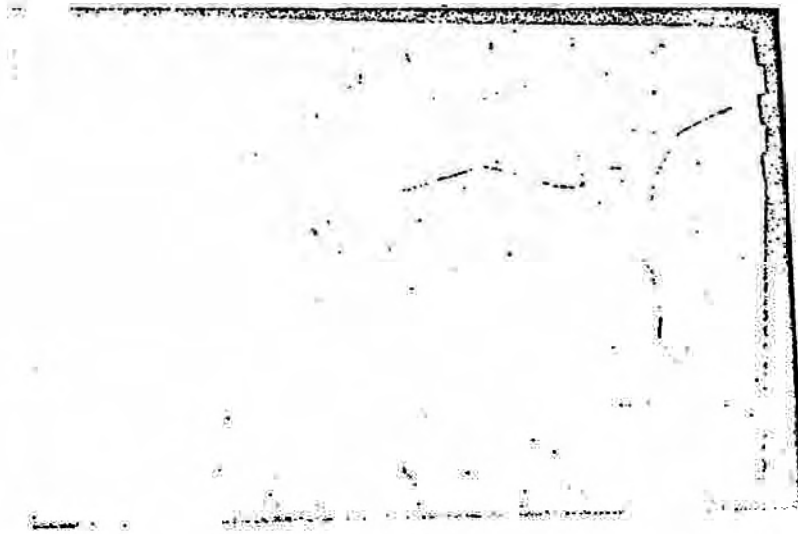


Fig. V.16



Fig. V.17

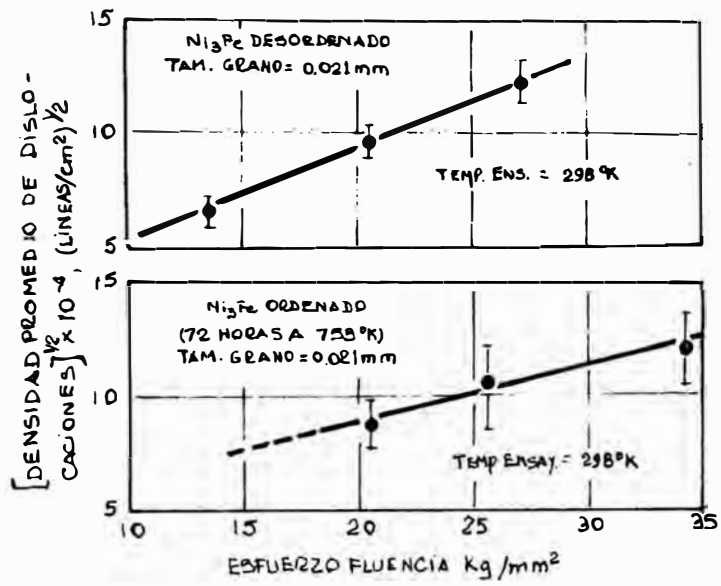


FIG. V.18

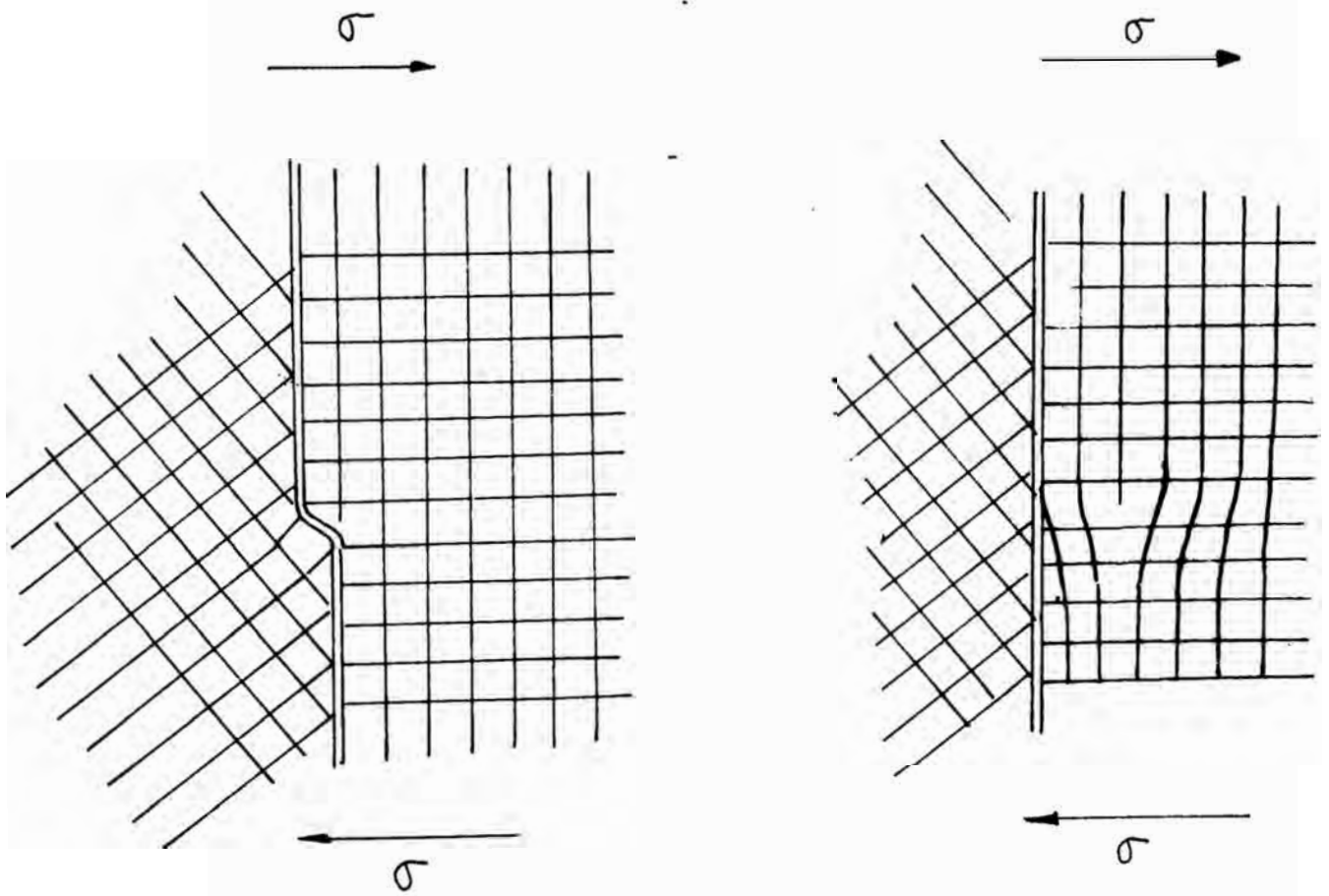
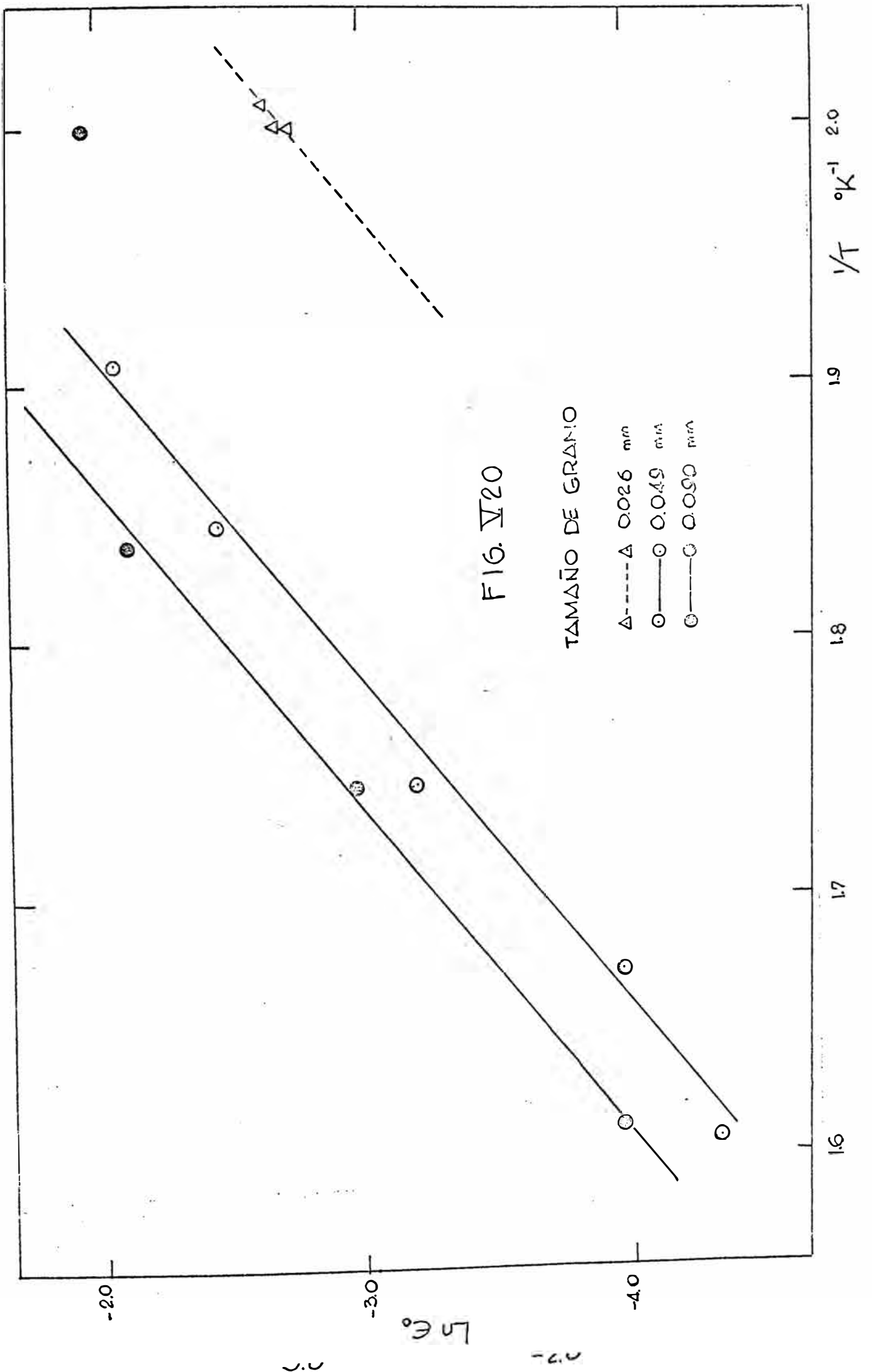
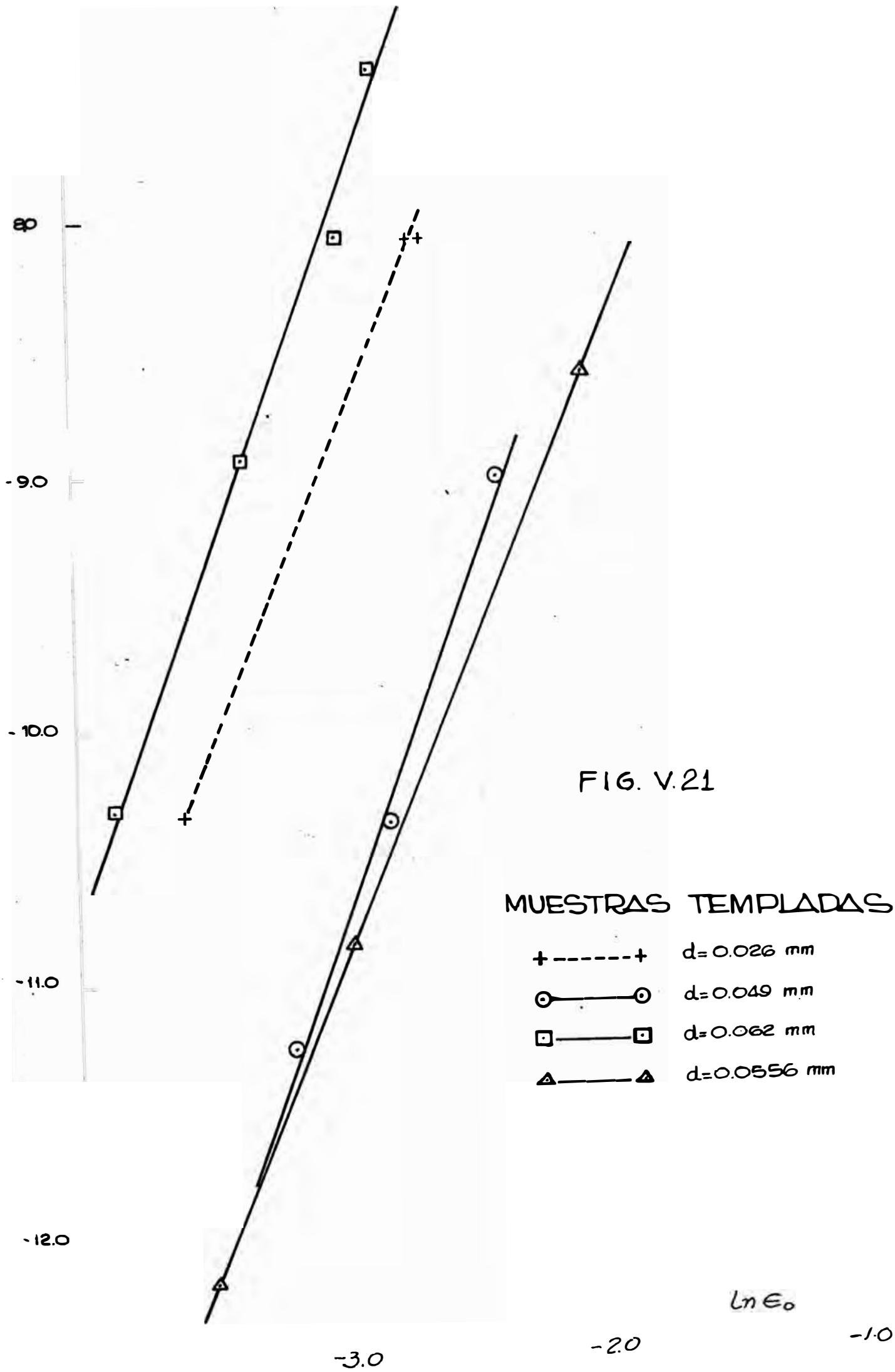


FIG. V.19





8.0
-9.0
-10.0
-11.0
-12.0

-3.0

-2.0

-1.0

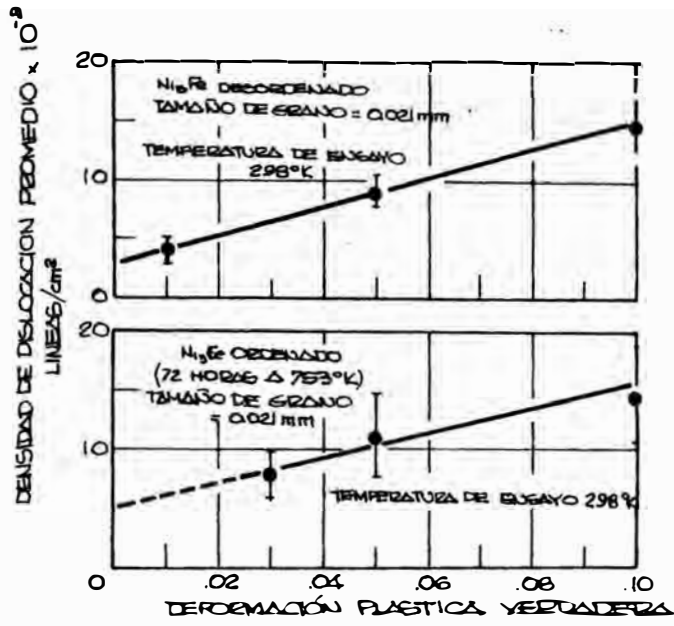


FIG. V.22

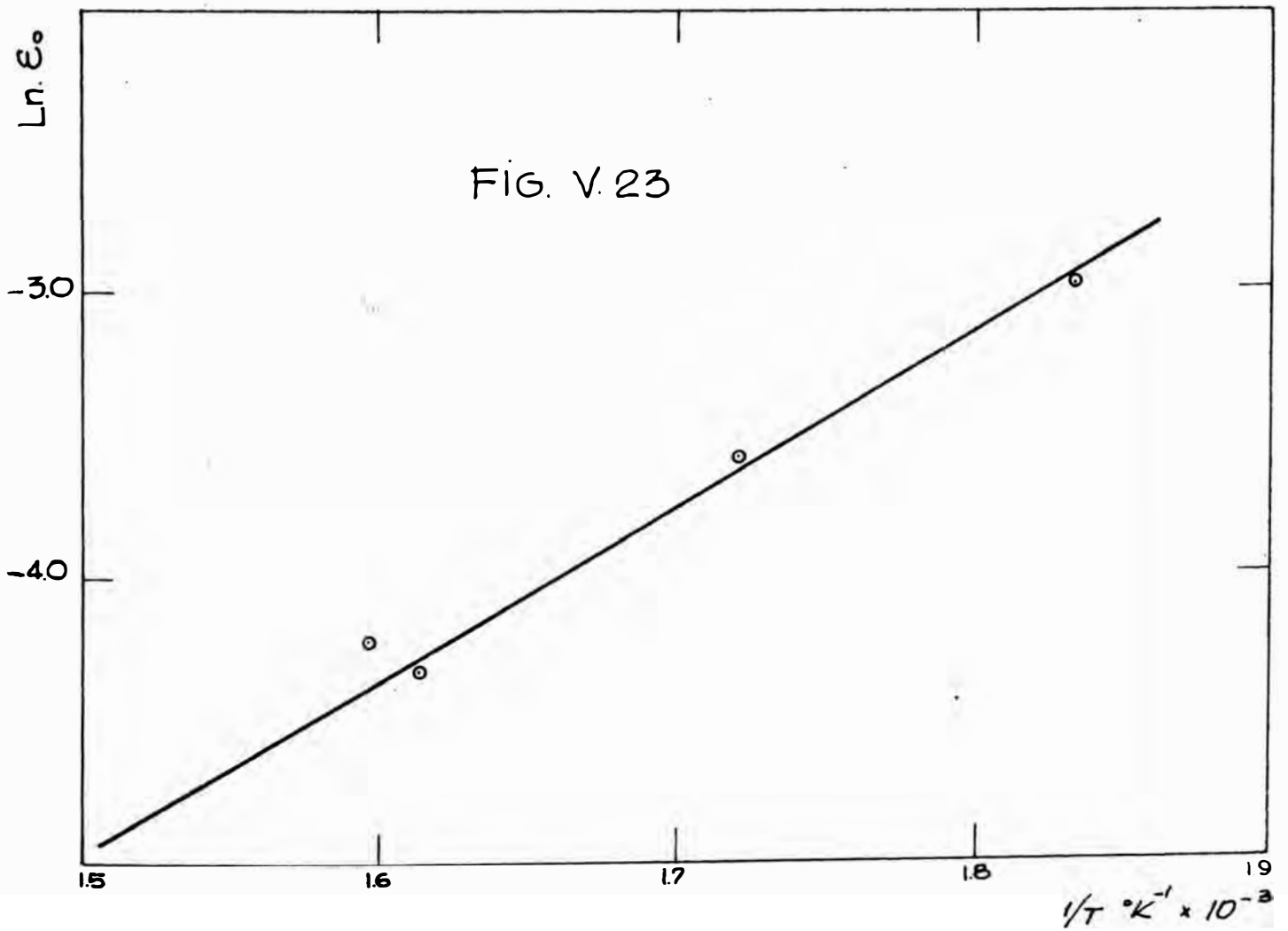


FIG. V. 24.

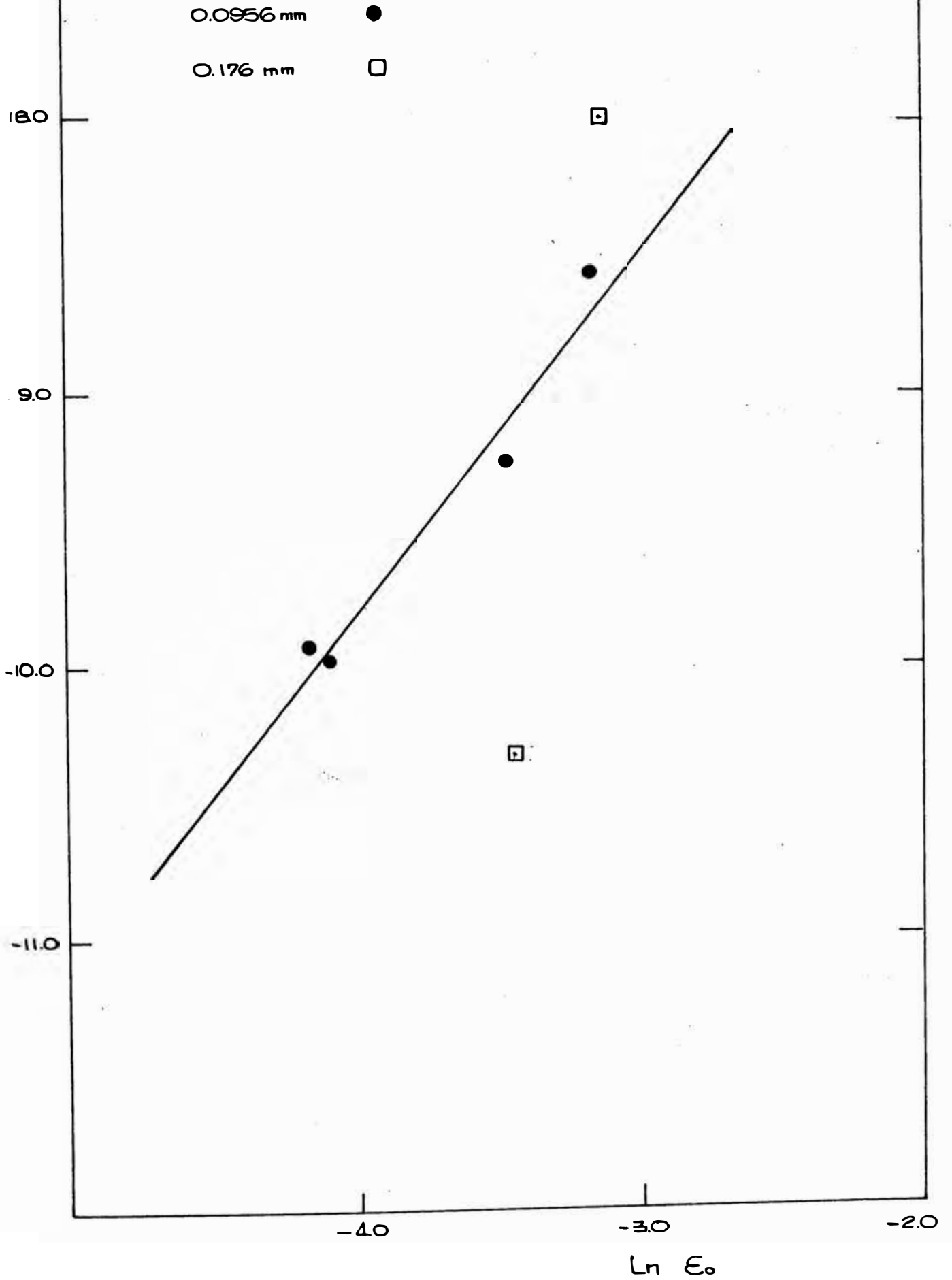
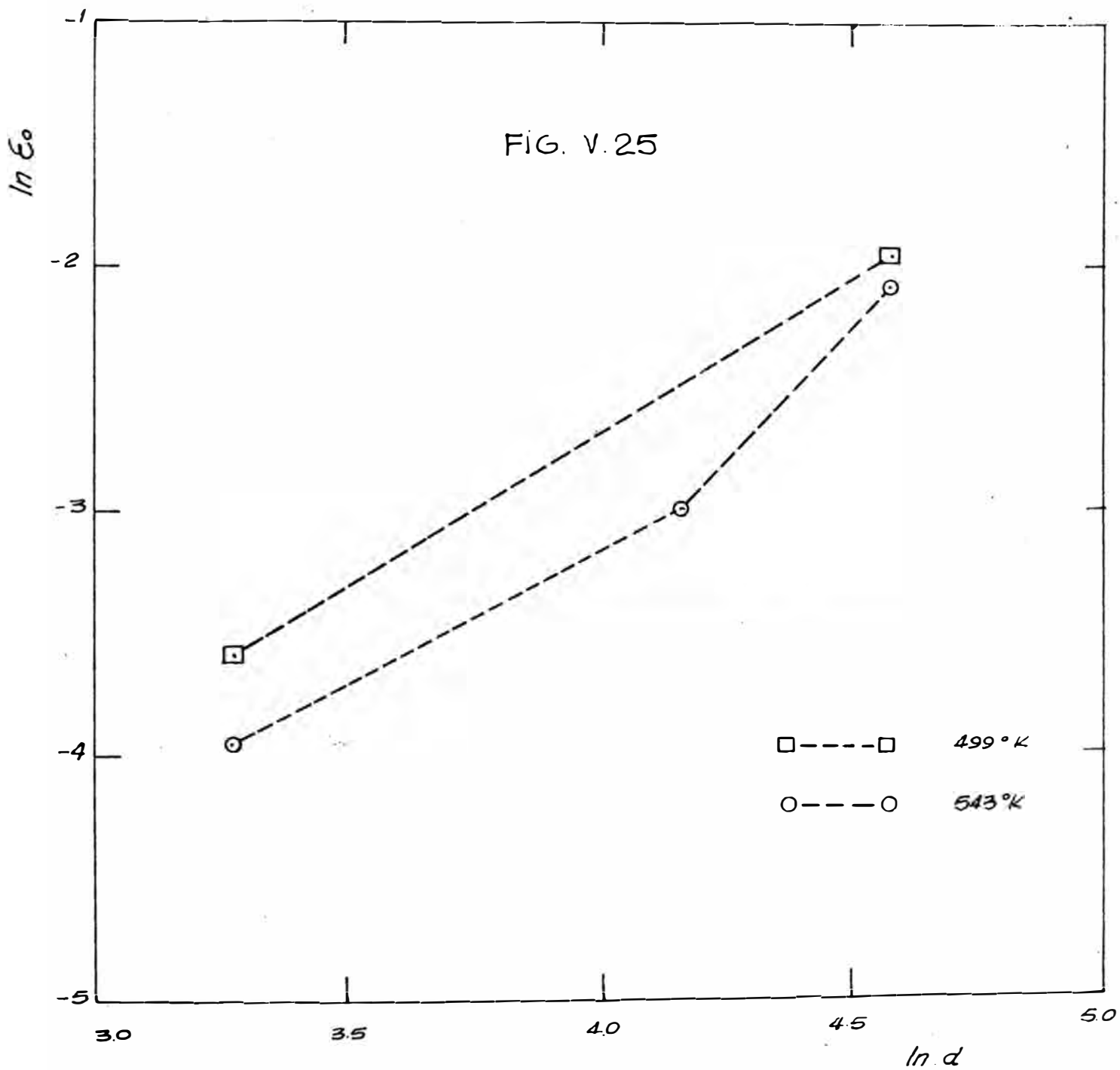


FIG. V.25



CAPITULO VI

CONCLUSIONES

VI.1 Muestras policristalinas de Ni_3Fe templadas y con tamaño de grano de 0.026 mm, 0.049 mm, 0.062 mm y 0.0956 mm fueron traccionadas en el rango de 478°K y 621°K, con velocidad de cabezal entre 0.0005 cm/m y 0.1 cm/m.

Ensayos similares se hicieron para el Ni_3Fe ordenado con tamaño de grano de 0.026 mm, 0.095 mm y 0.176 mm. El rango de temperatura elegido fue entre 545°K y 653°K, con velocidades de cabezal entre 0.002 cm/m y 0.01 cm/m.

VI.2 Para el templado se utilizaron muestras previamente deformadas en frío por forja rotativa, seguido de un calentamiento entre 300°C y 900°C. Esto último produjo una rápida recristalización del material.

Como la concentración de vacancias en equilibrio térmico es suficiente para promover el orden de corto alcance en unos / cuantos minutos a la temperatura crítica de orden-desorden, las muestras se enfriaron lo más rápidamente posible a fin de prevenir la formación de dicho orden. El templado entonces, tuvo por finalidad producir Ni_3Fe como solución sólida desordenada.

VI.3 En el recocido de ordenamiento con muestras inicialmente deformadas en frío, la recristalización fue parcial.

En muestras recristalizadas y templadas se observó que el tamaño de grano no variaba con el recocido de ordenamiento.

De acuerdo a la cinética conocida, durante el recocido de ordenamiento aparece en primer lugar el orden de corto alcance. Dentro de esta matriz es que se forma el orden de largo alcance por un proceso de nucleación y crecimiento.

VI.4 Las curvas de tracción presentaron aserramientos al cabo de una deformación plástica homogénea crítica, la que resultó ser una función creciente con la temperatura y una función decreciente con la velocidad de deformación. En las muestras templadas se observó además que la deformación crítica aumentaba con el tamaño de grano.

Para las muestras desordenadas la correlación de la deformación crítica con la temperatura y la velocidad de deformación es la prevista por los modelos de Cottrell y Friedel. La energía de activación que se infiere de dichos modelos resultó algo mayor que la energía de activación para la migración de vacancias, pero menor que la correspondiente para la difusión del Fe y del Ni en aleaciones de Ni.

En el caso de las muestras ordenadas, la existencia de la deformación crítica y su dependencia con la temperatura y la velocidad de deformación, no pueden ser explicadas en función del envejecimiento dinámico ni tampoco en función del maclado mecánico continuo.

VI.5 El inicio de los aserramientos fue por lo general bastante impreciso y no siempre estuvo precedido por la aparición de picos de cesión. Una vez iniciados los aserramientos éstos continuaron hasta la rotura de la probeta.

En las muestras desordenadas, los aserramientos en su etapa inicial se presentaron como una sucesión de escalones o mesetas aserradas. Conforme aumentó la deformación y/o la velocidad de cabezal de la máquina (y por consiguiente la velocidad de deformación), los aserramientos escalonados se acortaron progresivamente para dar lugar a la aparición de picos de fluencia; es decir, fluencia aserrada tipo A. Ocasionalmente se obtuvo fluencia aserrada tipo C, caracterizada por una sucesión de caídas en el esfuerzo de fluencia.

En las muestras ordenadas, la fluencia aserrada fue del tipo A. Los picos de fluencia fueron mucho más pequeños que los

de las muestras desordenadas pero más uniformemente espaciados.

La amplitud de los aserramientos de las muestras templadas aumentó con la deformación, la temperatura y la velocidad de deformación. Ello no fue así en el caso de las muestras ordenadas, en donde los picos de los aserramientos se mostraron insensibles ante variaciones de los parámetros mencionados.

VI.6 El esfuerzo de cesión para las muestras desordenadas y ordenadas resultó ser una función creciente con la temperatura. El mismo comportamiento se observó para el esfuerzo de fluencia de muestras desordenadas con tamaño de grano de 0.026 mm y 0.049 mm.

La sensibilidad negativa a la velocidad de deformación por la cual el esfuerzo de fluencia disminuye con la velocidad de deformación fue observado en las muestras templadas con tamaño de grano de 0.049 mm y 0.062 mm. En los otros casos las variaciones de la temperatura y la velocidad de deformación no afectaron mayormente al esfuerzo de fluencia.

El aumento del esfuerzo de cesión y del esfuerzo de fluencia con la temperatura encuentran su explicación en el envejecimiento dinámico. El aumento de la temperatura y la concentración de vacancias creadas durante la deformación crítica y la disminución en la velocidad de deformación son factores que promueven el envejecimiento dinámico, puesto que de un lado se aumenta la difusión del soluto y de otro lado se retarda el movimiento de las dislocaciones. El resultado es un aumento de la resistencia al deslizamiento de las dislocaciones.

De la misma manera se explica el aumento de la amplitud de los aserramientos con el aumento de la temperatura y de la deformación, y la disminución en la velocidad de deformación.

VI.7 Los ensayos efectuados a 298°K y a 543°K demostraron que el esfuerzo de cesión aumentó proporcionalmente con la inversa de la raíz cuadrada del tamaño de grano. En otras palabras, para el esfuerzo de cesión del Ni₃Fe tanto desordenado como ordenado se verificó la relación de Hall-Petch.

El endurecimiento debido al tamaño de grano fue mucho más rápido en las muestras ordenadas que en las muestras desordenadas. Dos factores que contribuyen a este hecho son, que el orden / de largo alcance reduce el número de sistemas de deslizamiento y el número de dislocaciones generadas por unidad de superficie de borde de grano. Esto último posiblemente ocurre por los límites de dominio de antifase que crearía el deslizamiento de las dislocaciones que emergen de los bordes de granos.

VI.8 El esfuerzo de cesión, el coeficiente de endurecimiento por trabajado y la fragilización incrementaron notoriamente con el recocido de ordenamiento.

El aumento en el esfuerzo de cesión se debe a la reducción en el número de dislocaciones móviles debido al anclaje de las / mismas, por los límites de dominio de antifase que se crean durante el ordenamiento. Por otro lado la intersección de las dislocaciones con los límites de dominio de antifase existentes dan lugar a nuevos límites de dominio de antifase, lo cual se traduce en un incremento energético que se opone al deslizamiento de las dislocaciones.

El aumento en el coeficiente de endurecimiento por trabajado se explica por la producción continua de límites de dominio / de antifase que se van generando bien sea por el deslizamiento / cruzado de las superdislocaciones o por la intersección de éstas con la foresta de dislocaciones. De acuerdo con estos dos mecanismos, el esfuerzo de fluencia debe aumentar con la temperatura.

VI.9 También se efectuaron ensayos de tracción a temperatura ambiente sin que se observase aserramiento alguno.

En el punto de cesión, cuando éste pudo detectarse como un punto de inflexión o como un pico de cesión, se notó la estricción de la probeta en uno de sus hombros. La propagación de las estricciones coincidió con la aparición de mesetas aserradas en el tramo correspondiente a la deformación de Lüders. En este aspecto existe similitud entre la deformación de Lüders con la fluencia aserrada escalonada, en el inicio de los aserramientos.

CAPITULO VII

FUTURAS LINEAS DE TRABAJO

VII.1 Como existe poca documentación sobre la fluencia aserrada en soluciones sólidas con orden de largo alcance, algunas de las cuales aun son contradictorias, es necesario desarrollar técnicas experimentales alternativas para estudiar este fenómeno. Al respecto los trabajos podrían orientarse en dirección a obtener energías de activación que permitan verificar la existencia de envejecimiento dinámico en las super-redes y los posibles mecanismos que los controlen.

VII.2 Otro aspecto que requiere ser abordado es el estudio mediante microscopía electrónica por réplicas y por transmisión de monocristales y policristales ordenados de Ni_3Fe , especialmente en el estado deformado. Las cuestiones a dilucidar serían: mecanismos operativos durante la deformación, endurecimiento latente en sistemas secundarios de deslizamiento, creación / creación de límites de dominio de antifase y los mecanismos que los generan.

VII.3 Entre los aspectos de interés tecnológico que estan estrechamente ligados al fenómeno en cuestión podemos señalar: el endurecimiento y fragilización del material, y la heterogeneidad de la deformación plástica.

El endurecimiento y la fragilización del material que suele acompañar al envejecimiento dinámico, ofrecen la posibilidad de desarrollar nuevos tratamientos termomecánicos mediante los cuales se obtengan materiales que combinen buenas características plásticas con alta resistencia mecánica en el acabado.

La deformación plástica heterogénea es un problema que suele presentarse en muchos procesos de conformado. El estudio de los parámetros que controlan el proceso de envejecimiento dinámico constituye una buena aproximación en la elaboración de una teoría racional aplicable al problema mencionado.

VII.4 La introducción de superdislocaciones y límites de dominio de antifase mediante el orden de largo alcance, produce cambios notables en las propiedades mecánicas de las aleaciones, en particular el gran aumento de la resistencia mecánica. Tales modificaciones ya han sido explicadas en función de la interacción entre los defectos mencionados.

Cabe añadir que el deslizamiento cruzado y el trepado de dislocaciones se ven restringidos con la formación de superdislocaciones. Esto trae como consecuencia que procesos tales como el de recuperación y recristalización se retarden o se desplacen hacia mayores rangos de temperatura.

Por consiguiente, los tratamientos térmicos conducentes a la formación de orden de largo alcance constituyen nuevas opciones en los procesos para producir el endurecimiento de las aleaciones, inclusive a temperaturas moderadamente altas.

CAPITULO VIII

APENDICE

VIII.A.1 El fenómeno Portevin-LeChatelier como una manifestación mecánica

A tal efecto se utilizará el modelo mecánico de Davidenkov (1)

Sea una cinta sinfín (Fig. VIII.1) que se desplaza a velocidad constante V_0 . Sobre ella reposa una pequeña masa m de abscisa x y unida a un resorte. F es la fuerza de fricción entre la masa y la cinta.

La ecuación de movimiento de la masa m es:

$$m\ddot{x} = -kx + F \quad (\text{VIII.1})$$

Supongamos que $F = F(V_0 - \dot{x})$, de la forma representada en la Fig. VIII.2 y que m es lo suficientemente pequeña como para que la aceleración \ddot{x} sea infinita cuando:

$$(a) \quad kx \neq F(V_0 - \dot{x})$$

$$(b) \quad \frac{d}{d(V_0 - \dot{x})} F(V_0 - \dot{x}) = 0 \quad \text{en } M_1, \text{ puesto que:}$$

$$k\dot{x} = \ddot{x} \frac{d}{d(V_0 - \dot{x})} F(V_0 - \dot{x})$$

(1)

Davidenkov N. N.; Sol. Stat. Phys. - Vol. III, 2459 (1961)

VIII - 2

1.- Cada punto de la curva VIII.2 representa una posición de equilibrio en donde $\dot{x} = 0$ y $kx = F(V_0 - \dot{x})$

2.- Para cualquier punto fuera de la curva y teniendo en cuenta la condición (a), \ddot{x} será $+\infty$ si $F < kx$ y \ddot{x} será $-\infty$ si $F > kx$. Ambos casos producen un salto brusco en la velocidad x , manteniéndose x prácticamente constante. Estos saltos bruscos se esquematizan en la Fig. VIII.2b

3.- Si $V_0 > V_1$, Figura VIII.2c, los estados representados por los puntos P_1 , P_2 y P_3 seguirán las trayectorias indicadas por las flechas para alcanzar el punto de equilibrio estable S. En dicho punto entonces $\dot{x} = 0$

4.- Si $V_0 < V_1$, Figura VIII.2d, cualquiera sea el estado inicial de no equilibrio, el movimiento se inicia con $V_0 - x = 0$. kx aumenta hasta F_0 , la aceleración se hace infinita de manera que se alcance el punto C sin que x tenga tiempo a cambiar. Se sigue luego la trayectoria CM_1 . Como en M_1 , $\ddot{x} = +\infty$ (condición b) la trayectoria a seguir es M_1A en vez de M_1I . De ésta manera el ciclo se repite. Luego para $V_0 < V_1$ el equilibrio es inestable.

La trayectoria AB representa la tensión del resorte, existiendo contacto entre la masa y la cinta.

La trayectoria CM_1 representa el retorno de la masa para que el contacto entre ésta y la cinta se restablezca.

Haciendo una analogía con una máquina de tracción (Fig. VIII.3) podemos asimilar a V_0 como la velocidad del cabezal móvil de la máquina y a \dot{x} como la velocidad de la mordaza móvil.

Luego $V_0 - \dot{x}$ representará la velocidad de alargamiento plástico y F la fuerza de deformación.

En consecuencia para que se produzcan aserramientos (Fig. VIII.4), V_0 debe ser tal que:

$$\frac{d}{d(V_0 - \dot{x})} F(V_0 - \dot{x}) < 0$$

VIII.A.2 Variación de la velocidad de deformación en el curso de un ensayo de tracción

La Figura VIII.5 representa una curva de tracción en donde la carga F está en función del alargamiento L .

Designemos por:

V_0 = Velocidad de alargamiento (velocidad del cabezal móvil de la máquina)

V_p = Velocidad de alargamiento plástico

m_0 = Pendiente de la fase elástica

m = Pendiente de la fase plástica

Luego

$$V_p = \frac{d}{dt} (L - x) \quad (\text{VIII.2})$$

donde L es el alargamiento total y x el alargamiento elástico.

Pero

$$V_0 = \frac{d}{dt} L \quad (\text{VIII.3})$$

$$m = \frac{d}{dL} F \quad (\text{VIII.4})$$

$$m_0 = \frac{d}{dx} F \quad (\text{VIII.5})$$

Sustituyendo VIII.3, VIII.4 y VIII.5 en VIII.2:

$$V_p = V_0 \left(1 - \frac{m}{m_0} \right) \quad (\text{VIII.6})$$

Como podrá apreciarse, si bien es cierto que la velocidad del cabezal de la máquina es constante, la velocidad de alargamiento (o deformación) plástica varía, teóricamente, desde cero en el punto de cesión ($m = m_0$) hasta un valor V_0 , cuando aparece la estricción ($m = 0$).

FIG. VIII.1

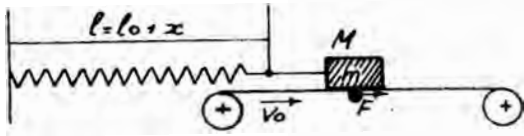


FIG. VIII.2

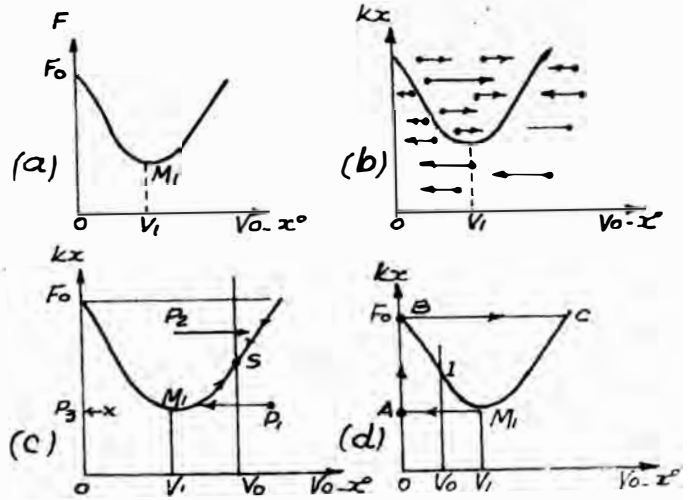
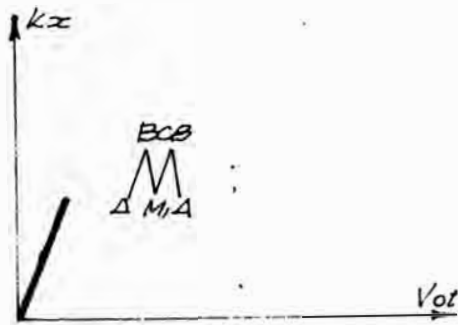
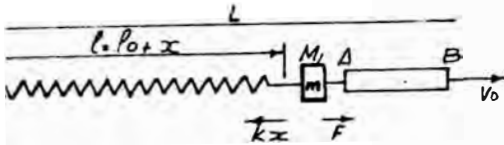
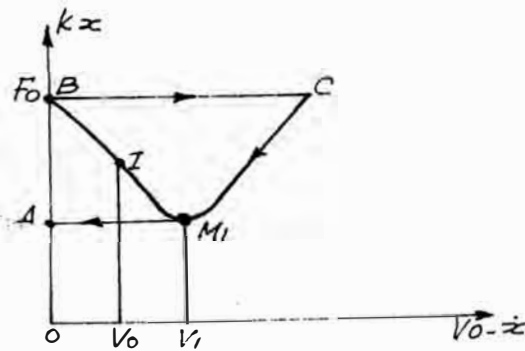


FIG. VIII.3



(a)

FIG. VIII.4



(b)

FIG. VIII.5

