

C.N.E.A. Biblioteca	
ARCHIVO PUBLICACIONES	
Nº 1	AÑO 1973

04.73.09

GON

B25

04.73.

UNIVERSIDAD NACIONAL DE CUYO
COMISION NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA
INSTITUTO DE FISICA " Dr. JOSE A. BALSEIRO "

ENDURECIMIENTO POR IRRADIACION CON NEUTRONES RAPIDOS
EN MONOCRISTALES DE MAGNESIO, ZINC Y COBRE A 77°K

HECTOR CARLOS GONZALEZ

Tesis presentada para optar por el título de "Doctor en Física"

1973


04.73.

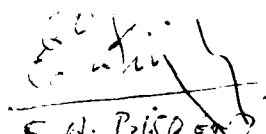
UNIVERSIDAD NACIONAL DE CUYO
COMISION NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA
INSTITUTO DE FISICA " Dr. JOSE A. BALSEIRO "

ENDURECIMIENTO POR IRRADIACION CON NEUTRONES RAPIDOS
EN MONOCRISTALES DE MAGNESIO, ZINC Y COBRE A 77°K

HECTOR CARLOS GONZALEZ

Tesis presentada para optar por el título de "Doctor en Física"


1973
Lic Hektor Carlos Gonzalez


E. A. Balseiro
ASESOR CIENTIFICO

RESUMEN

Se crecieron monocristales de Mg y Zn requiriendo ambos diferentes exigencias. En el caso del Mg el problema es que se pega al crisol a menos que se lo desgase muy bien ($U \sim 5 \cdot 10^{-6}$ torr/litro.seg, $T=200$ grados C). El Zn requiere una buena orientación para que no clive a Nitrógeno líquido. En base a los valores de las tensiones de clivaje del plano basal y prismático (que se determinaron en función de la dosis) se obtuvo una orientación igual a :

0001 = 51°

1010 = 48°

1120 = 39°

Para realizar las experiencias in situ a temperatura de Nitrógeno líquido se colaboró en la instalación y puesta a punto del criostato que funciona en el reactor RA1 de la CNEA. Se diseñó y se puso en funcionamiento una micromáquina de tracción con una sensibilidad a la deformación de $3 \cdot 10^{-6}$ cm/cm y a la fuerza aplicada de ≈ 8 gr.

Las conclusiones importantes son que a bajo flujo el endurecimiento por irradiación responde al modelo de barreras dispersas que se crean proporcionalmente al tiempo de irradiación (t), o sea :

$$C = C_0^{0.5} \quad C = K(\phi t)$$

donde C es la concentración de defectos por unidad de volumen. Interpretamos que estas barreras en el caso del Zn son lazos de vacancias e intersticiales dado su similitud con respecto al Cu en lo que hace al daño por radiación. Ambos presentan un comienzo de saturación al endurecimiento a partir de una dosis de $2 \cdot 10^{16}$ neut/cm². En el caso del Mg estas barreras probablemente son vacancias aisladas. A ~~mayor~~ flujos mayores de $3,5 \cdot 10^{16}$ aparece una tensión de fluencia inferior constante (en función de la dosis) presumiblemente debida a lazos de intersticiales nucleados homogéneamente. Esta tensión inferior es obtenida, luego de sucesivas caídas de tensión, con deformaciones mayores del 4%.

La tensión de irradiación (como si las barreras estuvieran solas) se adiciona a la componente atómica de la tensión inicial. Cuando esta posee componente térmica las barreras responsables compiten con las barreras creadas por irradiación hasta que a más alto flujo las primeras se hacen transparentes a las dislocaciones.


Lic. Héctor Carlos Gonzalez


Dr. E. A. Bisogni
Asesor Científico

A Cristina
A mis padres

I N D I C E

AGRADECIMIENTOS

CONSIDERACIONES GENERALES

Pag.

CAPITULO I- INTRODUCCION

1.1	DAÑO POR RADIACION EN METALES	1
	1.1.2 Irradiación neutrónica	1
1.2	CAMINO LIBRE MEDIO DE UN NEUTRON PARA PROVOCAR UN DESPLAZAMIENTO ATOMICO	1
	1.2.1 Umbral de desplazamiento	1
	1.2.2 Sección eficaz de desplazamiento	2
	1.2.3 Colisiones elásticas con neutrones rápidos	3
	1.2.4 Camino libre medio de un neutrón para provocar un desplazamiento atómico en Mg, Zn y Cu.	4
1.3	PERDIDA DE ENERGIA DEL ATOMO PRIMARIO	6
1.4	CAMINO LIBRE MEDIO DE UN ATOMO EN COLISIONES ELASTICAS EN LA RED	9
1.5	FORMACION DE LAZOS DE DISLOCACIONES	14
1.6	ENERGIA PROMEDIO PERDIDA POR EL ATOMO PRIMARIO ASOCIADA CON UN ESPECTRO DE FISION	18
1.7	COMPARACION DEL DAÑO POR RADIACION EN Mg, Zn y Cu	19
1.8	ENDURECIMIENTO POR IRRADIACION	21
	1.8.1 Recuperado del endurecimiento por irradiación	23
	1.8.2 Teoría de Seeger	25
	1.8.3 Dependencia de la tensión crítica resuelta con la dosis neutrónica	28
1.9	PLAN DE TRABAJO	37
	1.9.1 Introducción	37
	1.9.2 Plan de trabajo	40

CAPITULO II-EXPERIMENTAL

II.1	ELECCION DE ORIENTACION DE LOS CRISTALES	41
II.2	PREPARACION DE MUESTRAS	45
	II.2.1 Desgasado	47
II.3	CRIOSTATO	48
	II.3.1 Introducción	48
	II.3.2 Descripción	49
	II.3.3 Estimación del contenido máximo de oxígeno en nitrógeno	52
II.4	MICROMAQUINA DE TRACCION	57
	II.4.1 Introducción	57
	II.4.2 Descripción	57
	II.4.3 Teoría de su funcionamiento	59
	II.4.4 Sistema operacional	63

CAPITULO III-RESULTADOS

III.1	Introducción	67
III.2	Integración del flujo	67
III.3	Mediciones en Magnesio	69
III.4	Mediciones en Zinc	88
III.5	Mediciones en Cobre	109

CAPITULO IV-DISCUSIONES Y CONCLUSIONES

IV.1	DISCUSION Y CONCLUSIONES EN Mg.	119
	IV.1.1 Curvas de tracción	119
	IV.1.2 Caídas de tensión	120
	IV.1.3 Dependencia con la dosis para $\phi^t < \Phi_T$	121
IV.2	DISCUSION Y CONCLUSIONES EN Zn	123
	IV.2.1 Curvas de tracción	123
	IV.2.2 Dependencia con la dosis	123
IV.3	DISCUSION Y CONCLUSIONES EN Cu	126
	REFERENCIAS	129

AGRADECIMIENTOS

El presente trabajo ha sido realizado en los laboratorios del Departamento de Metalurgia y en el reactor RAI, ambos de la Comisión Nacional de Energía Atómica. Deseo expresar aquí en forma general mi sincero agradecimiento a todo el personal, tanto de uno como de otro que ha colaborado de distintas maneras durante el desarrollo del mismo.

Deseo manifestar mi agradecimiento al Doctor Edgardo Bisogni, padrino de tesis, por las importantes discusiones en el análisis de resultados y por el apoyo brindado durante la realización y escritura de este trabajo.

También deseo expresar mi reconocimiento al Doctor T.H. Blewitt por haberme orientado en esta línea de trabajo durante su permanencia en nuestro laboratorio y por sus importantes sugerencias.

Agradezco igualmente al Doctor M. Ipohorski por el interés prestado a este trabajo y a la Doctora Delfina Recabarra por facilitarme las mediciones de flujo del RAI.

Quiero expresar mi especial agradecimiento al Sr. Jorge Talia por el crecimiento y orientación de los monocristales, así como por la ayuda prestada durante el curso de las experiencias.

Consideraciones generales

En la tecnología de los modernos reactores de potencia es fundamental el conocimiento de las propiedades mecánicas de los materiales sometidos a radiación que forman parte del reactor. En particular, el incremento de la temperatura de transición frágil-dúctil en los aceros de los recipientes de presión o el creep biaxial en las vainas de zircalloy de los elementos combustibles, son datos que se tienen en cuenta en el diseño de reactores.-

Desde el punto de vista básico, para comprender lo que sucede a nivel atómico es necesario hacer ciertas simplificaciones: trabajar con metales puros, monocristalinos, congelar los defectos producidos (bajas temperaturas) etc. y aún así los procesos físicos son muy complejos.

Un primer intento de comprender la influencia de la radiación sobre las propiedades mecánicas de los metales fue realizado en 1950 por Blewitt y col. Trabajaron en monocristales de Cu y encontraron un espectacular aumento de la tensión de fluencia en función de la dosis de neutrones rápidos recibida: la tensión aumentó veintidos veces para una dosis de 2×10^{19} neutrones/cm². Desde entonces hasta el presente se ha desarrollado una fructífera investigación en materiales f.c.c. En materiales hexagonales muy poco se ha realizado hasta la fecha a pesar que algunos elementos del reactor tienen esta estructura (zircalloy).

El grupo de Daño por Radiación de la CNEA, Gerencia de Tecnología, ha comenzado un programa de investigaciones en materiales h.c.p. dentro del cual está enmarcado el presente trabajo sobre propiedades mecánicas en materiales irradiados.-

Capítulo I

1-i Daño por radiación en metales

Cuando un cristal es sometido a radiación energética se crean defectos e imperfecciones. El arreglo espacial de los defectos después de la irradiación es generalmente descripto como el "daño por radiación".-

La irradiación con partículas energéticas es una poderosa herramienta ya que gran cantidad de defectos puede ser introducida de una manera controlada y de esta forma regular aquellas propiedades que son sensibles a los defectos.-

1-i-2 Irradiación neutrónica

Se trata de partículas sin carga que no sufren pérdida de energía por interacción coulombiana con los electrones de unión del cristal.-La transferencia de energía se realiza con los núcleos del cristal. Esta interacción puede ser una colisión elástica o inelástica.-En el primer caso la energía cinética total, suma de las energías cinéticas de las partículas intervinientes, es la misma antes y después de la colisión.-En la colisión inelástica parte de la energía cinética inicial se convierte en radiación electromagnética o energía de excitación del átomo como conjunto. A veces el neutrón es absorbido en su colisión con el átomo al que cede toda su energía y produce una reacción nuclear. En átomos pesados puede llegar a producirse la fisión pero en general la absorción de un neutrón es seguida por la emisión γ (reacción $n-\gamma$).-

1-2- Camino libre medio de un neutrón para provocar un desplazamiento atómico

1-2-i: Umbral de desplazamiento

La producción de "daño" en la red al irradiar con neutrones implica que estas partículas poseen una energía suficiente como para desplazar un átomo de su sitio dejando éste vacante o sea producir un par de Frenkel.

La energía E_d necesaria para esto se considera de 25-30 eV (1) o sea del orden de cuatro veces la energía de sublimación del metal considerado.-Esto equivale a pensar que si la energía transferida (E_2) es menor que E_d , la probabilidad de desplazar el átomo es cero y si es mayor que E_d la posibilidad es uno.-Los efectos de las vibraciones atómicas introducen un "ancho natural" del orden de kT ($k = \text{cte de Boltzmann}$, $T = \text{temperatura absoluta}$). Se puede construir una función idealizada llamada "curva de probabilidad de desplazamiento" $P(E_2)$ (Figura 1-1) (2) donde ahora se tiene posibilidad 1/2 de desplazar un átomo con una energía E_d (Energía de Wigner).

Es evidente que esta función $P(E_2)$ depende de la dirección cristalográfica en que es transferida la energía.-

1-2-2 Sección eficaz de desplazamiento

La sección eficaz de desplazamiento para colisiones elásticas se define (3) como:

$$\sigma(\Omega)d\Omega = \frac{\text{N}^\circ \text{ de part. dispersadas en el áng. sol. } d\Omega \text{ por unidad de tiem.}}{\text{intensidad incidente}}$$

Se deduce fácilmente que:

$$\sigma(\Omega)d\Omega = -2\pi p dp$$

donde p es el parámetro de impacto.

También se puede escribir

$$\sigma(\Omega)d\Omega = \sigma(E_1, E_2)dE_2 = -2\pi p dp \quad (1)$$

donde E_1 es la energía de las partículas incidentes.

Se puede interpretar $\sigma(E_1, E_2)dE_2$ como la probabilidad (no normalizada), medida en área, de que la energía transferida esté entre E_2 y $E_2 + dE_2$. Para esta energía transferida existe una probabilidad $P(E_2)$ para que se produzca un desplazamiento.

La sección eficaz de desplazamiento es (2):

$$\begin{aligned} \sigma_d(E_1) &= \int_0^{\hat{E}_2} P(E_2) \frac{d\sigma(E_1, E_2)}{dE_2} dE_2 = \\ &= 2\pi \int_0^{\hat{E}_2} P(E_2) p \frac{dp}{dE_2} dE_2 \end{aligned} \quad (2)$$

Donde \hat{E}_2 es la energía máxima que se puede transferir en la colisión.-

La energía transferida se deduce de consideraciones de conservación de impulso y energía (1)

$$\begin{aligned} E_2 &= \mathcal{L} E_1 \text{ sen}^2\left(\frac{\phi}{2}\right) \\ \mathcal{L} &= \frac{4 M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} \\ \hat{E}_2 &= \mathcal{L} E_1 \end{aligned} \quad (3)$$

ϕ es el ángulo de dispersión en el centro de la masa y depende del potencial de interacción y del parámetro de impacto.

M_1 masa de la partícula incidente

M_2 masa de la partícula que retrocede

Es de hacer notar que si se toma $P(E_2)$ como una función escalón tal como se hace comunmente es:

$$\sigma_d(E_1) = \int_{E_d}^{\hat{E}_2} \frac{d\sigma(E_1, E_2)}{dE_2} dE_2 = \pi p^2 \quad (4)$$

y en este caso esta última expresión coincide con la sección eficaz para transferir una energía mayor que E_d ($\sigma_{E_d}(E_1)$) pero los conceptos son distintos.-

1-2-3 Colisiones elásticas con neutrones rápidos

En reactores térmicos como los que se usan en daño por radiación el espectro rápido está dado aproximadamente por el espectro de fisión del U^{235} inducido por neutrones térmicos (4) (Fig.1-7). Este tiene un máximo alrededor de 2MeV . Neutrones con energía mucho menor son capaces de provocar un desplazamiento atómico por colisión directa.

La ec.(3) se convierte en el caso de $M_1=m$ masa del neutrón, despreciable con respecto a M_2 :

$$E_2 = \frac{4}{A} E_1 \quad (5)$$

donde A es el número de masa del metal bombardeado.

Tomando $E_2 = E_d = 25$ eV se obtiene la energía neutrónica mínima para desplazar un átomo en colisión directa de los siguientes metales:

$$\begin{aligned} \check{E}_1 \text{ (Mg)} &= 150 \text{ eV} \\ \check{E}_1 \text{ (Zn, Cu)} &= 460 \text{ eV} \end{aligned}$$

Las fuerzas nucleares no pueden ser expresadas en términos simples y en el cálculo de $\frac{d\sigma}{dE_2}$ requerirá también el uso de mecánica cuántica pues el tamaño de un núcleo es del orden de 10^{-13} cm.-De acuerdo

a la aproximación de Born $\phi k_0 a \gg 1$ con k_0 vector de onda, se necesitarán energías neutrónicas incidentes muy por encima de 10^3 MeV para el uso de la mecánica clásica. -Afortunadamente se han acumulado datos experimentales de dispersión para casi todos los materiales.-

En la tabla 1-1 se encuentran las secciones eficaces totales, elástica y de absorción del Mg, Zn y Cu. Como se ve la sección eficaz de absorción es pequeña lo cual es común en casi todos los materiales no fisionables.-

La dispersión es en general isotrópica hasta 2 MeV o sea $\frac{d\sigma}{d\Omega} = \text{cte}$ y las colisiones aparentemente se asemejan a las colisiones entre esferas rígidas.

Ya que

$d\Omega = 2\pi \sin \phi d\phi$, si la dispersión es isotrópica se debe cumplir que

$$\frac{d\sigma}{d\phi} \propto \sin \phi$$

Esto daría en un Gráfico polar un círculo. Kalos y Goldstein (1956) (5) midieron C^{12} y obtuvieron un círculo para $E_1 = 1 \text{ MeV}$; para $E_1 = 2 \text{ MeV}$ se observaba una leve distorsión y para $E_1 = 6 \text{ MeV}$ la distorsión aumenta. Esta anisotropía se produce cuando comienzan las resonancias. Por simplicidad se toma:

$$\frac{d\sigma}{dE_2} = \frac{\sigma_e}{\Lambda E_1} \quad E_2 < \Lambda E_1$$

$$\frac{d\sigma}{dE_2} = 0 \quad E_2 > \Lambda E_1 \quad (6)$$

1-2-4 Camino libre medio de un neutrón para provocar un desplazamiento atómico en Mg, Zn, Cu

El camino libre medio de desplazamiento está dado por:

$$\lambda_d = \frac{1}{n_0 \sigma_d} \quad (7)$$

donde n_0 es el número de átomos por unidad de volumen. Reemplazando la ec. (6) en la ec.(4) e integrando se obtiene:

TABLA 1-1

Tabla de secciones eficaces: total (σ_T); elástica (σ_e), de absorción (σ_A) expresadas en Barns: E_1 , energía del neutrón incidente

a) Mg

E_1	σ_T	σ_e	σ_A
10,5-6,5 MeV	1,70	0,80	0,060
6,5-4,0	2,10	1,25	0,003
4,0-2,5	2,10	1,35	0,002
2,5-1,4	2,60	2,20	0,002
1,4-0,8	3,20	3,19	0,003
800-400 KeV	5,00	5,00	0,004
400-200	8,00	8,00	0,004
200-100	4,70	4,70	0,003
100-46,5	8,50	8,50	0,004
46,5-21,5	4,00	4,00	0,004
21,5-10,0	4,00	4,00	0,005
10,0-4,65	3,50	3,50	0,001

b) Cu

10,5-6,5 MeV	3,70	2,10	0,040
6,5-4,0	3,90	2,30	0,014
4,0-2,5	3,40	1,94	0,005
2,5-1,4	3,20	2,39	0,006
1,4-0,8	3,50	3,29	0,010
800-400 KeV	3,20	4,19	0,014
400-200	5,00	4,98	0,020
200-100	5,20	5,17	0,028
100-46,5	6,00	5,96	0,040
46,5-21,5	8,00	7,91	0,090

Biblioteca Multigrupo ABN-set (K.F.K)

c) Zn

E_1 MeV	σ_e
1,6	2,4
1	3,4
0,2	5,7

Neutron Cross Section .

BNL 325

$$\sigma_d = \sigma_e \left(1 - \frac{E_d}{E_2} \right) \quad (8)$$

En la tabla 1-2 están tabulados los valores de E_1, E_2, σ_d, n_0 y λ_d para el Mg, Zn, y Cu.-

Como se ve, λ_d es del orden de los centímetros y no se deben esperar muchos desplazamientos a menos que el flujo de partículas sea alto o el tiempo de irradiación prolongado. En el intervalo de energías considerado en la tabla 1-2 es $\sigma_d \approx \sigma_e$ y el factor determinante del camino libre medio es la densidad. Se ve también de la ecuación (8) que λ_d aumentará sensiblemente para valores de E_2 pequeños (o sea bajas energías neutrónicas).-Si se agrega a esto que el flujo para tales energías es bajo, el daño producido es infimo.-

1-3 Pérdida de energía del átomo primario

Cuando la energía transferida al átomo primario es suficientemente alta, alcanza a ionizarlo. El átomo interactuará en este caso en forma coulombiana con los electrones del cristal y disipará energía por excitación electrónica y por ionización. La pérdida de energía será principalmente por colisiones inelásticas.

Cuando la energía del primario decae, los electrones son capturados y la carga efectiva se reduce a cero. Finalmente el átomo trasmite al cristal la energía restante por colisiones elásticas con los átomos de la red.

Si bien la transición de pérdida de energía por colisiones inelásticas a elásticas es gradual, es importante fijar una regla que predice a qué energía del primario, llamada E_c , el cambio tiene lugar. Se incluye una estimación de la energía E_c a la cual el ion se vuelve neutro. Sea V la velocidad del átomo. Un neutrón de la red con velocidad mucho menor que V puede transferir energía a los electrones del átomo en un valor aproximado mV^2 donde m es la masa del electrón. Si esta energía es menor que la energía de ionización E_i , entonces el átomo permanecerá neutro. La energía de transición será:

$$E_c^n \approx \frac{1}{2} \frac{M}{m} E_i$$

T A B L A 1-2

	E_1 MeV	\hat{E}_2 KeV	σ_d Barn	n_0 10^{23} cm^{-3}	λ_d cm
Mg	1	165	3,2	0,42	7,4
	0,2	8,2	4,7		5,0
	0,0075	1,3	3,5		6,8
Zn	1	64	3,4	0,64	4,6
	0,2	3,2	5,7		2,7
Cu	1	63	3,2	0,83	3,75
	0,2	3,1	5,5		2,2

E_1 Energía del neutrón incidente

\hat{E}_2 Energía transferida a un átomo de la red

σ_d Sección eficaz de desplazamiento atómico por un neutrón

n_0 Número de átomos por cm^3

λ_d Camino libre medio de un neutrón en la red

Si se toma un $E_i=8$, promedio para los metales de interés (tablas 1-3) en este trabajo, resulta $E_c^m \cong 7.A \text{ (KeV)}$.

Una fórmula más precisa de Thompson (5) da:

$$E_c^m \cong \frac{1}{4} \frac{M E_i^2}{m E_R} \quad (9)$$

Reemplazando E_i y E_R (energía de Rydberg)=13,6 eV resulta $E_c \cong 2.A \text{ (KeV)}$.

Para el caso de la excitación de los electrones de un cristal Seitz (6) sugirió para un aislador

$$E_c^{ex} = \frac{1}{8} \frac{M}{m} \Delta E_G$$

donde ΔE_G es la energía que separa la banda de valencia de la de conducción.-

En un metal un electrón de la banda de conducción con energía E necesita al menos $E_f - E$ para pasar a un estado no ocupado donde E_f es la energía de Fermi. El número de electrones con energía entre E y $E+dE$ es

$$g(E)dE = A E^{\frac{1}{2}} dE$$

La energía media para pasar un electrón a un nivel no ocupado es:

$$\frac{\int_0^{E_f} (E_f - E) g(E) dE}{N} = \Delta E_f = \frac{2}{5} E_f$$

Igualando esta expresión a la máxima energía que puede transferir el átomo a un electrón, se tendrá una estimación de la energía de transición:

$$E_c^{ex} = \frac{1}{10} \frac{M}{m} E_f \quad (10)$$

Teniendo en cuenta que:

$$E_f \cong (3\pi)^{2/3} a_0^2 N_e^{2/3} E_r \quad (11)$$

con $a_0 = 5,29 \times 10^{-9}$ cm (radio de Bohr del hidrógeno)

N_e = número de electrones de conducción por unidad de volumen

Tomando \bar{E}_f promedio igual a 5eV (tabla 1-3)

$$E_c^{ex} \cong A \text{ (KeV)}$$

Es interesante observar que la energía a la cual el átomo se vuelve neutro es del mismo orden que el límite de excitación de electrones en un metal.-

Dienes y Vineyard (7) propusieron como regla general

$$E_c = A \text{ (KeV)} \quad (12)$$

En la tabla (1-3) se han calculado los valores de E_c^n , E_c^{ex} y E_f con las fórmulas (9), (10) y (11) respectivamente.-

1-4 Camino libre medio de un átomo en colisiones elásticas en la red.

Brinkman (8) en un artículo clásico realiza una primera estimación del camino libre medio. La importancia de la misma es que le permite formular un modelo de daño por radiación llamado "pico de desplazamiento". Es interesante seguir las aproximaciones usadas. A pesar de que el cálculo se ve facilitado porque es posible usar mecánica clásica, el problema fundamental es la elección del potencial de interacción entre dos átomos. Con un potencial del tipo apantallado de Coulomb

$$\phi(r) = \frac{ze}{r'} e^{-r'/a}$$

T A B L A 1-3

	A	E_i eV	E_C^n/A KeV	E_C^n KeV	E_f eV	E_C^{ex}/A KeV	E_C^{ex} KeV
Mg	24,3	7,6	1,9	46	4,3	0,8	19,5
Zn	65,4	9,3	2,8	183	5,7	1	65
Cu	63,6	7,7	1,8	115	6,4	1,2	76

A Número de masa

E_i Primera energía de ionización

E_C^n Energía a la cual el átomo se vuelve neutro

E_f Energía de Fermi

E_C^{ex} Energía promedio para pasar un electrón a la banda de conducción

con $a = C a_0 z^{-1/3}$

donde $Z = n^{\circ}$ atómico, $e =$ carga del electrón.

Para calcular la energía de interacción entre dos átomos supone una distribución rígida de carga durante la colisión y calcula el término de interacción electrostática al cual toma como energía de interacción.

Obtiene
$$V(r) = \frac{z^2 e^2}{r} e^{-\frac{r}{a}} \left(1 - \frac{r}{2a} \right) \quad (13)$$

donde r distancia internuclear.

Este potencial para $r \gg 2a$ es atractivo y tendría que ser del tipo Born-Mayer repulsivo $A e^{-Br}$, -

Comprueba que este potencial, estimado a través de los datos de compresibilidad de gases inertes, tiene el mismo valor absoluto que el calculado por (13). Como la energía transferida en una colisión es independiente del signo del potencial, toma a (13) como correcta en las puntas. El potencial queda sin especificar para $1,5a < r < 5a$. Supone que el potencial es monótonicamente decreciente en función de r .

Otra suposición usada es que el átomo estacionario no perturba la trayectoria del átomo incidente. Este tipo de colisiones con ϕ pequeño es llamado colisión "de refilón".

El impulso total transferido en la dirección del camino es igual a cero porque en la primer mitad es igual y de signo opuesto al del resto del camino.

Solo queda el impulso en la dirección normal al camino y se ve facilmente que

$$\Delta P = \int_{-\infty}^{\infty} F_1 dt = \frac{2}{u_1} \int_{\phi}^{\infty} \left(- \frac{\partial V_r}{\partial r} \right) \frac{p dr}{\sqrt{r^2 - p^2}}$$

donde $u_1 =$ velocidad de la partícula incidente.

Esta es la llamada "aproximación de impulso".

Reemplazando (13) y teniendo en cuenta que

$$E_2 = \frac{\Delta p^2}{2 M_2}$$

se obtiene

$$E_2 = \frac{4 Z^{14/3}}{C^2} \frac{E_R^2}{E_1} F(p/a) \quad (14)$$

$$F(x) = \left\{ K_1(x) - \frac{x}{2} K_0(x) \right\}^{1/2} \quad (15)$$

donde $x = \frac{p}{a}$

k representa las funciones de Bessel de segunda clase.

La representación de F(x) está en la Fig. 1-2 y como se ve, es igual a cero para $x=2,4$ lo que implicaría que no hay transferencia de energía con un parámetro de impacto igual a $2,4a$.

La razón para esto surge del potencial usado, el cual tiene sumínimo en $2,7a$.

Se supone correcta F(x) en las puntas y se une la misma con una curva suave en el rango de $1,5 < x < 5$, representada en la figura por líneas de puntos. Utilizando (14) con esta nueva F(x) y tomando $E_2 = E_d = 25 \text{ eV}$, se puede obtener p en función de E , gráficamente.

Haciendo uso de (4), (7) y considerando $n_0 = \frac{1,4}{r_0^3}$ donde r_0 es la distancia interatómica, obtiene el camino libre medio entre colisiones de desplazamiento en función de la energía incidente. Esto está representado en la fig. 1-3 para el Cu en la curva de la derecha.

Para bajas energías de incidencia calcula el camino libre medio utilizando un modelo de esferas duras. Esto está representado en la curva de la izquierda de la fig. 1-3 para el Cu.

Es interesante observar que entre 50 y 23.000 eV. el camino libre medio es menor que 1. De la curva se observa que a medida que

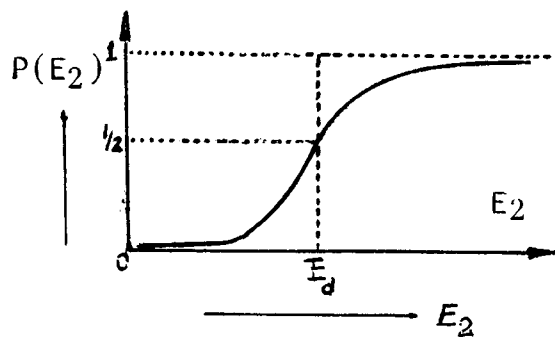


Fig.1-1
Curva de probabilidad
de desplazamiento
atómico

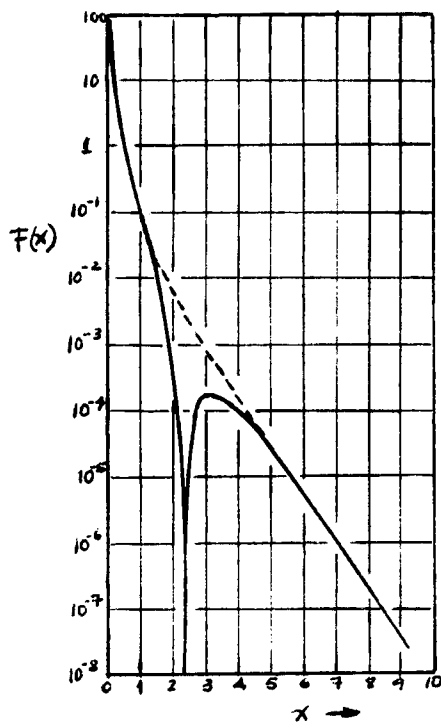


Fig.1-2
Función $F(x)$ definida
por la ecuación (15)
en línea llena y corre-
gida en línea de puntos

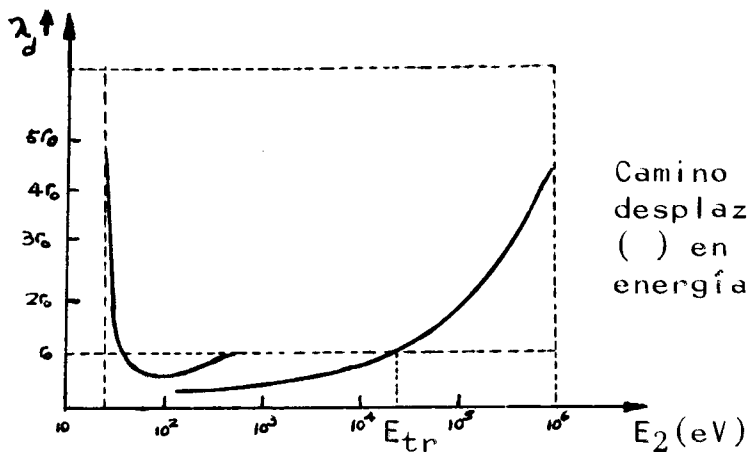


Fig.1-3
Camino libre medio de
desplazamiento atómico
() en función de su
energía (E_2) para Cu

E_1 decrece, λ disminuye y se define una energía de transición

$$E_{tr} = E_1)_{\lambda = r_0}$$

Los valores de E_{tr} para los elementos en que estamos interesados son en primera aproximación: 550; 19.000; 23.000 eV para Mg; Zn; y Cu respectivamente

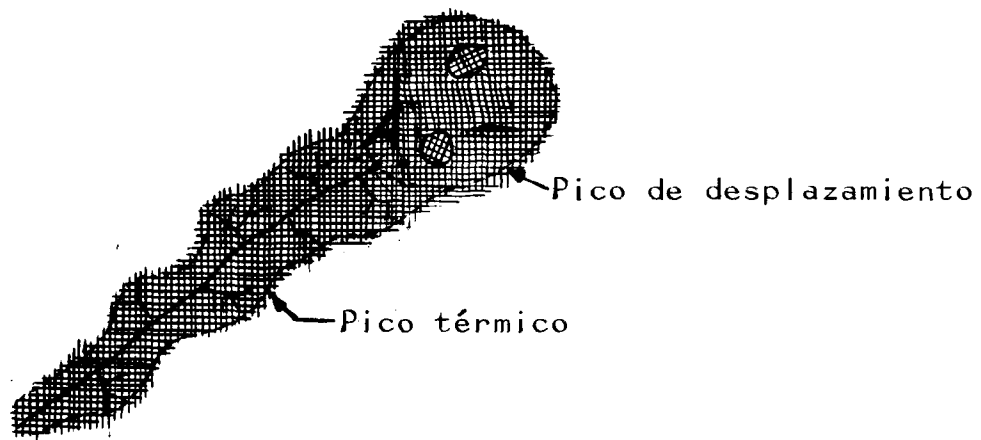
1-5 Formación de lazos de dislocaciones

En base a los cálculos anteriores Brinkman propuso el modelo de daño por radiación esquematizado en la figura 1-4.-Partiendo de un átomo primario de alta energía distingue dos zonas : una a la izquierda del punto A, de alta energía (pico de temperatura) en que $\lambda > r_0$ y otra a la derecha de A, de baja energía, con $\lambda < r_0$. En la región de alta energía se retienen como pares de intersticial-vacancia todos los átomos desplazados, y no hay intercambio atómico, mientras que en la zona de baja energía los átomos no retienen sus sitios primitivos. Denominó a esta región "pico de desplazamiento". Esto permitió explicar el hecho de que en daño por radiación se retienen los pares intersticial-vacancia y se observa el desorden de aleaciones ordenadas, como lo hizo Siegel (9) en $Cu_3 Au$. Este "pico de desplazamiento" no debe confundirse con el "pico térmico" descrito por Seitz. En este se considera que el átomo incidente en colisiones de refilón no alcanza a provocar un desplazamiento. La energía transferida es disipada en forma de calor por vibraciones del átomo alrededor de su posición media en la red.

En un nuevo artículo, Brinkman (10) sugiere que dentro del pico de desplazamiento hay que tratar a cada átomo secundario como independiente de los otros y que una vacancia múltiple será formada rodeada de una capa de átomos intersticiales, como puede verse en la figura 1-6.-

Bajo la presión ejercida por la capa de intersticiales, esta distribución colapsará y se formarán lazos de intersticiales y vacancias. Por su parte, Seitz y Koehler (1) son de opinión que el camino libre medio entre colisiones es del orden de diez veces mayor que el calculado por Brinkman. Seeger (11) y (12) consideró que si bien es cierta la observación de Seitz y Koehler, los valores de Brinkman son más aproximados a la situación real. Seeger introduce una modificación posterior al modelo de Brinkman utilizando un concepto desarrollado por Silsbee en 1957 (13).

Figura 1-4



Representación esquemática del modelo de daño por radiación en una red cuadrada bidimensional.

La idea de Silsbee es que filas compactas de átomos en el cristal son capaces de transferir energía y, en algunos casos, materia fuera de la cascada de desplazamientos. Se obtiene, por un modelo de esferas rígidas, una cierta energía de focalización E_f por debajo de la cual esto es posible. Cuanto más compacta sea la fila, mayor será el valor de E_f siendo en estas filas más probable la focalización.

El transporte de materia tiene lugar en las filas compactas cuando la situación intersticial de un átomo se propaga en forma dinámica en esa dirección con poca disipación de energía.

Los valores de E_f (5) son del orden de 10eV para elementos livianos y 10^3 eV para elementos pesados.

Los valores de $E_f^{[110]}$ obtenidos para el Cu varían entre 40 y 67eV.

Seeger considera que no todos los intersticiales permanecen en la capa de la fig.1-5 sino que pueden viajar lejos en la forma indicada. Estos átomos disparados fuera de la zona perturbada no interactuarán más con ella. Si bien algunos de los átomos desplazados pueden llenar sitios vacantes, la red no será restaurada tan fácilmente como en el modelo de Brinkman. -Persistirán zonas menos densas que la red original a temperaturas bastante altas. En la fig.1-6 se esquematiza el modelo de Seeger en el que se observa la llamada "Zona diluída". Brinkman (14) recalcula las energías de transición para varios metales utilizando un nuevo potencial propuesto por él. Obtuvo para el Cu $E_{tr}=4.000\text{eV}$ o sea seis veces menos que en el cálculo anterior. Se puede pensar que para Zn y Mg se cumple la misma relación:

$$E_{tr}(\text{Cu}) \approx 4.000\text{eV}$$

$$E_{tr}(\text{Zn}) \approx 3.500\text{eV}$$

$$E_{tr}(\text{Mg}) \approx 100 \text{ eV}$$

Es importante notar que cuanto mayor es Z, mayor es la energía que se entrega en la colisión colectiva. Esto sería exacto si todos los r_0 fueran iguales.

Las primeras observaciones por microscopía electrónica de daño por radiación en Cu (Silcox and Hirsh, 1959) (15) presentaban puntos negros que se supusieron lazos de vacancias.

Makin y Col. en 1962 (16) obtuvieron las primeras curvas de distribución de tamaño de estos lazos para distintas dosis y postularon que no podían formar lazos de intersticiales por un meca-

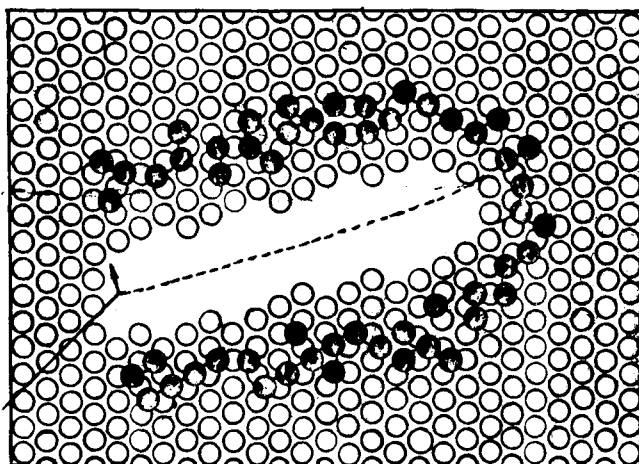


Fig. 1-5

Representación esquemática de los átomos intersticiales alrededor de una vacancia múltiple durante la producción del pico de desplazamiento (según J.A.Brinkman)

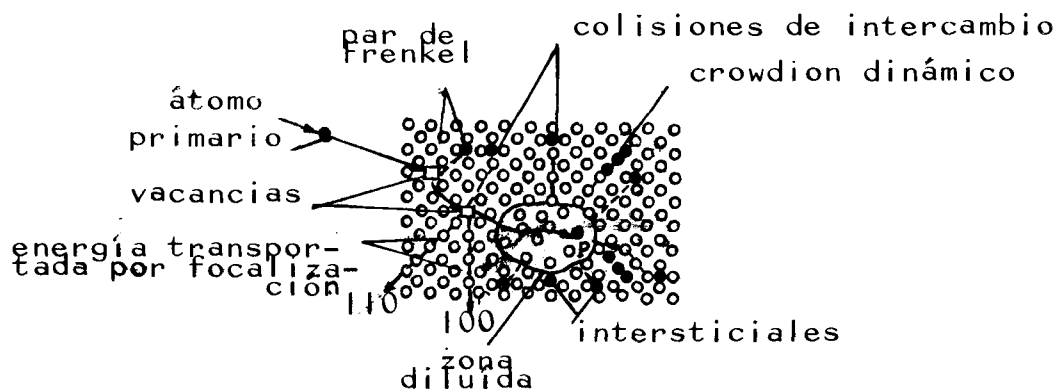


Fig. 1-6

Representación esquemática bidimensional de la "zona diluída" y sus alrededores en un cristal fcc. Un átomo primario llegando desde la izquierda resulta detenido en el punto P.

nismo de nucleación de intersticiales.

Makin y Manthorte en 1963 (17), en base a evidencias indirectas, notaron que los lazos menores de 50 Å debían ser de vacancias y los mayores, lazos de intersticiales.-

Por experiencias en estereo-microscopía electrónica Wilkens y Ruhle (1966) (18) determinaron que todos los defectos eran del tipo vacancia mientras que McIntyre (1967) (19) observó solamente lazos de intersticiales.

M. Ipohorski y L.M. Brown (20) realizaron mediciones en Cu dopado con Be irradiado con neutrones y encontraron que la mayoría de los defectos eran del tipo lazos de intersticiales aunque también detectaron pequeños lazos de tipo vacancia inferiores a 60 Å. Encontraron que la densidad de defectos visibles no depende de la cantidad de Be.

Por otro lado, Spring y otros (21) utilizaron el microscopio electrónico de alto voltaje con el cual solamente se produce daño por radiación consistente en pares de Frenkel sin ninguna posibilidad de pico de desplazamiento. En este caso los lazos de intersticiales formados por nucleación dependen fuertemente de la concentración de Be.

Ipohorski y Brown proponen, para irradiación neutrónica, que los lazos de intersticiales y de vacancias se forman por un proceso de "identación prismática" y son aproximadamente de igual tamaño. Los intersticiales y pequeños grupos de intersticiales pueden migrar y de esta manera facilitan el crecimiento de los lazos de intersticiales y la reducción en tamaño de los lazos de vacancias.

1-6 Energía promedio perdida por el átomo primario asociado a un espectro de fisión

Esta magnitud ha sido calculada por Coltman y Col (22); los cuales han excluído la porción de energía que es gastada por el átomo en producir ionización y excitación electrónica, o sea la energía por encima de E_c (ec.12).-

Obtienen \bar{E}_ϕ en función del peso atómico la cual tiene un máximo para $A=70$. De la representación gráfica se pueden obtener los valores para Cu; Zn y Mg. Se tiene que para Cu y Zn $\bar{E}_\phi = 37$ KeV y para Mg $\bar{E}_\phi = 23$ KeV.- Dienes y Vineyart (7) examinaron la dispersión inelástica y encontraron que \bar{E}_ϕ debe ser reducido un 40% para el Cu. Al reducir Mg y el Zn en igual medida se tiene:

$$\bar{E}_{\phi} (\text{Cu, Zn}) = 24.500 \text{ eV}$$

$$\bar{E}_{\phi} (\text{Mg}) = 14.000 \text{ eV}$$

Si se calcula la energía media transferida a los átomos utilizando la energía media de los neutrones (2 MeV) se obtiene para el Cu un valor de 63.000 eV. De esta manera se la hubiese sobrestimado en un factor tres.-

1-7 Comparación del daño por radiación de Mg, Zn y Cu.

Se han calculado para Mg, Zn y Cu las energías neutrónicas necesarias para transferir una energía media a los átomos igual a

$$E_d; E_{tr}; \bar{E}_{\phi}, E_c.-$$

Las mismas están representadas en la figura 1-7 para visualizar la posición relativa de estas energías neutrónicas ($E'_d; E'_{tr}; E'_{\phi}; E'_c$) en el espectro de fisión del U^{235} .

Por todo lo expuesto se desprende que el Zn y el Cu se comportan en forma similar. En cambio el Mg, de acuerdo a los valores obtenidos para el camino libre medio, producirá aproximadamente la mitad de átomos primarios.- Las colisiones colectivas que realizarán estos átomos primarios cuando λ sea pequeño (si es que existen) formarán zonas mucho más pequeñas. La producción de pares intersticial-vacancia también será del orden de la mitad que en el Cu y Zn, de acuerdo a la energía promedio del átomo primario.-

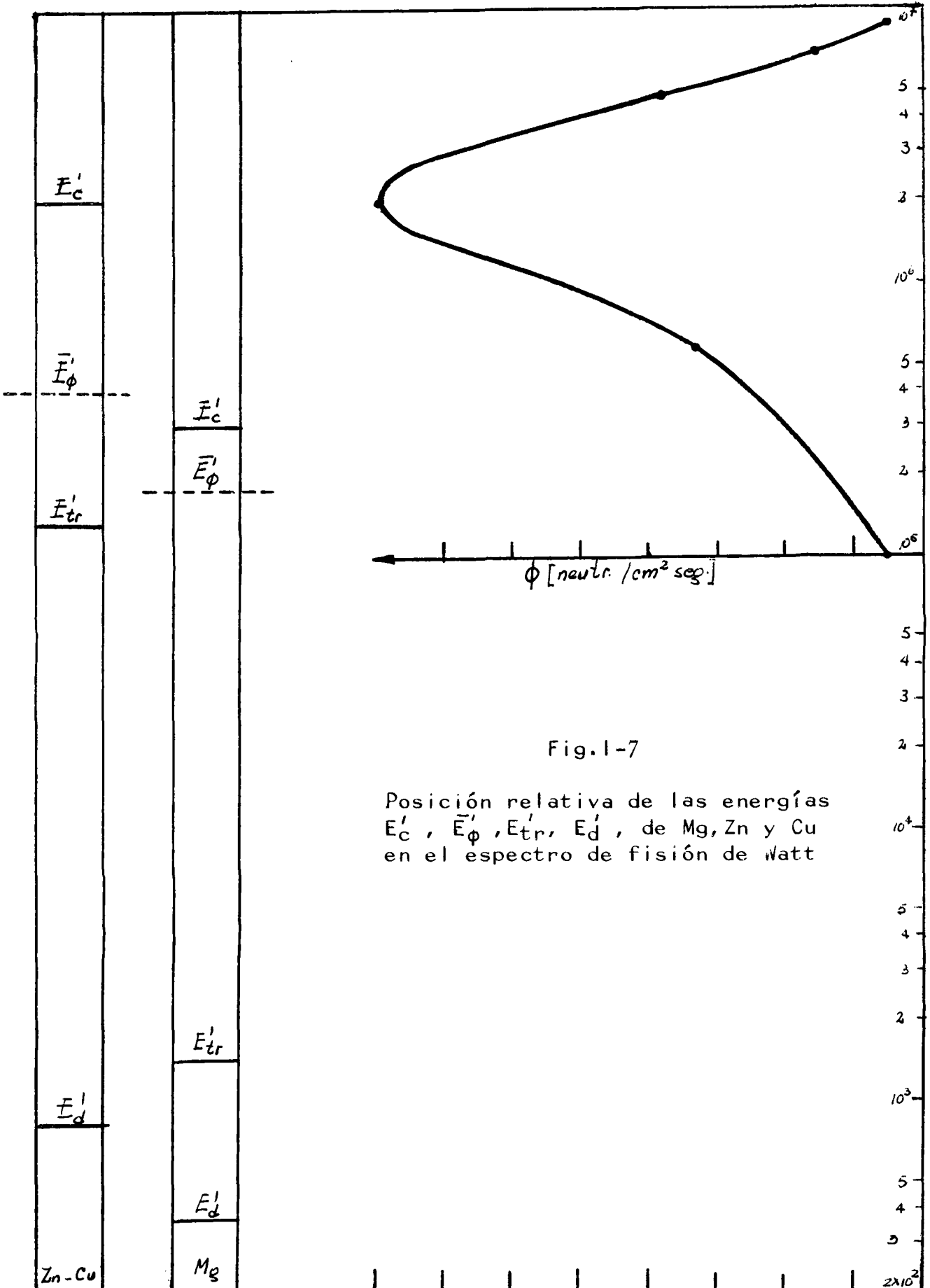


Fig.1-7

Posición relativa de las energías E'_c , \bar{E}'_ϕ , E'_{tr} , E'_d , de Mg, Zn y Cu en el espectro de fisión de watt

1.8 Endurecimiento por irradiación

Las primeras experiencias tendientes a determinar los efectos de la radiación neutrónica sobre las propiedades mecánicas del Cu fueron realizadas en 1950 por Blewitt y colaboradores. Estos experimentos (23) consistieron en irradiar monocristales de Cu en el núcleo del Reactor de Grafito de Oak Ridge a temperatura de reactor (50°C) durante dos semanas ($\phi t \sim 1 \times 10^{18}$ neutrones/cm²) y medir la curva tensión-deformación a temperatura ambiente.

Utilizaron cristales de diferentes orientaciones y obtuvieron solo resultados cualitativos, los que se muestran en la Fig. 1.8.

Los efectos de la irradiación son considerables pues la tensión de fluencia resulta incrementada en un factor 22 para una dosis de: 2×10^{19} neutrones/cm².

Del análisis de las curvas tensión-deformación es aparente que, cerca del origen, hay una región de ligero endurecimiento por trabajado, lo que sugiere que la deformación se produce por la propagación de bandas de Lüders. Al proseguir la deformación, el endurecimiento por trabajado es similar al que se produce en un cristal no irradiado. En el año 1960 (27) Blewitt y col. realizaron un estudio más completo y confirmaron la existencia de bandas de Lüders. La deformación comienza en una punta del cristal y a medida que ésta continúa, el frente avanza hacia la otra punta del cristal. La tensión superior de fluencia es atribuida a la naturaleza inhomogénea de las bandas de Lüders. Las primeras mediciones de la dependencia de la tensión crítica resuelta (TCR) con la dosis fueron también realizadas por Blewitt y col. En estas experiencias las probetas fueron irradiadas a temperatura de reactor (300°K). Las mediciones se realizaron a tres temperaturas: a temperatura ambiente (300°K) en el año 1951 (24); a temperatura de nitrógeno líquido (78°K) en el año 1953 (25) y a temperatura de helio líquido (4,2°K) en el año 1956 (26). Estos resultados están compendados en la Fig. 1.9 (27). Dichos resultados se pueden resumir en la siguiente manera:

$$\begin{aligned} (\sigma - 0,2) &= K(\phi t)^{1/3} \\ K &= \left\{ \begin{array}{l} 1,48 \\ 2,8 \\ 3,8 \end{array} \right\} 10^{-6} \quad \text{para} \quad \left\{ \begin{array}{l} 300 \\ 78 \\ 4,2 \end{array} \right\} \text{°K} \quad (16) \\ \sigma - 0,2 &= A - BT^{1/2} \quad \text{para} \quad T \geq 40 \text{°K} \end{aligned}$$

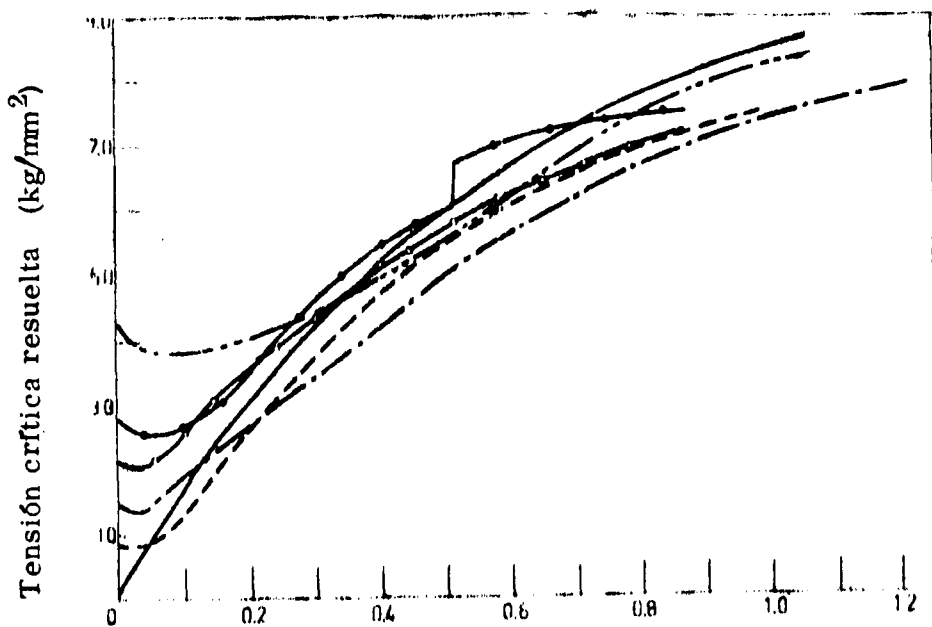


Fig. 1-8

Curvas tensión-deformación de cristales de cobre después de varias dosis neutrónicas. Los cristales no tienen la misma orientación. — sin irradiación; --- $1,4 \cdot 10^{17}$ nvt; - · - · - $6 \cdot 10^{17}$ nvt; ○ ○ $1,1 \cdot 10^{18}$ nvt; ● ● $5 \cdot 10^{18}$ nvt; ····· $2 \cdot 10^{19}$ nvt.-

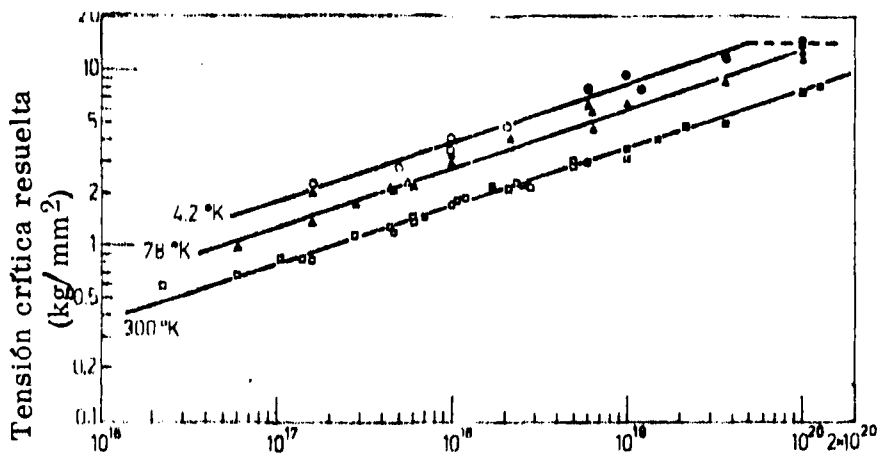


Fig. 1-9

Efecto de la irradiación neutrónica sobre la tensión de fluencia del Cu a varias temperaturas. El log. de la tensión de fluencia se grafica como una función del log. de la dosis. Una línea recta dependiente $1/3$ está dibujada a través de cada conjunto de puntos. Símbolos blancos: irradiados en reactor de grafito; símbolos negros: bombardeados en LITR.

Seeger muestra en 1958 (11) que los resultados de Blewitt se ajustan, dentro del error experimental, también a una ecuación del tipo:

$$\sigma = (A - BT^{3/2})^{3/2} \quad (17)$$

Es importante destacar que los datos anteriores muestran que la TCR puede escribirse (27)

$$\sigma = g(\phi t) f(T) \quad (18)$$

1.8.1 Recuperado del endurecimiento por irradiación

En 1953 (28) se efectuaron experiencias de recuperados encima de la temperatura ambiente. Se encontró que el endurecimiento por irradiación se recuperaba totalmente entre 300 y 400°C.

En 1957 (29) se determinó el efecto de la temperatura de recuperado sobre la TCR. Las muestras fueron irradiadas a 15°K y luego calentadas a 78°K y 300°K. Las mediciones de la TCR se efectuaron volviendo a enfriar las muestras a 20°K. Los resultados indican que aproximadamente un 25% de la TCR se recupera a temperatura ambiente y un 5% a 78°K.

Se determinó también la influencia de la temperatura de irradiación sobre la TCR. Se bombardearon con igual dosis dos conjuntos de muestras, uno a 14°K y otro a 300°K y se concluyó que el bombardeo a baja temperatura aumenta la TCR en mayor medida que el bombardeo a más alta temperatura, siendo este efecto poco marcado.-

En la figura 1.10 se muestra un recuperado isócrono, junto con la curva diferenciada, realizado por Diehl y col. en 1963(30). Los autores representaron los datos de Blewitt (27) los cuales se ajustan razonablemente a los de ellos.

Se ven las etapas de recuperado I, II y III de la TCR que son conocidas ya por mediciones de resistividad eléctrica (31).

La fracción de recuperado de la TCR en esas etapas es mucho más pequeña (5% en la etapa I, 10% en la II y 10% en la III), que la fracción de recuperado de la resistividad eléctrica, de aproximadamente 80% a temperatura ambiente.

El decrecimiento monótono de la TCR durante el recuperado indica que ningún defecto puntual móvil en las etapas I a III causa incremento de la TCR por algún mecanismo de aglomerado o migración hacia las dislocaciones.

La pequeña cantidad de recuperación observada muestra que el principal incremento de la TCR por irradiación neutrónica no puede ser de-

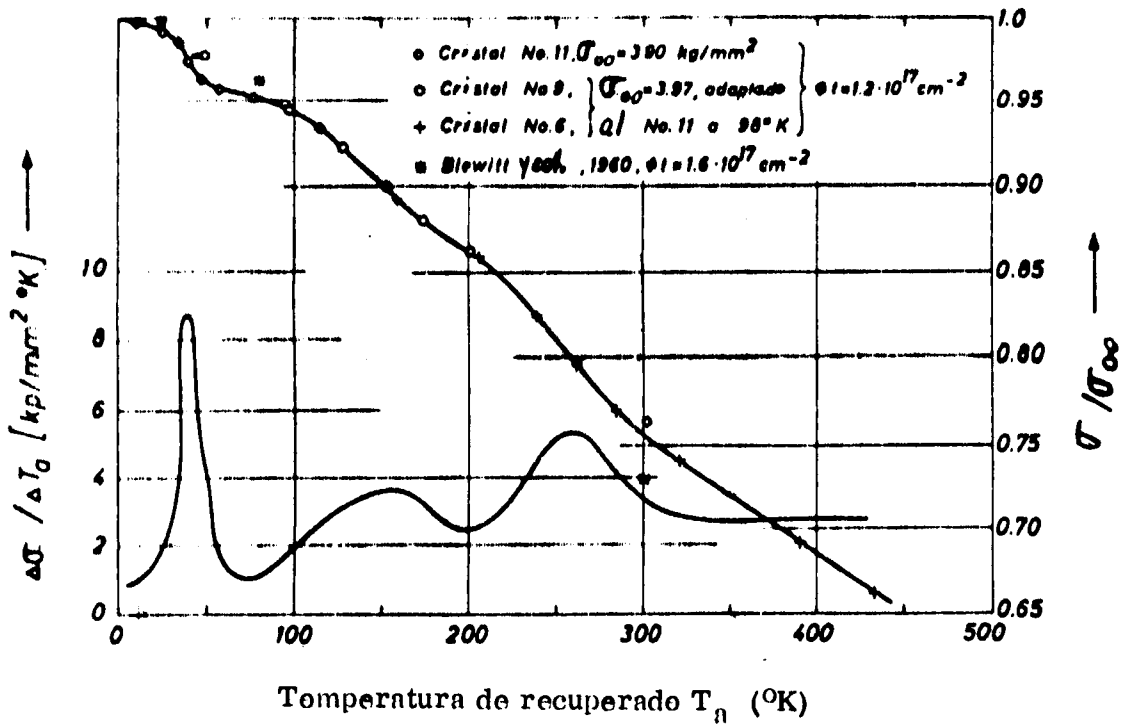


Fig. 1-10

Cristal de Cobre

Recuperado isocrono de la tensión de corte crítica σ_c (medida a 4,2°K) después de irradiar a baja temperatura. Tiempo del pulso por abajo de 100°K, 5min; por arriba de 100°K, 10min; temperatura de irradiación 4,2°K (N°11) o 14°K (N°6 y 9); σ_{00} = TCR después de irradiación a 4,2°K antes de recuperar. Las curvas de los cristales 6 y 9 han sido adaptadas al cristal 11 por elección de σ_{00} .

bido a defectos puntuales aislados, muchos de los cuales se recuperan en el intervalo de temperatura investigado. Parece más probable que el decrecimiento de la TCR sea debido a un cambio en el tamaño efectivo de la zona diluída por aniquilación de átomos intersticiales en ella o posiblemente por reordenamiento de átomos en la zona.-

1.8.2 Teoría de Seeger

En 1958 Seeger (11) sugirió que las "zonas diluídas" en la red, producidas en los extremos de los recorridos de los átomos primarios (ver 1.5), impiden el libre movimiento de las dislocaciones. Para que una dislocación pase a través de tal barrera debe adquirir mayor energía, la que le será suministrada ya por la tensión externa, ya por fluctuaciones térmicas.

El modelo supone que todas las barreras son idénticas y tienen un perfil de energía como el mostrado en la Fig. 1.11. Seeger supuso una función energía que describe dichos perfiles razonablemente:

$$U(x) = U_0 \left[1 - \frac{1}{1 + \exp x/x_0} \right] \quad (19)$$

Al aplicar una tensión se debe incluir el trabajo realizado por la misma, el que se puede estimar del modo siguiente.

Si las barreras a lo largo de la línea de dislocación están separadas por una distancia l , un movimiento hacia adelante en una barrera de una distancia x causa que la dislocación barra un área aproximadamente lx . - El área barrida desliza una cantidad b (vector de Burgers), y por lo tanto la deformación de corte es blx y el trabajo realizado σblx . Entonces, la energía para que una dislocación atravesase la "zona diluída" en presencia de una tensión, es:

$$U(x) = U_0 \left[1 - 1 / (1 + \exp \frac{x}{x_0}) \right] - \sigma blx \quad (20)$$

cuya representación está en la Fig. 1.12.-

La energía de activación $U(\sigma)$ está dada por:

$$U(\sigma_i) = U(x_2) - U(x_1) \quad (21)$$

Para simplificar, Seeger obtiene en primera aproximación

$$U(\sigma_i) = U_0 \left[1 - \frac{4blx_0\sigma}{U_0} \right]^{3/2} \quad (22)$$

La velocidad de deformación está dada por:

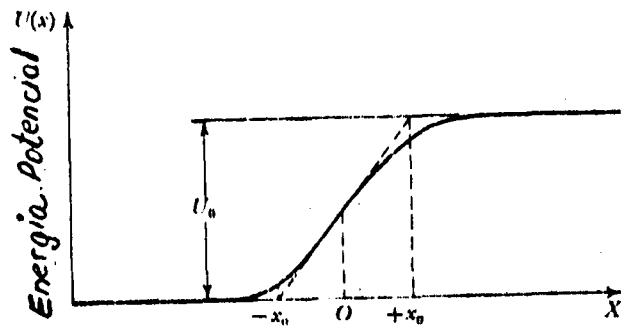


Fig.1-11

Perfil de energía para el pasaje de una dislocación a través de una de las "zonas" en Cu irradiado con neutrones en ausencia de tensión aplicada (Seeger, 1958).

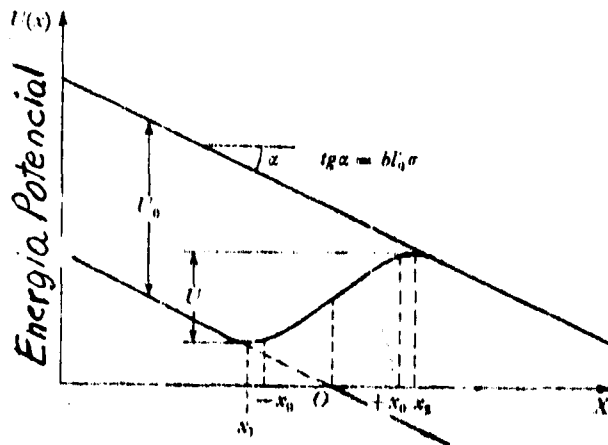


Fig.1-12

Perfil de energía para el pasaje a través de "zonas" en presencia de tensión de corte aplicada (Seeger, 1958)

$$\dot{\epsilon} = \rho_d b l \nu e^{-\frac{U(\sigma)}{KT}} \quad (23)$$

donde ρ_d es la densidad de dislocaciones (longitud de dislocación por unidad de volumen); ν es la frecuencia con que una línea de dislocación intenta sobrepasar el obstáculo contra el que está presionada por la tensión. La distancia l debe ser expresada en términos de la densidad de barreras por unidad de volumen ρ_b . El número de barreras por unidad de área, N_z , es igual $2\alpha_0 \rho_b$ y en primera aproximación es:

$$l \approx \frac{1}{\sqrt{2\alpha_0 \rho_b}}$$

Bajo tensión, las dislocaciones son forzadas a combarse, intersectando nuevas barreras.

Friedel, en 1956, da la siguiente expresión para l bajo tensión moderada:

$$l = \left(\frac{\mu b}{2\alpha_0 \rho_b \sigma} \right)^{1/3} \quad (24)$$

donde μ es el módulo de corte.

Reemplazando (24) en (22) y eliminando $U(\sigma)$ con (23) se obtiene:

$$\sigma^{2/3} = \frac{U_0}{4b\alpha_0} \left[\frac{2\alpha_0 \rho_b}{\mu b} \right]^{1/3} \left\{ 1 - \left[\frac{KT}{U_0} \log \frac{\rho_d b \nu}{E \sqrt{2\alpha_0 \rho_b}} \right]^{2/3} \right\} \quad (25)$$

Para dosis bajas es lógico suponer que $\rho_b \propto \phi t$ y teniendo en cuenta la poca variación del término logarítmico, se obtiene que $\sigma \propto (\phi t)^{1/2}$. Resulta en este caso que σ es una función a variables separables de (ϕt) y de T .

Se observa en la ecuación (25) una relación lineal entre σ y T como en la ecuación (17). Las mediciones de Fischer (36) y Rukwied (34) realizadas en monocristales de Cobre presentan una curvatura. Diehl (33) justifica que esto está contemplado en la teoría de Seeger si se usa la ecuación completa de $U(5)$ en lugar de la ecuación (22).

1.8.3 Dependencia de la tensión crítica resuelta con la dosis neutrónica

Se indicó en el punto 1.8 Fig.1.9 que la dependencia medida en Cu de la tensión crítica resuelta (TCR) con la dosis es del tipo $\sigma \propto (\phi t)^{1/3}$ (Ley de Blewitt). Esta se cumple en el intervalo $5 \times 10^{16} \leq \phi t \leq 5 \times 10^{19}$ neutrones/cm². Uno de los principales interrogantes que se plantean es si esta ley es aún correcta para dosis menores que 10^{16} neutrones/cm². La opinión de Seeger (11) es que para bajas dosis $\sigma \propto (\phi t)^{1/2}$ y efectos de saturación a altas dosis hacen decrecer el exponente de esta última relación.

Seeger justificó estos efectos de saturación en términos de un mecanismo especial de recuperado: la captura por "zonas diluídas" de crow-dions dinámicos creados en otras "zonas diluídas". En esta forma disminuye el número de sitios vacantes en una zona y, por lo tanto, el tamaño efectivo de la misma, hasta eventualmente desaparecer.

Makin y Minter (32) supusieron otro modelo de saturación basado en una menor producción de zonas por unidad de tiempo a medida que aumenta la dosis (ϕt).

El planteo es el siguiente:

El número de "zonas diluídas" dN_z que se producen por unidad de volumen es $a(\phi t)$. Si se tiene en cuenta que no pueden formarse nuevas zonas en los volúmenes ocupados por zonas ya creadas, vN_z , resulta finalmente:

$$\frac{dN_z}{dt} = a(\phi t) - v N_z a(\phi t)$$

$$N_z = \frac{1}{v} [1 - e^{-av\phi t}]$$

si se considera

$$\sigma \propto N_z^{1/2}$$

resulta

$$\sigma_i = A' [1 - e^{-B'\phi t}]^{1/2} \tag{26}$$

con

$$A' \propto \frac{1}{v^{1/2}} \quad B' = av$$

Diehl (33) ajustó la ecuación (26) a las mediciones a 300°K de Rukwied (34), Fig.1.13. Éstas fueron realizadas en monocristales de Cu irradiados entre 75°C y 100°C. Tomando σ_i igual al incremento de la tensión, encontró que para altas dosis la curva se satura rápidamente lo que le lleva a predecir un nivel de saturación de 2,8 Kg/mm². Esto está muy en desacuerdo con los resultados de Blewitt y col. (27) que, para una dosis de 10^{20} neutrones/cm², midieron una TCR de 8Kgr/mm². Por otro lado Diehl, con los valores de B' y de $a = \sigma n_0$ calcula el valor de $v = 4 \times 10^{17}$ volúmenes atómicos, valor demasiado alto: resulta difícil visualizar una zona con semejante volumen. Concluye que el modelo de

saturación de Makin no parece ser una adecuada descripción para la dependencia de la TCR con la dosis. Diehl (33) estimó la distancia media entre zonas. Para una dosis de 2×10^{17} neutrones/cm² resultó de aproximadamente 60 unidades atómicas. Consideró para el cálculo que el número de zonas creadas para cada átomo primario es igual a 5 y la sección eficaz es de 3 Barn. El valor de la dosis es en el que, según las mediciones de Rukwied, la ley $\sigma \propto (\phi t)^{1/2}$ deja de cumplirse, por posibles efectos de saturación.

Sobre la base de los valores teóricos para la energía perdida en una colisión focalizada en Cu, dada por Leibfried (35), una distancia entre 50 y 100 unidades atómicas debe ser esperada como recorrido de los crowdions dinámicos.

Para Diehl el acuerdo entre la distancia que separa las "zonas" y la longitud recorrida por un crowdion confirma su punto de vista sobre el efecto de la saturación revelado por la TCR. Concluye que los obstáculos se producen en la forma propuesta por Seeger.

Rukwied y Diehl (34) representaron la TCR versus $t^{1/2}$ y $t^{1/3}$ medidas a 90°K y 295°K (Figs. 1.13 y 1.14). Se ve que la ley $(\phi t)^{1/3}$ puede representar solamente estos datos en un intervalo de dosis intermedio con considerables desviaciones a bajas y altas dosis. Aún si no se consideran las desviaciones a altas dosis, suponiéndolas consecuencia de efectos de saturación, subsiste el problema de que, al extrapolar la línea recta en $(\phi t)^{1/3}$, esto llevaría a un período de incubación para el endurecimiento por irradiación el cual es poco plausible.

Makin y col. (32) en el estudio de Cu y Ni policristalino notaron la existencia de este período de incubación en la representación de $(\phi t)^{1/3}$. Rukwied y Diehl (34) representaron (Fig. 1.15) las mediciones a 90°K en un diagrama $\log \sigma$ vs $\log \phi t$, como lo hizo T.H. Blewitt. No encuentran una línea recta sino una curva en forma de S que tiende a la horizontalidad para bajas dosis. Representaron también una recta media a través de sus valores cuya inclinación coincide aproximadamente con las rectas indicadas por Blewitt (27).

En cambio, si se representa $\Delta \sigma = \sigma - \sigma_0$ donde σ_0 es el valor de la tensión sin irradiación, como se indica en la parte inferior de la Fig. 1.15 se obtiene una recta con pendiente 0,51 hasta una dosis de 2×10^{17} neutrones/cm².

Diehl y col. (30) realizaron nuevas irradiaciones y mediciones, a temperatura de helio líquido, de la dependencia de la TCR de Cu con la dosis. La facilidad de irradiación instalada en el reactor de investigación de Munich y el equipo experimental, les permitió realizar mediciones entre irradiaciones sin calentamiento de la probeta. La figura 1.16 ilustra los resultados de estos autores junto con los de Rukwied. Se ve que los resultados a bajas temperaturas son cualitativamente los mismos que a temperatura de reactor ($\sim 80^\circ\text{C}$).

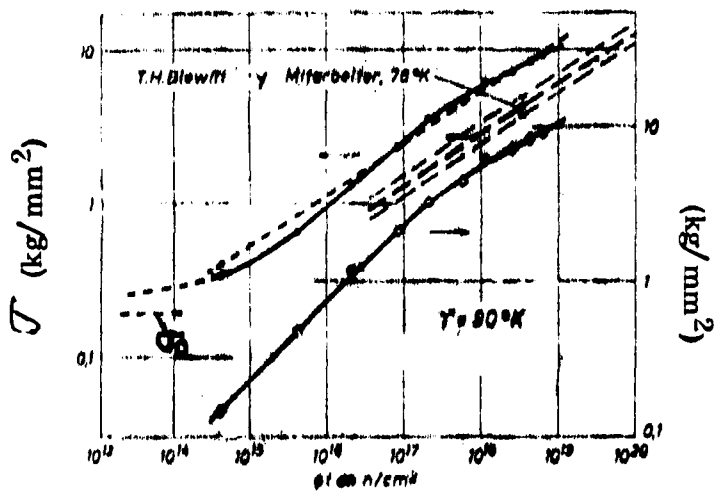


Fig. I 15

Temperatura de irradiación de los cristales de cobre aproximadamente 300°K

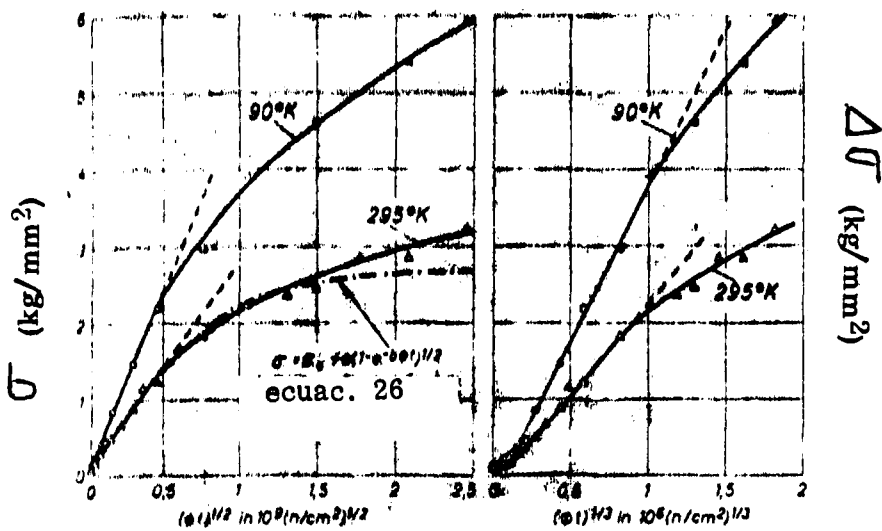
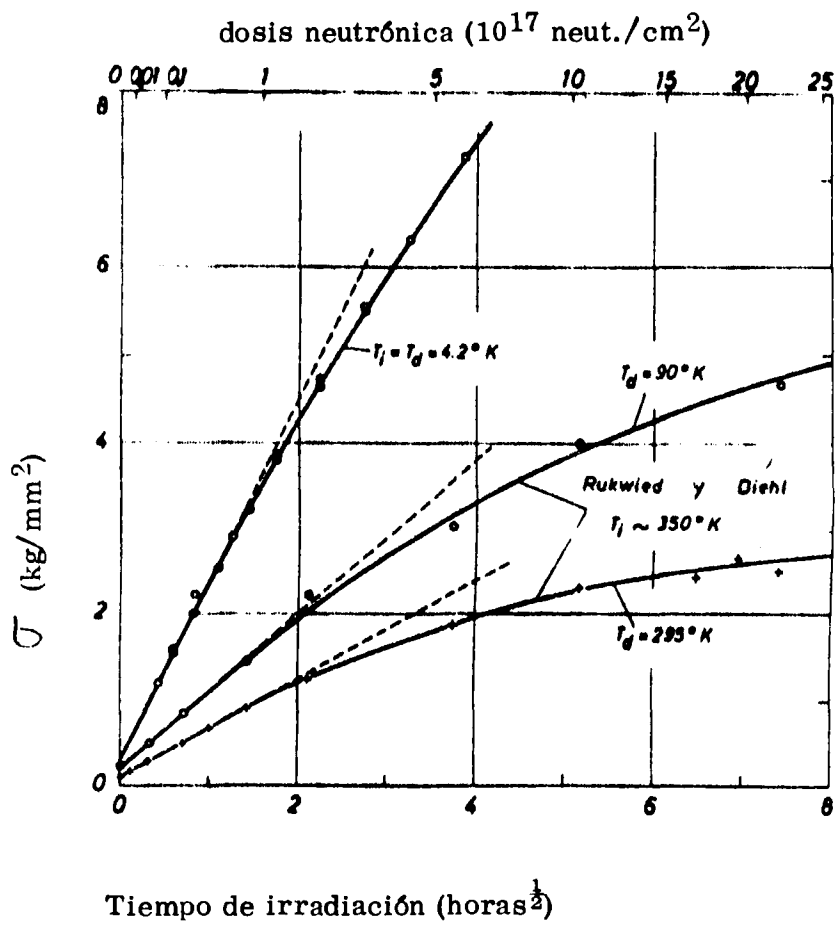


Fig. I 13

Fig. I 14



T_i temperatura de irradiación

T_d temperatura de medición

Fig. I 16 (cristal de cobre)

El hecho que a 4,2°K el apartamiento de la ley $(\phi t)^{1/2}$ comienza a las mismas o a menores dosis que en las curvas a 80°C, muestra que los efectos de saturación no pueden ser causados por difusión, ya que ésta debería estar ausente, o al menos ser muy poco efectiva, a 4,2°K. Esta observación está en completo acuerdo con el proceso de recuperación por radiación ya mencionado. El rango de los crowdions dinámicos será mayor con la disminución de la temperatura y, desde luego, conduce a una más temprana saturación.

Blewitt y Koppelaar en 1965(37) afirmaron que sus resultados experimentales tenían mejor acuerdo con la teoría de Fleischer (38). Fleischer calculó la energía de interacción entre una dislocación y un lazo de dislocaciones, el que produce distorsiones tetragonales en la red.

La fuerza máxima sobre la dislocación, debida a esta interacción se obtiene maximizando la energía con respecto al movimiento de la dislocación sobre el plano de deslizamiento. Esta es inversamente proporcional al cuadrado de la distancia, y , del defecto al plano que contiene la dislocación.

Para que esta fuerza sea realmente máxima (y) debe ser mínimo. Supone arbitrariamente que (y mínimo) es igual a la mitad del radio del defecto. Logra expresar así la TCR en función de la distribución de lazos de dislocaciones en la siguiente forma:

$$\sigma = \frac{\mu b}{3,7} \left(\sum_i n_i d_i \right)$$

donde n_i es el número de lazos con diámetro d_i . Reemplazando los datos de microscopía electrónica de Makin y dentro de la dispersión los valores obtenidos cumplen bastante bien la ley de Blewitt en el intervalo $3 \times 10^{17} \leq \phi t \leq 2,4 \times 10^{18}$ neutrones/cm².

Se hace notar que esta teoría da una dependencia con la temperatura del tipo:

$$\sigma^{1/2} = A - BT^{1/2}$$

y que se ajusta también a los resultados experimentales (37).

En 1968 Blewitt y Aremburg (39) realizan mediciones con una micromáquina de tracción diseñada para operar en la facilidad de irradiación (4,2°K) instalada en el reactor de Argonne. La interpretación de las mismas se apoya en un modelo de Koppelaar y Kuhlman-Wilsdorf (40) propuesto para explicar la influencia de otros tipos de endurecimiento sobre la tensión de fluencia de cristales irradiados con neutrones. Éstos sugieren que si el endurecimiento por irradiación es el resultado de barreras inducidas por irradiación, que impiden el movimiento de dislocaciones, entonces la distancia entre barreras, cualquier

ra sea su origen, determinará la tensión de fluencia. Siguiendo a Foreman (41) y considerando solamente las barreras inducidas por radiación, es buena aproximación escribir la tensión crítica resuelta en la siguiente forma:

$$\sigma_i = \mu G b l^{-x} \quad (27)$$

donde l es la distancia entre barreras y $x = 0,85$
Reemplazando $l = (N_i)^{-1/2}$, $N \propto \phi t$ (como es lógico suponer), se obtiene:

$$\sigma_i \propto (\phi t)^{x/2}$$

Blewitt (39) afirma que la fuerte evidencia para la potencia $1/3$ justifica tomar $x=2/3$.

En el caso de otras barreras toma una distancia promedio entre barreras dada por $(N_0 + N_i)^{-1/2}$ y obtiene, reemplazando en (27):

$$\sigma_i = (\sigma^3 - \sigma_0^3)^{1/3}$$

donde σ es la tensión medida

σ_0 es la tensión antes de la irradiación

σ_i es la tensión de irradiación

Blewitt y Aremberg (39) realizaron varias experiencias en cristales "blandos" de Cu y las representaron en un gráfico $\log. \sigma$ versus $\log. \phi t$. Encontraron que en un intervalo de 3×10^{14} a 3×10^{17} neutr./cm² se cumple que $\sigma \propto (\phi t)^{1/3}$. - Es de hacer notar que una dosis tan baja como 3×10^{14} y en cristales "blandos", la tensión alcanza valores de: 1000gr/mm². En todas estas experiencias no midieron la TCR ($\Delta l/l \approx 10^{-3}$ cm/cm) inicial debido a que hicieron un intento de medir la dependencia con la dosis de la microtensión de fluencia (σ). La microtensión está determinada por la sensibilidad del detector que, en este caso, fue de 10^{-6} cm/cm permitiendo detectar deformaciones permanentes mucho antes de alcanzar la fluencia. Su elevado endurecimiento por trabajado permite distinguirlo de la TCR. Midieron la relación entre la TCR y la microtensión a 20°C cuyo valor resultó ser aproximadamente 3.

La Fig. 1-17 es la representación de una de las experiencias anterior-

res en un gráfico σ versus $t^{\frac{1}{2}}$ y $t^{\frac{1}{3}}$. Lo notable es que la recta σ versus $t^{\frac{1}{3}}$ pasa por el origen. Por otro lado, la extrapolación de la curva σ versus $t^{\frac{1}{2}}$ da un valor de 600gr/mm^2 para $t=0$.

Hacen notar que es difícil imaginar a $\sigma_0 = 600\text{gr/mm}^2$ ya que la microtensión de fluencia $\sigma_0 = 42\text{gr/mm}^2$ y probablemente σ_0 sea menor que 300gr/mm^2 . La primera medición en este gráfico se realizó para $\phi t \approx 4 \times 10^{14}$ neutrones/cm² y resultó $\sigma \approx 1.200\text{gr/mm}^2$. La Fig. 1.18 es la representación, en un gráfico log-log, de la deformación de un cristal predeformado antes de la irradiación hasta un valor $\sigma_0 = 2140\text{gr/mm}^2$. De esta manera queda al comienzo enmascarada la tensión de irradiación. Se la obtiene como $\sigma_i = (\sigma^3 - \sigma_0^3)^{1/3}$. Para $\phi t = 3 \times 10^{14}$ es $\sigma_i \approx 1\text{Kgr/mm}^2$ o sea coincidente con la tensión medida en los cristales blandos, para la misma dosis.

Finalmente la Fig. 1.19 es la representación de $\Delta\sigma$ versus $t^{\frac{1}{2}}$ y σ_i versus $t^{\frac{1}{3}}$ para un cristal con una $\sigma_0 = 320\text{gr/mm}^2$. Se observa que no se cumple $\Delta\sigma \propto (\phi t)^{1/2}$ y en cambio $\sigma_i \propto (\phi t)^{1/3}$ y que la línea recta que pasa por el origen es la misma que la obtenida a altas dosis. En este gráfico, cuando $\sigma - \sigma_0 = 300\text{gr/mm}^2$, la dosis recibida es de $\phi t \approx 3 \times 10^{14}$ neutr./cm² o sea que la tensión es $\sigma = 620\text{gr/mm}^2$. Esto discrepa en algo con los resultados de la Fig. 1.17 que, para la misma dosis y un cristal "blando", tiene tensión doble. Esta discrepancia disminuye si se toma $\sigma_0 \approx 600\text{gr/mm}^2$ como resulta de la extrapolación al origen en σ versus $t^{\frac{1}{2}}$. Los autores sostienen que para dosis menores que 6×10^{13} neutr./cm² la TCR inicial domina el endurecimiento inducido por irradiación y enmascara la dependencia con la dosis.

Estiman que la TCR inducida por irradiación puede ser explicada con un modelo de endurecimiento de fricción en la red.

Diehl y col. (42) realizaron también mediciones con muestras poco predeformadas $\sigma_0 \leq 1\text{Kgr/mm}^2$. Estas experiencias fueron hechas en la facilidad de irradiación de Karlsruhe. Las irradiaciones y mediciones se efectuaron a 20°K . Demuestran en la Fig. 1.20 que representando $\log \sigma$ versus $\log(\phi t)$ se obtienen pendientes variables entre 0,39 para muestras sin predeformación, disminuyendo hasta 0,31 para muestras predeformadas 1Kgr/mm^2 . Esto se verifica para $10^{15} \leq \phi t \leq 10^{18}$ neutr./cm².

En la Fig. 1.21 la representación de $\log \Delta\sigma$ versus $\log(\phi t)$ da una pendiente 0,5 hasta $\phi t = 10^{17}$ neutr./cm². En la Fig. 1.22 se representa σ versus $t^{\frac{1}{3}}$ y se ve que la extrapolación de las zonas rectas hacia $(\phi t) = 0$ da valores negativos para muestras con leves pre-deformaciones y positivos para muestras predeformadas hasta 1Kgr/mm^2 . En cambio en la

Fig. 1.23 se ha representado la misma experiencia en un gráfico σ versus $t^{\frac{1}{2}}$. Se ve que las extrapolaciones de las rectas en $(\phi t) = 0$ tienen el valor de σ_0 . Solamente se presenta incubación de la probeta predeformada a 1Kgr/mm^2 . Diehl y col. sostienen que solamente la componente atérmica es completamente aditiva a la tensión de irradiación. A al-

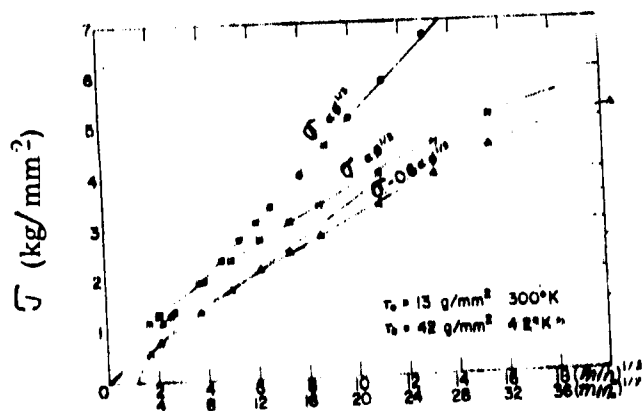


Fig. I 17

Temperatura de irradiación y medición 4,2°K en cristales de cobre

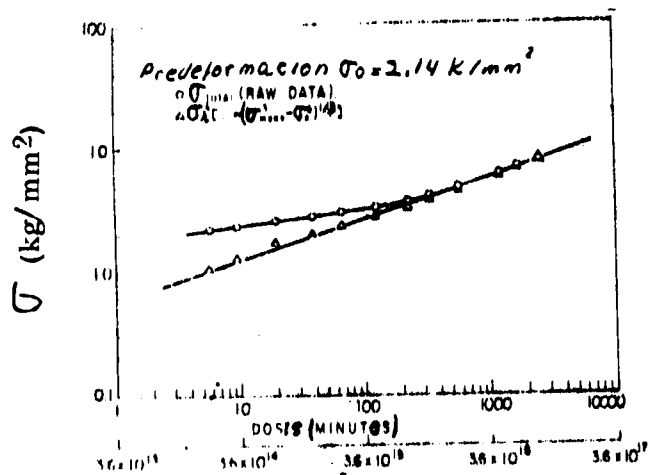


Fig. I 18

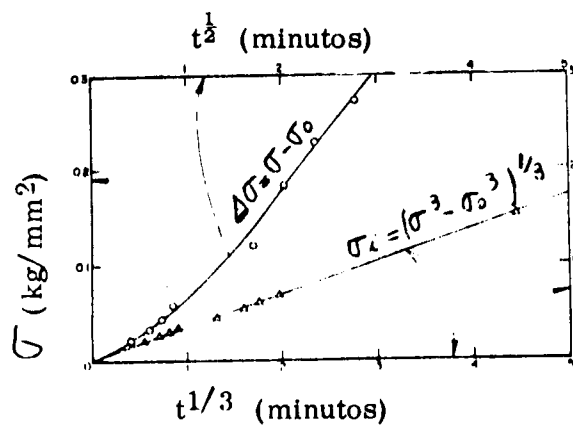


Fig. I 19

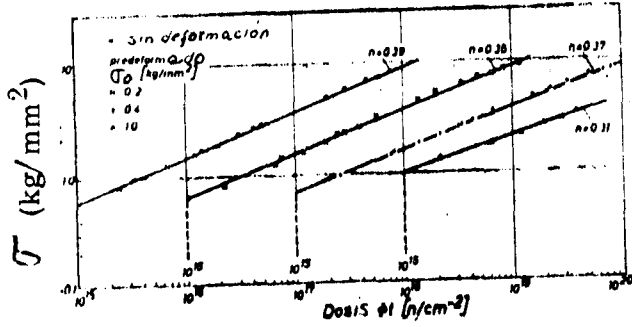


Fig. I 20

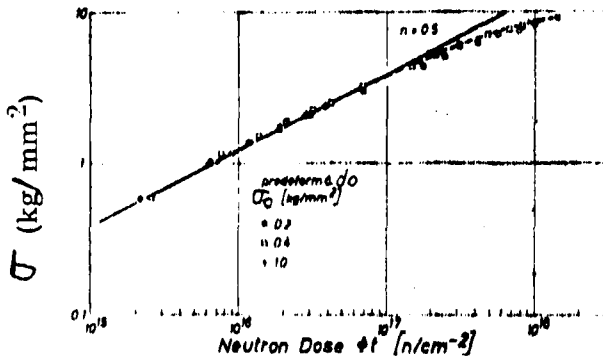


Fig. I 21

Temperatura de irradiación y medición de los cristales de cobre 20°K

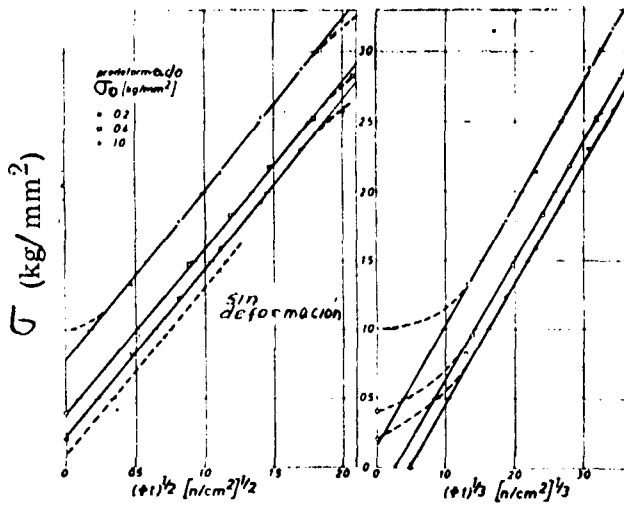


Fig. I 22

Fig. I 23

tas predeformaciones en un cristal no irradiado hay una contribución de la parte térmicamente activada de la tensión (causada por la foresta de dislocaciones) que entra en competencia con los defectos térmicamente activados creados por irradiación. Esta posición se ve refirmada por los trabajos de Brunner y col. a los que se hace referencia en (43).

La dependencia con la temperatura en cristales no irradiados se presenta en la etapa III de la curva tensión-deformación.

En cristales de Cu cuya predeformación de corte es mayor que un 25%, comienza una fuerte dependencia con la temperatura (44).

1.9. Plan de trabajo

1.9.1 Introducción

Esta investigación tiene el propósito general de contribuir a dilucidar la controversia surgida al estudiarse el efecto de bombardeo con neutrones rápidos sobre la tensión de fluencia en metales cúbicos centrados en las caras. Por una parte, Blewitt y col. determinaron que la tensión crítica resuelta (TCR) σ , en monocristales de Cu, depende de la dosis de neutrones (ϕt) (donde ϕ es el flujo de neutrones rápidos y t es el tiempo de irradiación) en la siguiente forma:

$$(\sigma^3 - \sigma_0^3)^{1/3} = \kappa (\phi t)^{1/3} \quad \phi t > 6 \times 10^{13} \text{ neutr./cm}^2 \quad (1)$$

donde σ_0 es la tensión sin irradiación. Para dosis más altas, $\sigma \gg \sigma_0$, la ecuación (1) se reduce a:

$$\sigma = \kappa (\phi t)^{1/3}$$

Por su parte, el grupo del Max Plank Institut propone un modelo de dependencia con la potencia $\frac{1}{2}$ de la dosis. Graficando la variación $\Delta\sigma = \sigma - \sigma_0$ en función de la dosis una relación $\frac{1}{2}$ existe a bajas dosis, pero aumentando ésta la relación decrece a una potencia $1/3$.

Esto último es atribuido a efectos de saturación.

Desde el punto de vista físico la diferencia entre los valores del exponente $1/2$ o $1/3$, tiene mucha importancia en relación con propiedades intrínsecas del movimiento de dislocaciones.

Tanto en modelos de endurecimiento de red o de fuente, se tiene :

$$\sigma_0 = \kappa \gamma b e^{-\epsilon}$$

y por ser $l^2 \propto N_z$ (donde N_z es el número de zonas por unidad de superficie) se tiene la dependencia con la potencia 1/2.

Un reciente trabajo de Foreman (41) calcula una dependencia para la operación de fuentes de dislocaciones dada por la siguiente fórmula:

$$\sigma_0 = k \gamma b l^{-0.85}$$

Apoyandose en este trabajo Blewitt y Aremberg postulan una dependencia

$$\sigma_0 = k \gamma b l^{-0.66}$$

esto les permite explicar su exponente 1/3 (ver.1.8.3).

El inconveniente insalvable de este modelo, a nuestro juicio, es que implica la presencia de obstáculos impenetrables tipo Orowan (los puntos de anclaje del arco de dislocación que actúa como fuente) no resultando posible entonces explicar en forma consistente la fuerte dependencia de la temperatura de la TCR observada experimentalmente por efecto de la irradiación.

De allí la importancia que asignamos a dilucidar el valor del exponente, por sus implicancias físicas que trascienden los de una mera discusión entre diferentes laboratorios.

Por otro lado, por la comparación de los resultados previos en Cu, surge que los valores de flujo integrado (ϕt) usados por Blewitt y Aremberg (39) son probablemente uno a dos órdenes de magnitud mayores que los de Diehl y col. (30) y (42). Esto podría implicar serias dificultades pues los resultados de Blewitt estarían volcados en la llamada "zona de saturación" de Diehl ($\phi t > 10^{17}$ neutr/cm²). La siguiente tabla muestra estas discrepancias:

T _i °K	T _{med.} °K	σ_0 gr/mm ²	Referencias	ϕt neutr/cm ²	σ gr/mm ²
4,2	4,2	"blandos"	Blewitt (39)	$9 \cdot 10^{16}$	6500
4,2	4,2	200	Diehl y col. (30)	10^{17}	3800
20	20	200	Diehl y col. (42)	10^{17}	4000

Diehl y col (30) mostraron que el recuperado entre 4°K y 20°K de la TCR es mejor que el 1%. Esto implica que no debería haber ninguna diferencia, en lo que hace a la TCR, a las temperaturas de irradiación (T_i) y medición (T_{med}) a 4,2°K y 20°K.

La misma situación se presenta a más bajos flujos. En la experiencia de Blewitt y col. (39) presentada en la Fig. 1.17, no fue medido σ_0 .

Se plantean dos posibilidades como cota superior de la tensión σ_0 . Según Blewitt dado el valor de la microtensión de fluencia ($\bar{\sigma}_0$) la TCR no debería ser mayor de 300gr/mm². Otra cota de σ_0 podría ser la obtenida por extrapolación a $\phi t=0$ en la representación de σ vs. $t^{1/2}$ en la Fig.1.17 que es de 600gr/mm².

En la siguiente tabla se comparan las dosis neutrónicas (ϕt) para iguales incrementos de la tensión, entre los resultados de Blewitt (39), en la Fig.1.17 y los de Diehl (42) en la Fig.1.21.

T _i °K	T _{med.} °K	σ_0 gr/mm ²	Referencias	ϕt neutr/cm ²	$\Delta\sigma$ gr/mm ²
4,2	4,2	300	Blewitt(39)	3.10 ¹⁴	900
		60	Fig.1.17		60
		600			600
20	20	"blandos"		2.10 ¹⁵	600
		200	Diehl(42)		
		400	Fig.1.21		
		1000		5.10 ¹⁵	900

Por otro lado, si se toma en cuenta el trabajo de Diehl y col. (42), se ve en la Fig.1.22 para un cristal de aproximadamente 600gr/mm² de tensión inicial, los resultados que se obtendrían (extrapolados a $\phi t=0$) pasarían por el origen. La Fig.1.17 de Blewitt podría ser un caso particular pues la extrapolación de σ versus $t^{1/3}$ pasa por el origen y la extrapolación de σ versus $t^{1/2}$ es de 600gr/mm².

Los resultados de Blewitt y Aremborg (39) corresponden a endurecimientos altos, superiores a 1000gr/mm², en todas las experiencias realizadas. Estos autores presentan solamente un cristal en el cual miden incrementos de tensión entre 20 y 300gr/mm², Fig.1.19.

Tal es el panorama de los conocimientos sobre la dependencia de la TCR con la dosis al iniciarse el presente trabajo. En base a lo anteriormente expuesto, surge la conveniencia de realizar experiencias en Cu con pequeños incrementos de tensión, menores que 1000gr/mm². Por otra parte, en materiales hexagonales no ha sido hecho nada hasta el momento en este tema.

El objeto fundamental del presente trabajo es estudiar la TCR con el flujo integrado de neutrones en monocristales de Mg y Zn.

La razón de la elección del Zn es que debería presentar un comportamiento similar al del Cu, a bajas temperaturas, en lo que hace a la

formación del "daño por radiación". Esto resulta importante para comparar los resultados en Zn y Cu.

Por su parte el Mg se comportaría en forma completamente distinta al irradiar pues casi no existiría el "pico de desplazamiento" (ver 1.7). A su elección se sumó el hecho de que grupo de "Daño por Radiación" de la CNEA ya había iniciado una línea de investigación en Mg irradiado a temperatura de reactor, que se continuaba con irradiaciones a 77°K.

1.9.2 Plan de trabajo

Se intentará crecer monocristales de baja tensión de fluencia inicial. Se tendrá de esta manera mayor evidencia sobre la tensión inducida por irradiación.

En el Zn, la orientación es muy crítica pues presenta gran facilidad para clivar en los planos basal y prismáticos. Será necesario obtener monocristales con orientaciones óptimas que permitan medir altos endurecimientos al irradiar, sin que cliven.

En el caso del Mg la tarea se verá facilitada pues las condiciones de orientación no son críticas.

Se realizará la medición de pequeños endurecimientos inducidos por irradiación por lo que es necesario utilizar un único monocristal para evitar las dispersiones propias de la tensión de fluencia

Para impedir recuperados del daño por radiación se necesitará irradiar a bajas temperaturas. Por esta razón se participará y pondrá esfuerzo en la instalación y puesta a punto del criostato a ubicar en el reactor RAI de la CNEA. No es posible después de una medición fuera del reactor, introducir la muestra nuevamente, sin calentamiento, para continuar las mediciones (ver 11.3.1). Las mediciones, por lo tanto, se realizarán "in situ".

Se diseñará una micromáquina de tracción para operar en el criostato, teniendo en cuenta que el diámetro interno del mismo es $\varnothing=22\text{mm}$.

Finalmente, puesto que se harán sucesivas mediciones en un mismo monocristal, será necesario medir las deformaciones con máxima sensibilidad.

Capítulo 11

11-1 Elección de orientación de los cristales

En metales hexagonales de empaquetamiento compacto como el Mg y Zn el plano más compacto es el plano basal (0001) y la dirección más compacta es de la $11\bar{2}0$, Fig 11-1.a. Luego el deslizamiento que más comunmente ocurre es sobre el plano basal en dirección $\langle 11\bar{2}0 \rangle$.- Este modo de deformación ha sido observado en casi todos los metales hexagonales. Otros sistemas de deslizamiento han sido también observados pero, en general, ellos operan solamente cuando el deslizamiento en el plano basal está inhibido por alguna razón. El Zn a temperatura de nitrógeno líquido cliva a bajas tensiones en el plano basal (0001) y en los planos prismáticos del tipo 11 tales como $(10\bar{1}0)$, $(1\bar{1}00)$ etc con las siguientes tensiones (45):

$$\tau_c^{0001} = 190 \text{ gr/mm}^2$$

$$\tau_c^{10\bar{1}0} = 1.800 \text{ gr/mm}^2$$

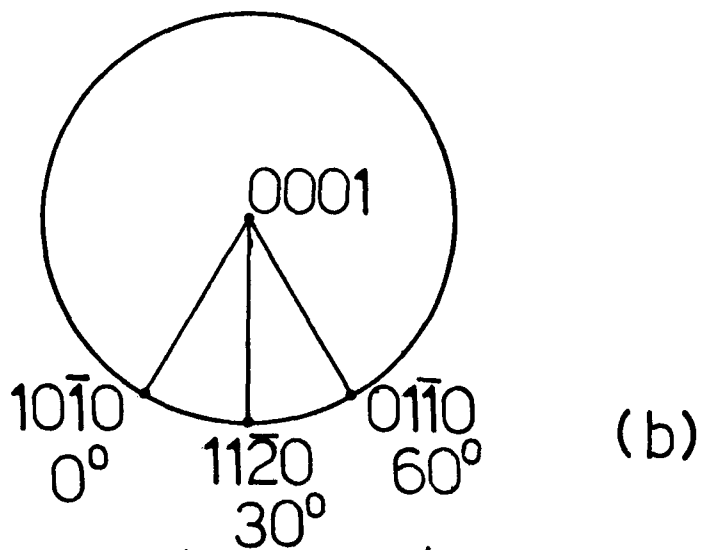
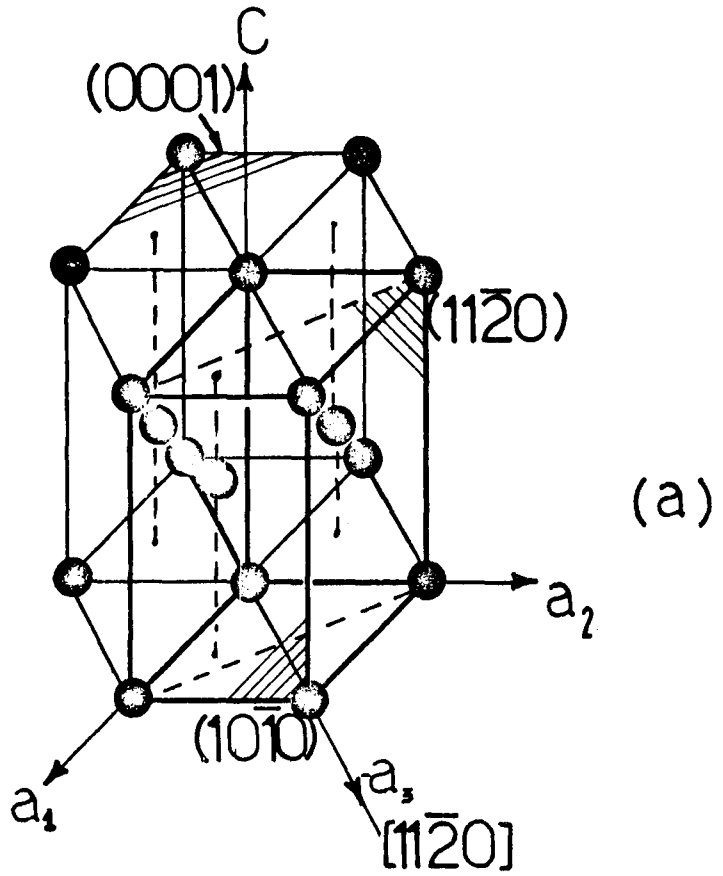
Para referir la posición del eje del cristal (4) se usaron las normales a los planos (0001) , $(10\bar{1}0)$ y $(11\bar{2}0)$ (esta última coincidente con dirección de desplazamiento). La orientación cristalográfica de cada cristal fué determinada por el método de reflexión de Laue. La figura 11-2 muestra la forma de los cristales. Una primera condición que se desprende es que el ángulo entre el eje de la muestra y la normal al plano basal debe ser menor de 84° para que éste no esté inhibido como plano de desplazamiento.

La fuerza necesaria para producir el deslizamiento, aplicada en la dirección del eje, está dada por:

$$F = \frac{\sigma_F A}{\cos(\hat{0001}) \cos(\hat{11\bar{2}0})} \quad (11-1)$$

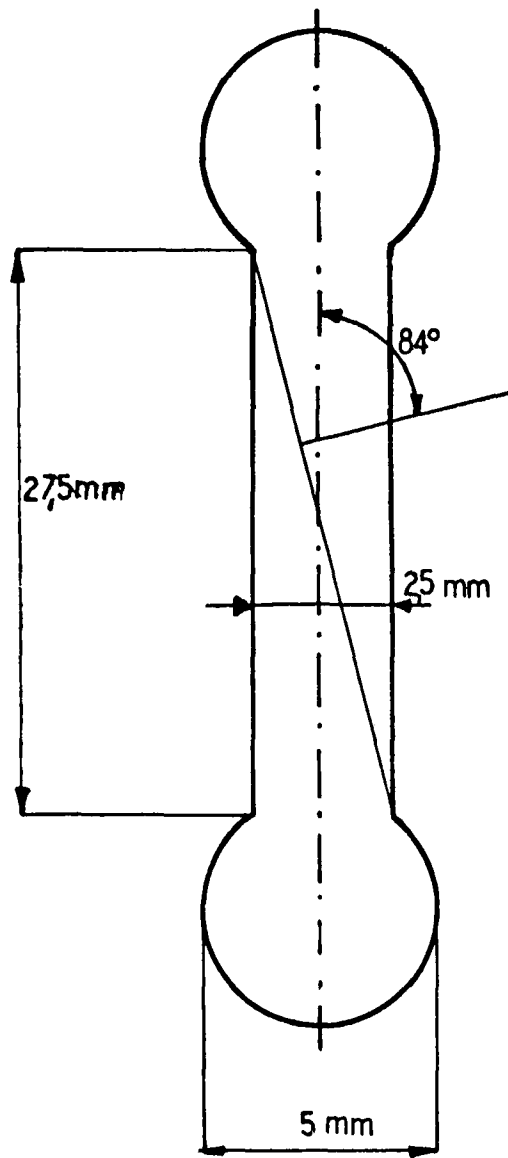
donde σ_F es la tensión de corte crítica resuelta; A es el área de la sección normal al eje; $\cos(\hat{0001})$ es el ángulo entre el plano basal y el eje y $\cos(\hat{11\bar{2}0})$ es el ángulo entre la dirección de deslizamiento y el eje del cristal.-

Se trató de conseguir valores pequeños de F. Si $\cos(\hat{0001})\cos(\hat{11\bar{2}0})$ varía entre 0,3 y 0,5 (máximo) es poca la variación en F y esto da un criterio de elección de cristales (46).



a) Estructura hexagonal compacta
 b) Proyección esterográfica

FIG:II .1



Probeta de tracción

FIG :II . 2

Para $(0001) = 70^\circ$; $(11\bar{2}0) = 20^\circ$ o viceversa es: $\cos(11\bar{2}0)\cos(0001) = 0.32$

Estas condiciones, que son suficientes para el magnesio, no lo son para el zinc debido a los bajos valores de las tensiones de clivaje que imponen otras restricciones. La fuerza aplicada sobre el eje necesaria para clivar sobre el plano (0001) , F_c^{0001} o sobre el plano $(10\bar{1}0)$, $F_c^{10\bar{1}0}$ están dadas respectivamente por:

$$F_c^{0001} = \frac{\tau_c^{0001} A}{\cos^2(0001)} \quad (11-2)$$

$$F_c^{10\bar{1}0} = \frac{\tau_c^{10\bar{1}0} A}{\cos^2(10\bar{1}0)} \quad (11-3)$$

donde $(10\bar{1}0)$ es el ángulo entre el plano $(10\bar{1}0)$ y el eje. Al endurecer por irradiación, la tensión de fluencia σ_F se hace mayor y por consiguiente F (ec. 11-1) aumenta. Cuando F alcanza el valor de la menor de las F_c (ecs. 11-2 y 11-3) el cristal cliva en el plano respectivo.

Si se llama

$$F_{\min} = \min \left\{ F_c^{0001}, F_c^{10\bar{1}0} \right\} \quad (11-4)$$

y si se reemplaza en (11-1) queda:

$$\sigma_F^{\max} = \frac{F_{\min}}{A} \cos(11\bar{2}0)\cos(0001) \quad (11-5)$$

σ_F^{\max} corresponde a la tensión máxima de fluencia que se puede medir en un cristal endurecido por irradiación.-

Otra condición que debe cumplirse en el Zn es que el eje esté sobre el meridiano $(11\bar{2}0)$ (Fig. 11-1.b) de la proyección estereográfica. En este caso los planos prismáticos $(10\bar{1}0)$ y $(01\bar{1}0)$ se encuentran en idénticas condiciones. Cualquier movimiento del eje por un paralelo aumenta la tensión normal sobre uno de ellos.

Otra condición en el Zn es que

$$F_C^{0001} = F_C^{10\bar{1}0} \quad (11.6)$$

que equivale a obtener el máximo de los F_{min} y por lo tanto el máximo de los σ_F^{max} .

De (11.6) se obtiene:

$$\cos(\hat{10\bar{1}0}) = 3.12 \cos(\hat{0001}) \quad (11.7)$$

Por ser una ecuación trascendente se calcula por aproximaciones, con ayuda de la Red de Woolf, la orientación optima.

De aquí surge que la orientación conveniente suponiendo que las tensiones de clivaje no varían durante la irradiación es:

$$(\hat{0001}) = 74^\circ \quad (\hat{11\bar{2}0}) = 16^\circ \quad (\hat{10\bar{1}0}) = 33,5^\circ$$

y la tensión σ_F^{max} a que se puede llegar endureciendo por irradiación es:

$$\sigma_F^{max} = 665 \text{ gr/mm}^2$$

La figura 11.3 muestra la posición de posibles ejes alrededor del recientemente calculado. En correspondencia con ellos están los valores máximos de tensión de fluencia en gr/mm.

Los ejes que están sobre el meridiano de 30° que pasa por los planos (0001) y $(11\bar{2}0)$ tienen una diferencia angular de dos grados entre si, como así también los ejes que están en el meridiano de 24° . De este gráfico se desprende claramente que una pequeña desviación (dos grados) de la orientación calculada, hace disminuir alrededor del 10% la tensión máxima de fluencia.

Si por razones experimentales fuera necesario ampliar el intervalo de mediciones de la tensión de fluencia en función del tiempo de irradiación, se estaría muy restringido en la selección de los monocristales.

11.2 Preparación de muestras

Los monocristales fueron crecidos con la forma de probeta de tracción que muestra la Fig.(11-2) lo que exige que el crisol sea partido en un plano que contiene al eje de los cristales. Los crisoles

Valores de ∇_F^{\max} en la proyección estereográfica

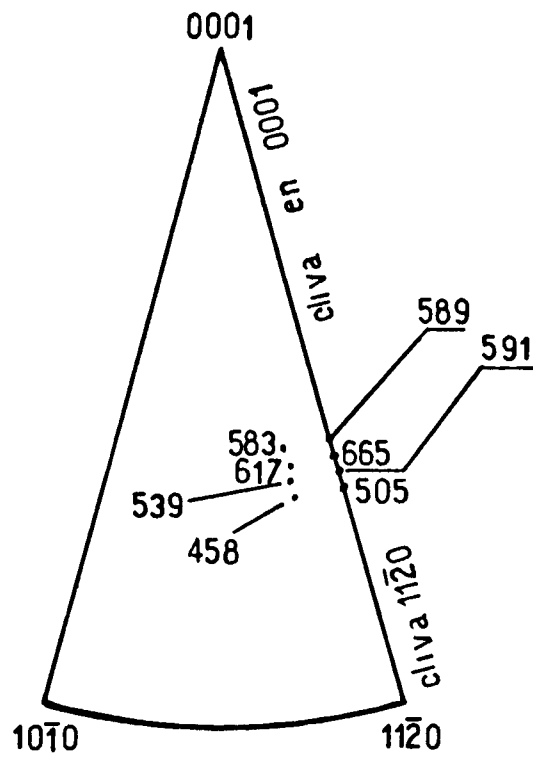


FIG:II.3

fueron fabricados con grafito de alta pureza (99,99%) y de grano fino, lo que permite una buena terminación de las superficies.

En la parte inferior va colocada la semilla y en la parte superior alojan el material a fundir en cantidad suficiente para asegurar una presión de carga adecuada.-

El crecimiento se realizó usando una técnica de Bridgman modificada. Consiste en un horno móvil con un gradiente de temperatura de aproximadamente 20°C/cm. La temperatura de la zona central es 20% mayor que la temperatura de fusión del metal. El crecimiento se realiza en atmósfera de argón a presión levemente superior a la atmosférica. La cinética de evaporación a esta presión está muy disminuída y la cantidad de metal condensado en las paredes frías es despreciable. El horno se mueve en un plano que forma un ángulo de 60° con respecto al horizontal y con una velocidad de 2,2cm/h. Una vez terminado el crecimiento se colocan los monocristales en una cama de lucite para proceder a separarlos entre si y de la semilla. Los cortes se efectúan en una sierra ácida utilizando un hilo de polipropileno embebido en ácido clorídrico.

Los monocristales de Mg se fabricaron a partir de granallas de pureza 99,9942 adquiridas a Johnson Matthey Chemicals Limited.

Los monocristales se pegaban al crisol a menos que se pintase éste con una solución de óxido de magnesio en alcohol. Se decidió obviar este paso mejorando las condiciones de desgasado previas a la fusión del Mg y aumentando la pureza del argón.

Se contruyó un purificador de argón. Se basa en hacer pasar argón por virutas de Zirconio calentadas a 800°C. A esta temperatura el O₂, H₂O y CO₂ reaccionan con el Zr; lo único que queda libre es el Hidrógeno. Sise tiene la precaución que el horno tenga una zona a 300°C el Zr retendrá totalmente el H. (47).

Para producir menos hidrógeno y darle más duración a las virutas de Zr, previamente el argón pasa por un serpentín que está en un baño de hielo seco y alcohol.

11.2.1 Desgasado:

Si se representa la pérdida del equipo (U) en función del tiempo de encendido del manómetro de ionización (a catodo frío) del equipo de crecimiento, ésta va disminuyendo hasta hacerse constante a los 200 minutos de encendido. Este tiempo corresponde al desgasado propio del manómetro. Si se tiene en cuenta esto al efectuar las mediciones y se inicia el proceso de crecimiento cuando $U \cong 5 \times 10^{-8} \frac{\text{torr-litro}}{\text{seg}}$

medido a temperatura ambiente, los monocristales obtenidos no se pegan al crisol, su superficie es brillante y no hay "olor a azufre"

al abrir el equipo. Para acelerar este proceso de desgasado se decidió realizarlo a mayor temperatura. Se obtuvo que la temperatura de sublimación del Mg a presión de difusora $p=10^{-6}$ mmHg, es 250°C . Se tomó, por lo tanto, como temperatura de desgasado $T=200^{\circ}\text{C}$. Esto se consiguió con un grán horno que cubría toda la zona barrida por el horno de crecimiento. Este calentamiento se efectuó lentamente para que la presión nunca fuese menor de 10^{-5} mmHg. Si se inicia el proceso de crecimiento con $U_{\frac{10^{-6}}{\text{seg}}}$ torr-lt medido a 200°C , los cristales obtenidos

repite las características anteriores.

Los cristales usados en las experiencias fueron crecidos con este último criterio y su tensión de fluencia a temperatura de nitrógeno líquido fué de $80\text{gr}/\text{mm}^2$. Se proyectó y contruyó un circuito cerrado de agua para la refrigeración de la difusora destinado a evitar eventualidades durante los largos períodos de desgasado. En el caso de Zn no es posible obtener al azar la semilla con la orientación adecuada, por lo que se creció un cristal esférico de 20mm de diámetro.- De él se cortaron semillas de 2cm de largo con la máquina de electroerosión.

Los monocristales de Zn se fabricaron a partir de barras de pureza 99,9999%.

En este caso no fué necesario desgasar con vacío de difusora y se efectuó vacío de mecánica previo al llenado con argón.-

La tensión de fluencia promedio de estos cristales a temperatura de nitrógeno líquido es de $40\text{gr}/\text{mm}^2$.-

11.3 Criostato

11.3.1 Introducción

Para realizar las irradiaciones en nitrógeno líquido (N.L) se participó en la instalación y puesta a punto de una facilidad de irradiación en el reactor RA.1 de la Comisión Nacional de Energía Atómica. La construcción del criostato y su panel de control fué contratada a la firma Tres Bases Temperatures (T.B.T.) de Francia.

Se prestó fundamental atención al estudio de la seguridad del reactor y del criostato lo cual llegó a agregarle nuevos sistemas de seguridad (48). Uno de los problemas en irradiaciones a temperatura de N.L es la probable entrada de oxígeno al sistema de irradiación. Este, por ser menos volátil, se licúa aumentando en forma continua su concentración en el Nitrógeno. Parte del oxígeno líquido, bajo la acción de radiación gamma, se transforma en compuestos inestables de Oxígeno (Ozono) o de oxígeno -nitrógeno (49), cuya descomposición espontánea

libera una gran cantidad de energía capaz de evaporar considerable nitrógeno líquido. Esto trae aparejado el riesgo de una explosión en el tubo de irradiación. El tubo se llenaría de agua del reactor, aumentando la moderación de neutrones rápidos, por lo que el reactor quedaría supercrítico. Se estimó en colaboración con la Dra. Delfina de Recabarra, en base a los estados críticos del reactor antes y después de colocado el criostato (posición de barras) y considerando que la reactividad de una barra es del orden de dos dolares, que si esto ocurriera la potencia del reactor se duplicaría en 14 segundos.

11.3.2 Descripción

Básicamente el criostato es un condensador a reflujo (Fig. 11.4). El nitrógeno líquido comercial (0,2 a 0,5% de oxígeno) que contiene el intercambiador de calor (\mathcal{R}) se halla por encima del reactor, donde la radiación gamma es baja, de modo que no se requieren condiciones de alta pureza en el nitrógeno líquido empleado.

La carga calórica entregada por la radiación gamma es del orden de 0,1 watt por gramo (49).

El nitrógeno líquido evaporado del tubo de irradiación es condensado en \mathcal{R} a costa de la disminución del nivel de N.L. comercial en el intercambiador y en consecuencia de un aumento de presión en el tubo de irradiación.

El manómetro M , tiene dos contactos regulares (1) y (2). El primero (1) comanda la apertura de la válvula SNLA cuando la presión llega a 1,2 Bar, permitiendo el paso de N.L. del termo a través de la cañería de alimentación. El segundo (2) comanda una alarma cuando la presión llega a 2 Bar. Esto puede suceder porque se termina el N.L. comercial del termo T_1 o se deteriora el vacío en el criostato por debajo de 10^{-1} mmHg. Un manómetro de ionización colocado en la cañería de vacío comanda una alarma cuando la presión es mayor a 10^{-4} mm Hg. Esto es importante pues si hubiera una pérdida podría condensarse aire líquido en la cámara de vacío en la zona de alta radiación gamma. Se decidió duplicar esta alarma colocando un manómetro a termocupla que dispara una alarma de nivel regulable cuando p es mayor que 10^{-3} mm Hg.

Un microswitch colocado en la parte superior del termo T_1 , es accionado cuando éste se vacía, haciendo funcionar una alarma. Se decidió duplicar los termos conectándolos de forma tal que el cambio fuese casi automático. Se construyó entonces un sistema de presurización de los termos T_1 y T_2 por medio de la garrafa G_1 que hace de reservorio intermedio de nitrógeno gaseoso comercial. El manómetro M_G tiene dos contactos regulables (1) y (2) que comandan la apertura y cierre de la

válvula S_0 de forma tal que la presión se mantiene entre 7 y 9 PSI. Teniendo en cuenta que la presión máxima que soportan estos termos es de 10 PSI se agregaron al sistema las válvulas de seguridad VS_2 , VS_3 y VS_4 .

Un manómetro M_T con dos contactos regulables (1) y (2) comanda una alarma si la aguja indicadora sale del rango indicado (6-10 PSI). Los 30 cm de altura de nitrógeno líquido de alta pureza contenidos en el tubo de irradiación se consiguen condensando los 20 litros de N. gaseoso que están en el dosador a una presión de 5 Bars. Terminada la liquefacción, la válvula IS , queda cerrada para disminuir el volumen conectado al tubo de irradiación. En esta forma, una pequeña evaporación se traduce en un aumento grande de presión y la fluctuación de nivel en el tubo de irradiación es despreciable. Esto es importante porque el NL actúa como absorbente neutrónico y producirá variaciones en la reactividad del reactor.

Si por alguna razón se evaporara todo el NL la presión en el tubo de irradiación llegaría a 75 Bars por lo que existe una válvula de seguridad VS_1 que se abre cuando la presión es mayor que 3,5 Bars.

Una termocupla colocada en el tubo de irradiación sigue los cambios de temperatura producidos por los cambios de presión. La señal de la termocupla es amplificada y acciona un relay galvanométrico con dos contactos regulables. Estos contactos comandan una alarma si la temperatura supera sus valores.

En caso de pérdida de nitrógeno del tubo de irradiación al exterior, es el contacto inferior la única alarma. Si esto sucediera podría licuarse oxígeno del ambiente con el riesgo conocido. Se decidió entonces agregarle al sistema un manómetro M_p de dos contactos regulables.

El (2) acciona una alarma cuando la presión llega a 1,05 Bar y el (1) provoca la detención del reactor cuando la presión alcanza 1,03 Bar. Estos valores se fijaron teniendo en cuenta que la presión mínima en el tubo de irradiación, que está dada por la potencia del reactor, es en nuestro caso $p \approx 1,08$ Bar.

En el caso de una explosión en el tubo de irradiación un presiostato (P) en la cañería de alto vacío provoca caída de barras o sea detención del reactor.

Fué necesario agregar un tubo de protección contra la corrosión (F), de aluminio anodizado, debido a que la presencia de grafito sin blindar en el agua del reactor formaba una pila que corroía el tubo de Al del criostato. Entre el tubo F y el criostato se introdujo nitrógeno a una presión de 0,1 Bar, la cual es leída por el manómetro M_2 . Si se llegara a perforar el tubo F, el manómetro lo indicará con el aumento de la presión a 1 Bar.

Cuando esto sucede, se debe proceder a reemplazarlo con urgencia.

En el proceso de retirado de las probetas irradiadas se condensa Oxígeno del ambiente dentro del tubo de irradiación. Para eliminarlo rápidamente y dejar el reactor en condiciones de funcionamiento, se agregó un sistema para evaporar el nitrógeno del tubo de irradiación y del intercambiador de calor. Consiste en la garrafa G_2 que contiene 1 litro de nitrógeno gaseoso a una presión de 1 Bar. La aislación térmica se elimina abriendo la válvula V_6 pues la presión resultante es de ~ 1 cm de Hg. Previo a este operativo se hace vacío en el tubo de irradiación por medio de la bomba BP_1 .

La cañería de alimentación se calentaba considerablemente entre inyecciones. Esto implicaba que al comienzo de una nueva inyección la carga calórica que ingresaba al intercambiador provocaba un gran aumento de presión. Para mejorar su funcionamiento se construyó una cañería de alimentación bajo vacío, mantenido por la bomba mecánica BP_2 .

En casos de corte de corriente se cierra la válvula solenoide V_1 para mantener el vacío en el criostato. Simultáneamente un relay conecta las baterías que permiten el funcionamiento de todo el sistema de inyección de nitrógeno líquido comercial. Por si este sistema fallara, se duplicó la válvula SLNA con la SNLM que es abierta manualmente sin intervención del manómetro M_1 .

Esto se complementa con el termo autopresurizante T_3 , que solo es usado en estas emergencias por su deficiente regulación de la presión (termo provisto por "La Oxígena").

La figura 11.5 muestra una vista en corte del reactor y la posición del criostato en el mismo. Se observa que la parte inferior del criostato coincide con el punto medio de los elementos combustibles.

La figura 11-6 muestra un corte horizontal de la grilla.

En la figura 11-7 se observa la posición relativa de los elementos más importantes de la instalación en la sala del reactor.

Al realizarse la interconexión panel reactor-criostato se instalaron duplicados de las alarmas más importantes del panel del criostato en el panel del reactor.

11-3-3 Estimación del contenido máximo de oxígeno en nitrógeno

En el siguiente cálculo se supondrá que todo el oxígeno licuado pasa a Ozono (O_3) y se descompone violentamente.

Sea $C(O_2)$ la concentración en volumen de oxígeno en nitrógeno a presión y temperatura normal.

La presión en el dosador de 20 litros de volumen es de 5 Bar. El vo-

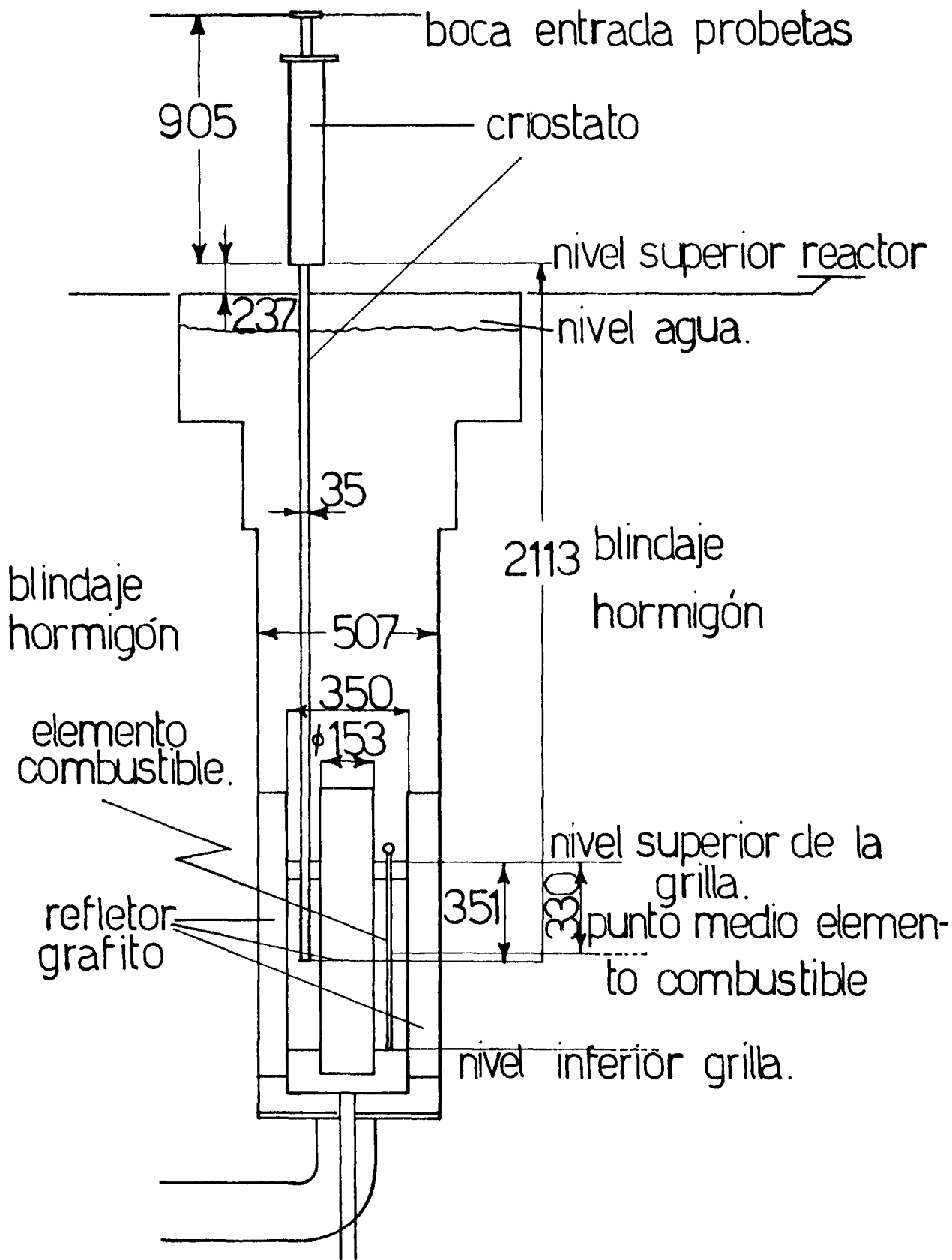


FIG:II. 5

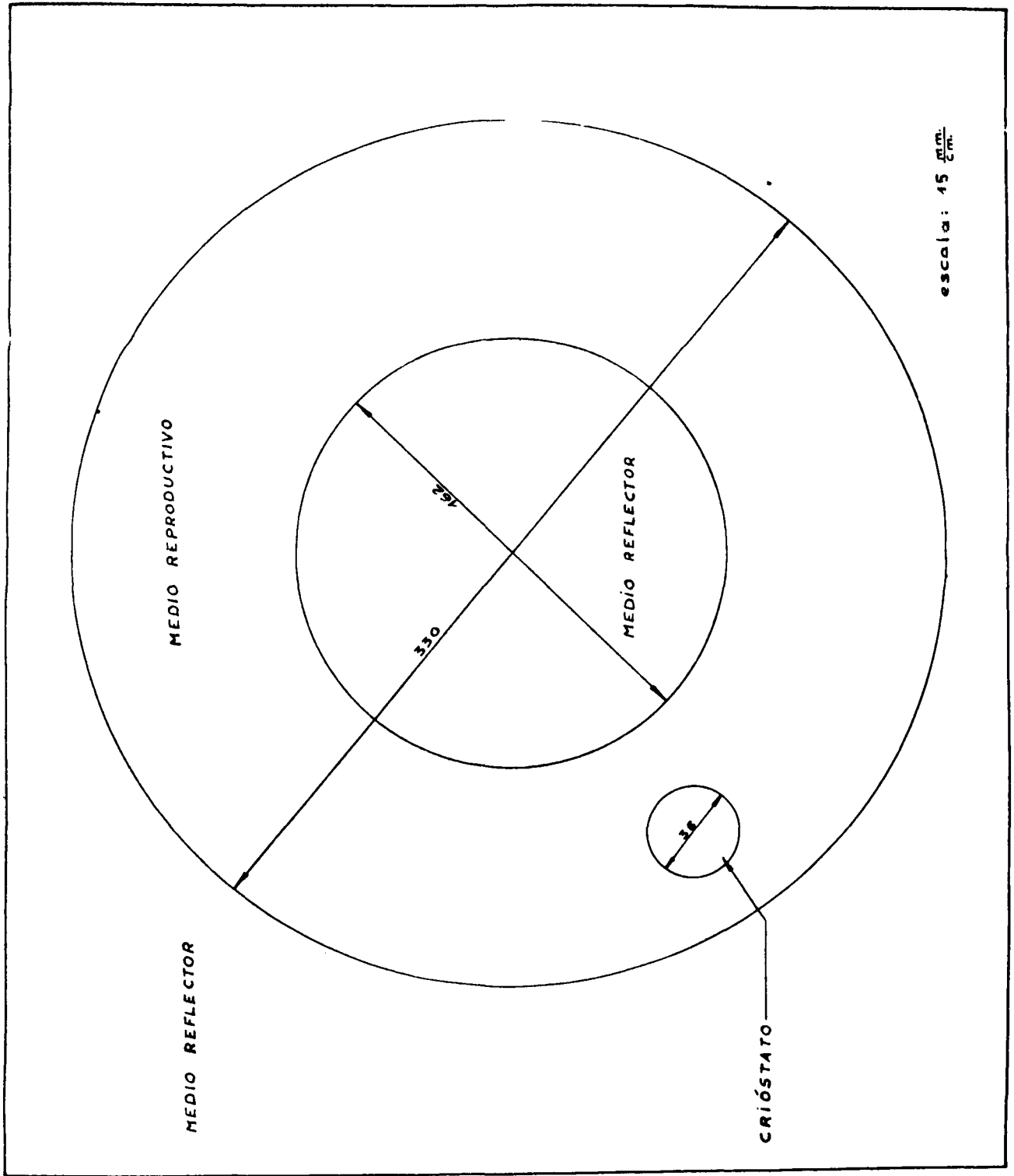


FIG. II. 6 .

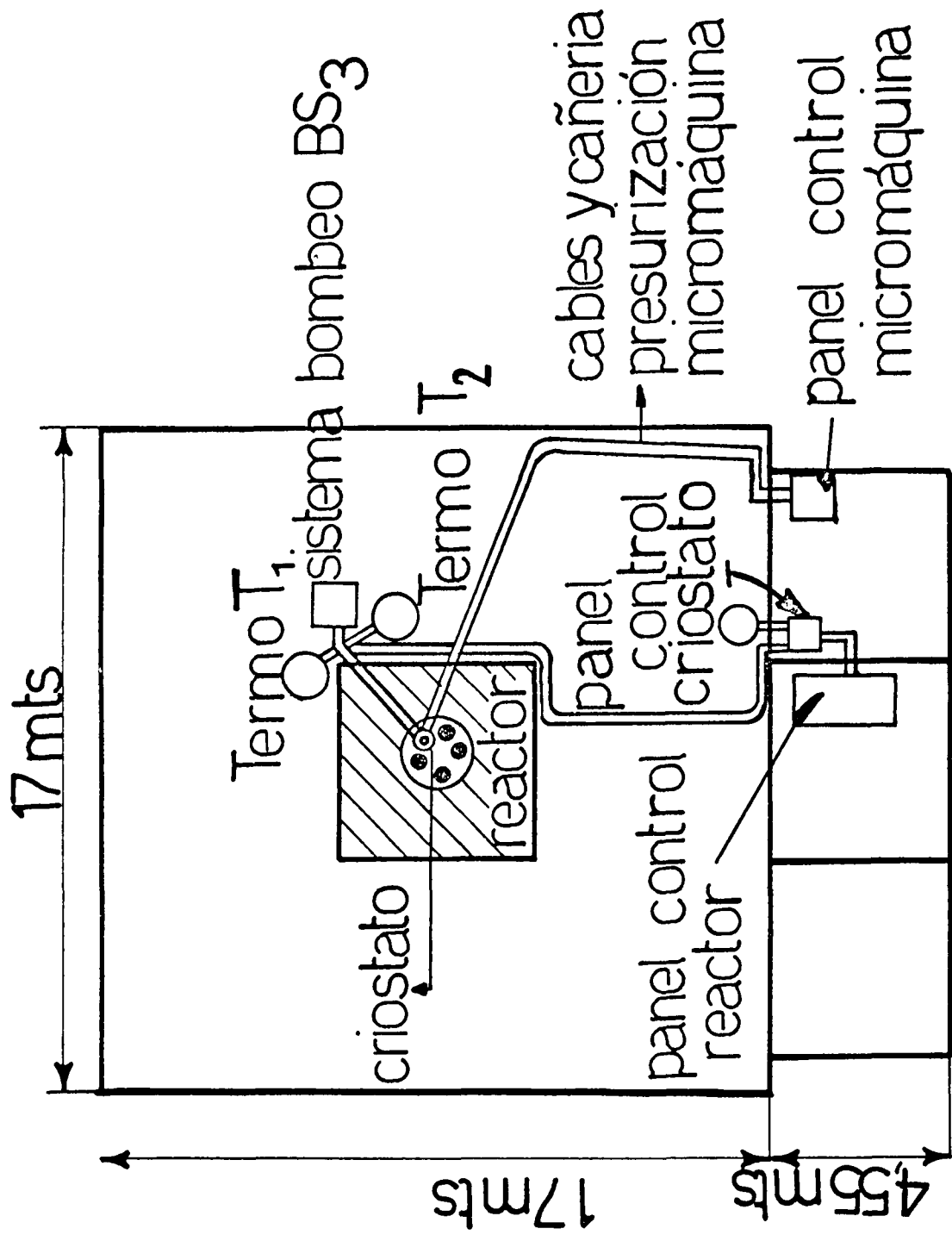


FIG:II. 7.

lumen parcial de oxígeno $V(O_2)$ a presión y temperatura normales en función de la concentración es:

$$V(O_2) = 100 C(O_2)$$

El número de moles de ozono que podrían formarse es:

$$n(O_3) = 0,27 C(O_2)$$

La energía que se libera al descomponerse es de 35 Kcal/mol o sea que la energía liberada en Kcalorías es:

$$Q = 9,45 C(O_2)$$

La cantidad de nitrógeno G (en granos) que se evapora con esta energía, teniendo en cuenta que el calor latente de vaporización del nitrógeno es 47,6 cal/gr, resulta:

$$G = 2 \times 10^2 C(O_2)$$

Sea P_e la presión que ejerce esta masa de nitrógeno evaporado en una esfera de diámetro igual al del tubo de irradiación y P_t la presión ejercida en el volumen del tubo de irradiación (2 litros). Esta última es leída por los manómetros M_I y M_G .

En este cálculo suponemos que se cumple la ley de los gases ideales para la temperatura de nitrógeno líquido.

Resulta: $P_e = 1,2 \times 10^6 C(O_2)$

$$P_t = 40 C(O_2)$$

Para una concentración de 10 ppm $C(O_2) = 10^{-5}$

$$P_e = 12 \text{ K/cm}^2$$

$$P_t = 4 \times 10^{-4} \text{ K/cm}^2$$

La presión de explosión del tubo de irradiación es de 100 Kg/cm². Pequeñas explosiones como las supuestas no son detectadas por los manómetros M_I y M_G , de 5×10^{-4} Kg/cm² de sensibilidad.

Se elige como concentración máxima de contenido de oxígeno en nitrógeno 10 ppm.- Este valor, como se desprende del método de cálculo y

teniendo en cuenta que no todo el oxígeno pasa a ozono (1), cumple con holgura las condiciones de seguridad.

11-4 Micromáquina de tracción

11-4-1 Introducción

La micromáquina de tracción se construyó para funcionar en el criostato instalado en el reactor RAI de la CNEA.

El diseño de la misma se realizó teniendo en cuenta las siguientes condiciones:

- a) El tubo de irradiación del criostato, donde va colocada la micromáquina, tiene un diámetro interior $\varnothing = 23\text{mm}$
- b) Se adoptó como carga máxima, sin irradiación, a soportar por la micromáquina 70 Kg. Este valor está basado en la fuerza necesaria para hacer entrar en fluencia un cristal de cobre de la forma y tamaño indicados en la Fig. 11-2, irradiado con una dosis de neutrones/cm². (50).
- c) Se eligió el aluminio como material básico constitutivo de la micromáquina. Esto aseguró esperas razonablemente cortas después de cada irradiación para iniciar el manipuleo.

11-4-2 Descripción

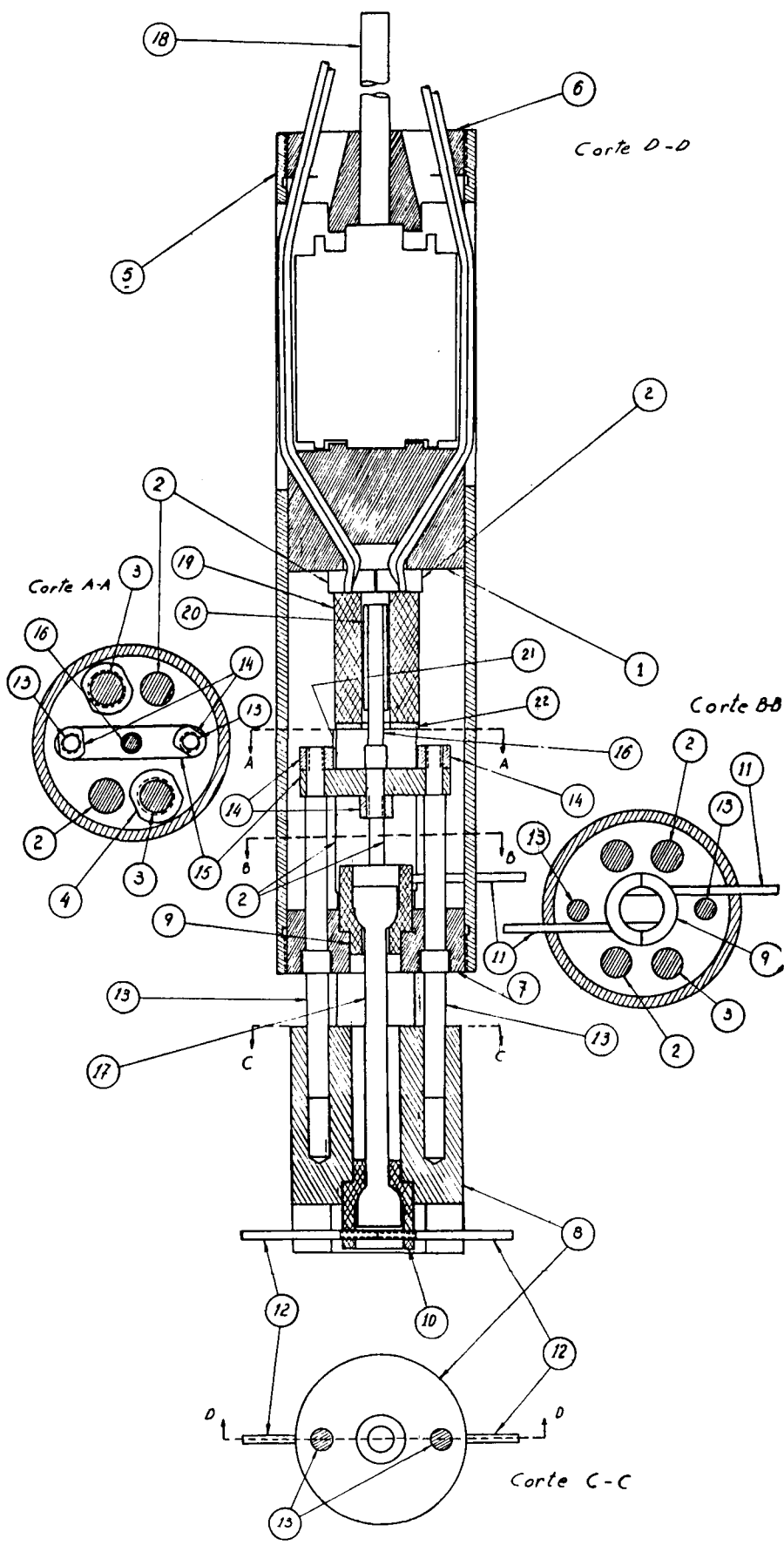
La micromáquina consiste esencialmente en un fuelle presurizado con gas Helio que tracciona la probeta y un transformador diferencial lineal variable (T.D.L.V.) para detectar la deformación.

Esto se muestra en la Fig. 11-8. Esta es una versión similar a la usada por Blewitt en lo que hace a sus principios de funcionamiento (7) Se ha introducido una modificación en el control de la velocidad de deformación, como se explica en el Método II (Ver en 11.4.3).

El cilindro (5) de $\varnothing = 22\text{mm}$ tiene roscadas en sus extremos dos tapas (6) y (7). El pistón (1) que es empujado por el fuelle (18) tiene roscadas cuatro columnas de empuje (2) y (3) que pasan a través de la tapa (7) empujando en el plano C-C de la pieza (8). Esta pieza está apoyada en la cabeza inferior de la probeta (17) la cual pende por su cabeza superior de la tapa (7).

El cilindro guía apantalla la radiación β emitida por el fuelle de inoxidable.

Las mordazas partidas (9) y (10) permiten el montaje de la probeta,



roscando previamente las piezas (11) y (12) para poder manipularlas. El (TDLV) (19) está entre las columnas (2) y (3) y su núcleo de hierro (20) está roscado en el tornillo (16). La planchuela (15) que lo soporta está montada sobre dos columnas (13) roscadas en la tapa inferior (7). Estas columnas son pasantes y sirven de guía a la pieza (8).

La micromáquina fué contruída en Al / 1%Mg tratado; solo la tapa superior se fabricó en Cu electrolítico para evitar el "engrane" de su rosca.

La figura 11-9 muestra una foto de la micromáquina y el detalle de sus piezas constitutivas.

El largo de la micromáquina es 11cm.

11-4-3 Teoría de su funcionamiento

Hagamos un modelo de la micromáquina, Fig. 11-10.

La ecuación que relaciona las fuerzas que intervienen en el sistema es:

$$F = (p - p_c)S - K_r (\mathcal{E} - \mathcal{E}_0) \quad \text{para } \mathcal{E} \geq 0 \quad (11.8)$$

donde F es la fuerza aplicada a la probeta en la dirección de su eje, p es la presión que ejerce el gas en el interior del fuelle, p_c presión ejercida por el criostato en el exterior, S es la superficie efectiva del fuelle y K_r la constante del mismo como resorte. \mathcal{E}_0 es la posición del fuelle a la presión p_c y \mathcal{E} la elongación de la probeta.

La presión necesaria para que el fuelle comience a traccionar la probeta (p_0) está dada por ec (11-8) para $\mathcal{E} = 0$ $F = 0$

$$K_r \cdot \mathcal{E}_0 = (p_0 - p_c)S \quad (11.9)$$

Reemplazando (11.9) en (11.8) se obtiene:

$$F = (p - p_0)S - K_r \mathcal{E} \quad (11.10)$$

pero esto vale para $p > p_0$

Podemos escribir, para la probeta, la fuerza en función de la elongación en la siguiente manera:

MICROMAQUINA DE TRACCION

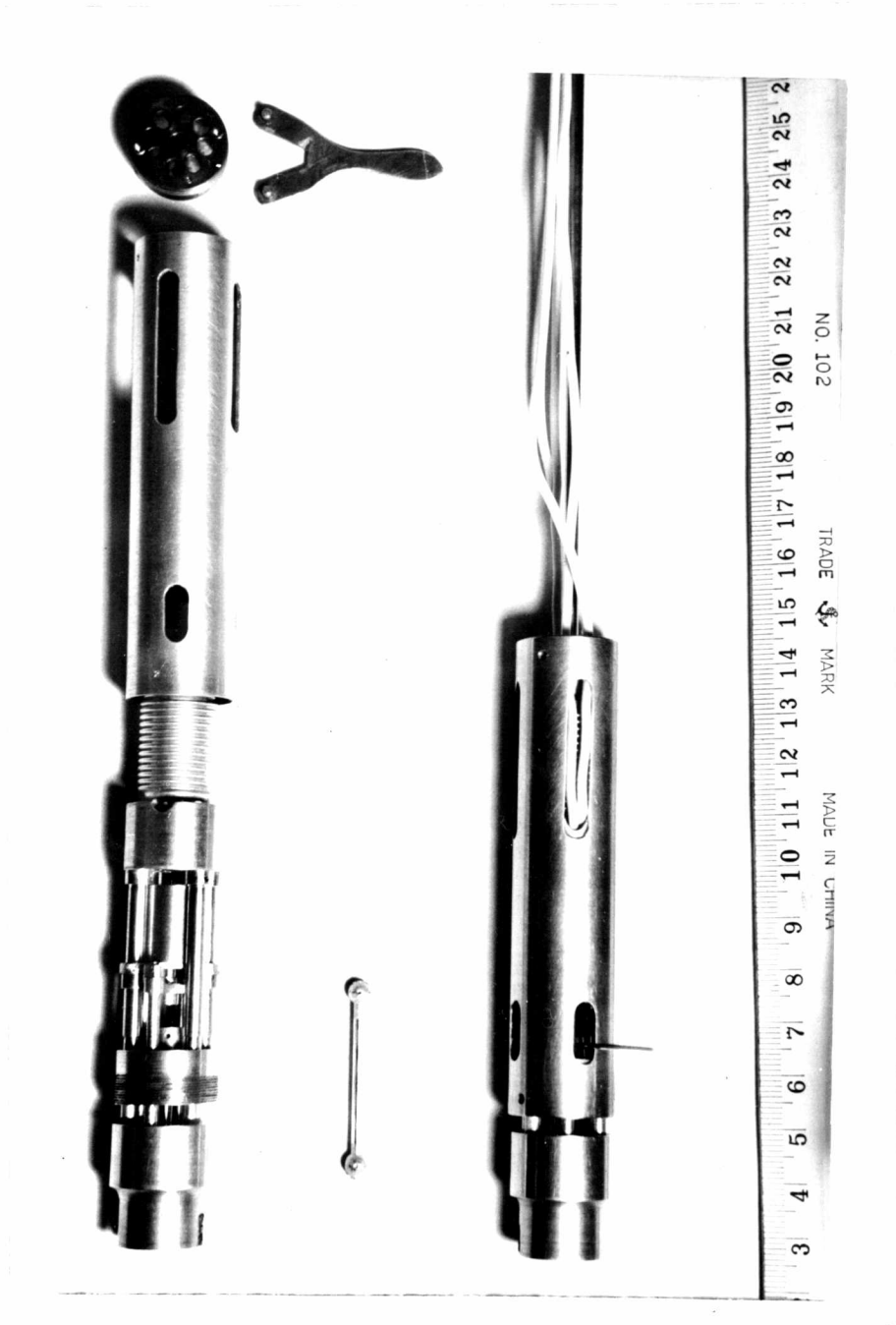
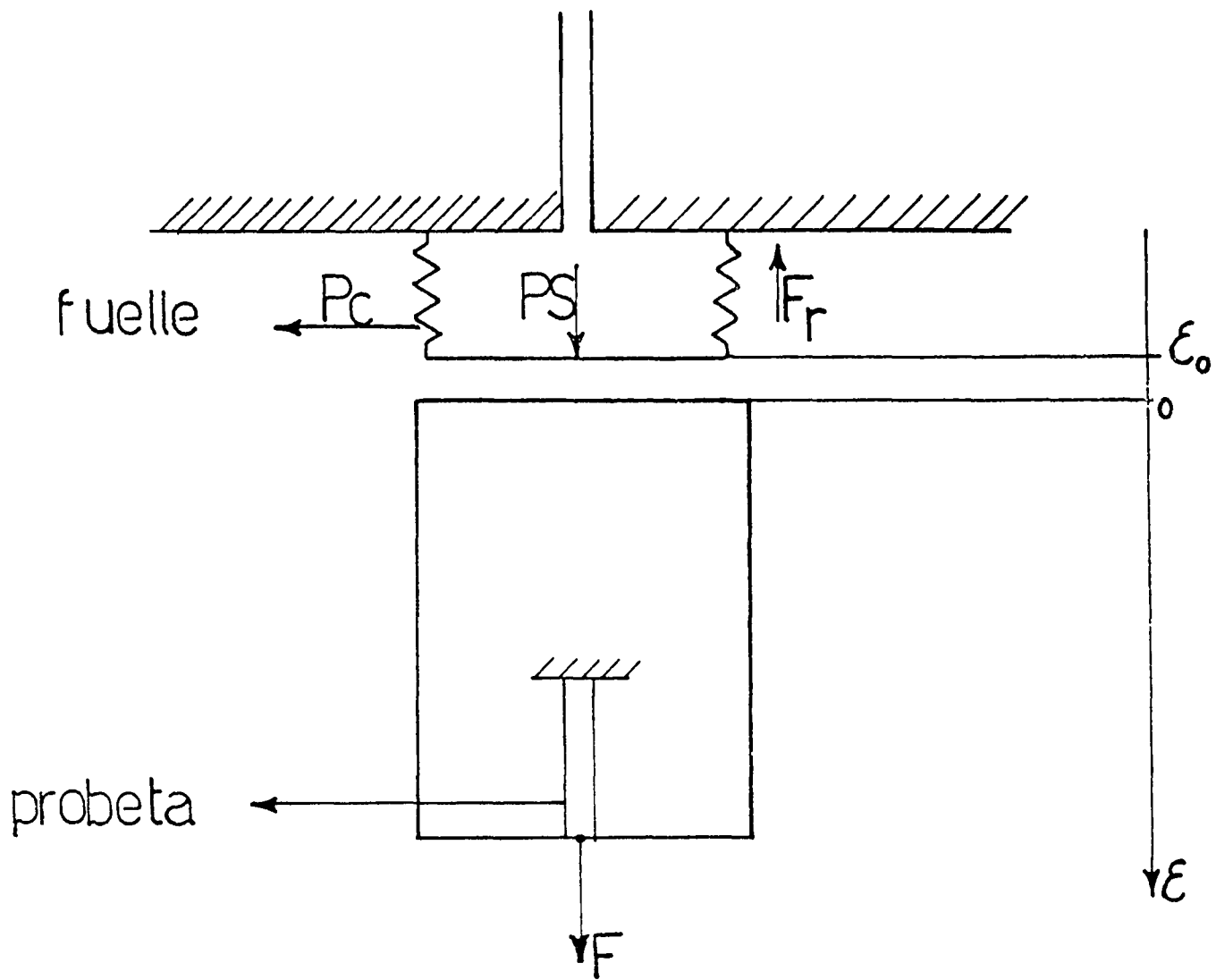


FIG. 11.9



Modelo

micromáquina

FIG:II.10

Para la zona elástica:

$$F = K_e \mathcal{E}$$

Para la zona plástica

$$F = C + K_p \mathcal{E}$$

Haciendo los reemplazos en la ec (11.9) y luego de derivar respecto al tiempo, se obtiene:

$$\begin{aligned} S \dot{P}_e &= (K_r + K_e) v_e \\ S \dot{P}_p &= (K_r + K_p) v_p \end{aligned} \quad (11-11)$$

Los órdenes de magnitud son los siguientes:

La constante del resorte $K_r \simeq 3 \text{ gr}/\mu$.

Teniendo en cuenta que K_e en los cristales de Mg y Zn, con un tamaño de 2,5mm de diámetro, es de dos órdenes de magnitud mayor que K_r , podemos despreciar K_r en la primera de las fórmulas:

$$S \dot{P}_e = K_e v_e \quad (11.12)$$

Para orientaciones parecidas a las usadas en las experiencias, se tiene que es aproximadamente:

$$K_p (\text{Mg}) < 0,1 \text{ gr}/\mu$$

$$K_p (\text{Zn}) < 1 \text{ gr}/\mu$$

De las fórmulas (11.11) y (11.12) se observa que la velocidad de deformación en la zona elástica depende solamente del cristal, en cambio en la zona plástica depende fundamentalmente del fuelle.

Detallamos a continuación dos de los métodos posibles para realizar las deformaciones.

Método I

Se fija como condición $\dot{P}_p = \dot{P}_e$

Dividiendo (11.12) por (11.11) se tiene:

$$v_p = \frac{K_e}{K_r + K_p} v_e$$

Reemplazando los valores anteriores se tiene:

$$v_p \simeq 100 v_e$$

Método II

Se fija la condición $v_e = v_p$

Efectuando los pasos anteriores se tiene:

$$\dot{P}_e = \frac{K_e}{K_r + K_p} \dot{P}_p$$

Efectuando los reemplazos se obtiene:

$$\dot{P}_e \simeq 100 \dot{P}_p$$

II-4-4 Sistema operacional

El sistema operacional completo se muestra en el diagrama en bloque de la Fig.(II.11). Los componentes dentro del rectángulo de líneas punteadas son el llamado "panel de control de la micromáquina". La cañería que une la micromáquina al conector D₃ es de plástico reforzado que permite la mayor flexibilidad en el desplazamiento de los componentes. Su longitud es de 30 metros.

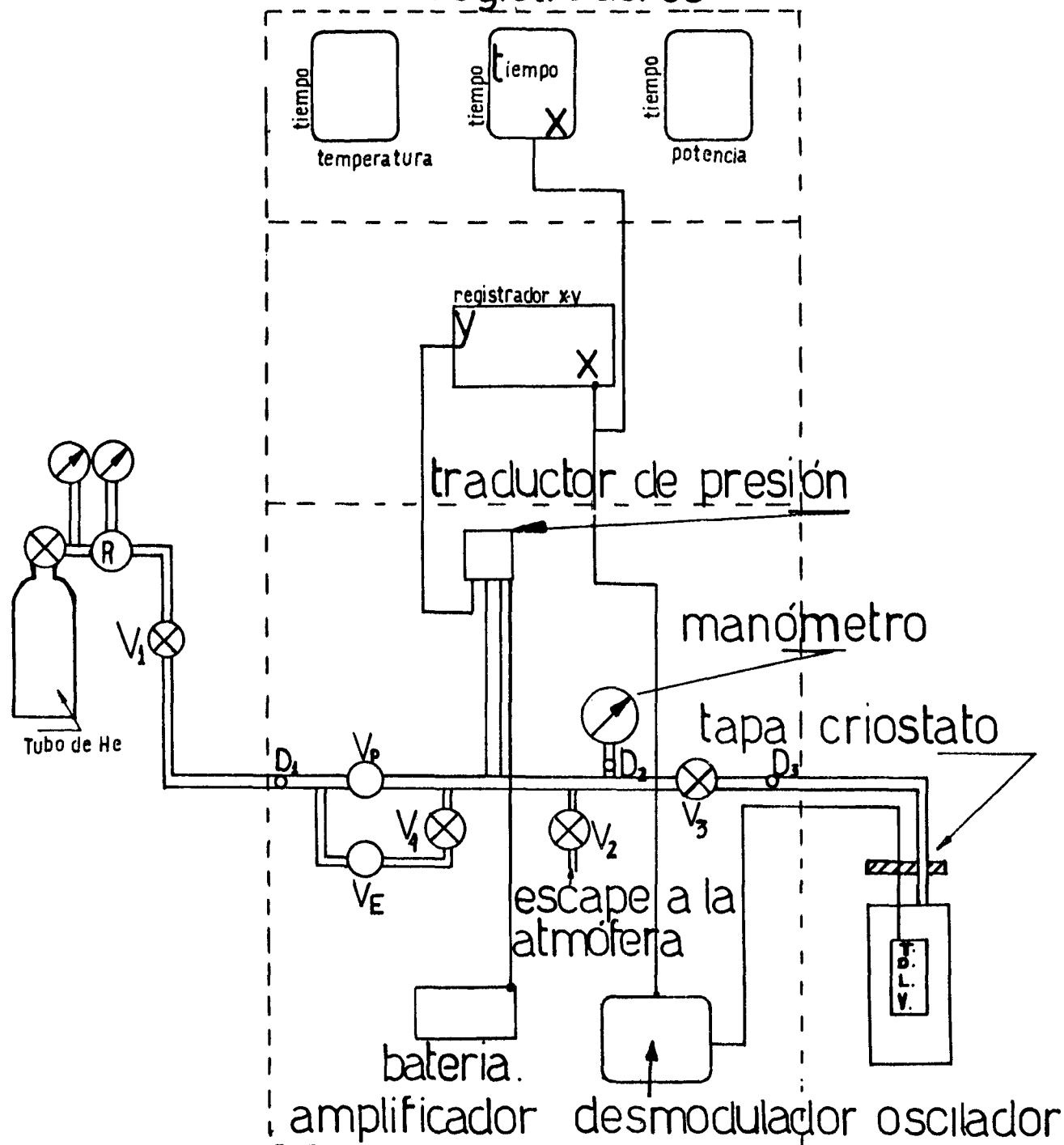
El traductor de presión envía una señal proporcional a la presión al canal y del registrador X-Y .

El amplificador-desmodulador-oscilador envía una señal al canal X proporcional al desplazamiento relativo del núcleo de hierro del transformador diferencial lineal variable (TDLV). Esta última señal también es enviada al canal X del registrador X-t . De esta manera se tienen registradas las curvas carga-deformación y deformación-tiempo.

Las válvulas V_p y V_E son dos válvulas de aguja calibradas de tal forma que al estar abierta la V₄ se obtiene \dot{P}_e y cuando está cerrada, el caudal es aproximadamente 100 veces menor y se tiene \dot{P}_p .

Al cerrar la válvula V₃ en el regulador (R) de presión se establece una presión máxima que es mayor, en un valor constante, a la presión de fluencia esperada. Si se mantiene este criterio antes de realizar todas las mediciones se tendrá un \dot{P}_p constante y por lo tanto un v_p aproximadamente constante. El que v_p no sea absolutamente constante depende de la variación de K_p durante la irradiación (ec.II.11).

PANEL DE CONTROL DE LA MICROMÁQUINA registradores



R regulador de presión

V_1 V_2 V_3 V_4 V_p V_E valvulas de aguja.

D_1 D_2 D_3 conectores

FIG: II.11

Esto es lo correcto siempre que no exista una caída de tensión a velocidad de deformación constante. En este caso la velocidad de deformación en la micromáquina es incontrolable. En el registrador X-Y queda graficada una curva con una discontinuidad en la pendiente en el punto de disparo o sea una curva angulosa. Cuanto más grande sea la caída de tensión más cercana a cero será la pendiente de la curva de tracción. A esta clase de deformación la llamaremos del tipo II.- Si no hay caída de tensión y hay endurecimiento por trabajado, se tiene una curva con pendiente que disminuye continuamente hasta tomar un valor aproximadamente igual al de la del fuelle. Se la llama del tipo I.

En las primeras experiencias se utilizó el método I y por consiguiente no se utilizaron las válvulas V_p , V_E y V_4 ni el registrador X-t. La válvula de aguja V_1 permitió regular un caudal tal que en la zona elástica la v_e fue aproximadamente la misma en todas las medidas. Este control de velocidad fué visual. Por otro lado en necesario alcanzar la fluencia lo más rápido posible lo que implica una cota mínima del caudal en la zona elástica.

El método II tiene la ventaja que, al alcanzar la fluencia, el caudal es reducido cien veces.

La calibración del TDLV se realizó en nitrógeno líquido con la ayuda de un tornillo micrométrico. La señal de los canales X es proporcional al desplazamiento d del núcleo de hierro del TDLV. Si se pone $d=0$ antes de comenzar las mediciones, en la n-ésima se tendrá una deformación permanente, suma de todas las anteriores, que llamamos dp^{n-1} ; la posición del fuelle a la presión p_c será $\epsilon_c + dp^{n-1}$

La presión necesaria para que el fuelle comience a traccionar la probeta será $p_0 + \Delta p_0^{n-1}$.

Al reescribir las ecs. 11.9 y 11-10 teniendo en cuenta lo anterior y que la fuerza dentro del fuelle es

$$P = p \cdot S$$

$$P_0^{n-1} = P_0 + K_r dp^{n-1}$$

$$F^n = P^n - (P_0 + kd) \quad d = dp^{n-1}$$

$$P \geq P_0^{n-1}$$

Para

Si trazamos una recta con pendiente K_r en el punto (dp^{n-1}, p_0^{n-1}) , el punto (dp^n, p_0^n) estará sobre ella. Los puntos de las otras medidas también lo estarán si el traductor se mantiene en el rango lineal y la constante K_r no ha variado durante la irradiación. La fuerza F^n aplicada a la probeta está dada por la distancia paralela al eje Y entre la curva de tracción y dicha recta. Se realizó la calibración del canal Y con un cristal de tensión de fluencia conocida.

La repetibilidad es excelente y el error en la fuerza aplicada a la probeta es de ± 8 gr y depende de la determinación del punto (P_0^n , $d\phi^n$).

La sensibilidad a la deformación de la micromáquina es de 3×10^{-6} cm/cm o sea que la microtensión de fluencia puede ser observada (51).

La macrotensión de fluencia $A1/l \approx 10^3$ puede ser distinguida de la anterior por su bajo endurecimiento por trabajado.-

Capítulo III

Resultados

III.1 Introducción

La ley que se espera para el endurecimiento por irradiación en función del flujo integrado (neutrones/cm²) es del tipo potencial. (52). Para determinar el exponente de la misma se la representa en gráficos doble logarítmico. Por esta razón se programaron las mediciones igualmente espaciadas en el eje $\log t$. El reactor trabaja a potencia constante por lo que el flujo integrado será proporcional a t .

Luego, las mediciones se realizaron en los tiempos

$$t_n = q^{n-1} t_1$$

donde q es un número constante que en estas experiencias fué elegido igual a dos; t_1 es el tiempo en que se realiza la primera medición. Este tiempo t_1 debe ser tal que, durante la medición, la variación de la tensión de fluencia con la irradiación sea mínima. De esta forma, la tensión de fluencia se alcanza cuando la pendiente de la curva es aproximadamente igual a la pendiente del fuelle.

El flujo rápido en este reactor ($E > 0,5$ MeV) es del orden de :

10^{12} neutrones/cm² seg (53). Esto permitió realizar mediciones en el rango de flujo integrado en que trabajaron Blewitt y Aremberg (52) de 10^{14} a 10^{17} neutrones/cm² en tiempos de irradiación razonables: 100 seg y 28 horas respectivamente. Para efectuar mediciones por debajo de ese rango, (10^{11} neutrones/cm²) fue factible poner el reactor en décima de potencia.

III.2 Integración del flujo

El crecimiento de población neutrónica de un reactor super crítico en función del tiempo está dado por:

$$\phi(t) = \phi(0) e^{t/T} \quad (III.1)$$

donde T es el llamado "período del reactor" y $\phi(0)$ el flujo neutrónico para $t=0$.

Cuando el reactor llega a la potencia requerida se colocan las barras

de control en posición crítica de tal forma que el flujo se mantenga constante. A este flujo se lo llama ϕ_p .
Luego el flujo integrado estará dado por:

$$\int_0^{t_p} \phi(0) e^{t/T} dt + \phi_p (t - t_p) =$$

$$= (\phi_p - \phi_0) T + \phi_p (t - t_p)$$

Despreciando $\phi(0)$ respecto a ϕ_p y tomando como origen de los tiempos $(t_p - T)$ el flujo integrado está dado directamente por $\phi_p t$.
De (III.1) se deduce

$$T = \frac{0,434}{\Delta \log_{10} \phi(t)} \Delta t \quad (III.2)$$

En el panel de control de la micromáquina se registra el flujo neutrónico de una de las cámaras del reactor (Fig.11.11). Cuando el flujo aumenta una década, la tensión registrada es reducida una década. De esta forma es posible medir en el gráfico el tiempo entre décadas con mucha precisión y comprobar su constancia, que implica la constancia de T.

Se realizaron experiencias para conocer el comportamiento del reactor RA1 y se comprobó que T se mantenía constante, con las barras de control fijas, hasta una potencia de 25 kw.

Este valor se deduce teniendo en cuenta que para una potencia de 67kw* el flujo térmico en el reflector central es de $1,05 \times 10^{12}$ neutr/cm² seg. y el flujo rápido en el criostato es de $1,02 \times 10^{12}$ neutrones/cm² seg. (53).

Al representar la lectura de cámara en función del tiempo en un gráfico semilogarítmico se observa una leve curvatura debida a un aumento en T. Esta zona de la curva se divide en segmentos rectos y se determina el valor promedio de T en cada uno de ellos. Es de hacer notar que las experiencias finales de este trabajo en Mg y Zn se realizaron a décima de potencia del reactor o sea 6,7kw.

En la determinación del flujo rápido se usaron detectores de umbral Al-8MeV, y Ni-3MeV y los cálculos se efectuaron suponiendo un espectro de fisión (53). Esta es una aproximación aceptable ya que el criostato tiene 35mm de diámetro (Fig11.4) y está completamente rodeado,

* Dato suministrado por el Ing. R. Pulicino.-

a una distancia de 1mm, de las barras de elementos combustibles. De estos elementos combustibles llega a la probeta un espectro de fisión bastante puro al que se suman los neutrónes provenientes de elementos combustibles más lejanos que ya han sufrido una moderación. La relación del flujo rápido al térmico en el criostato y en el reflector central es 1,27 y 0,7 respectivamente.

III.3 Mediciones en Mg

Al comenzar las mediciones con la micromáquina se conocía la existencia de una caída de tensión brusca del orden del 50% a $\dot{\epsilon} = \text{cte}$ en una probeta irradiada 200 horas con el reactor a una potencia de 120kw (54). O sea la dosis fué 1.4×10^{18} neutrones/cm².

La Fig III.1 y la tabla III.1 muestran las últimas medidas de la experiencia N°1.

Las medidas 13 y 14 son dos medidas sucesivas con una dosis de $2,7 \times 10^{17}$ neutrones/cm². Las 12 medidas anteriores fueron del mismo tipo que la 13 en lo que se refiere a su forma pero con una deformación permanente de 10^{-4} o sea aún menor que la de esta, de 7×10^{-4} .

En todos estos casos la macro tensión de fluencia no fue alcanzada (52). Esto también se ve claramente en la medida 13 dado que su pendiente final es mucho mayor que la pendiente del fuelle.

En la medida 14 se produjo un disparo violentísimo en el canal X del registrador. La deformación no fué mayor de $6,4 \times 10^{-3}$ debido a la rápida apertura de la válvula V_2 . Esta deformación es del tipo II con pendiente igual a cero lo que indica una alta velocidad de deformación.

Las medidas 15 a 21 se realizaron sucesivamente con una dosis de 6×10^{17} neutrones/cm². En la 15 se presentó un pequeño disparo en el canal X. Se tradujo en una discontinuidad en la pendiente de la curva. Las siguientes fueron deformaciones del tipo I con excepción de la 18 que fué del tipo II pero sin presentar disparo en el canal X. Como muestra la tabla III.1, estas medidas presentan una disminución en la tensión de fluencia por efecto de la deformación plástica. También se observa (Fig. III.1) un fenómeno de saturación pues al duplicar el tiempo de irradiación de la medida 14 no hay aumento de la tensión de fluencia en la medida 15.

La tabla III.2 resume los valores de la experiencia N°2.

La medida N°10 con una dosis de $8,8 \times 10^{16}$ neutrones/cm² presenta una deformación del tipo II con las mismas características que la 18 de la experiencia N°1 o sea que en su primera parte se parecen a una deformación de tipo I. La Fig. III.2 muestra las medidas 10 y 11.

TABLA III . 1

Mg # 8 $\hat{\phi} = 39$ Experiencia N° 1 $\hat{\phi} = 52$ E = 0.123 mm⁻²

$$\phi_0 = 1,97 \cdot 10^{12} \frac{\text{neutrones}}{\text{cm}^2 \cdot \text{seg}}$$

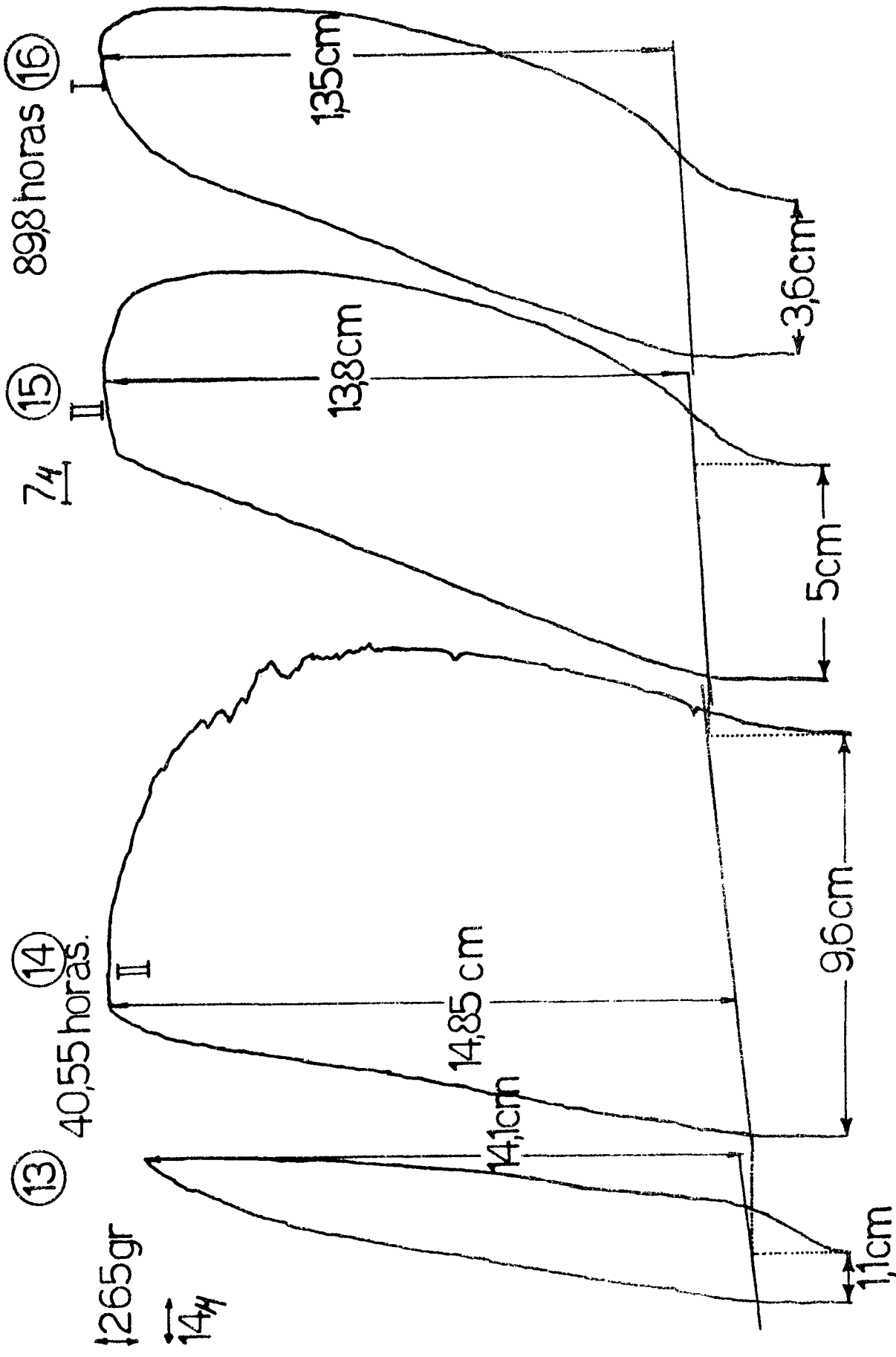
$$P = 122 \text{ Kw}$$

N°	t (horas)	\bar{v} gr/mm ²	Tipo Deformación	Al/l 0/100
13	40,55	457		0.73
14	40,56	485	II	6.4
15	89,80	452	II	1.6
16	89,81	441	I	1.2
17	89,82	441	I	2.5
18	89,83	431	II	2.1
19	89,84	400	I	1.3
20	89,85	400	I	2.5
21	89,86	400	I	2

FIG: III 1

Exp: N°1 Mg# 8

$\phi \sim 1,86 \times 10^{12}$ neutrones
 cm^2/seg



Nº	t [horas]	ε [μ]	σ gr/mm ²	Deformación Permanente %	Tipo Deform.
0	0		81.3	I	
1	0.0406	18	84.1	I	0.33
2	0,0823	16	90.5	I	0.27
3	0157	22 26	98.4 98.4	I	0.56
3'	0.158	22 25	102.8 102.8	I	0.65
4	0.257	25 28	106.7 106.7	I,	0,59
5	0.508	26 29	121.2 121.2	I	0,54
6	0,982	32 34	135,4 135,4	I,	0,66
7	2,04	40	163.3	I	0,8
8	3.8	57 59	204 204	I	1,3
9	7.03	68	266,7	I	1.2
10	13,16	59 92 150	364.7 362 325	II O	5
11	24	41 64 95	345 345 321.1	II O	2
12	44	39 46	321.1 318.4	III	0.53
13	44.01	35 46	304.8 302.1	III	0,53
14	44.02	50 50 53 53 57	293.2 283 283.2 291.2 291.2	III III	0,66
15	44.03	60	291.2	III	1.1
16	44.04	68 75	321.1 321.1	I	1,7

TABLA III.2

Experiencia Nº2

$$Mg \approx 2 \quad \hat{1120} = 52^\circ$$

$$\hat{0001} = 39^\circ$$

$$E = 0103 \text{ mm}^{-2}$$

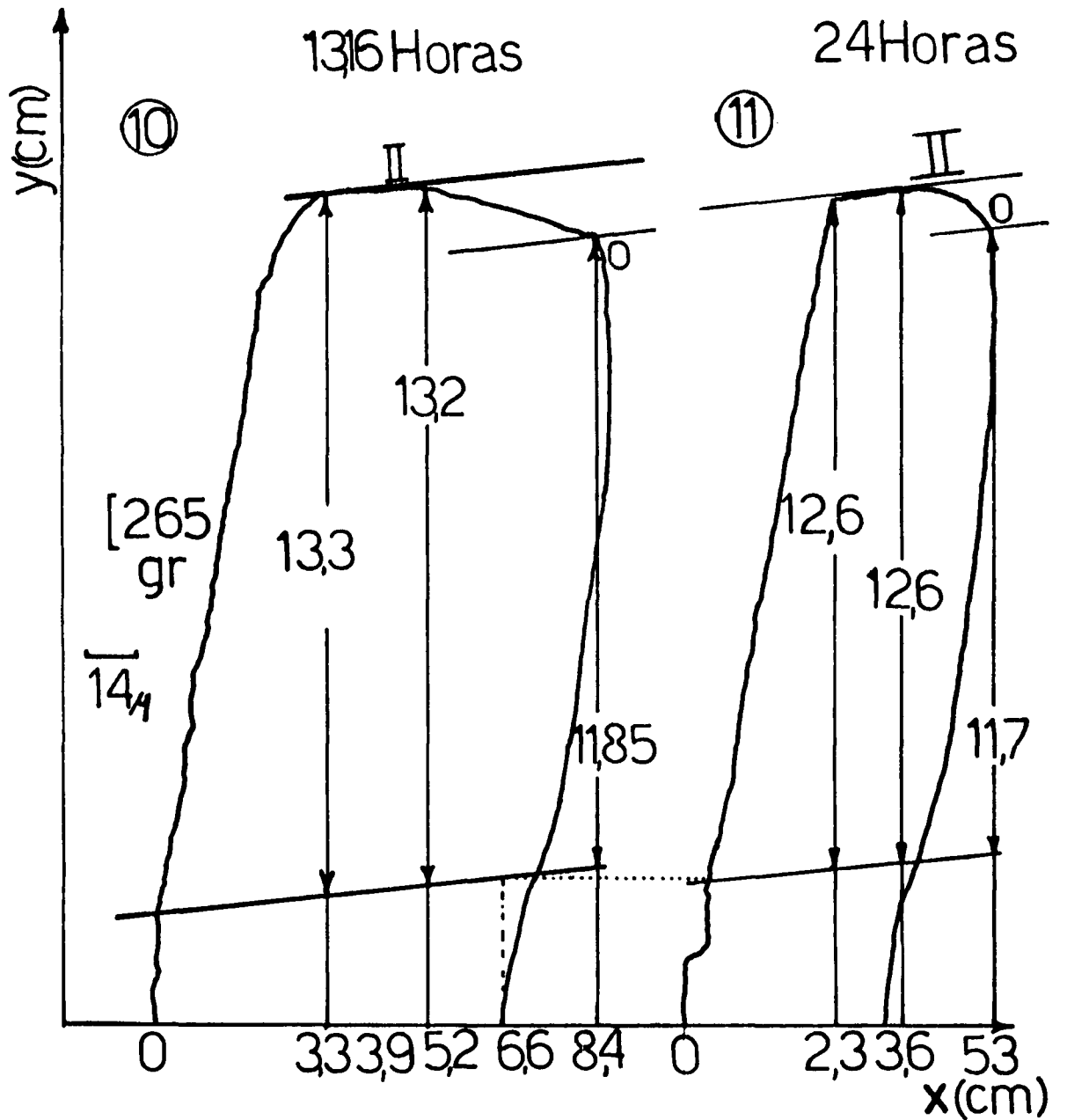
$$\phi = 1,87 \times 10^{12} \frac{\text{neutrones}}{\text{cm}^2 \text{ seg}}$$

$$P = 122 \text{ Kw}$$

FIG: III. 2

Exp. N^o 2 Mg# 2

$\phi \cong 1,87 \times 10^{12} \frac{\text{neutrones}}{\text{cm}^2 \text{ seg}}$



La medida 11, con una dosis de $1,6 \times 10^{17}$ neutrones/cm² presenta una deformación del tipo II idéntica a la medida N°15 de la experiencia N°1 obtenida a una dosis de $6, \times 10^{17}$ neutrones/cm².

La deformación tipo 0, con $\dot{\epsilon} = 0$ se obtiene abriendo la válvula V₂ una vez alcanzada la fluencia.

En la tabla III.2 se ve que en la medida 10 aún cuando se abre la válvula V₂ en $\epsilon = 92 \mu$ $\sigma = 362 \text{g/mm}^2$, la velocidad recién se hace cero en $\epsilon = 150 \mu$ $\sigma = 325 \text{gr/mm}^2$. Algo similar sucede en la medida N°11.

Las medidas 12 a 16 con 3×10^{17} neutrones/cm² se realizaron incrementando la presión en pasos sucesivos y con tiempos de espera mayores de 15 seg. en cada caso, tratando de eliminar de esta manera la posible caída brusca de tensión (54). A este tipo de deformación se lo llama tipo III.

La Fig. III.3 es la representación gráfica de $\sigma, \sigma - \sigma_0$ y $\sigma - \sigma_0^*$ versus t en un gráfico log-log. σ_0 es la tensión para $t = 0$ y σ_0^* una constante elegida para que la curva $(\sigma - \sigma_0^*)$ tenga como asíntota una recta de pendiente 0,5.

La representación gráfica de σ da una curva con pendiente en aumento hasta alcanzar 0,5 a una dosis de $4,7 \times 10^{16}$ neutrones/cm² y seguir aumentando levemente hasta la dosis $8,8 \times 10^{16}$ neutrones/cm².

A partir de este valor comienza la saturación del endurecimiento. A partir de la sexta experiencia, el flujo fué $\phi_0 = 1,02 \times 10^{11}$ neutr./seg cm², o sea menor que en las primeras experiencias. Se usará en estas primeras experiencias un valor t_0 de irradiación ficticio tal que $\phi t / \phi_0 = t_0$. Esto permitirá comparar todas las experiencias en conjunto.

Se puede escribir a partir de la representación gráfica de $\sigma - \sigma_0^*$ que:

$$\sigma - \sigma_0^* = K_1 t_0^{0,5}$$

para $37 \leq t_0 \leq 239$ horas

$$1,3 \times 10^{16} \leq \phi t \leq 8,8 \times 10^{16} \text{ neutr./cm}^2$$

y la representación de $\sigma - \sigma_0$

$$\sigma - \sigma_0 = K_2 t_0^{0,62}$$

para $2,8 \leq t_0 \leq 239$ horas

$$10^{15} \leq \phi t \leq 8,8 \times 10^{16} \text{ neutr./cm}^2$$

La figura III.4 muestra la representación gráfica de la experiencia N°3. Todas las mediciones se realizaron con deformaciones del tipo III.

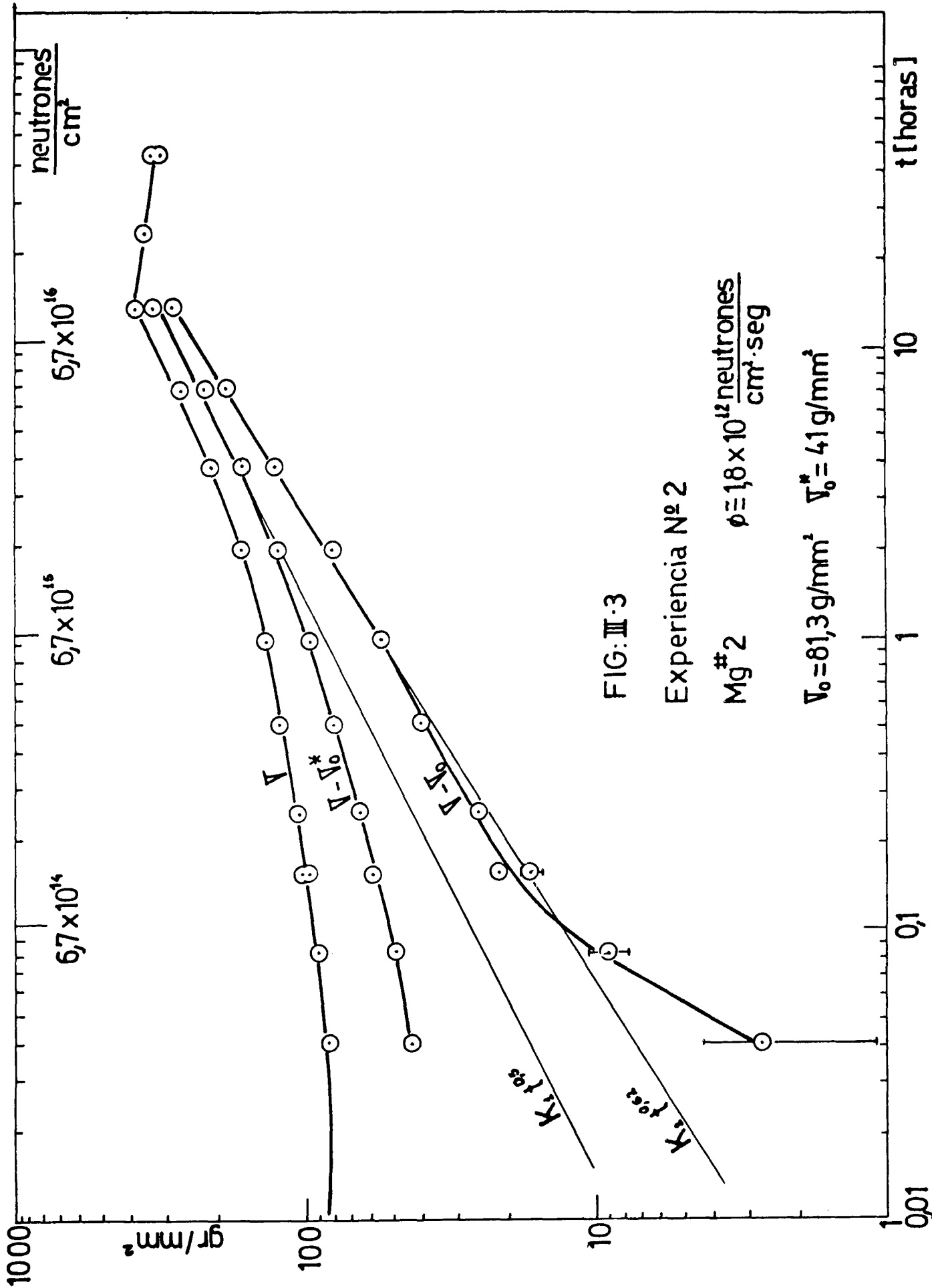


FIG: III·3

Experiencia Nº 2

Mg[#] 2 ρ ≅ 18 x 10¹² neutrones/cm²·seg

∇₀ = 81,3 g/mm² ∇₀^{*} = 41 g/mm²

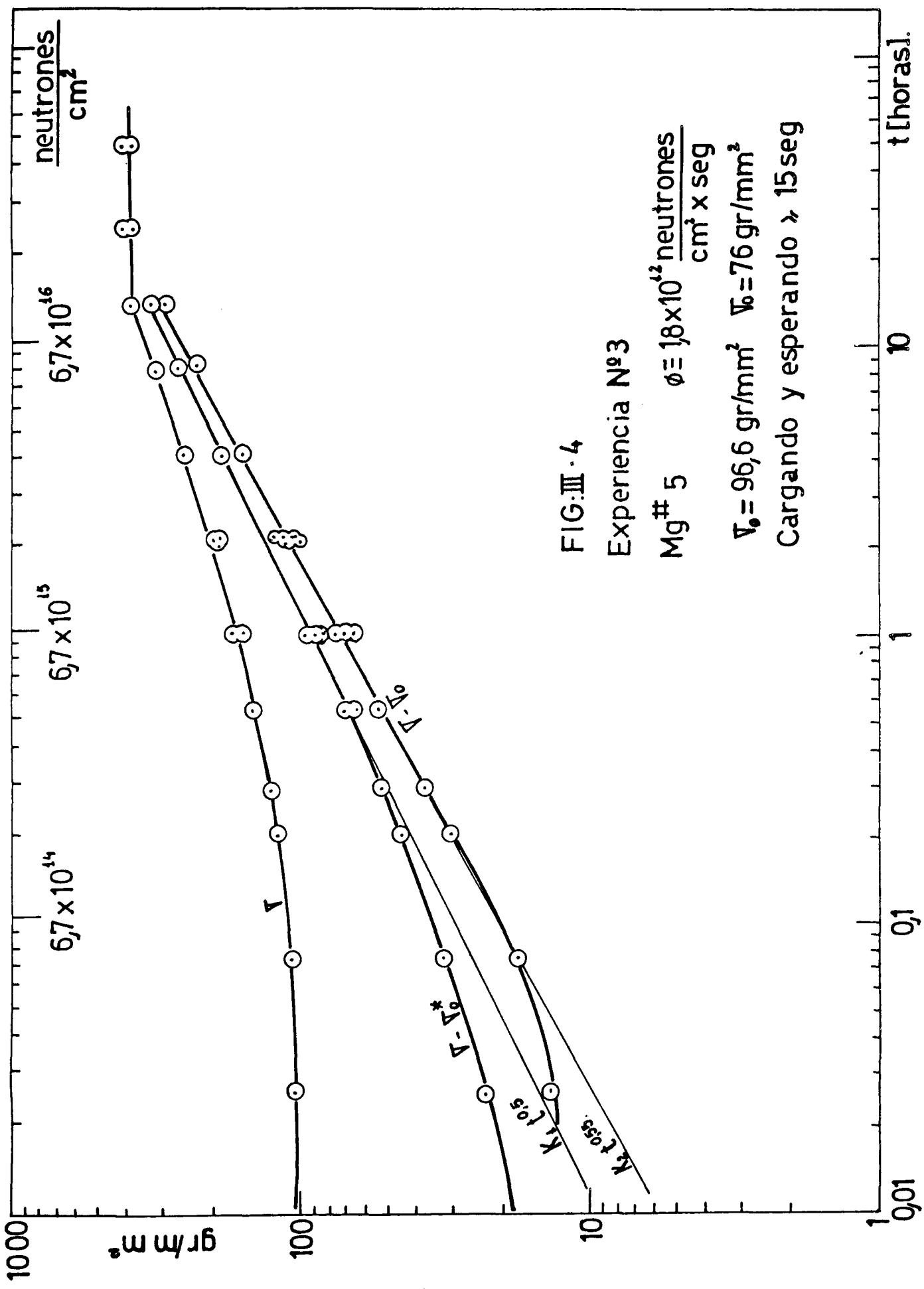


FIG:III - 4
Experiencia Nº3

Mg# 5 $\phi = 1,8 \times 10^{12}$ neutrones
cm² x seg

$\nabla_0 = 96,6$ gr/mm² $\nabla_0 = 76$ gr/mm²

Cargando y esperando λ 15 seg

La representación gráfica de σ da una curva que, si bien no alcanza la pendiente 0,5, llega a un valor de 0,33 en $2,7 \times 10^{16}$ neutrones/cm² y luego sigue aumentando. Se puede escribir:

$$\sigma - \sigma_0^* = k_1 t_0^{0,5}$$

$$3,7 \leq t_0 \leq 250 \text{ horas}$$

$$1,3 \times 10^{15} \leq \phi t \leq 9,1 \times 10^{16} \text{ neutr./cm}^2$$

o'

$$\sigma - \sigma_0 = k_2 t_0^{0,55}$$

$$0,15 \leq t_0 \leq 250 \text{ horas}$$

$$5,4 \times 10^{14} \leq \phi t \leq 9,1 \times 10^{16} \text{ neutr./cm}^2$$

La Fig. III.5 muestra las tres últimas medidas de la experiencia N°4, en la llamada "zona de saturación", que se realizaron con tensión aplicada durante la irradiación.

Esta tensión se obtiene abriendo la válvula V₂ hasta que la velocidad de deformación se hace cero y prosiguiendo la irradiación en dichas condiciones.

La tabla III.3 resume los resultados de la experiencia N°4. Se observa que la saturación comienza a igual dosis que en las experiencias N°2 y 3 y a partir de allí las deformaciones son de tipo II.

En su representación (Fig. III.6) se observa que σ es una curva cuya pendiente aumenta hasta alcanzar el valor 0,5 en $\phi t = 4 \times 10^{16}$ neutr/cm². Se puede escribir:

$$\sigma - \sigma_0^* = k_1 t_0^{0,5}$$

en el rango $1,5 \leq t_0 \leq 228 \text{ horas}$

$$5,4 \times 10^{15} \leq \phi t \leq 8,2 \times 10^{16} \text{ neutr./cm}^2$$

o bien

$$\sigma - \sigma_0 = k_2 t_0^{0,68}$$

$$0,75 \leq t_0 \leq 228$$

$$2,7 \times 10^{15} \leq \phi t \leq 8,2 \times 10^{16} \text{ neutr./cm}^2$$

Se puede afirmar de todas estas experiencias que alrededor de 8×10^{16} neutrones/cm² aparece el fenómeno de "saturación" y de "ablandamiento por trabajado" y que en 4×10^{16} neutrones/cm² no se ha observado un comportamiento anormal (deformación de tipo I).

Esto llevó a medir, en una máquina dura, curvas de tracción completas alrededor de los valores anteriormente citados. La Fig. III.7 muestra una curva de tracción realizada en una máquina dura con una dosis de $1,4 \times 10^{17}$ neutrones/cm².

Esta es una dosis intermedia a la recibida por el monocristal de la experiencia N°2 en las mediciones I0 y II (Fig. III.2).

Como se observa en la Fig. III.7 existen varias caídas violentas y una

TABLA III. 3

Experiencia N° 4

$$\text{Mg}^{2+} \quad 6$$

$$\lambda = 0001 = 61^\circ$$

$$\lambda = 1120 = 29^\circ$$

$$E = 0,1 \text{ mm}^{-2}$$

$$\phi = 1,87 \times 10^{12} \frac{\text{neut}}{\text{cm}^2 \text{ seg}}$$

$$P = 122 \text{ Kw}$$

Con tensión aplicada durante la irradiación, la cual aproximadamente fue un 75% de la medida anterior

N°	t [horas]	E [μ]	V Ar /mm²	Tipo de Deformación	Deformación permanente
0	0		77	I	
1	0.025	20	80.8	I	0.33
2	0.075	21	87.9	I	0.4
3	0.163	25	96.8	I	0.6
4	0.337	29	102.4	I	0.63
5	0.811	29	118	I	0.63
6	1.42	35	138	I	0.73
7	3.184	47	173.1	I	1.3
8	6.13	88	243.5	I	2.8
9	12.3	94	332.2	II	6.3
		145	326.8		
		217	258.9		
10	24	53	353.7	I	3.8
		80	353.7		
		110	343.7		
		130	271.7		
11	40	46	351.1	I	4
		55	351.1		
		92	348.8		
		136	294.8		

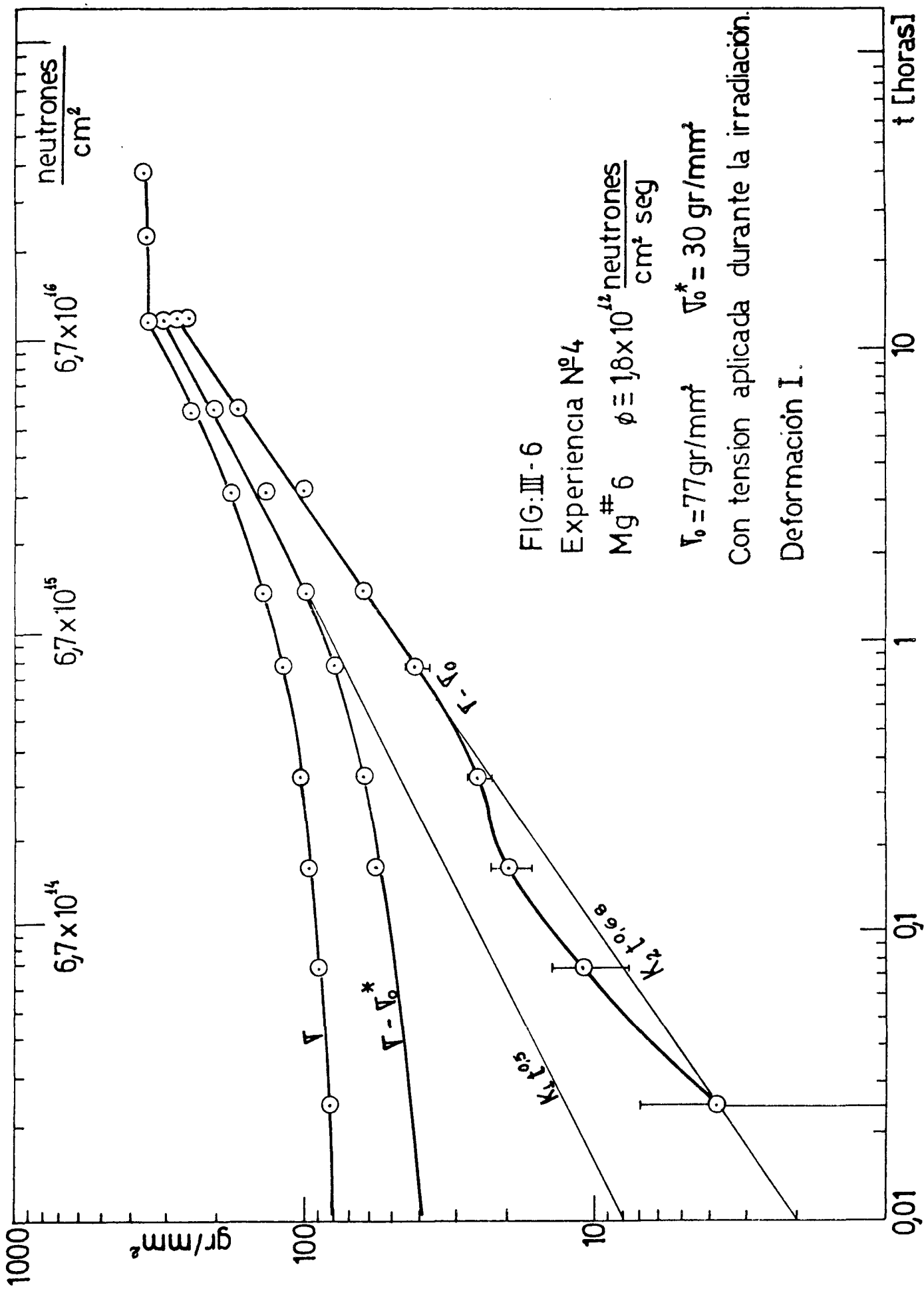


FIG. III - 6

Experiencia N° 4

Mg # 6 $\phi \approx 18 \times 10^{12} \frac{\text{neutrones}}{\text{cm}^2 \text{ seg}}$

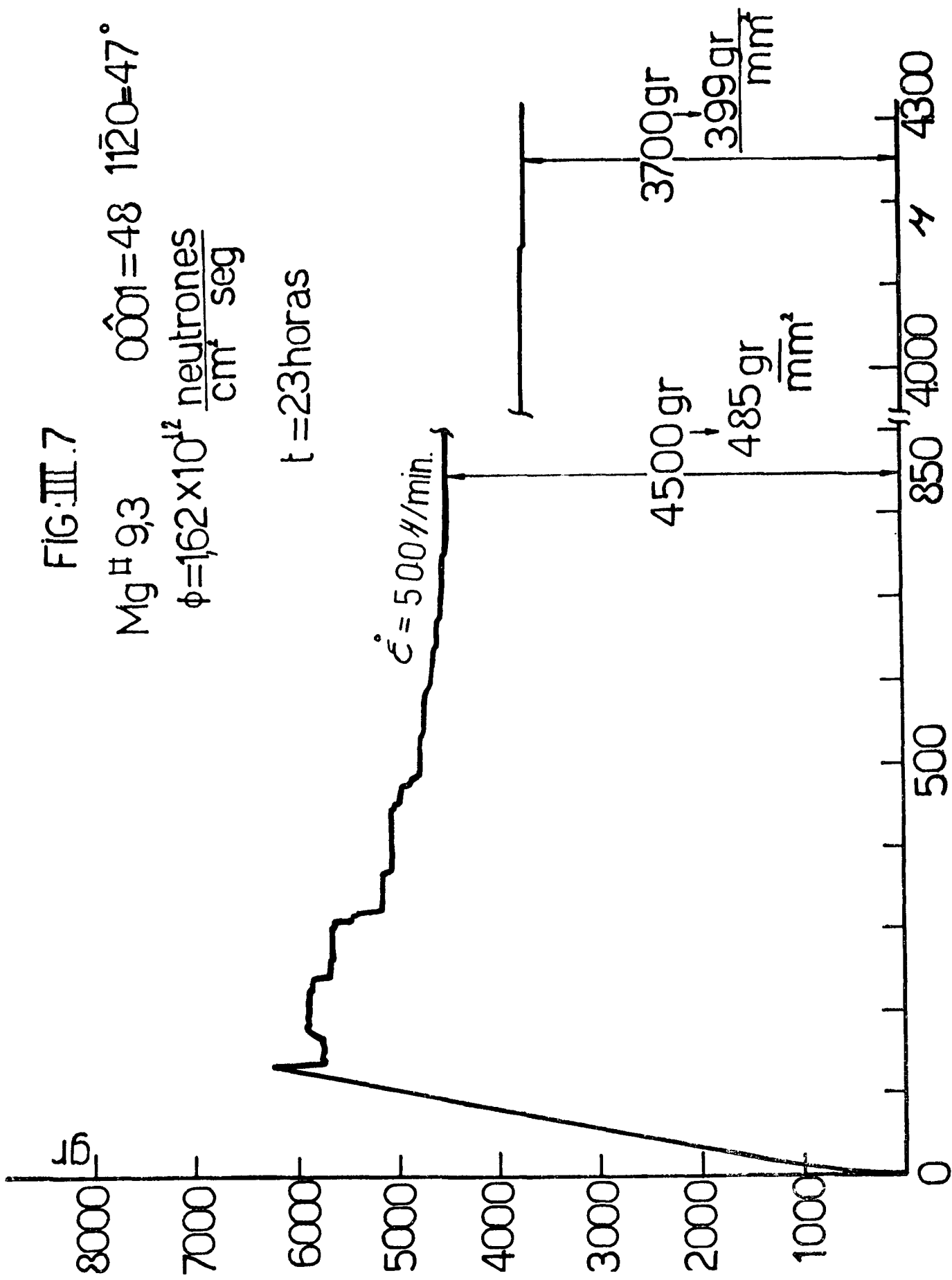
$\sigma_0 = 77 \text{ gr/mm}^2$ $\sigma_0^* = 30 \text{ gr/mm}^2$

Con tension aplicada durante la irradiación.

Deformación I.

FIG. III. 7

Mg²⁴ 9,3 $\sigma_{001} = 48 \text{ } 1120 = 47^\circ$
 $\phi = 1,62 \times 10^{12} \frac{\text{neutrones}}{\text{cm}^2 \text{ seg}}$



disminución continua de la tensión por efecto de la deformación. Es muy difícil definir el valor de la tensión de fluencia pues recién para una deformación de 4.300μ σ se hace aproximadamente constante, alrededor de 400gr/mm^2 . Este valor es muy cercano a los valores obtenidos en todas las experiencias en la zona de saturación. Por otro lado, en las experiencias 2, 3 y 4 en la zona de saturación no aparecen caídas de tensión violentas como las registradas en III. 7. Se observa también en la Fig. III.7 que el valor de la tensión de fluencia hasta 300μ de deformación es mayor que los valores de saturación medidos con la micromáquina.

Recién a 500μ comienza a aproximarse a ellos.

Es de hacer notar que este valor es de aproximadamente igual a la suma de las deformaciones en las mediciones anteriores a la saturación con la micromáquina. Esto no se cumple con la experiencia N°1 en que al producirse el disparo (medida 14), la suma de las deformaciones permanentes fué de aproximadamente 60μ .

Los cristales $\text{Mg}^{\#4}$ y $\text{Mg}^{\#7}$ son de igual orientación y recibieron una dosis de $6,4 \times 10^{17}$ neutrones/cm². La Fig. III.8 muestra la primera parte de la curva de tracción de estos cristales medida con $\dot{\epsilon} = 5 \mu/\text{min.}$ para $\text{Mg}^{\#4}$ y $\dot{\epsilon} = 50 \mu/\text{min.}$ para $\text{Mg}^{\#7}$.

La Fig. III.9 es la representación de la curva de tracción, en tensión resuelta de $\text{Mg}^{\#4}$, $\text{Mg}^{\#7}$. Se observa que recién a partir de 900μ ambas curvas se hacen constantes. El $\text{Mg}^{\#4}$, medido a $5 \mu/\text{min.}$ tiene mayor tensión de fluencia que el $\text{Mg}^{\#7}$ medido a $50 \mu/\text{min.}$ Hay que tener en cuenta, sin embargo, que sin irradiación la tensión del $\text{Mg}^{\#4}$ es 64% mayor que $\text{Mg}^{\#7}$, medidas ambas a $200 \mu/\text{min.}$

En la Fig. III.9 se representan las curvas de tracción en tensión resuelta de tres cristales que recibieron una dosis de $3,5 \times 10^{16}$ neutr/cm². Estos cristales, $\text{Mg}^{\#10.2}$, $\text{Mg}^{\#10.4}$ y $\text{Mg}^{\#10.6}$ son de una misma crecida o sea tienen idéntica orientación. Por su ubicación en el crisol $\text{Mg}^{\#10.6}$ tiene más impurezas que $\text{Mg}^{\#10.4}$ y éste a su vez que $\text{Mg}^{\#10.2}$. El $\text{Mg}^{\#10.6}$ se representó aparte para mayor claridad.

Se observa la presencia de endurecimiento por trabajado. El endurecimiento por trabajado entre 150 y 550μ , deducido del $\text{Mg}^{\#10.2}$ y $\text{Mg}^{\#10.4}$ es:

$$0,024 \text{ gr/mm}^2 \mu \quad \text{a} \quad 50 \mu/\text{min.}$$

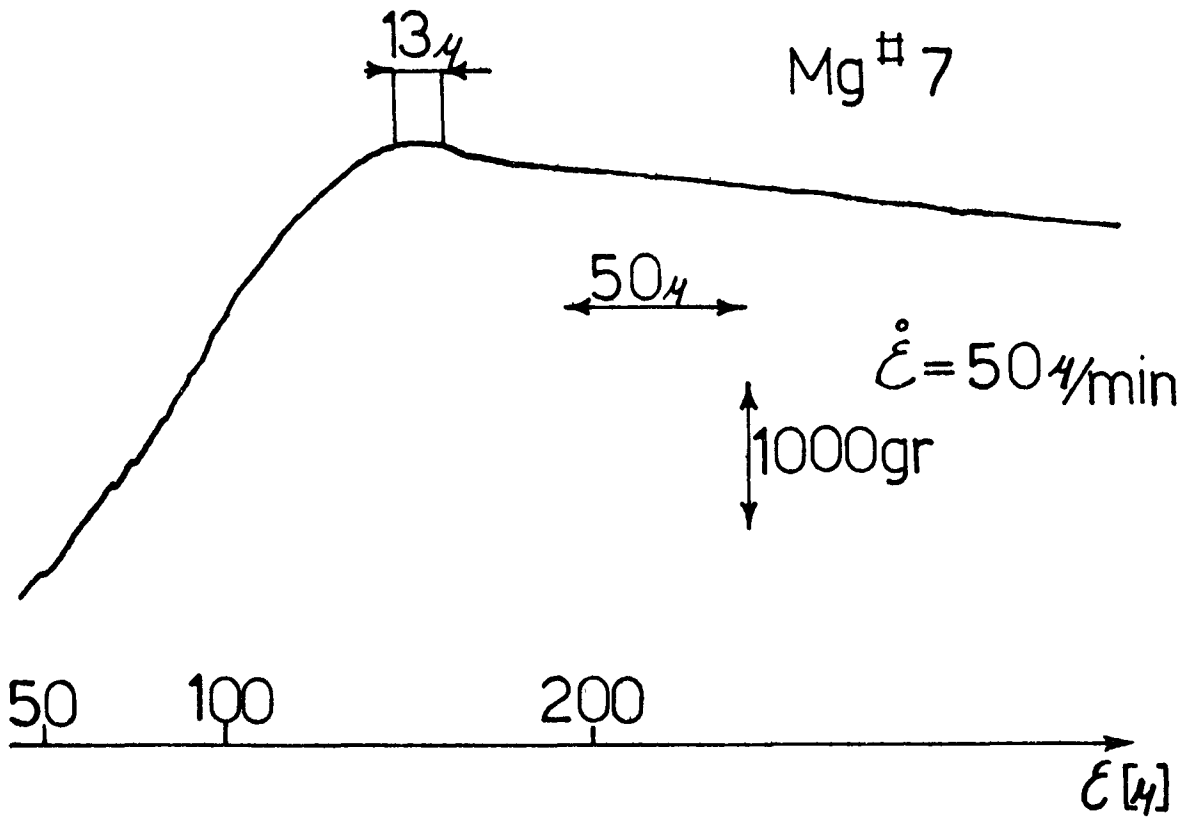
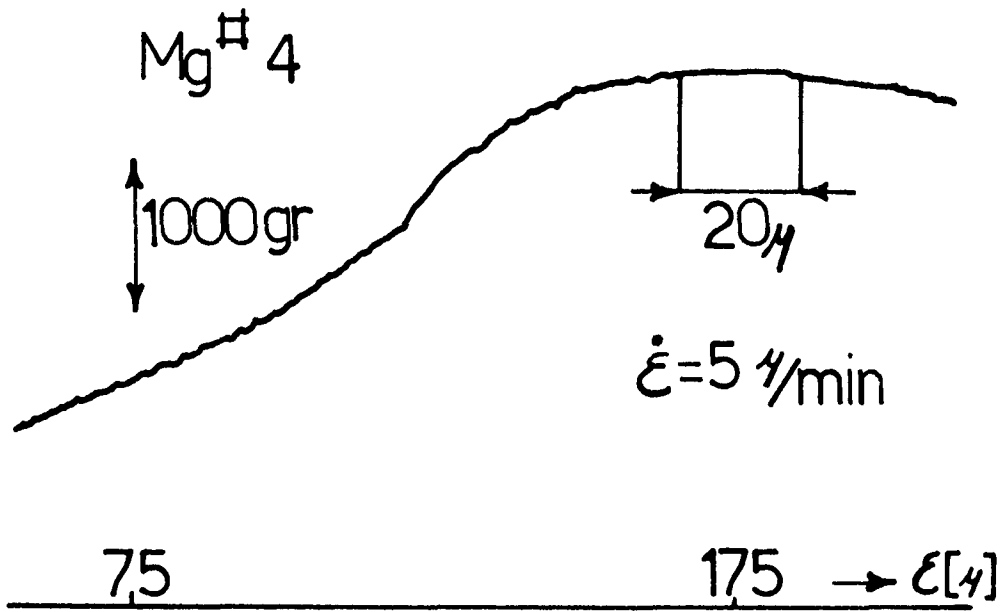
$$0,021 \text{ gr/mm}^2 \mu \quad \text{a} \quad 500 \mu/\text{min.}$$

respectivamente.

El $\text{Mg}^{\#10.6}$, a pesar de tener la misma dosis, presenta un leve ablandamiento por trabajado hasta 1870μ y luego un endurecimiento por trabajado que es de $0,022 \text{gr/mm}^2 \mu$ hasta 3100μ .

La diferencia de tensión por cambios de velocidad para deformaciones

FIG: III 8



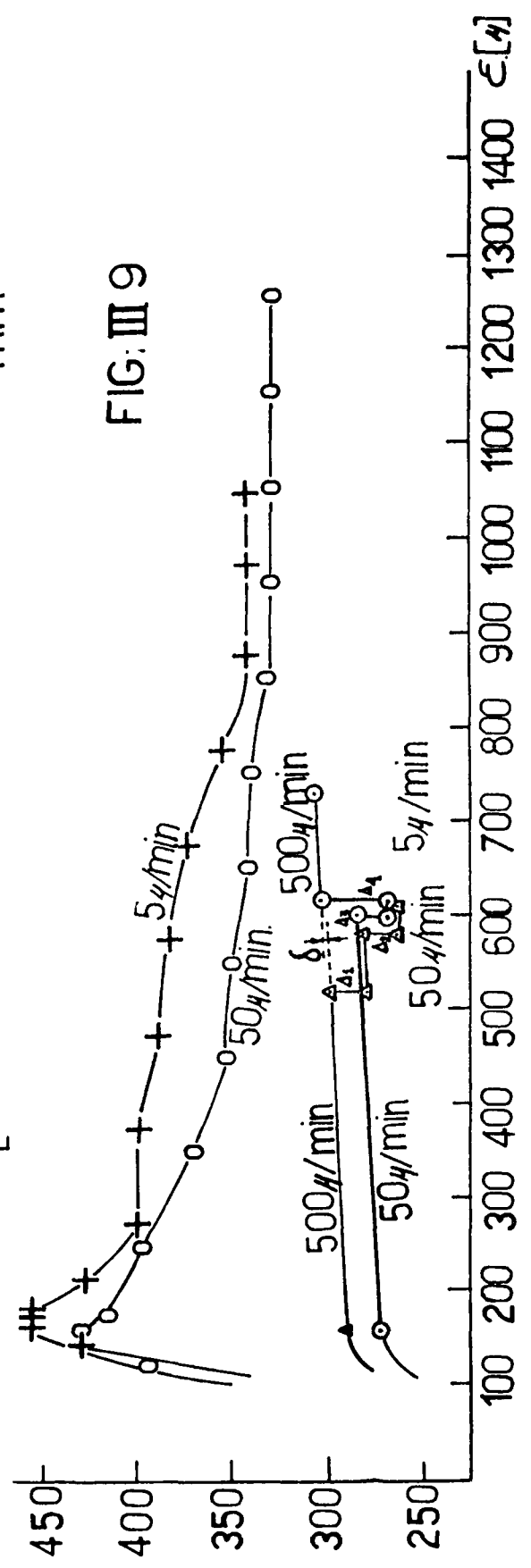
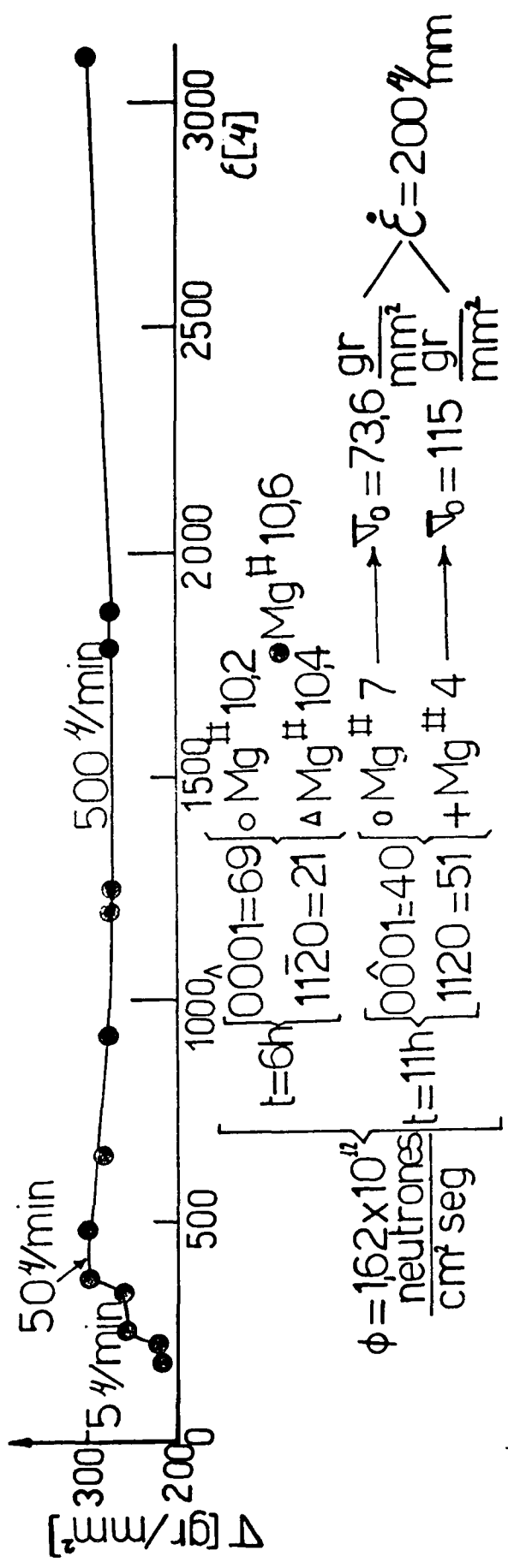


FIG: III 9

entre 500 y 600 μ es:

$$\begin{array}{l} \text{Mg}^{\#10.4} \left\{ \begin{array}{ll} \Delta_1 = 20,5 \text{ gr/mm}^2 & 500 \rightarrow 50 \mu/\text{min} \\ \Delta_2 = 17 \text{ gr/mm}^2 & 50 \rightarrow 5 \mu/\text{min} \end{array} \right. \\ \\ \text{Mg}^{\#10.2} \left\{ \begin{array}{ll} \Delta_3 = 16,5 \text{ gr/mm}^2 & 50 \rightarrow 5 \mu/\text{min} \\ \Delta_4 = 33,3 \text{ gr/mm}^2 & 5 \rightarrow 500 \mu/\text{min} \end{array} \right. \end{array}$$

Es importante hacer notar que la dependencia con la dosis no puede ser medida con un único monocristal por encima de una dosis de $3,5 \times 10^{16}$ neutrones/cm² $t_0 = 95$ horas. Se podría aceptar como último punto de medición $6,4 \times 10^{16}$ neutrones/cm², $t_0 = 175$ horas como se desprende de Mg^{#4} y #7 (Fig. III.8).

La Fig. III.10 muestra la representación gráfica de la experiencia N°5 con un cristal predeformado un 13%. La tabla III.4 muestra el resultado de las mediciones. Esta es la primera vez en que se registra ϵ versus tiempo.

Se puede escribir:

$$\sigma - \sigma_0^* = k_1 t_0^{0.5}$$

$$13 \leq t_0 \leq 110 \text{ horas}$$

$$4,7 \times 10^{15} \leq t_0 \leq 4 \times 10^{16} \text{ neutr./cm}^2$$

o bien $\sigma - \sigma_0 = k_2 t_0^{0.59}$

$$7 \leq t_0 \leq 110 \text{ horas}$$

$$2,3 \times 10^{15} \leq \phi t \leq 4 \times 10^{16} \text{ neutr./cm}^2$$

A partir de la 7a, medida se trató que la velocidad de deformación en la zona plástica sea aproximadamente igual a la de la zona elástica. Esto se consiguió abriendo lentamente la válvula V₂.

En las medidas anteriores esta apertura de válvula no se hizo, lo que llevó a valores altos de la velocidad de deformación en la zona plástica.

Las medidas 9 a 12 fueron sucesivas para poder ver el comportamiento de la tensión entre $3,5 \times 10^{16}$ neutrones/cm² y 7×10^{16} neutrones/cm².

Se observa que presentan el comienzo de ablandamiento por trabajado.

La medida 8 con $\phi t = 2,1 \times 10^{16}$ neutrones/cm² presenta una deformación del tipo I. A esta altura de la investigación se decide disminuir los errores experimentales debidos a la velocidad de deformación y aplicar el método II descrito en el Capítulo II. Se agregan entonces las

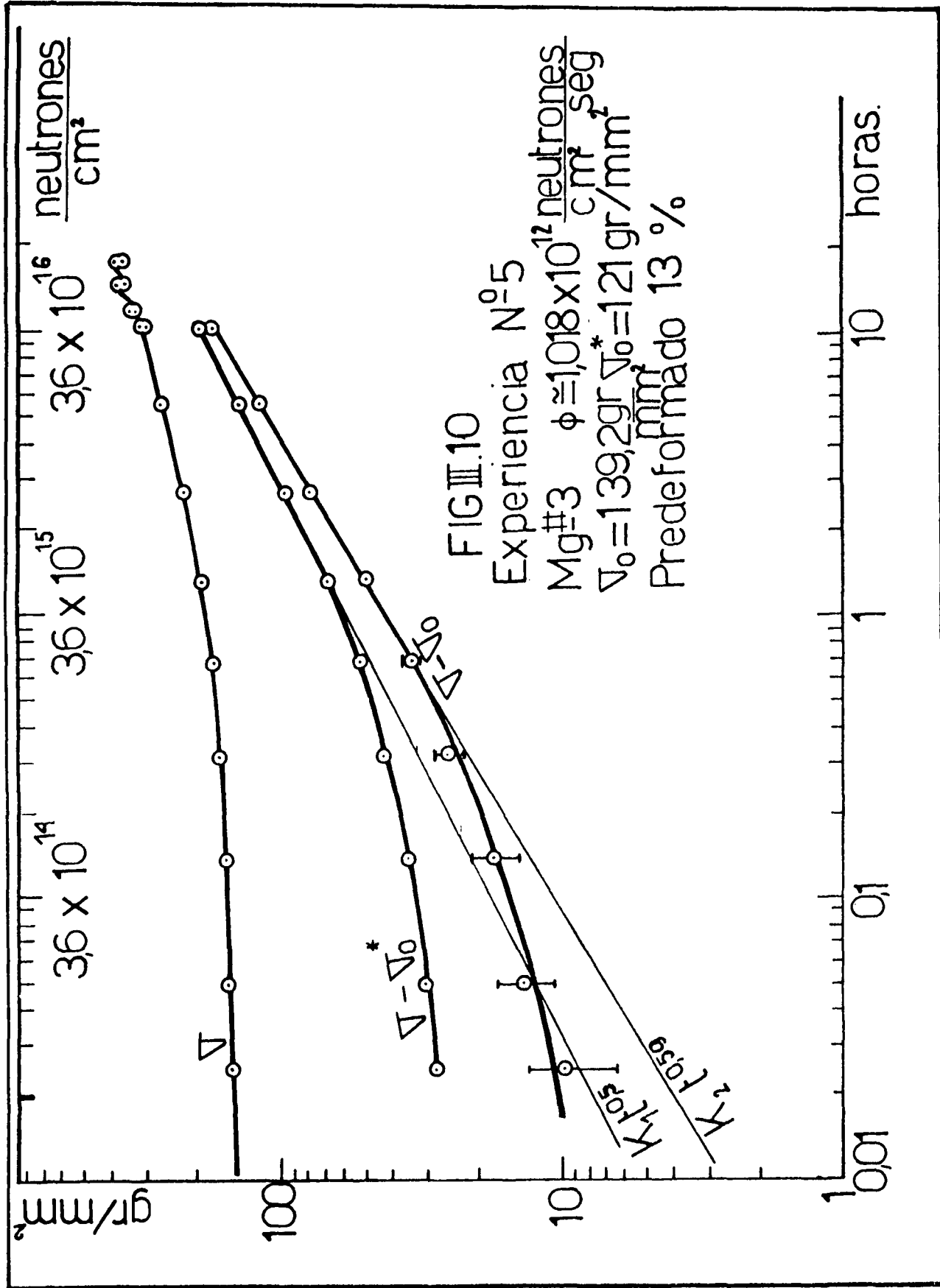


TABLA III. 4

Experiencia N° 5

Mg 3.c $\hat{\alpha} = 52^\circ$

$1120 = 37^\circ$

$E = 0.111 \text{ mm}^{-2}$

$$\phi'_0 = 1,02 \times 10^{12} \frac{\text{neut}}{\text{cm}^2 \text{seg}}$$

P = 67 Kw

Predeformado 13%

N°	t [horas]	ϵ [μ]	∇ gr/mm ²	$\dot{\epsilon}$ μ/min	Deformación permanente /‰
0	0		139.2		1
1	0.025	41 50	149 149		1
2	0.050	48 53	152.8 152.8		1.1
3	0.140	40 48	156.5 156.5		0.9
4	0.325	36 45	164.1 164.1		0.8
5	0.71	44 50	173.1 173.1	530 530	1.1
6	1.365	47 56	188.1 188.1	530 530	1.3
7	2.8	43 68	216.7 216.7	44 44	1.6
8	5.7	86 113	256.6 256.6	44 57	3.5
9	11	98 114	307 298	16 16	3.2
10	12.32	48 94	328.1 322.1	27 27	2.2
11	15.33	68 143	364.2 343.2	44 44	4.1
12	18.38	50 155	376.3 361.2	88 -	4

válvulas V_4 , V_E y V_P (Fig. II.11). De esta forma se puede ver qué pasa por debajo de 10^{15} neutrones/cm² para lo cual se trabaja con el reactor en décima de potencia con respecto a la medición anterior. La Fig. III.11 a, b, c y d muestra todas las medidas de la experiencia N°6. En correspondencia con los gráficos carga-deformación están los gráficos deformación-tiempo. La tabla III.5 muestra sus resultados. De la Fig. III.12 se puede escribir:

$$\begin{aligned}\sigma - \sigma_0^* &= k_1 t_0^{0,5} \\ \sigma - \sigma_0 &= k_2 t_0^{0,52} \\ 3 \leq t_0 &\leq 95 \quad \text{horas} \\ 1,1 \times 10^{15} &\leq \phi t \leq 3,5 \times 10^{16} \text{ neutr./cm}^2\end{aligned}$$

La Fig. III.13 es la representación de todas las experiencias en un gráfico σ versus $t_0^{0,5}$. En la parte superior se amplía al origen de la experiencia N°6. Dentro de los errores experimentales se han podido trazar rectas paralelas para t_0 entre 16 y 100 horas.

III.4 Mediciones en Zn

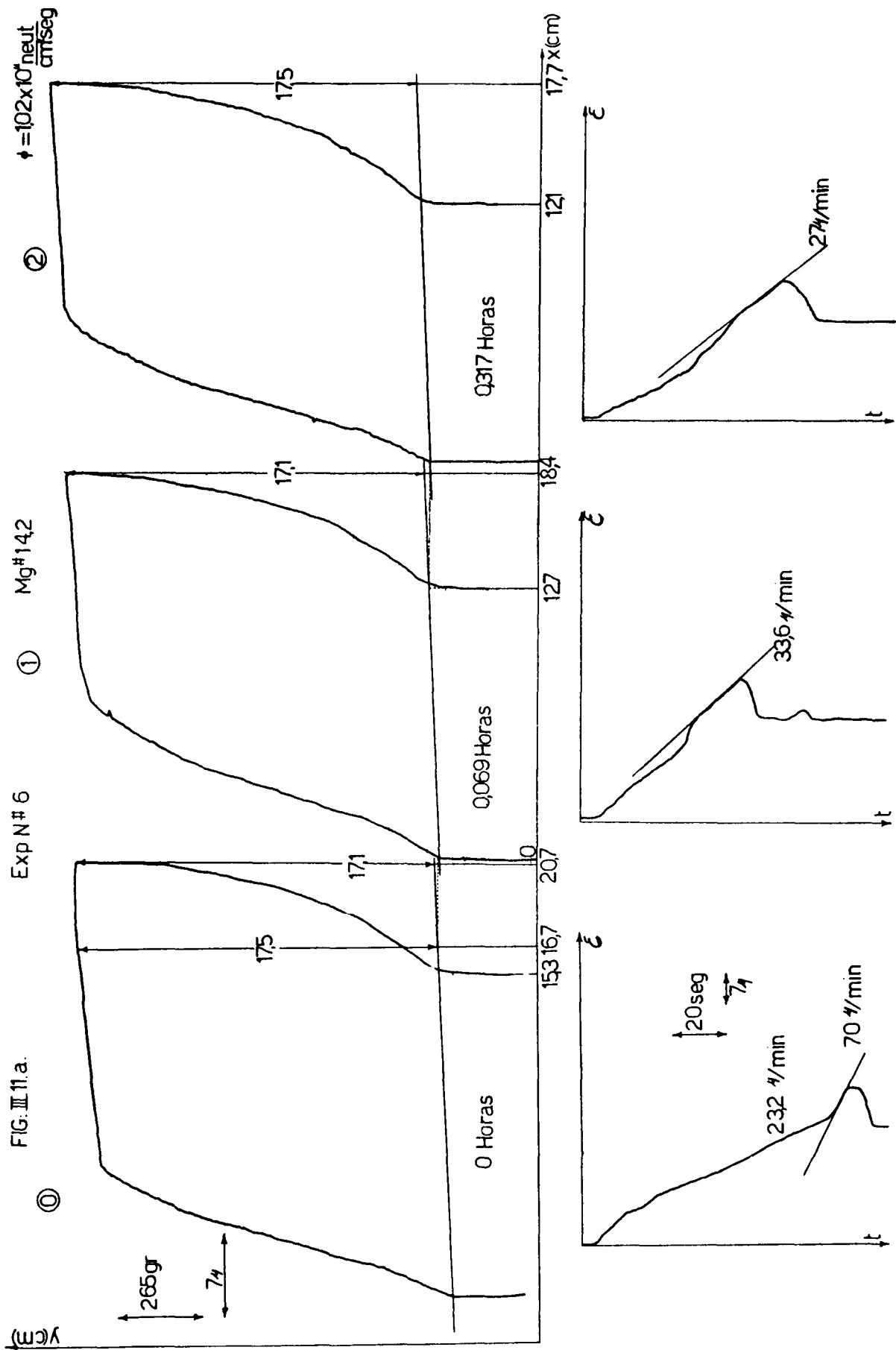
La tabla III.6 resume los resultados de las mediciones realizadas con distintos cristales de Zn irradiados a diferentes dosis a temperatura de Nitrógeno líquido. Estos fueron deformados hasta rotura con una máquina dura a $\dot{\epsilon} = 200 \mu / \text{min}$. De la curva de tracción obtenemos las fuerzas inicial y de clivaje. Con éstas calculamos la tensión de fluencia inicial, final y de clivaje.

Los tres primeros cristales usados tenían sección cuadrada (3x3mm). En éstos la orientación del plano de clivaje se determinó a partir del ángulo que forman las aristas del cristal con las trazas (55) (intersección del plano de clivaje con las caras).

Las mediciones se hicieron sobre fotografías tomadas perpendicularmente a las caras del cristal.

Para reducir la actividad, pues al Zn emite γ y β con una vida media de aproximadamente 1 año (con $\phi t = 7 \times 10^{16}$ neutrones/cm² hay un Roentgen de γ al contacto de la probeta), se utilizaron cristales cilindricos con una masa mitad. La forma de éstos es la indicada en la Fig. II.2.

La determinación del plano de clivaje se realizó en la hipótesis de que cliva en el plano basal o prismático. Puesto que se conocen los ángulos que las normales a dichos planos forman con el eje, cuando es-



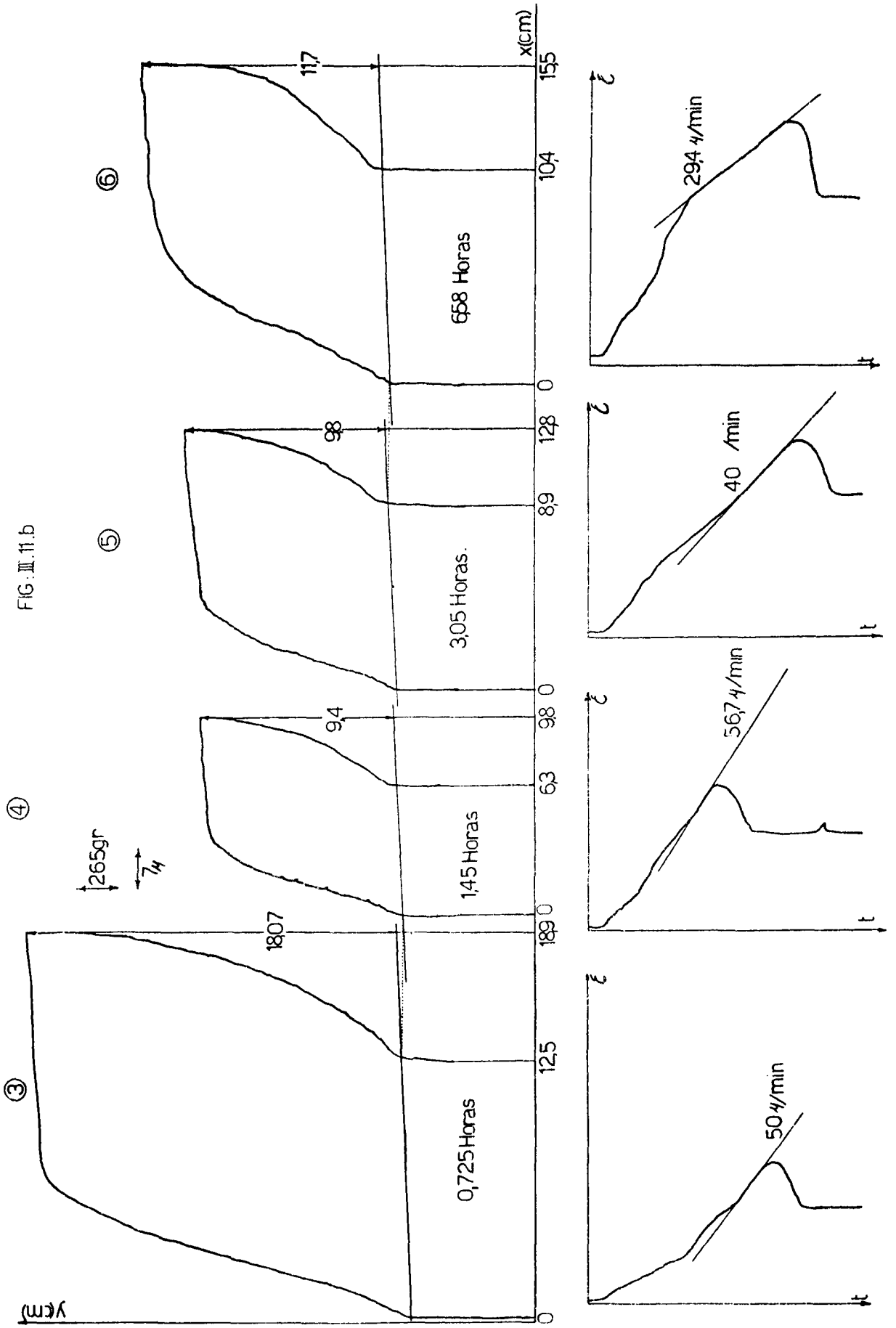


FIG. III 11.c

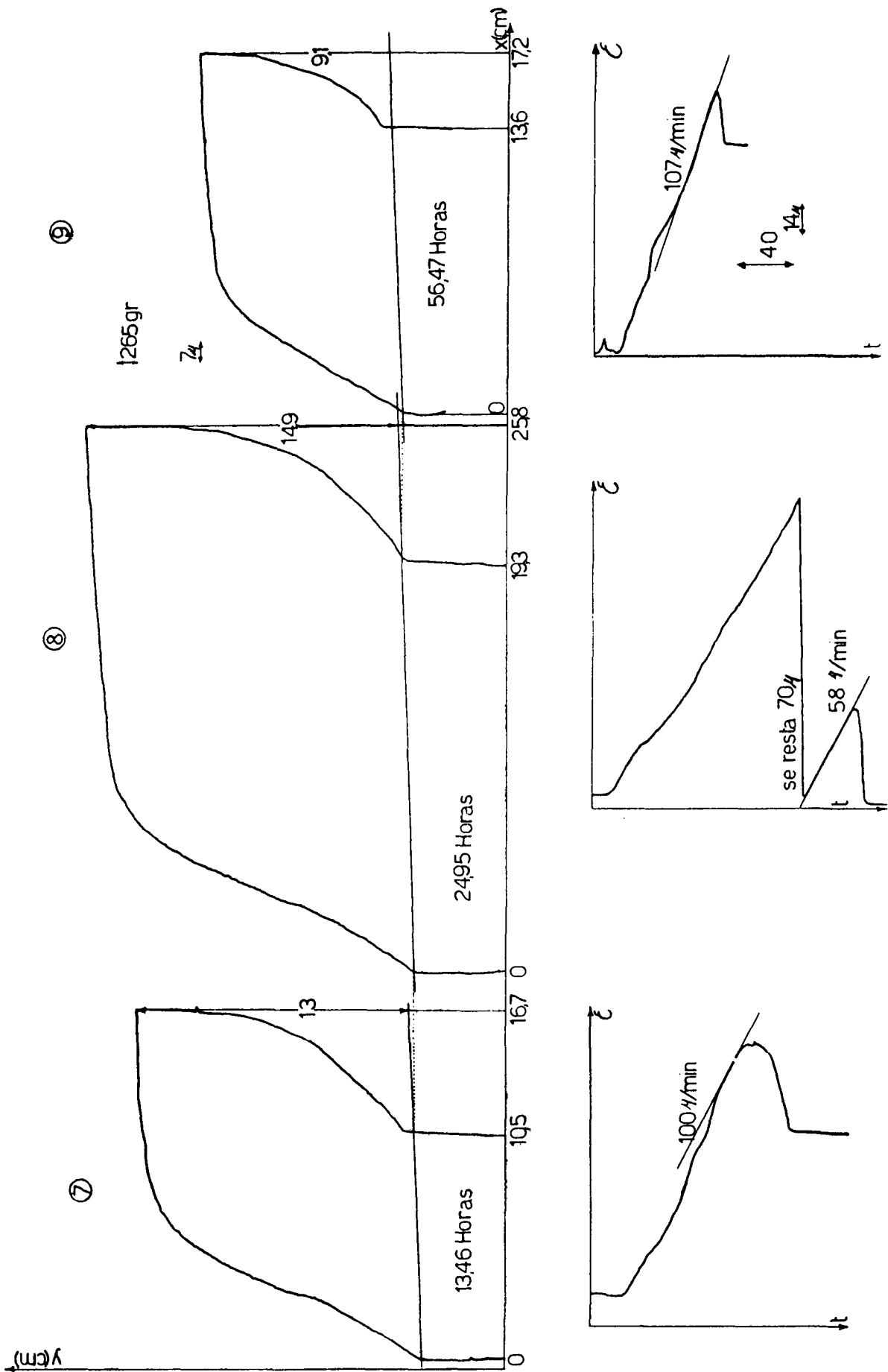


FIG. II.11.d

⑩

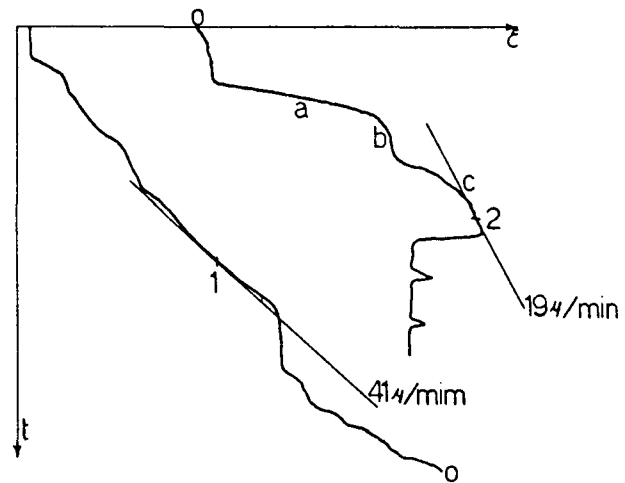
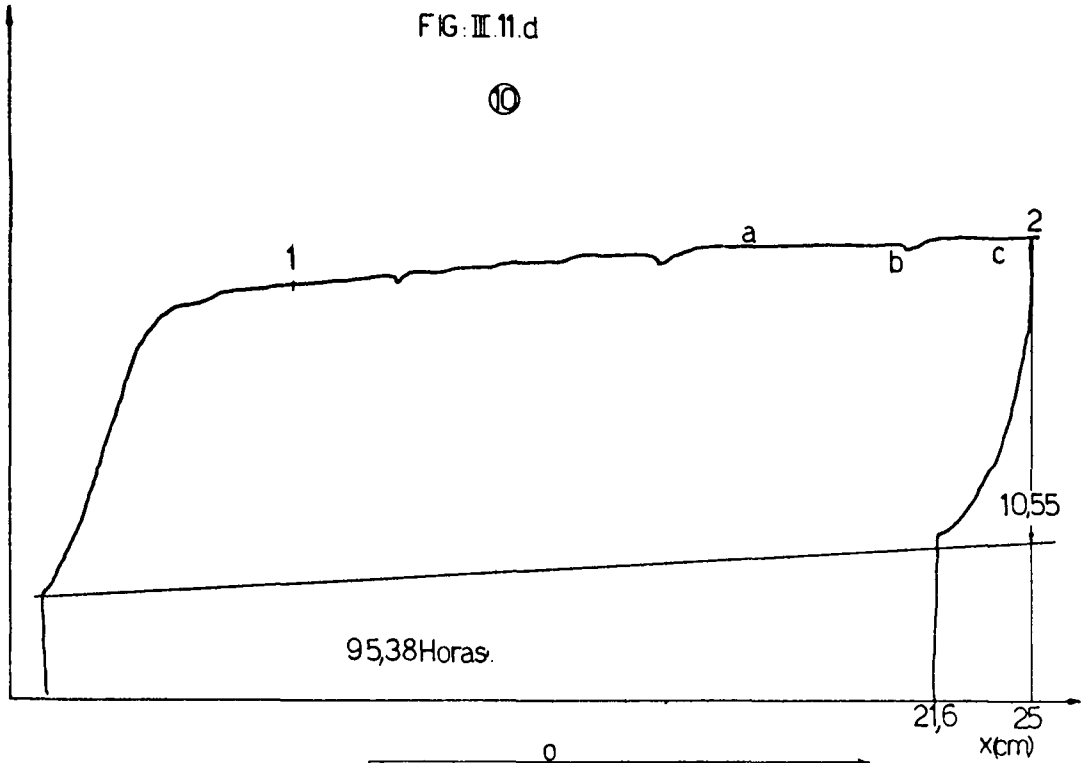


TABLA III. 5

Experiencia N° 6

Mg# 14.2

$\hat{\Delta} = 41^\circ$

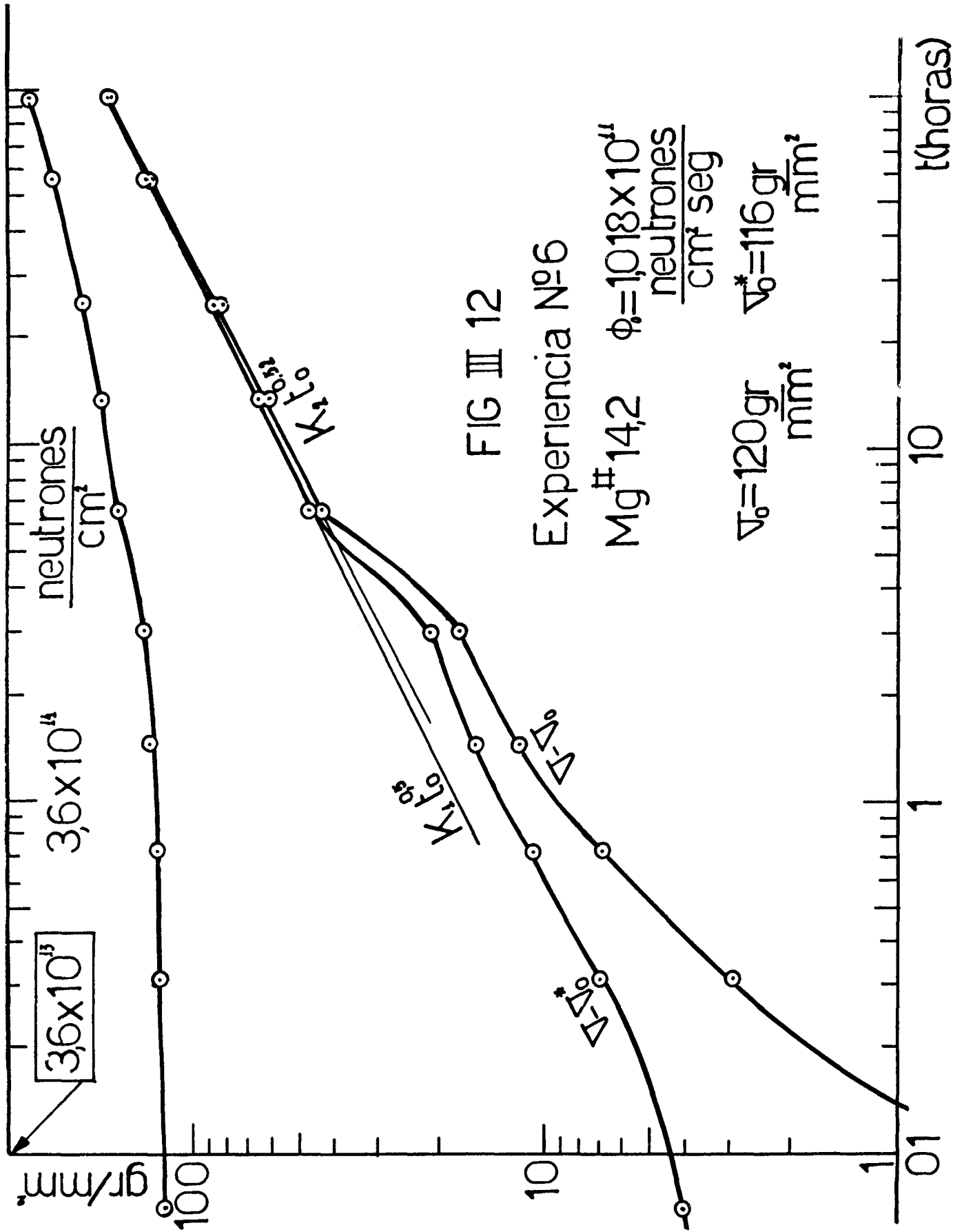
$\hat{\Delta} = 50^\circ$

$E=0,1186 \text{ mm}^{-2}$

$$\phi_0 = 1,02 \times 10^{11} \frac{\text{neut}}{\text{cm}^2 \text{ seg}}$$

P=6,7 Kw

N°	to (horas)	ϵ [μ]	∇ gr/mm ²	$\dot{\epsilon}$ μ/min	Deformación permanente
0	0	30 37	120	23 70	1
1	0,069	33	120	34	0,85
2	0,317	32	122,9	27	0,8
3	0,725	34	126,8	50	0,83
4	1,45	35	131,8	57	0,83
5	3,048	46	137,3	40	1,17
6	6,58	55	163,4	29	1,37
7	13,46	60	181,3	99	1,39
8	24,95	92	207,3	85	2,52
9	56,468	123	252,7	107	3,58
10	95 38	112 197 250	292,5 297 292,5	41 294 19	8,3



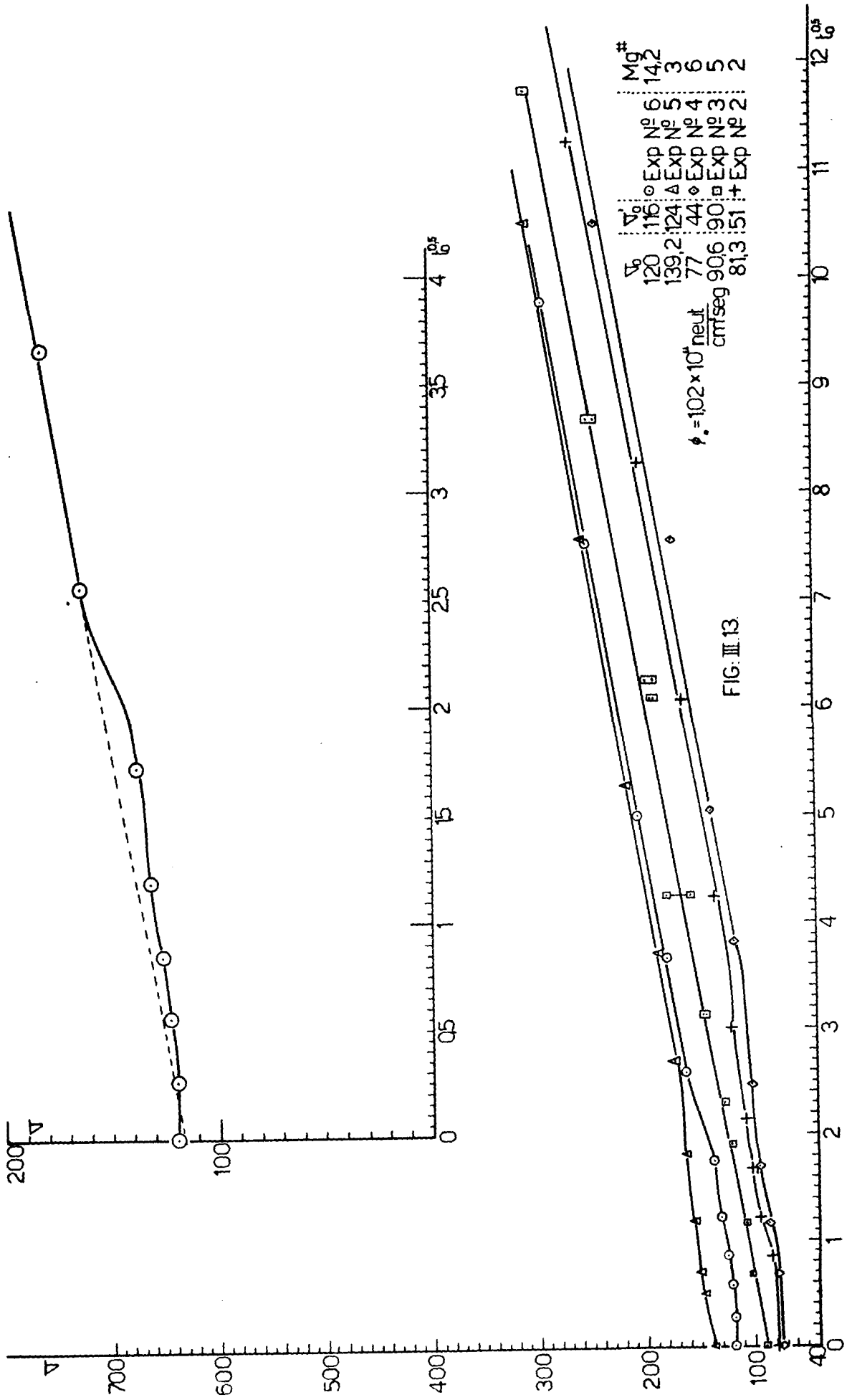


FIG. III.13.

tos ángulos son muy diferentes la determinación es inmediata. En algunos cristales no se pudieron determinar las tensiones de clivaje. Ello se debió a que el clivaje no se produjo en un plano sino en una superficie con perfil de diente de serrucho.

Los tres primeros cristales recibieron una dosis alta y σ_F resultó mayor que σ_F^{max} definido en la ec. (III.5).

Por esta razón los cristales clivaron sin llegar a fluencia.

A partir del cristal 7-1 se comenzó a irradiar durante tiempos muy cortos. Los tiempos fueron sucesivamente duplicados en los cristales siguientes. Se llegó así al cristal #13-1 el que, con una dosis $\phi t = 2,4 \times 10^{16}$ neutrones/cm² $t_0 = 66$ horas, clivó cuando parecía llegar a fluencia. Por esta razón se irradió el cristal #13-2, de igual orientación que el anterior, con una dosis $\phi t = 2 \times 10^{16}$ neutrones/cm², $t_0 = 53$ hs.

En este cristal fue factible medir la tensión de fluencia siendo necesario deformar 850μ desde la iniciación de la fluencia para alcanzar la tensión de clivaje.

La Fig. III.14 es la representación de las tensiones de clivaje y de fluencia en función de t_0 en un gráfico doble logaritmico. Como se desprende del gráfico, se conocen simultáneamente los valores de clivaje de los planos basal y prismático solo para $\phi t = 10^{16}$ neutr/cm² $t_0 = 28$ horas, que son:

$$\sigma_c^{0001} = 1.400 \text{ gr/mm}^2 \quad \sigma_c^{10\bar{1}0} = 1.550 \text{ gr/mm}^2$$

La ec. II.7 se convierte ahora en:

$$\cos(\hat{10\bar{1}0}) = 0,903 \cos(\hat{0001})$$

y resolviéndola se obtiene que la orientación más conveniente, suponiendo que las tensiones de clivaje arriba indicadas no varían durante la irradiación, es:

$$\hat{0001} = 51^\circ \quad \hat{10\bar{1}0} = 48^\circ \quad \hat{11\bar{2}0} = 39^\circ$$

El cristal #5-5, con esta orientación, fué irradiado con una dosis $\phi t = 3,6 \times 10^{16}$ neutrones/cm² durante $t_0 = 100$ horas y sucedió algo similar a lo ocurrido con el cristal #13-1: clivó cuando comenzó a entrar en fluencia. Esta nueva orientación permitirá aumentar a casi el doble el rango de dosis en el cual se puede medir σ_F .

Finalmente, de la Fig. III.14 se puede expresar la tensión de fluencia como:

$$\sigma = K t_0^{0,5}$$

$$3,5 \leq t_0 \leq 100 \text{ horas}$$

$$1,26 \times 10^{15} \leq \phi t \leq 3,6 \times 10^{16} \text{ neutr/cm}^2$$

TABLA III 6

Mediciones en una máquina dura a $\dot{\epsilon} = 200 \mu/\text{min}$.

N°	$\hat{11\bar{2}0}$	$\hat{0001}$	$\hat{10\bar{1}0}$	ϕ neutr. $\frac{\text{cm}^2 \text{seg}}{10^{12}}$	t (horas)	V_F gr/mm ²		$\Delta\epsilon$ [μ]	V_c gr/mm ²	
	ϵ	ϵ	ϵ			inicial	final		0001	10 $\bar{1}0$
1.2	18	73	21	1.87	20					3344
1.1	18	73	21	1.87	38					3344
1	29	76	15	1.87	8					2440
7.1	29	81	9	1.34	0.0314	69	123	210	881	
8.2	36	61	29	1.34	0.11	114	192	910		
9.1	21	69	34	1.34	0.264	238	362	1550	739	
12.1	21	69	35	1.34	0.5	334	465	1880		
12.3	21	69	35	1.34	1	438	530	1380	1077	
14.1	21	69	35	1.34	2	601	665	1020	1365	
14.2	21	69	35	1.34	2.5	708	796	1600		1616
13.1	20	70	34	1.34	5	≥ 966				
13.2	20	70	34	1.34	4	886	852	610		
5.5	39	51	47	1.02	10	≥ 1390				

Con esta información preliminar se comenzó la experiencia N°7 con la micromáquina, cuyos resultados y representación gráfica se encuentran en la tabla III.7 y Fig.III.15 respectivamente.

Del gráfico se puede obtener que:

$$\begin{aligned}\sigma &= k t_0^{0,4} \\ \sigma - \sigma_0 &= k_2 t_0^{0,46} \\ 0,4 &\leq t_0 \leq 60 \text{ horas} \\ 1,46 \times 10^{14} &\leq \phi_0 t_0 \leq 2,2 \times 10^{16} \text{ neutr./cm}^2\end{aligned}$$

De la experiencia N°8, cuyos resultados y representación gráfica se encuentran en la tabla III.8 y Fig.III.16 respectivamente, se puede escribir:

$$\begin{aligned}\sigma &= k t_0^{0,44} \\ 3,35 &\leq t_0 \leq 61,1 \text{ horas} \\ 1,2 \times 10^{15} &\leq \phi_0 t_0 \leq 2,2 \times 10^{16} \text{ neutr./cm}^2\end{aligned}$$

o también:

$$\begin{aligned}\sigma - \sigma_0 &= k_2 t_0^{0,5} \\ 0,032 &\leq t_0 \leq 61,1 \text{ horas} \\ 1,2 \times 10^{13} &\leq \phi_0 t_0 \leq 2,2 \times 10^{16} \text{ neutr./cm}^2\end{aligned}$$

En la medida N°12, con una dosis de $2,2 \times 10^{16}$ neutrones/cm², $t_0 = 61$ horas, la velocidad de deformación tuvo un cambio brusco en $\epsilon = 32 \mu$ pasando de 63 a 1260 μ /min.

En la medida siguiente, con $\phi t = 2,9 \times 10^{16}$ neutrones/cm², $t_0 = 79,1$ horas, el cambio de velocidad fué mayor porque en $\epsilon = 32 \mu$ la velocidad pasa de 63 a 12.600 μ /min. Desmontando el cristal al finalizar la experiencia se observa a simple vista que comenzó a clivar en un plano basal.

El último valor de la tensión representado en la Fig.III.16 fue calculado a partir de la fuerza en que se produjo el cambio de velocidad. Por consiguiente, es menor o igual que la tensión de fluencia. La Fig.III-18-a, b y c muestra todas las medidas de la experiencia N°9. En correspondencia con los gráficos carga-elongación están los gráficos elongación-tiempo. La tabla III.9 resume los resultados y de la Fig.III.17 se puede escribir:

TABLA N° 7

Experiencia N° 7

Zif 5.1 $\hat{\alpha}_{0001} = 52^\circ$ $\hat{\alpha}_{1120} = 38^\circ$ $\hat{\alpha}_{1010} = 45^\circ$ $E = 0,1186 \text{ mm}^{-2}$

$\phi_0 = 1,02 \times 10^{11} \frac{\text{neutrones}}{\text{cm}^2 \cdot \text{seg}}$ $P = 6,7 \text{ kW}$

Predeformado 2 ‰

N°	t ₀ (horas)	ε (μ)	σ gr/mm ²	ε̇ μ/min	Deformación permanente ‰
0	0	13	31.1	50	0.42
1	0.137	18	52.7	19	0.53
2	0.237	22	68.5	-	0.60
3	0.40	28	84.9	61	0.74
4	0.775	29	103.8	52	0.74
5	1.583	35	134.5	52	0.9
6	3	38	171.3	36	0.95
7	6	49	224	27	1.25
8	11.22	61	286	50	1.60
9	20	72	367	65	1.8
10	36	91	475	200	2.3
11	60	67	584	176	1.4

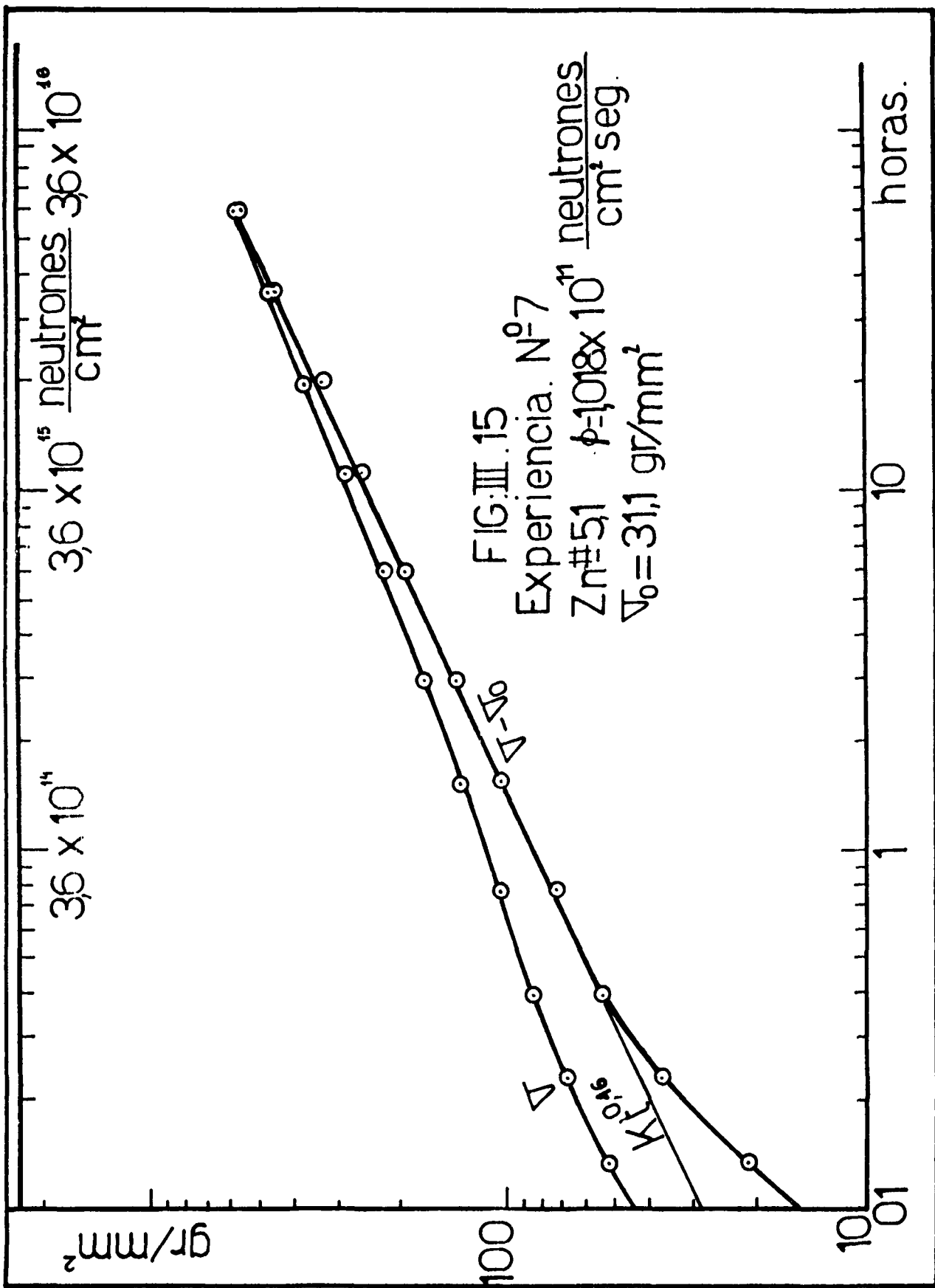


TABLA III 8

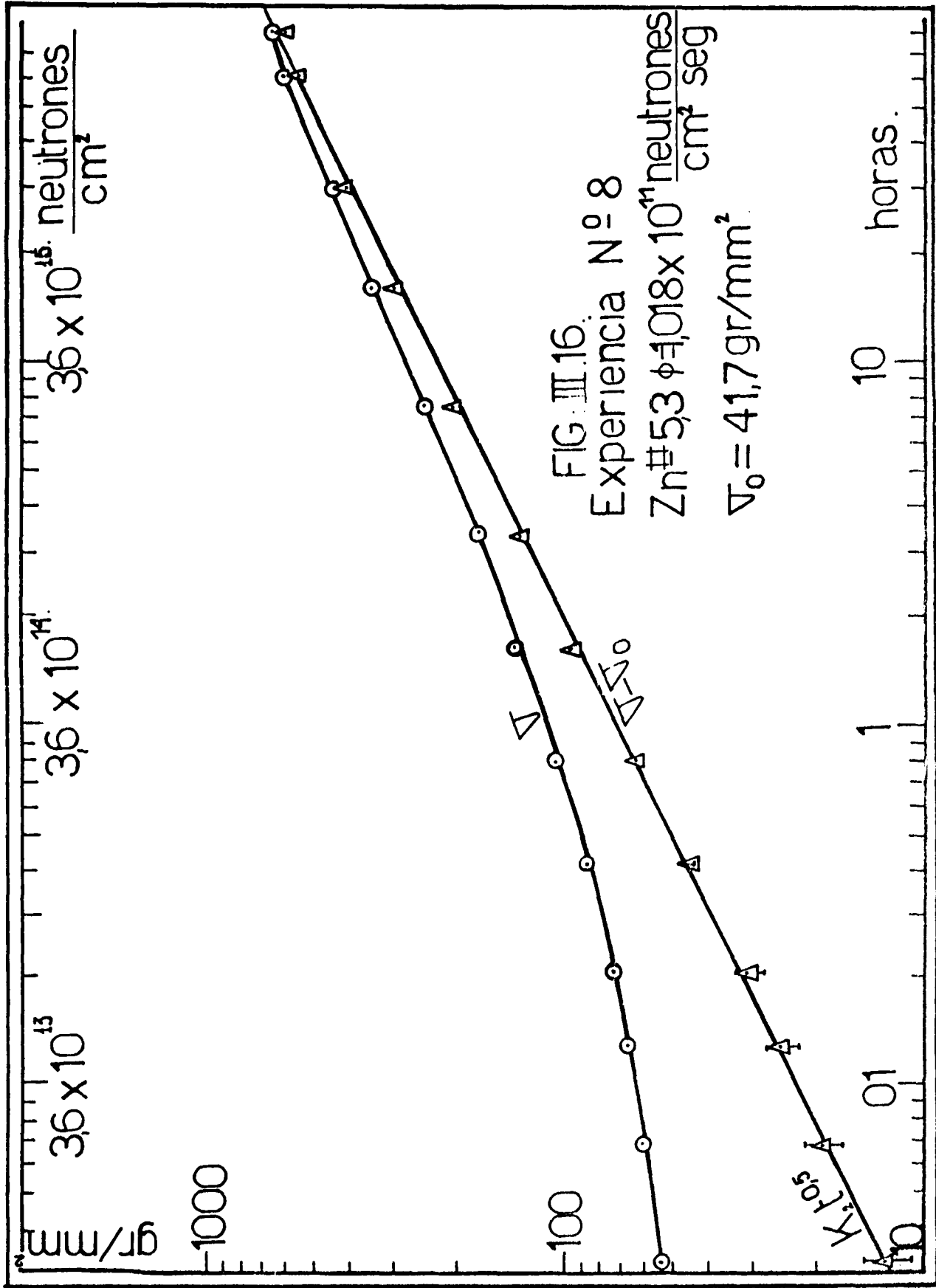
Experiencia N° 8

Zr# 5.3 Λ
 0001 = 52° Λ
 1120 = 38 1010 = 45° E = 0,1180

$$\phi = 1,02 \times 10^{11} \frac{\text{neut}}{\text{cm}^2 \text{ seg}} \quad P = 6,7 \text{ kW}$$

Predeformado 4%

N°	t ₀ (horas)	ϵ [μ]	∇ gr/mm ²	$\dot{\epsilon}$ $\mu/\text{min.}$	Deformación permanente.
0	0	29	41.7	44	0.83
1	0,0325	22	54.9	25	0.63
2	0,068	32	62.2	52	1
3	0.128	26	68.9	37	0.78
4	0,216	26	74	90	0.8
5	0.418	39	87.3	61	1.27
6	0.816	29	105.4	27	0,85
7	1.612	28	141.6	44	0,74
8	3.35	34	178.6	24	1
9	7.50	41	250.1	30	1.30
10	16	30	347.1	27	0.95
	16.02	32	368	357	0.8
11	30.05	27	456	110	0.58
		32	606.3	69	
12	61.1	41	601	1260	1.08
		32	673.1	63	
13	79.1	32	673.1	63	4.15
		126	651.1	12600	



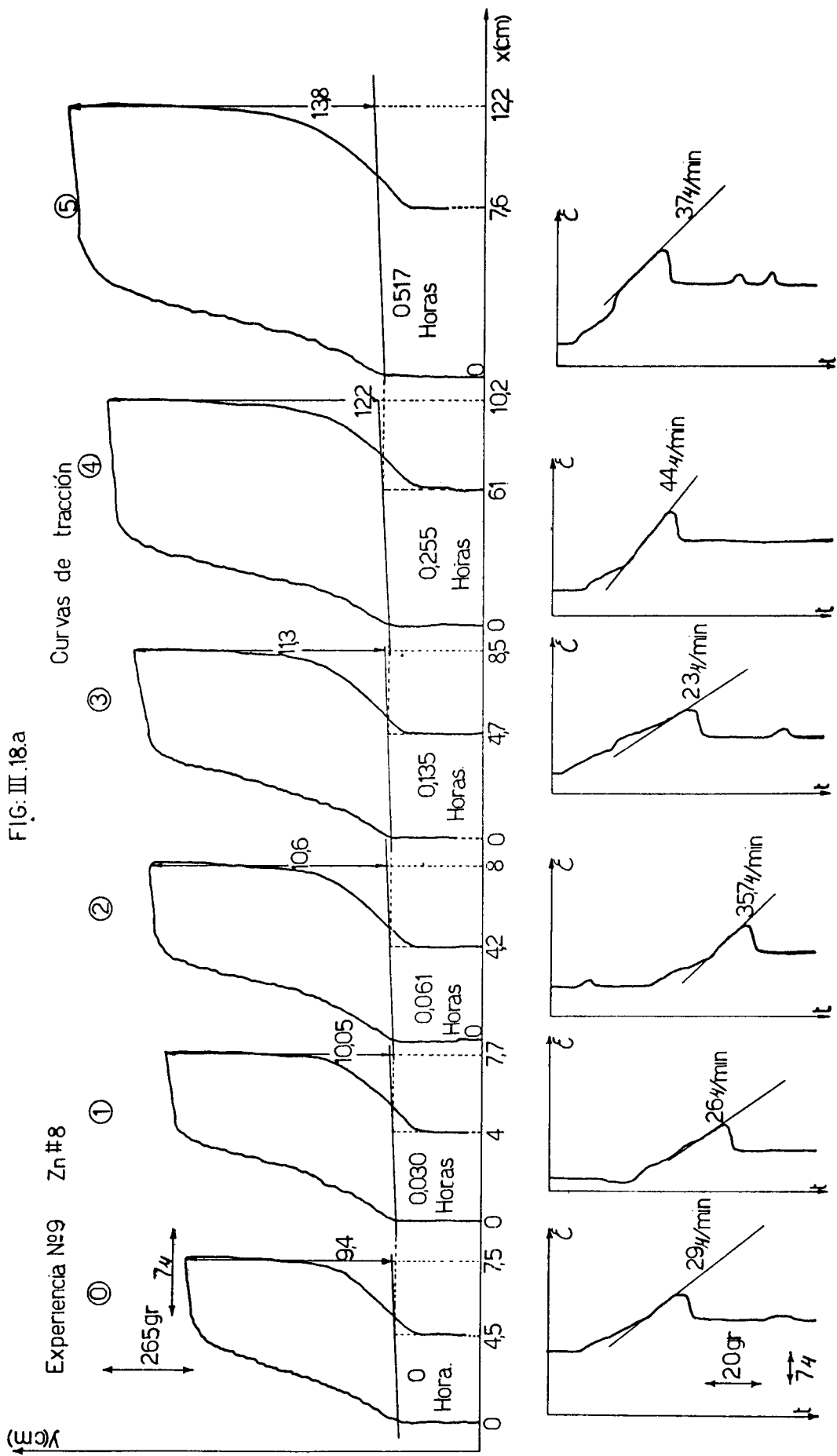


FIG. III.18. b

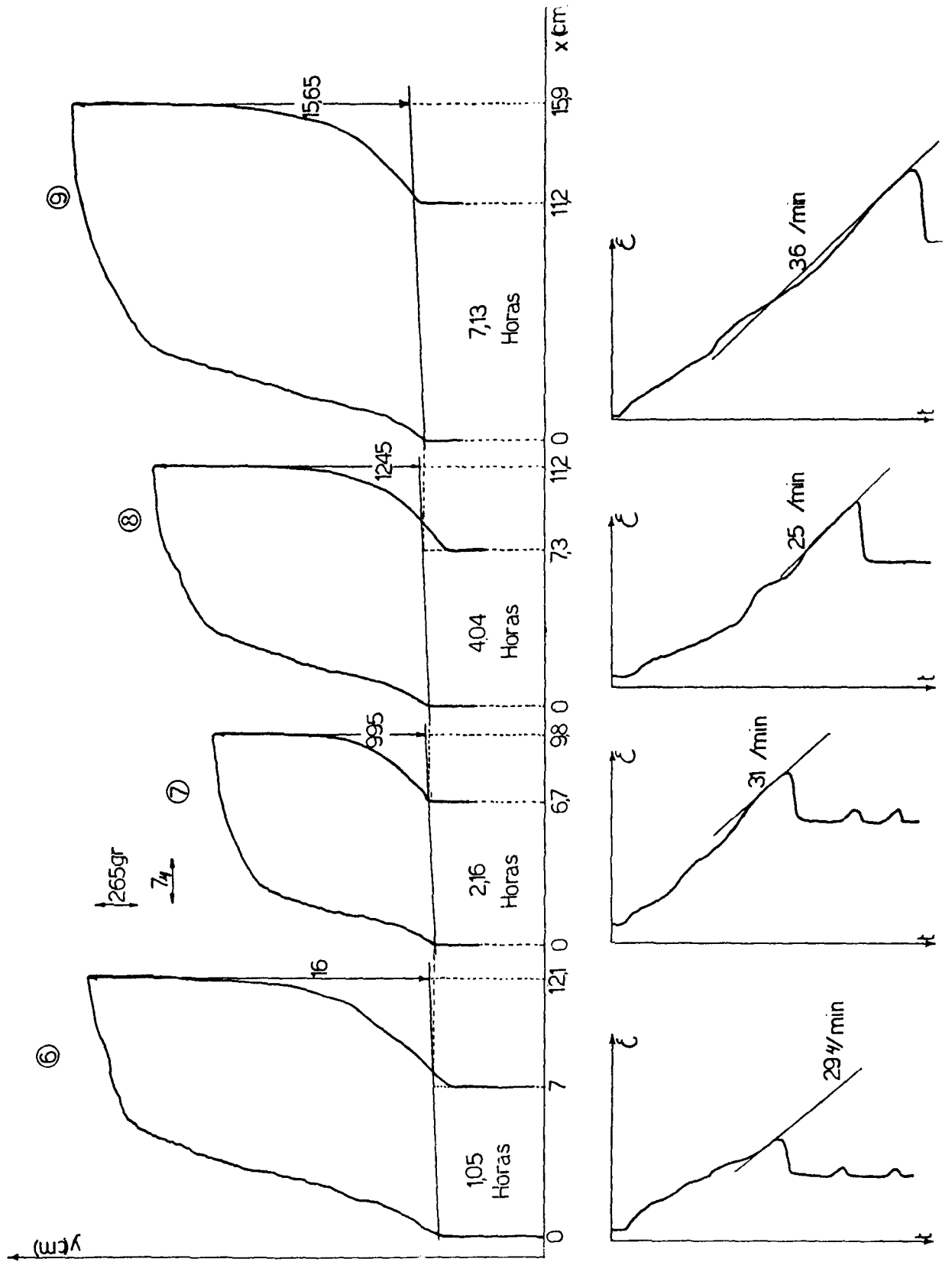


FIG. III.18.c

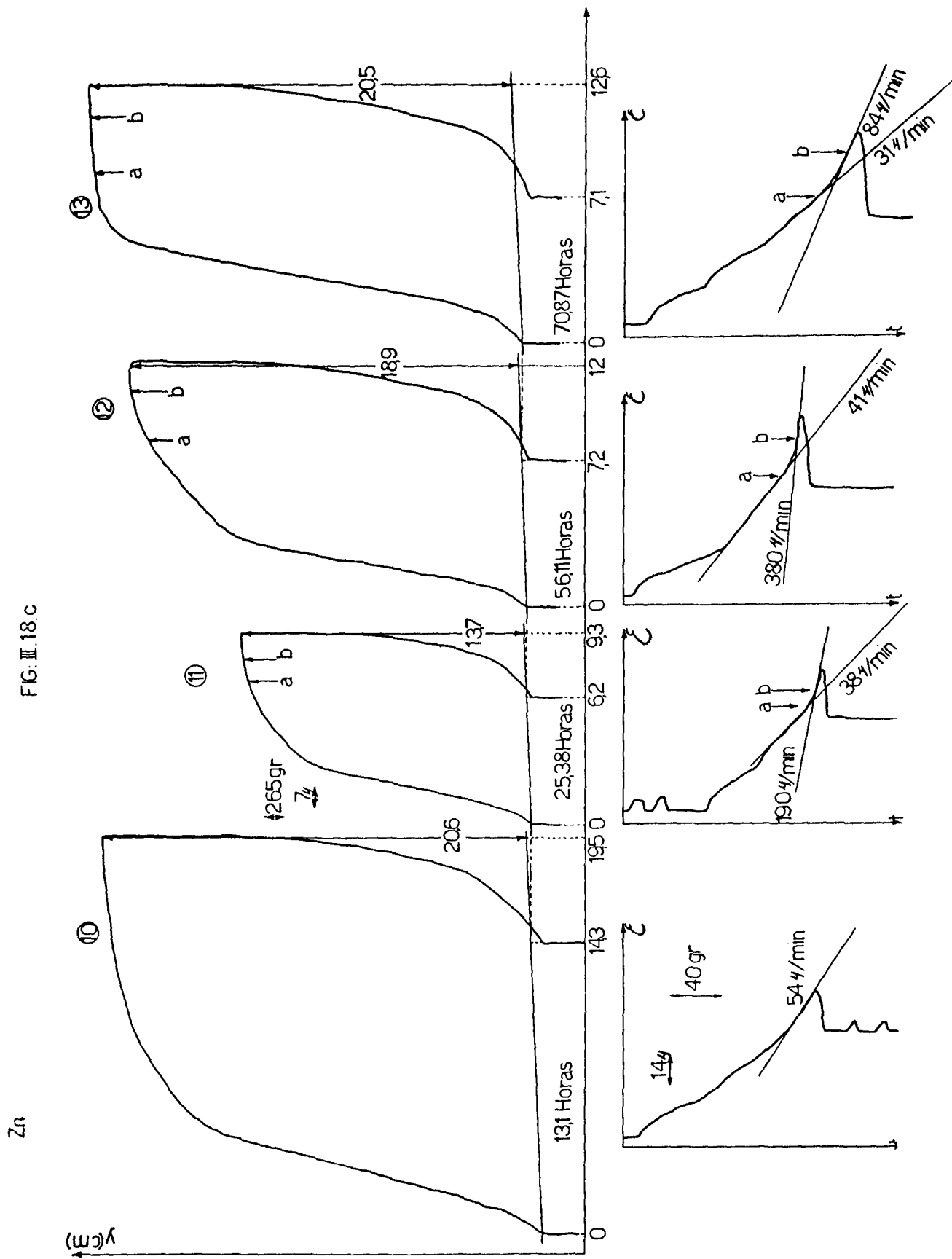


TABLA N° 9

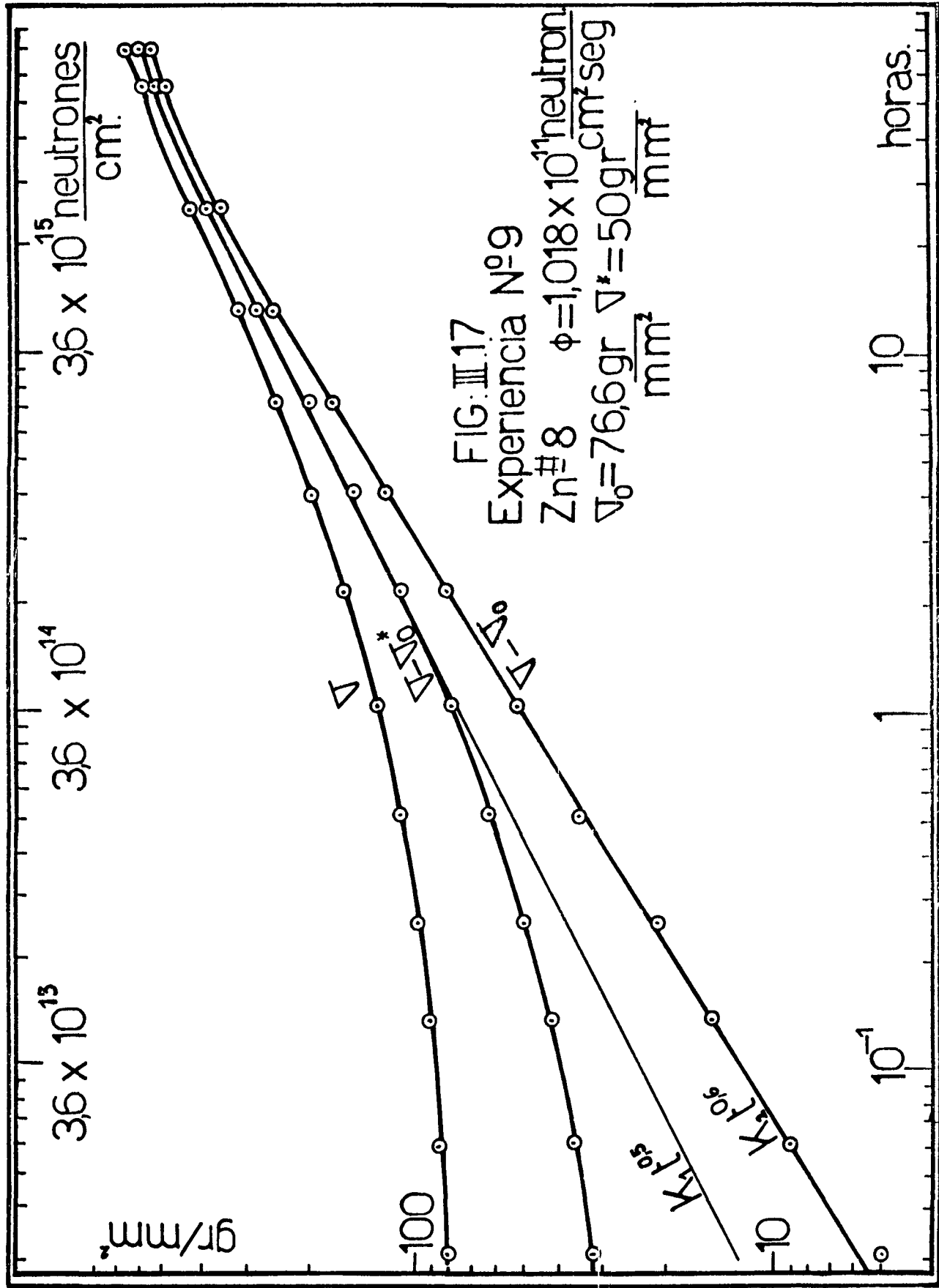
Experiencia N° 9

Zn# 8 $\hat{\Delta} = 51^\circ$ $\hat{\Delta} = 39^\circ$ $\hat{\Delta} = 47^\circ$ $E = 0.1078 \text{ mm}^{-2}$

$$\phi = 1,02 \times 10^{11} \frac{\text{neutrones}}{\text{cm}^2 \text{ seg}} \qquad P = 6,7 \text{ kW}$$

Predeformado 3 ‰

N°	t ₀ (horas)	ϵ [μ]	\bar{v} qr/mm ²	$\dot{\epsilon}$ μ/min	Deformación permanente ‰
0	0	13	76,6	29	0,3
1	0,03	14	81,7	26	0,27
2	0,061	15	85,6	35,7	0,27
3	0,1351	15	91,4	23	0,31
4	0,254	18	98,5	44	0,4
5	0,517	22	111	37	0,5
6	1,045	22	128	29	0,46
7	2,16	35	159	31	0,88
8	4,042	40	198	25	0,96
9	7,134	57	248	36	1,47
10	13,1	71	330	54	1,9
11	25,38	66	431	190	1,6
12	56,11	86	593	380	1,9
13	70,87	97	643	84	2,1



$$\sigma - \sigma_0^* = k_1 t_0^{0,5}$$

$$1,5 \leq t_0 \leq 25 \text{ horas}$$

$$5,5 \times 10^{14} \leq \phi_0 t_0 \leq 9 \times 10^{15} \text{ neutr./cm}^2$$

$$\sigma - \sigma_0 = k_2 t_0^{0,6}$$

$$0,03 \leq t_0 \leq 25 \text{ horas}$$

$$1,1 \times 10^{13} \leq \phi_0 t_0 \leq 9 \times 10^{15} \text{ neutr./cm}^2$$

Por encima de una dosis de 9×10^{15} neutrones/cm² hay un comienzo de saturación del endurecimiento. En la última medida la tensión de fluencia es un 12% menor que en la segunda por $\sigma - \sigma_0 = k_2 t_0^{0,6}$.

En este caso ya no hay zonas rectas en la representación gráfica de log. σ versus log. t_0 . - La pendiente alcanza su valor máximo en $t_0 = 15$ horas de irradiación.

En las tres experiencias con la micromáquina, N°7, N°8 y N°9, esta pendiente fue superior a 1/3. Por esta razón se las representa en un gráfico σ versus $t_0^{0,5}$ como se muestra en la Fig. III.19. Se observa que las mismas tienen zonas rectas entre:

$$3 \lesssim t_0 \lesssim 50 \text{ horas}$$

$$10^{15} \lesssim \phi t \lesssim 2 \times 10^{16} \text{ neutrones/cm}^2$$

para luego comenzar a curvarse en 2×10^{16} neutrones/cm². Esto podría ser el comienzo de la saturación del endurecimiento.

Por otro lado, las extrapolaciones de estas zonas rectas al origen, σ_0^* dan por debajo de σ_0 . Solamente en la experiencia N°7, con la menor tensión inicial de las tres, $\sigma_0^* > \sigma_0$.

III.5 Mediciones en Cu

La primera experiencia en Cu, N°11, se realizó con el reactor a décima de potencia ($\phi t \sim 7 \times 10^{10}$ neutrones/cm²). La intención fue medir el endurecimiento para pequeños incrementos de tensión.

Las Fig. III.20 a y b muestran las curvas de tracción con sus correspondientes curvas de deformación versus tiempo. Los resultados se encuentran resumidos en la tabla III.11.

Se realizó otra experiencia, N°12, con un cristal predeformado un 7% y con el reactor a potencia ($\phi t \sim 7 \times 10^{11}$ neutrones/cm²). cuyos resultados se encuentran en la tabla III.12.

En la Fig. III.21 se grafican las experiencias N°11 y N°12 en un grá-

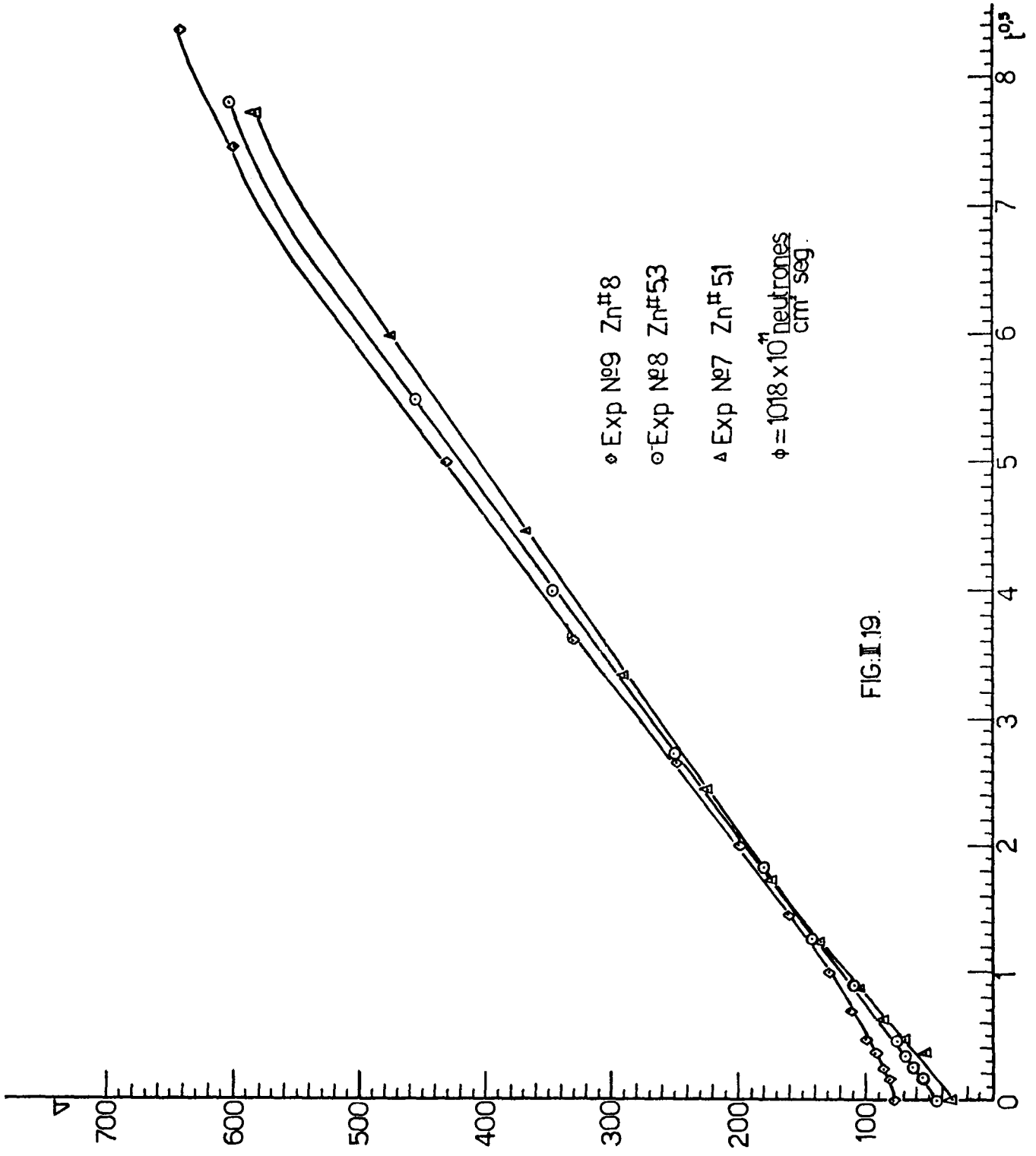


FIG. I.19.

Fig. III · 20 a.

EXP. N° 11
Cu 13

APERTURA VALVULA V₄

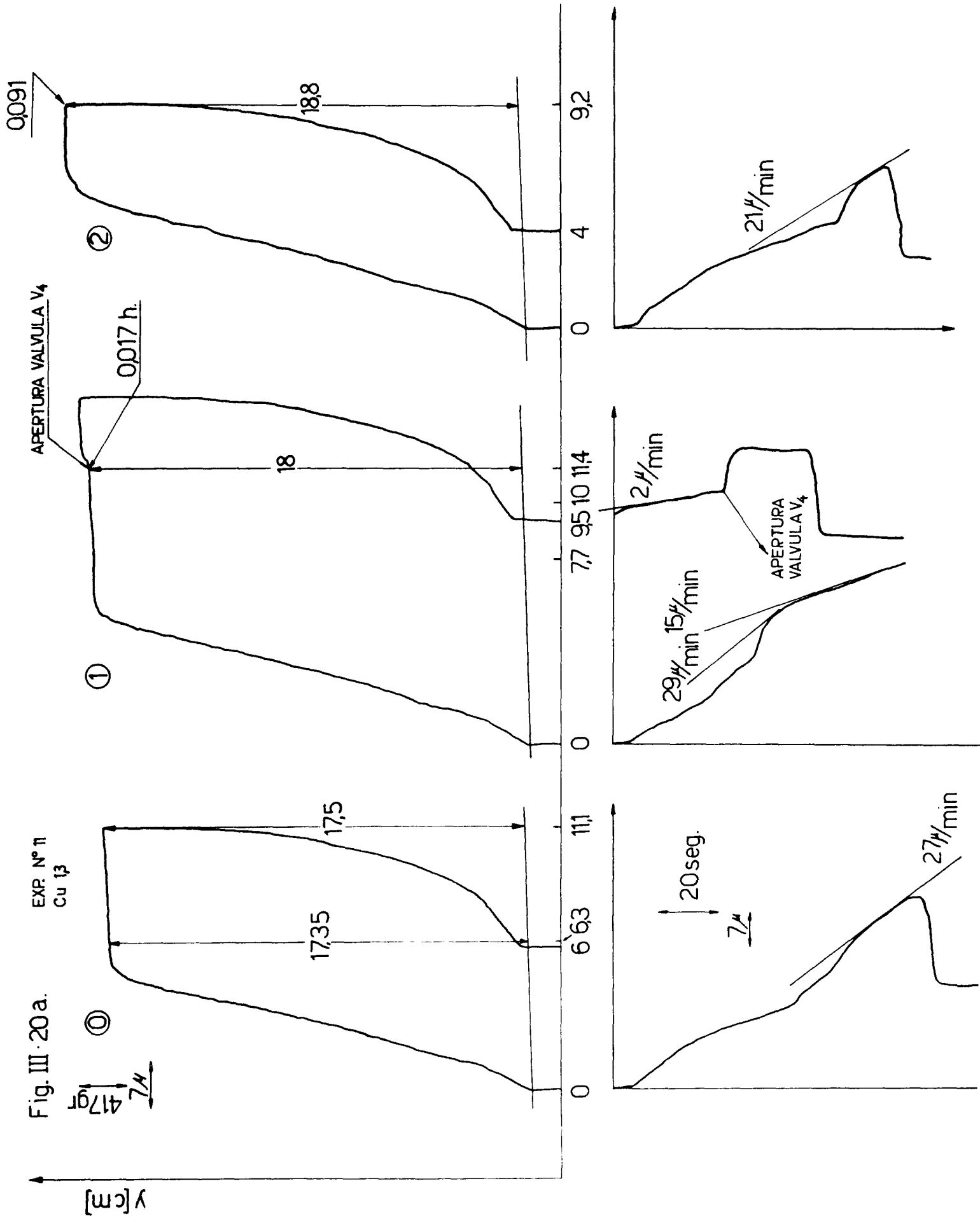


Fig. III·20 b.

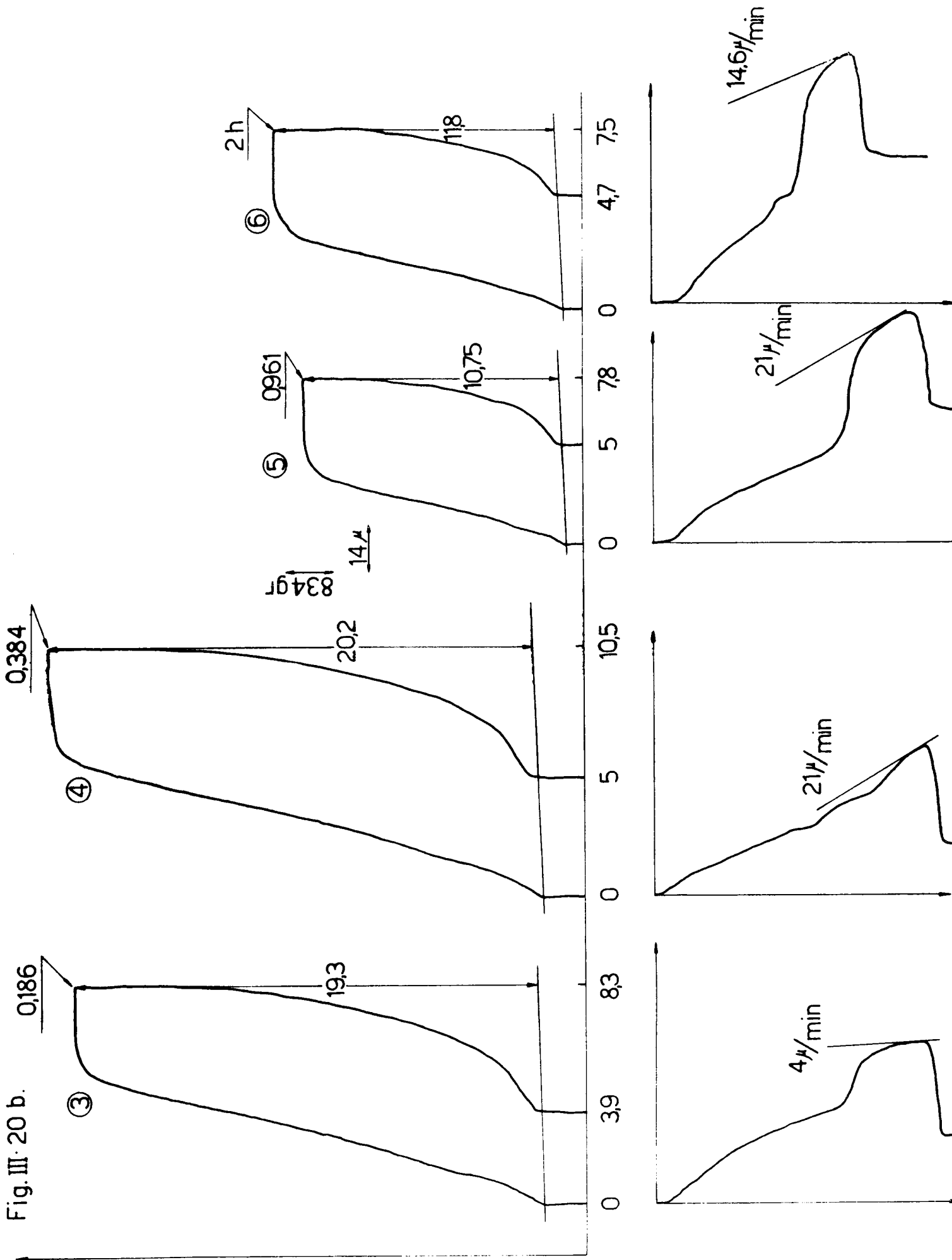


TABLA N° 10

EXP. N° 11

Cu # 1,3 $\hat{111}=56^\circ$ $\hat{101}=40^\circ$ $E=0,08\text{mm}^{-2}$
 $\phi = 7.2 \cdot 10^{10}$ neutrones/cm² seg.

N°	t (horas)	$\epsilon (\mu)$	σ	$\dot{\epsilon}$	Deformación permanente ‰
0	0	39,1	322	27	0,75
1	0,017	77,83	333	2	0,81
2	0,091	33,28	347	21	0,5
3	0,186	33,38	356	4	0,5
4	0,384	37,85	372,5	21	0,6
5	0,961	42,5	395,5	21	1,25
6	2	53,6	335	15	1,17

TABLA N° 11

EXP. N° 12

Cu#23

$\hat{I} = 56^\circ$

$\hat{I} = 27^\circ$

$E = 0,1 \text{ mm}^{-2}$

$\phi = 7,2 \cdot 10^{11}$ neutrones/cm² seg.

	t (horas)	$\epsilon(\mu)$	σ	$\dot{\epsilon}$ $\mu/\text{min.}$	Deformación Permanente %
0	0	31	482	27	0,52
1	0,033	29	503	15	0,36
2	0,080	34	529	35	0,52
3	0,1488	35	562	82	0,55
4	0,295	48	612	130	0,96
5	0,628	58	683	252	1,22
6	1,29	75	790	399	1,59
7	2,418	66	903	128	1,07
8	9,6	98	1373	54	185
9	20,0	87	1682	172	1,29

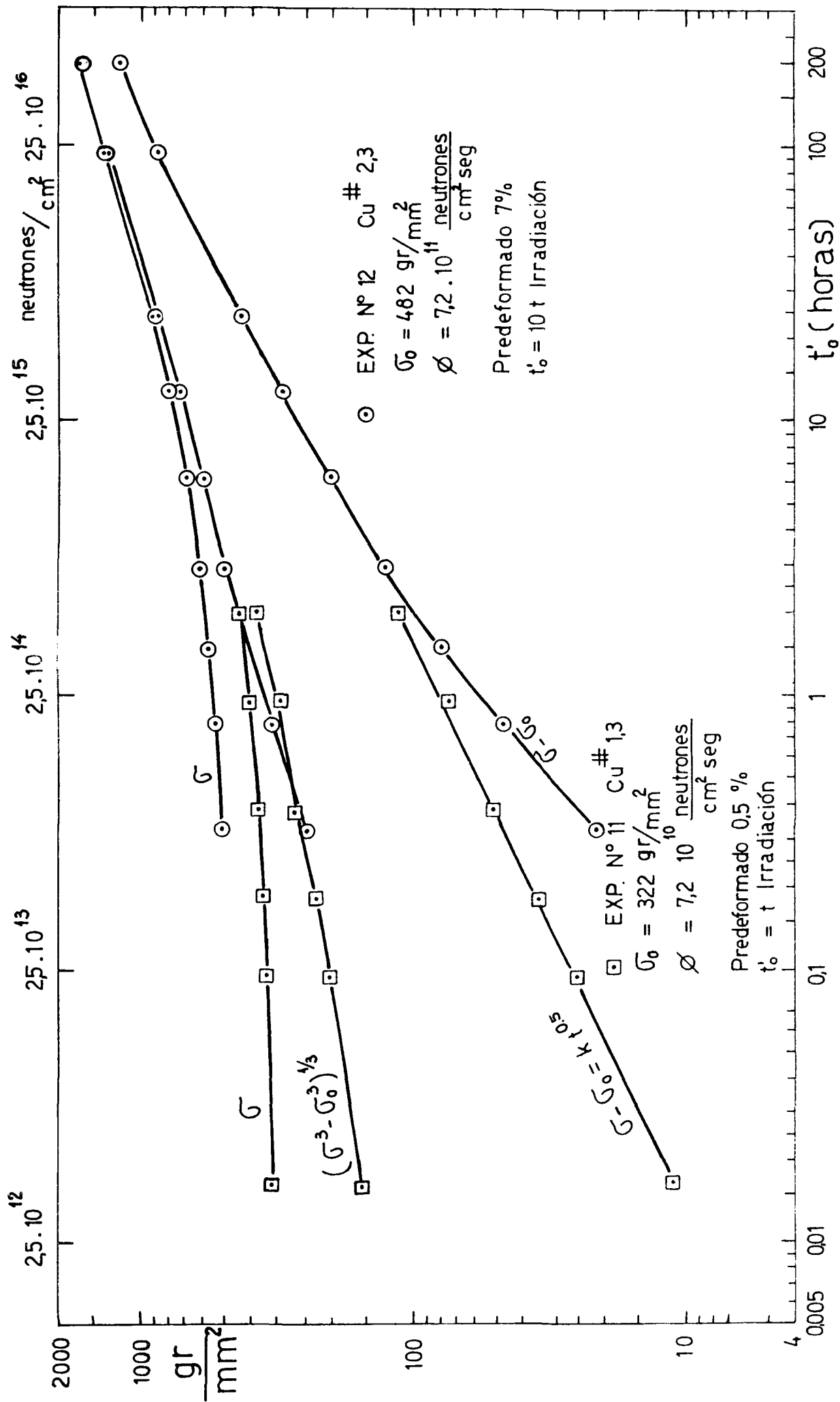


Fig. III · 21.

fico log-log. En ella se han representado los valores de $\log \sigma$, $\log.(\sigma - \sigma_0)$ y $\log. (\sigma^3 - \sigma_0^3)^{1/3}$ versus $\log.t_0$. De la simple observación de la figura surge que las representaciones de $\log.\sigma$ y $\log(\sigma^3 - \sigma_0^3)^{1/3}$ son curvas cuyas asíntotas para $t_0 \rightarrow 0$ son horizontales. A medida que t_0 aumenta, las pendientes aumentan hasta aproximarse a $1/3$ en 90 horas de irradiación ($\phi t \approx 2 \times 10^{16}$ neutrones/cm²) para luego comenzar a disminuir. En cambio la representación de $\log. \Delta\sigma$ es una recta con pendiente 0,5 en la experiencia N°11 mientras que para la experiencia N°12 hay un apartamiento de esta ley para los tres primeros puntos. A pesar que lo más lógico sería representar solamente $\Delta\sigma$ o σ versus $t_0^{1/2}$, también se graficó σ y $(\sigma^3 - \sigma_0^3)^{1/3}$ versus $t^{1/3}$. No se las ha representado juntas debido a que la N°11 abarca solamente el origen de la N°12.

La Fig.III.22 representa la experiencia a décima de potencia del reactor y en ella se ve claramente que $(\sigma^3 - \sigma_0^3)^{1/3}$ no pasa por el origen y que $\Delta\sigma$ es proporcional a $t_0^{0,5}$.

La Fig.III.23 muestra la representación de la experiencia N°12 a potencia. Se observa que $\sigma_i = (\sigma^3 - \sigma_0^3)^{1/3}$ es una curva.

En cambio $\Delta\sigma$ versus $t^{0,5}$ es una recta y su extrapolación al origen pasa en $\sigma_0 = 40 \text{ gr/mm}^2$. Hay que recordar que esta probeta fue predeformada un 7%.

Si en la representación log-log se hubiese representado $\sigma_0 = 40 \text{ gr/mm}^2 = 442 \text{ gr/mm}^2 = \sigma_0^*$, la representación $\log \sigma - \sigma_0^*$ sería una recta perfecta con pendiente 0,5. En este gráfico se nota un comienzo de saturación en $\phi t \approx 2 \times 10^{16}$ neutrones/cm².-

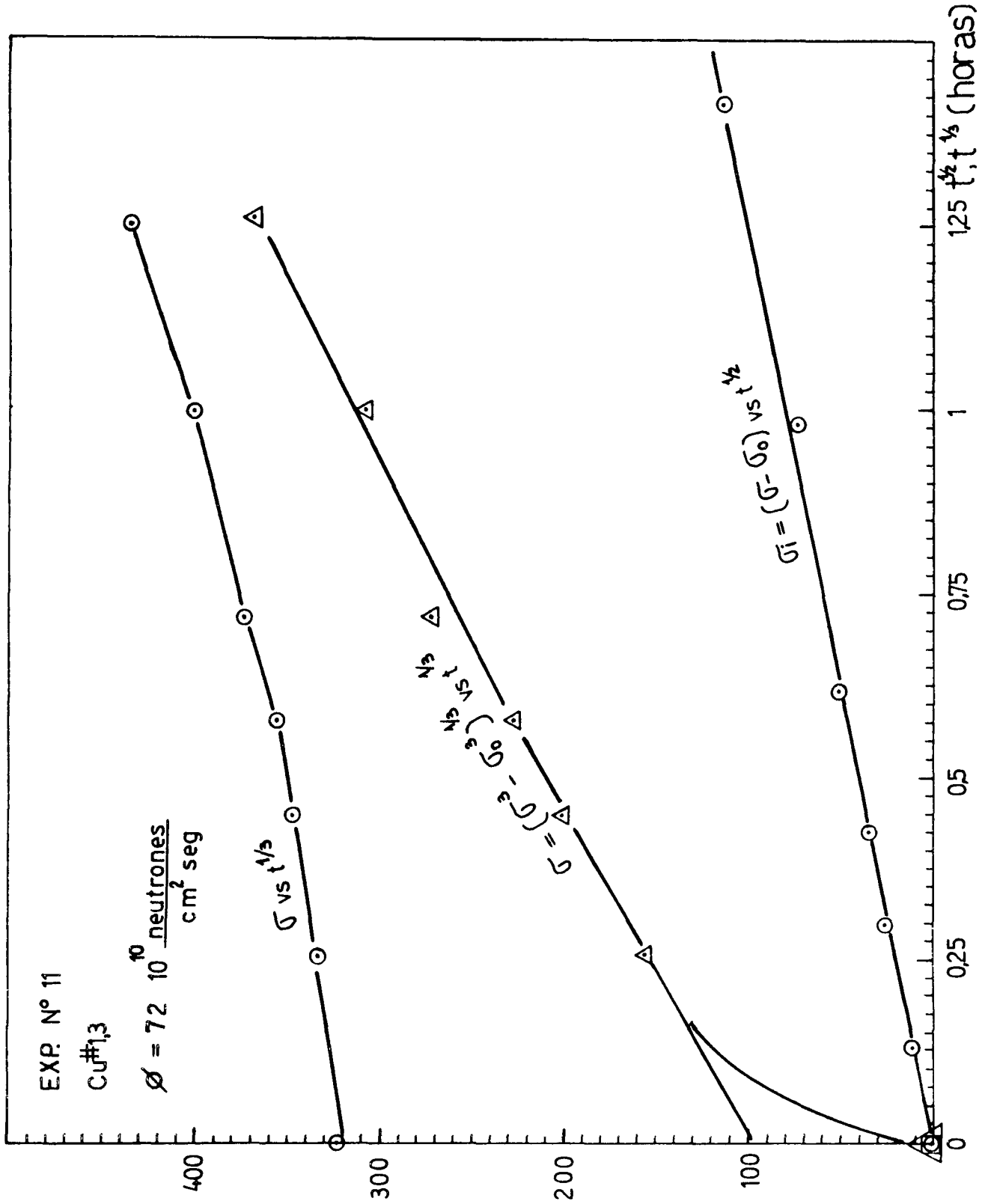


Fig III.22

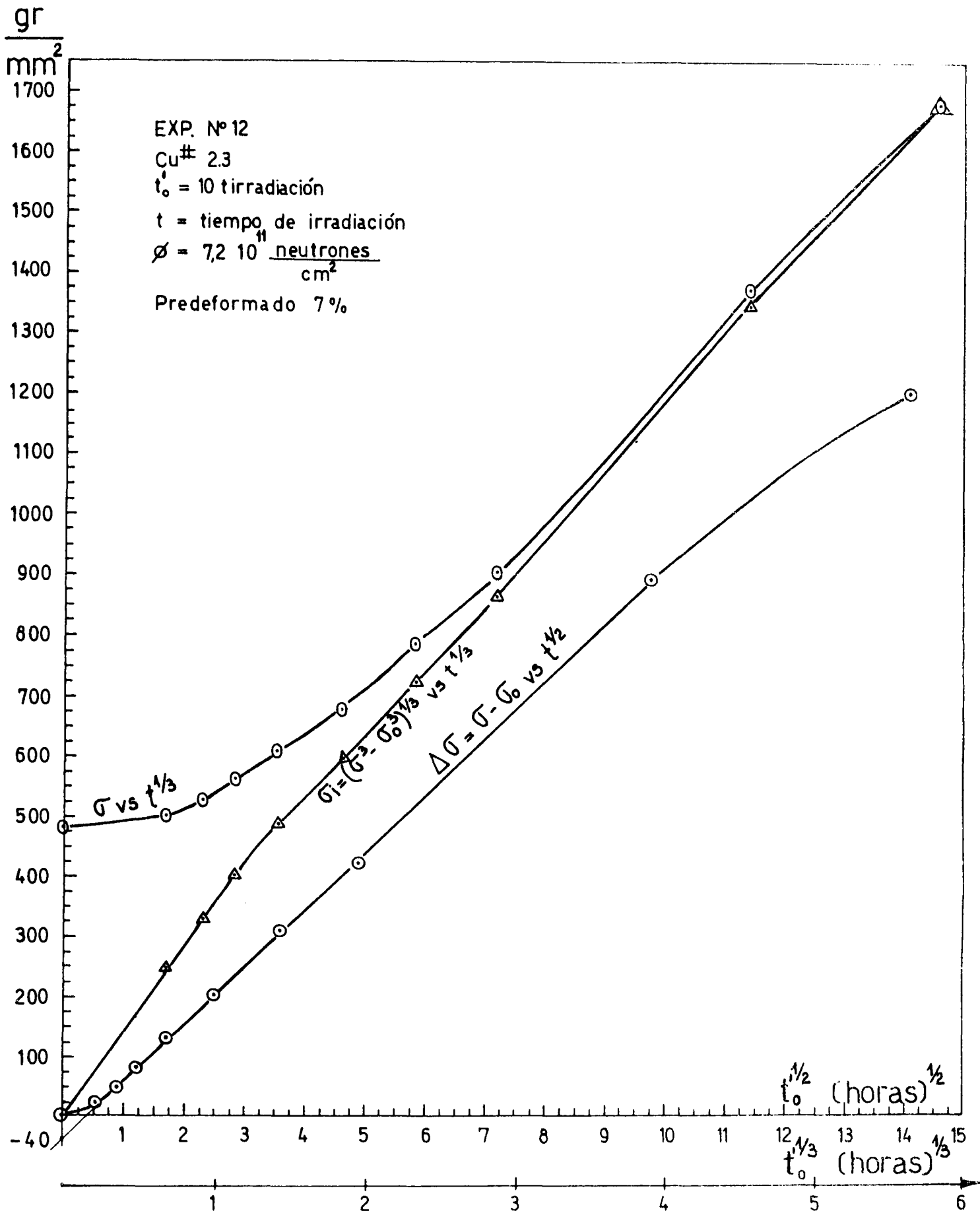


Fig III-23

Capítulo IV

Discusión y conclusiones

IV.1 Discusión y conclusiones en Mg.

IV.1.1 Curvas de tracción

Las curvas de tracción -deformación presentan aspectos distintos según el valor de la dosis neutrónica recibida por los monocristales, lo que nos permite clasificarlas en dos tipos de curvas:

Curvas de tipo I Estas curvas se presentan para dosis bajas, menores que un flujo integrado de aproximadamente $3,5 \times 10^{16}$ neutrones/cm². Se caracterizan por ser el valor del coeficiente de endurecimiento por trabajado $\theta \geq 0$. Estas curvas presentan el mismo aspecto en una máquina de ensayos universales, Imstron, o en una máquina blanda (micromáquina de tracción) usando el método I o el método II (ver II.4.3). Esto está avalado por:

1) En todas las experiencias con la micromáquina con $\Delta l/l \approx 0,1\%$,

las curvas no presentan ablandamiento por trabajado ($\theta \geq 0$) para dosis menores que $3,5 \times 10^{16}$ neutrones/cm².

Este tipo de curvas se puede apreciar en las figuras III.11 a, b, c y d donde se presenta la experiencia N°6, en la que se usó el método II de control de velocidad. En la última medida de esta experiencia, representada en la Fig. III.11.d, el monocristal fue irradiado con una dosis de $3,5 \times 10^{16}$ neutrones/cm² y la deformación alcanzó un 0,83%. Se ve claramente que, con una deformación casi diez veces mayor que las anteriores no se presenta ablandamiento.

2) Mayores deformaciones, no permitidas por la micromáquina de tracción, se efectuaron con una máquina de ensayos universales.

Las curvas de tracción de los cristales Mg#10-2, Mg#10-4, y Mg#10-6, de una misma crecida, irradiados con una dosis de $3,5 \times 10^{16}$ neutrones/cm², presentadas en la Fig. III.9, muestran para los dos primeros cristales endurecimiento por trabajado. El Mg#10-6 presentó un leve ablandamiento por trabajado hasta $Al=1200 \mu$ ($\Delta l/l \approx 4\%$) para hacerse luego constante la tensión en 290 gr/mm^2 y comenzar el endurecimiento por trabajado en $Al \approx 2000 \mu$ (7,4% de deformación).

Curvas de tipo II: Lo anterior permite definir una dosis de transición $\Phi_T = 3,5 \times 10^{16}$ neutrones/cm² a partir del cual las curvas presentan el comienzo de ablandamiento por trabajado ($\theta < 0$), curvas de tipo II (ver II.4.4).

Hasta dosis alrededor del flujo de saturación, Φ_S , el ablandamiento por trabajado no presenta caídas bruscas de tensión. Este Φ_S está re-

ferido a la saturación del endurecimiento observada en las experiencias con la micromáquina y es $\phi_S \approx 8 \times 10^{16}$ neutrones/cm². Para dosis más altas este ablandamiento se presenta acompañado de violentas caídas de tensión. La primer caída espectacular ($\sim 50\%$ para $\phi t = 10^{18}$ neutrones/cm²) ya fué observado por Pomar, Bisogni y Blewitt (51), en adelante P.B.B. Para alcanzar la tensión de fluencia inferior es necesario realizar grandes deformaciones: desde 4% para $\phi t = 6 \times 10^{16}$ neutrones/cm² hasta $\sim 16\%$ para $\phi t \approx 1,4 \times 10^{17}$ neutrones/cm². La tensión de fluencia inferior es aproximadamente constante para $\phi t > \phi_T$. Su valor está comprendido aproximadamente entre 300 y 350 gr/mm² para cristales con tensión inicial promedio $\sigma_0 \sim 100$ gr/mm². Esto está avalado por:

- 1) En todas las experiencias con la micromáquina se presentan deformaciones del tipo II por encima de ϕ_T .

Para poner en evidencia el comienzo de dichas curvas, en la experiencia N°5, Fig. III.10, se realizaron las cuatro últimas medidas con dosis comprendidas entre las de transición y saturación. La presentación de cada una de ellas consta de dos puntos: el valor inicial y final de fluencia para una deformación del 0,4% (ver tabla III.4).

- 2) Se realizaron deformaciones en la máquina de ensayos uniuersales para obtener curvas de tensión-deformación más completas. Se irradian en primer lugar dos cristales (Mg 7 y Mg 4) (ver Fig. III.9) con una dosis $\phi t = 6,4 \times 10^{16}$ neutrones/cm², levemente inferior a ϕ_S . La tensión de fluencia inferior (340 gr/mm²) se alcanzó recién después de deformar 1000 μ ($\sim 3,7\%$ de deformación). La tensión de fluencia superior (~ 450 gr/mm²) fué alcanzada para $\epsilon \sim 100 \mu$. El detalle de esta parte de la curva se encuentra en la Fig. III.8.

En segundo término se irradió un cristal con una dosis de $1,4 \times 10^{17}$ neutrones/cm² (Fig. III.7). En este caso el ablandamiento tiene asociadas violentas caídas de tensión. La tensión de fluencia inferior no fué alcanzada aún a los 4.300 μ de deformación ($\sim 17\%$) siendo $\sigma_{4300} = 400$ gr/mm².

IV.1.2 Caídas de tensión

Las caídas bruscas de tensión durante la deformación pueden ser asociadas a la formación de nuevos paquetes de líneas de deslizamiento. Un estudio micrográfico realizado en una muestra irradiada con una dosis de 4×10^{18} neutrones/cm², realizado por P.B.B (51) muestra que a medida que la deformación progresa, nuevos paquetes de líneas de deslizamiento aparecen distanciados aproximadamente 500 μ . Por otro lado estos autores notaron que la primer caída violenta no es restaurada por envejecimiento. Una situación similar, aún cuando en nuestro caso la irradiación prosiguió, se presenta en la experiencia N°1 con la micromáquina. La primer medición de la tensión de fluencia

encia, N°14, Fig. III.1, se realiza para una dosis de $2,7 \times 10^{17}$ neutrones/cm². Se produce un disparo violentísimo en el canal de registro de la deformación. La siguiente medición, con $\phi t = 6 \times 10^{17}$ neutrones/cm² presentó un leve disparo o sea que no fué restaurada la caída brusca. La tensión fué menor, como así también en las mediciones subsiguientes con igual dosis (tabla III.1). La observación visual de este monocristal mostró que el desplazamiento se concentró en una zona pequeña del cristal, pues presentaba en ella un escalón. Una explicación posible es que después de desbloquear las dislocaciones con la deformación, al continuar la irradiación los intersticiales móviles a 77°K, P.B.B (51), migran a las dislocaciones. Esto da como resultado una mayor cantidad intersticiales en las dislocaciones bloqueadas con respecto a las desbloqueadas por la primera deformación. Al realizar una nueva deformación esta se centra en la zona donde ya se habían formado los primeros paquetes de líneas de deslizamiento.

Que la magnitud de la caída de tensión no sea la misma a pesar que se ha producido la misma cantidad de intersticiales después de la primera deformación, puede ser explicado considerando que parte de los intersticiales pueden aniquilarse en las vacancias y en los lazos de intersticiales formados por nucleación de intersticiales libres, Bourret (52). Bourret observó en el microscopio electrónico a 20°K, con una resolución de 30Å, lazos de intersticiales en muestras irradiadas a 77°K.

Es difícil pensar que en el pico de desplazamiento (ver 1.5 y 1.7) se formen lazos de intersticiales, no visibles en el microscopio, que serían proporcionales a la dosis. Lo más lógico sería que estos se formen por nucleación homogénea de intersticiales y cuya evolución más importante es aumentar en tamaño antes que en número. Estos lazos de intersticiales podrían ser los responsables de la tensión inferior de fluencia para dosis mayores que $\bar{\Phi}_T$.

Por otro lado, los valores de tensión obtenidos con la micromáquina por encima de $\bar{\Phi}_T = 3,5 \times 10^{16}$ neutrones/cm² para deformaciones del orden de 0,2% no representan la tensión inferior de fluencia que se obtiene deformando los cristales hasta aproximadamente un 10% en una máquina de ensayos universales. Por esta razón en las sucesivas medidas realizadas con la micromáquina por encima de $\bar{\Phi}_S$ la tensión obtenida con deformación del 0,2% disminuye a medida que se acumula mayor deformación.

IV.1.3 Dependencia con la dosis para $\phi t < \bar{\Phi}_T$

Las seis experiencias en Mg. con la micromáquina llevó a suponer que la tensión de fluencia se incrementa con una ley $K(\phi t)^{1/2}$. Por esta razón se las representó juntas en un gráfico σ versus $t_o^{1/2}$ en la Fig. III.13. Esto responde a un endurecimiento dado por barreras dispersas que se crean proporcionalmente al tiempo de irradiación.

ción, según Diehl (43).

Es difícil saber cuáles son las barreras responsables del endurecimiento a tan bajas dosis, por lo expuesto anteriormente. Podría tratarse de vacancias y dos experimentos lo apoyan. Por un lado, mediciones realizadas por Hillairet (56) de recuperación de resistividad eléctrica en Mg. templado desde 300...560°K a 77°K presentan un pico en 240°K que se asocia a migración de vacancias. Por otro lado, recuperado de la tensión de fluencia realizado por P.B.B (51) ocurre entre 200 y 350°K.

En primera aproximación se puede tomar como tensión de irradiación a $\sigma_i = \Delta\sigma = \sigma - \sigma_0$ pues si se representa a todas las experiencias en conjunto en un gráfico $\Delta\sigma$ versus $t_0^{1/2}$ se obtiene una recta para $16 < t_0 \leq 100$ horas o sea $5,8 \times 10^{15} < \phi_0 t_0 < 3,5 \times 10^{16}$ neutrones/cm².

Respecto a la aditividad de la tensión inducida por irradiación se harán algunos comentarios sobre la base de la experiencia N°6 en la cual se cometió menor error experimental pues se conoce la velocidad de deformación de cada una de las medidas. En esta experiencia es $\sigma_0 = 120 \text{ gr/mm}^2$ y la extrapolación al origen de la zona recta (Fig. III 13) da un valor $\sigma_0' = 116 \text{ gr/mm}^2$. Si se interpreta este σ_0' como la tensión atérmica de σ_0 , el valor que se obtuvo es mayor que el que se esperaría pues se sabe que la dependencia de σ_0 con la temperatura es aún mayor. A. Akhtar y col. (57) observaron para $T < 300^\circ\text{K}$ que la tensión σ_0' tiene componente atérmica. Se obtiene de las curvas presentadas por estos autores que un cristal con $\sigma_0 \approx 75 \text{ gr/mm}^2$ tiene una componente atérmica de la tensión $\sigma_\mu \approx 50 \text{ gr/mm}^2$ (la cual varía suavemente con la temperatura como varía el módulo de corte μ) y una componente térmica $\sigma_\alpha = 25 \text{ gr/mm}^2$. La relación de las tensiones a 77° y 300°K es aproximadamente 2.

Se piensa que, dado que se trabaja a dosis bajas, es difícil saber cuándo las barreras termicamente activadas responsables de la componente térmica de la tensión inicial se vuelven transparentes a las dislocaciones y solamente actúan las barreras responsables de la tensión inducida por irradiación.

En el sentido de definir una controversia, estos resultados dan un apoyo a la posición sostenida por Diehl y col.

IV.2 Discusión y conclusiones en Zinc

IV.2.1 Curvas de tracción

De las mediciones realizadas con una máquina de ensayos universales se determinaron las tensiones de clivaje de los planos basal y prismáticos (ver Fig.III.14). Con los valores de las tensiones de clivaje para $\phi t = 2 \times 10^{16}$ neutrones/cm² y siguiendo el método descrito en II.1 se obtiene una orientación que se usa en las tres experiencias con la micromáquina y que es la siguiente:

$$\hat{0001} = 51^\circ; \hat{10\bar{1}0} = 48^\circ; \hat{11\bar{2}0} = 39^\circ$$

Curvas de tracción completas alrededor de esta última orientación (Zn[#] 8.2 al #14.2 irradiados a diferentes dosis) fueron realizadas en la máquina de ensayos universales, tabla III.6. No presentaron caídas de tensión como las del Mg, ni las curvas características de formación de maclas observadas por Kunz y Holden (58) en Zn irradiado a temperatura ambiente. Estas orientaciones están dentro de una amplia zona en el triángulo esférico de la proyección estereográfica usado para referir la posición del cristal. Dentro de esta zona los cristales no irradiados presentan deslizamiento en el plano basal (59). A pesar de las diferentes dosis neutrónicas recibidas estos cristales necesitan para clivar aproximadamente la misma deformación, $\Delta l \approx 1.200 \%$, $\Delta l/l \approx 4\%$. Este hecho permitió suponer que era factible realizar experiencias de dependencia con la dosis con un único monocristal ya que la fluencia se alcanza con el 0,1%. En efecto, se realizaron tres experiencias con la micromáquina en las cuales se lograron alcanzar incrementos de tensión del orden de 600gr/mm² sin que clive (ver tablas III.7, 8 y 9).

IV.2.2 Dependencia con la dosis

La primer experiencia realizada con la máquina de ensayos universales, con distintos monocristales, llevó a la conclusión de que la tensión se incrementa con la dosis a la potencia 0,5 entre $1,26 \times 10^{15}$ y $3,6 \times 10^{16}$ neutrones/cm² (ver Fig.III.14). La tensión inicial de estos cristales no fue medida pero mediciones en otros cristales crecidos con el mismo método y condiciones arrojaron un valor promedio $\sigma_0 \approx 40 \text{gr/mm}^2$. Dado que la tensión de los cristales irradiados es alta comparada con σ_0 , p.e. para Zn[#] 9.1, $\phi t = 1,26 \times 10^{15}$ neutrones/cm² es $\sigma = 238 \text{gr/mm}^2$, los valores de tensión medidos son aproximadamente los de la tensión inducida por irradiación (como si las barreras estuvieran solas). Mediciones para pequeños incrementos de tensión se

realizaron con la micromáquina de tracción. La representación de $\log \sigma$ versus $\log t$. (ver Fig. III.15, 16 y 17) muestra que la pendiente supera $1/3$ a partir de una dosis de 10^{14} alcanzando como máximo $1/2$. Estos resultados responden a un endurecimiento dado por barreras dispersas que se crean proporcionalmente al tiempo de irradiación, Diehl (43). Estas barreras dispersas deben ser lazos de intersticiales o vacancias formadas al final del recorrido de un átomo primario (ver I.5).

Por otro lado, el daño por radiación en Zn y en Cu son muy similares (ver I.7) siempre que no haya reordenamiento posterior por agitación térmica. Este no es nuestro caso pues en los trabajos de Ninhoul (60) de recuperación de la resistividad en Zn irradiado a 77°K se encuentran dos picos centrados recién en 105°K y 155°K . El primero es el más grande y está asociado a la migración de intersticiales; se lo compara a la etapa III de los fcc. El segundo está asociado a la migración de vacancias y es comparado con la etapa IV de los fcc. Los lazos de vacancias y/o intersticiales creados por irradiación, responsables del endurecimiento, no sufren cambios importantes de tamaño por reordenamiento a 77°K .

En el estudio de la aditividad la situación es similar a la del Mg pues el Zn presenta dependencia con la temperatura por debajo de 223°K con una relación $\sqrt{\sigma_{77^\circ\text{K}}/\sigma_{223^\circ\text{K}}}=1,7$ (59).

La discusión sobre la aditividad se centrará sobre las experiencias N°8 y N°9 dado que durante el transcurso de la experiencia N°7 no se pudo garantizar la constancia del flujo.

Si se toma en primera aproximación $\sigma - \sigma_0$ como la tensión inducida por irradiación, σ_i , se encuentra en las experiencias N°8 y N°9 que ésta es una buena variable para representar el endurecimiento. En efecto, se obtienen líneas rectas en un diagrama $\log \Delta \sigma$ versus $\log t$ por espacio de tres décadas con pendientes 0,5 y 0,6 respectivamente (ver Figs. III.16 y 17). La representación de las mismas en un gráfico σ versus $t^{0.5}$ es mostrado en la Fig. III.19; se obtuvieron rectas entre 3 y 50 horas de irradiación o sea entre 10^{15} y 2×10^{16} neutrones/cm². Se observa que la pendiente de la N°9 es mayor que la de la N°8, lo que se atribuye a que el flujo posiblemente fue mayor.

La extrapolación al origen σ_0' , coincide con σ_0 en la experiencia N°8 y es menor en la N°9. Si la componente atérmica de la tensión inicial fuera solamente aditiva con la tensión de irradiación, σ_i , los valores de σ_0' deberían ser menores que σ_0 . Se ve que a bajas dosis las barreras responsables de la componente térmica de la tensión inicial compiten con las barreras creadas por irradiación, siendo ambas responsables de la tensión medida. De esa manera a muy bajos flujos domina la componente térmica y a altos flujos domina la tensión de irradiación. La tensión resultante debida a la acción de los dos tipos de

barreras se adiciona a la componente atérmica de σ_0 . Esto da como resultado en una representación \mathcal{T} versus $z_0^{a_5}$ una disminución de la pendiente, cuyo efecto se traduce en una extrapolación al origen mayor. Estos resultados dan un fuerte apoyo a la posición sostenida por Diehl y colaboradores.

IV.3 Discusión y conclusiones en Cu.

En irradiaciones a 77°K los lazos^d intersticiales y vacancias formados en el pico de desplazamiento no sufren cambios de tamaño importantes por reordenamiento térmico pues la recuperación es de un 5% de 4,2°K a 77°K. Solamente la etapa I se encuentra por debajo de 77°K (ver Fig.1.10).

Es lógico suponer que el número de barreras es proporcional a la dosis mientras la distancia entre zonas se mantenga mayor que el alcance de los crowdions dinámicos (1.8.3). Cuando la distancia entre zonas resulta menor se produce, según Seeger, la saturación.

A este fenómeno de saturación se le podría agregar el efecto de superposición de lazos de intersticiales y vacancias creados en el pico de desplazamiento, por un proceso de "identación prismática" como el descrito en (1.5). Esto provoca una saturación en el endurecimiento que, para Diehl (Fig.1.16), se produjo a una dosis de 7×10^{16} neutrones/cm². Los resultados de la experiencia N°12, Fig.111.23, presentan saturación a $\phi t \approx 2 \times 10^{16}$ neutrones/cm² pues tanto la representación de $\Delta\sigma$ versus $t^{0.5}$ o de σ versus $t^{1/3}$ acusan a esta dosis una tensión menor que la esperada.

La ventaja del Cu con respecto al Zn es que no presenta componente térmica a menos que se lo predeforme. En este caso aparece la componente térmicamente activada causada al cortar las dislocaciones móviles las forestas de dislocaciones. La densidad de estas forestas aumenta con la predeformación.

Tanto en la experiencia N°11 como en la N°12 la tensión se incrementa con una potencia 0,5 de la dosis y esto responde a un endurecimiento dado por barreras dispersas creadas en forma proporcional al tiempo de irradiación.

En la experiencia N°11 se usó un cristal con un $\sigma_0 = 322 \text{ gr/mm}^2$ la cual coincide con la componente atérmica de la tensión. Se ve que en este caso la tensión inducida por irradiación es exactamente aditiva a σ_0 . Cabe remarcar que esta experiencia se realizó a muy bajas dosis: $4,4 \times 10^{12} \leq \phi t \leq 5,2 \times 10^{14}$ neutrones/cm² que corresponden a muy pequeños incrementos de tensión: $11 \leq \Delta\sigma \leq 106 \text{ gr/mm}^2$.

En la experiencia N°12 con $\sigma_0 = 482 \text{ gr/mm}^2$ se encuentra una pequeña curvatura al comienzo de la irradiación hasta $7,6 \times 10^{13}$ neutrones/cm² que se atribuye a la existencia de una componente térmica de la tensión, causada por la predeformación del 7%. En la zona recta $7,6 \times 10^{13} \leq \phi t \leq 2 \times 10^{16}$ con $21 \leq \Delta\sigma \leq 8919 \text{ gr/mm}^2$, al igual que en la experiencia anterior, se interpreta la tensión medida como la suma de la tensión inducida por irradiación y la componente atérmica de σ_0 . Se obtiene extrapolando al origen el valor de la componente térmica de σ_0 que es

igual a 40gr/mm^2 o sea menor que un 10% de la tensión σ_0 .

En la Fig. IV.1 se representaron los incrementos de tensión de las experiencias N°11 y 12 junto con los resultados de Rukwied (Fig. I.16) y los de Koppenaal (50) ambos con irradiaciones a temperatura de reactor (60°C). Los valores de la experiencia N°12 son más altos que los de los otros autores para iguales dosis. Esto es debido por una parte a las diferentes temperaturas de irradiación pues el recuperado isócrono de la Fig. I.10 muestra un 20% de recuperado de la tensión entre 77°K y 300°K . Por otro lado, para 2×10^{16} neutrones/ cm^2 los incrementos de tensión son más altos, Fig. IV.1.

Estas discrepancias de las dosis son leves pues para $\Delta\sigma \sim 900\text{gr/mm}^2$ la dosis es $2,5 \times 10^{16}$ neutrones/ cm^2 y para los otros autores es de $3,5 \times 10^{16}$ neutrones/ cm^2 (Fig. IV.1). Diferencias como las mencionadas son razonables entre irradiaciones con distintos reactores y aún en el mismo reactor para diferentes experiencias.

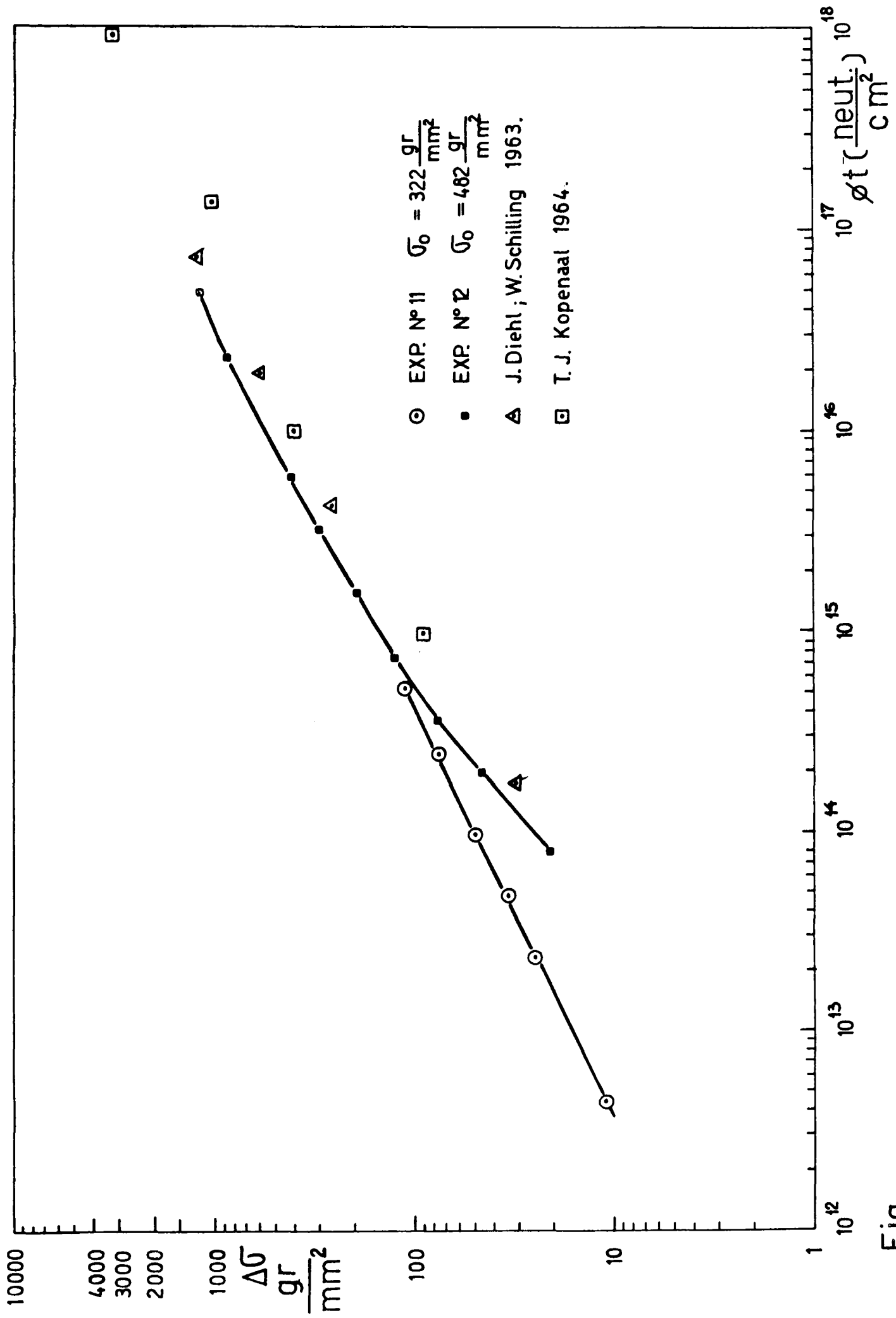


Fig.

REFERENCIAS

1. F.SIETZ and J.S.KOEHLER. Displacement of atoms during irradiation. Solid State Physics Acad.Press.Inc. 2 (1956) 305.
2. L.CHADDERTON. Radiation Damage in Crystals. London: Methuen & Co. (1965).
3. H.GOLDSTEIN. Classical Mechanics: Addison Wesley. Publ. Company, Inc. (1959) 81.
4. B.E.WATT. Energy Spectrum of Neutrons from fission induced by Thermal Neutrons. LAM (1958) 718.
5. M.W.THOMPSON. Defects and radiation damage in Metals. Cambridge at the University Press. (1969).
6. F.SEITZ. On the disordering of Solids by action of fast massive particles. Discussions Faraday Soc. 5 (1949) 271.
7. G.J.DIENES and G.H.VINEYARD. Radiation effects in Solids. Interscience Publisher, Inc. New York (1957).
8. J.A.BRINKMAN J. Appl. Phys. 25, N°8 , (1954) 961.
9. S.SIEGEL. Phys. Rev. 75 (1949) 75.
10. J.A.BRINKMAN. Am. J. Phys. 24 , N° 1-9 (1956) 246.
11. A.SEEGER. Proc. Second Internat. Conf. Peaceful Uses of Atomic Energy, New York; (1958) 250.
12. A.SEEGER. The fracture of Radiation Damage in Metals. Proceeding of a symposium, Venice , AIEA, Viena. (1962).
13. R.H.SILSBEE . J. Appl. Phys. 28 (1957) 1246.
14. J.A.BRINKMAN. Fission Damage in Metals. Rendiconti della Scuola Internazionale de Fisica "E. Fermi", Ac. Press. (1962).
15. J.SILCOX and P.B.HIRSCH. Phil. Mag. 4 (1959) 1356.

16. M.J.MAKIN, A.D.WHAPHAN and F.J.MINKER. *Phil.Mag.*7 (1962) 285.
17. M.J.MAKIN. Manthorpe S.A. *Phil.Mag.*8 (1963) 1725.
18. M.WILKENS and M.RUHLE. Symposium on the nature of small defects ,AERE Report,R 5265 ,(1966) 365.
19. K.G.MC INTIRE. *Phil.Mag.* 15. (1967) 205.
20. M.IPOHORSKI and L.M.BROWN. *Phil.Mag.*22 N°179,(1970) 931.
21. M.S.SPRING ,M.IPOHORSKI and M.J.GORINGE Radiations effects 11 (1971) 251.
22. R.R.COLTMAN,C.E.KLABUNDE,D.L.Mc DONALD and J.K.REDMAN. *J.of Appl.Phys.*33 ,N°12,(1962) 3509.
23. T.H.BLEWITT and R.R.COLTMAN: AECD 3095,NSAS 3260 (1951).
24. T.H.BLEWITT and R.R.COLTMAN. *Phys.Rev.*82,769 A,(1951).
25. R.E.JAMISON and T.H.BLEWITT. *Phys.Rev.*91,237 A,(1953).
26. D.K.HOLMES,J.K.REDMAN,T.H.BLEWITT and R.R.COLTMAN. *Bull.Am. Phys.Soc.*11,1,130 (1956).
27. T.H.BLEWITT,R.R.COLTMAN,R.E.JAMISON and J.K.REDMAN.*J.Nuclear Mat'ls* 2 (1960) 277.
28. J.K.REDMAN,R.R.COLTMAN and T.H.BLEWITT. *Phys.Rev.*91 (1953) 448(A).
29. R.R.COLTMAN,T.H.BLEWITT and T.S.NOGGLE. *Rev.Sci.Inst.*28 (1957) 375.
30. J.DIEHL,CH.LEITZ and W.SCHILLING.*Phys.Lett.*4 (1963) 236.
31. A.SEEGER.*Radiation Damage in Solids.*1 (1962) 101.
32. M.J.MAKIN and F.J.MINKER. *Acta Met.*8 (1960) 691.
33. J.DIEHL. *Radiation Damage in Solids.* (Int.Atomic Energy Agency Vienna.(1962) S129.

34. A.RUKWIED and J.DIEHL. *Z. Metallk.* 55 (1964) 266.
35. G.LIEDFRIED. *J. Appl. Phys.* 31 (1960) 117.
36. J.FISCHER. *Z. Naturforschung.* 17a (1962) 603.
37. T.H.BLEWITT and T.J.KOPPENAAL. AIME Seminar. Radiation Effects on Metals. (1965).
38. R.L.FLEICHER. *Acta Met.* 10 (1962) 835.
39. T.H.BLEWITT. Aremborg C.A, *Trans. Japan Inst. Met.* 9 (1962) 226.
40. T.J.KOPPENAAL and D.WILSDORF-KUHLMANN. *Appl. Phys. Lett.* 4 (1964) 156.
41. A.J.FOREMAN. *Phil. Mag.* 15, N°137 (1967).
42. J.DIEHL. Discusión en la referencia 39.
43. J.DIEHL and G.P.SEIDEL. Symposium on Radiation Damage in Reactor Material. IAEA. Vienna, Austria (1969).
44. A.SEEGER. *Dislocations and the Mechanical Properties of Solids* Wiley, New York 243 (1957).
45. CH.BARRET. *Estructura de los Metales*. Aguilar, Madrid (1957) 492.
46. CH.BARRET. *Idem.* 45.441.
47. MILLER. *Metallurgy of the rares Metals. 2-Zirconium.* 12, 172.
48. E.BISOJNI, H.C.GONZALEZ y T.H.BLEWITT. Informe de la CNEA a ser publicado.
49. E.BISOJNI y T.H.BLEWITT. Informe de seguridad.
50. T.J.KOPPENAAL. *Acta Met.* 12 (1964) 487.
51. C.POMAR, T.H.BLEWITT and E.BISOJNI. *Phys. Stat.* 10 (1972) 519.
52. A.BOURRET. Septimo Congreso Internacional de Microscopía Electrónica, Grenoble, Francia. (1970).

53. D.RICABARRA. Comunicación Privada.
54. C.POMAR, E.BISOGLNI y T.H.BLEWITT. Comunicación Privada.
55. CH.BARRET. Idem. 45, 50.
56. J.DELAPLACE, J.HILLAIRET, J.C.NICOND, D.SCHUMACHER and G.VOGL. Phys.Stat. 30 (1968) 119.
57. A.AKHTAR and E.TEGHTSOONIAN. Acta Met. 17 (1969).
58. F.W.KUNZ and A.N.HOLDEN. Acta Met. 2 (1954).
59. A.SEEGER and TRAUBLE HERMANN. Z.Metallk. 51 (1960) 435.
60. J.NIHOUL, Phys.stat.sol. 3 (1963) 2061.