

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS
Departamento de Física Fundamental



TESIS DOCTORAL

Efecto Wiedemann inverso en whiskers de hierro

MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR
PRESENTADA POR

Manuel Vázquez Villalabeitia

Madrid, 2015

Manuel Vázquez Villalabeitia

TP
1981

081



* 5 3 0 9 8 5 5 6 7 1 *
UNIVERSIDAD COMPLUTENSE

X-53-031039-1

EFFECTO WIEDEMANN INVERSO EN WHISKERS DE HIERRO

Departamento de Física Fundamental
Facultad de Ciencias Físicas
Universidad Complutense de Madrid
1981



BIBLIOTECA

© Manuel Vázquez Villalabeitia
Edita e imprime la Editorial de la Universidad
Complutense de Madrid. Servicio de Reprografía
Noviciado, 3 Madrid-8
Madrid, 1981
Xerox 9200 XB 480
Depósito Legal: M-8872-1981

MEMORIA QUE PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR
EN CIENCIAS FÍSICAS PRESENTA

MANUEL VAZQUEZ VILLALABEITIA

EFEECTO WIEDEMANN INVERSO
EN WHISKERS DE HIERRO

DIRECTOR: ANTONIO HERNANDO GRANDE
PROF. ADJUNTO DE MAGNETISMO

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS
DEP. DE FÍSICA FUNDAMENTAL

1980

MANUEL VAZQUEZ VILLALABEITIA

EFECTO WIEDEMANN INVERSO
EN WHISKERS DE HIERRO

DIRECTOR : ANTONIO HERNANDO GRANDE
PROF. ADJUNTO DE MAGNETISMO

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

FACULTAD DE CIENCIAS FISICAS
DEP. DE FÍSICA FUNDAMENTAL

AÑO 1980

love is the only thing you don't get it more off

by giving it away

Este trabajo ha sido llevado a cabo en el Laboratorio de Magnetismo de esta Facultad de Física, donde bajo la inspiración y el espíritu científico y humanista del Prof.D.S.Velays, se ha propiciado su consecución.

El Dr.A.Hernando ha dirigido este trabajo de tesis doctoral. Su entusiasmo personal y su pasión por el Magnetismo han hecho posible la realización del mismo.

El ambiente científico y amistoso con todos los miembros de este Laboratorio y las discusiones mantenidas con ellos, en ocasiones aparentemente bizantinas, ha hecho agradable mi estancia en él y ha facilitado el desarrollo del trabajo.

INDICE

- RESUMEN	1
- CAPITULO I. INTRODUCCION	2
I.1. Presentación y Planteamiento del Trabajo	2
I.2. Objetivos de este Trabajo	7
- CAPITULO II. OBTENCION Y CARACTERISTICAS DE WHISKERS DE HIERRO. ALGUNOS RESULTADOS EXPERIMENTALES	12
II.1. Obtención de los Whiskers de hierro	12
II.2. Observación de los Whiskers mediante la técnica de Bitter	16
II.3. Ciclos de histéresis de Imanación longitudinal frente a campo magnético longitudinal	20
II.4. Efecto Wiedemann Inverso. Artificio Experimental	24
II.5. Medidas mecánicas en Whiskers de hierro	29
- CAPITULO III. EFECTOS MAGNETOELASTICOS DE TORSION EN WHISKERS DE HIERRO. EFECTO WIEDEMANN INVERSO.	41
III.1. Efecto Wiedemann inverso en Whiskers de hierro <100> Medidas experimentales	41
III.2. Efecto Wiedemann inverso en Whiskers de hierro <100> Justificación de las medidas experimentales.	48
III.3. Efecto Wiedemann inverso en Whiskers de hierro <111>	63
III.4. Justificación cualitativa de algunos resultados experimentales	68
III.4.1. Energía Magnetoelástica	76
III.4.2. Energía Magnetocristalina	78
III.4.3. Energía Magnética	79
III.4.4. Energía Magnetostática	80
III.4.5. Energía de Canje	80
III.4.6. El proceso de imanación	81

- CAPITULO IV. EL EFECTO WIEDEMANN INVERSO Y EL COMPORTAMIENTO PLASTICO DE LOS WHISKERS DE HIERRO	84
IV.1. Las Tensiones internas. Introducción	84
IV.1.1. Origen de las tensiones internas	84
IV.1.2. Las Dislocaciones y los regimenes elástico y plástico	86
IV.1.3. Las tensiones internas y el magnetismo	90
IV.2. Efectos Magnetoplásticos en los Whiskers de hierro.	96
IV.2.1. Comportamiento de la remanencia longitudinal frente a la deformación angular y el par de torsión en la región plástica	96
IV.2.2. El proceso de Desdeformación	103
- APENDICE. MODELO TEORICO SIMPLIFICADO DEL EFECTO WIEDEMANN INVERSO EN POLICRISTALES FERROMAGNETICOS FILIFORMES DE SIMETRIA CUBICA	110
A.1. Ciclos de histéresis de la imanación longitudinal frente al campo magnético azimutal con la torsión como parámetro ($M_z \alpha H_\phi$) _{τ}	110
A.2. Ciclos de histéresis de la imanación longitudinal frente a la torsión aplicada, siendo el parámetro el campo magnético azimutal ($M_z \alpha \tau$) _{H_ϕ}	132
- CONCLUSIONES	146
- BIBLIOGRAFIA	149

RESUMEN

En el presente trabajo presentamos los resultados obtenidos del efecto Wiedemann inverso realizado en *whiskers* de hierro.

En una primera parte, hacemos una descripción de las técnicas experimentales necesarias para la realización de dicho efecto. De ellas, nos parece que la más destacable es el artificio que nos va a permitir simultáneamente torsionar los *whiskers* y hacer circular a través de ellos una corriente eléctrica. Asimismo, nos permitirá la obtención de algunas características mecánicas de torsión de los *whiskers* de hierro.

Posteriormente, los resultados experimentales del efecto tratado son justificados teóricamente mediante un modelo aproximado para los *whiskers* crecidos en la dirección $\langle 100 \rangle$. Esta justificación, no obstante, se hace particularmente compleja para los *whiskers* $\langle 111 \rangle$.

Dedicamos otro capítulo a los resultados experimentales obtenidos cuando la torsión aplicada es tal que sobrepasamos el régimen elástico de las muestras. En este caso, la creación y redistribución de las dislocaciones de los cristales parece que juegan un papel predominante.

Por último, en un apéndice, se obtiene un modelo teórico simplificado del efecto Wiedemann inverso para muestras policristalinas con simetría cúbica.

CAPITULO 1

INTRODUCCION

I.1.- PRESENTACION Y PLANTEAMIENTO DEL TRABAJO

La influencia de las tensiones mecánicas en el estado de imanación y en el mismo proceso de imanación de una muestra ferromagnética ha sido desde hace bastante tiempo un tema de estudio de numerosos investigadores.

En 1900, J.A.Ewing decía al respecto: *Ninguna parte de nuestra materia es tan interesante como aquella concerniente a los efectos de la tensión mecánica en modificar la susceptibilidad, remanencia y otras características de los tres metales magnéticos* (1); y parece que sus palabras aún mantienen su valor, puesto que dichos efectos en su aspecto cualitativo e incluso en algunos experimentales están todavía poco establecidos. Esto nos ha sugerido intentar profundizar un poco más en el estudio de algunos efectos magneto-mecánicos.

Se puede hablar de una analogía entre la interacción mutua de los efectos mecánicos y magnéticos en muestras ferromagnéticas. Las tensiones van a producir unas deformaciones en dichas muestras, y al mismo tiempo, un ordenamiento de los momentos magnéticos de las mismas. En pocas palabras, esto se podría explicar al tener en cuenta que las tensiones dan lugar a la aparición de un nuevo término de la energía libre del material; esta energía es denominada magneto-elástica y su desarrollo, si bien es puramente fenomenológico, da cuenta en gran medida de los resultados experimentales. La energía magnetoelástica depende tanto de la distancia entre dos átomos vecinos como del ángulo formado por el vector que los une y la imanación espontánea. Así pues, la modificación de la energía libre total originará una variación en la orientación de equilibrio de la imanación (2).

Análogamente, de alguna forma, la acción de un ordenamiento de los momentos magnéticos, producido por un campo magnético aplicado, origina unas deformaciones en las dimensiones de las muestras. Este efecto es conocido como magnetostricción, y se define como el incremento de la dimensión de la muestra ($\lambda = \frac{\Delta l}{l}$) en la dirección en que se aplica el campo magnético. Como la energía de interacción entre los átomos depende de la dirección de sus momentos atómicos, cuando la muestra se encuentra imanada, sus momentos magnéticos atómicos se verán obligados a estar dirigidos según una determinada dirección, lo cual modifica dicha energía de interacción y por tanto, su posición de equilibrio, es decir, la distancia entre los mismos. No obstante, esta magnetostricción alcanza valores pequeños; su valor es del orden de 10^{-5} .

Existe también una analogía entre los efectos magnéticos producidos por la aplicación de un campo magnético y las de una tensión. El campo magnético origina una dirección y sentido en los cuales los momentos magnéticos tenderán a situarse, dando lugar a una imanación neta no nula en la dirección y sentido del campo aplicado. Esto es debido a que el fermino energético introducido con el campo magnético alcanza un mínimo cuando las orientaciones de dicho campo y la imanación son coincidentes.

Las tensiones aplicadas, sin embargo, darán lugar a una dirección preferencial exclusivamente, por tanto, no aparecerá una imanación neta en ningún sentido.

Un caso particular de tensión es la torsión. La torsión aplicada a muestras filiformes ferromagnéticas induce una dirección fácil para la imanación siguiendo una hélice que forma 45° con la dirección axial de la muestra.

Como se observa en la Fig. I-1a, si consideramos un elemento diferencial de área en la superficie de la muestra cilíndrica, el efecto producido por una torsión σ es equivalente al produ-

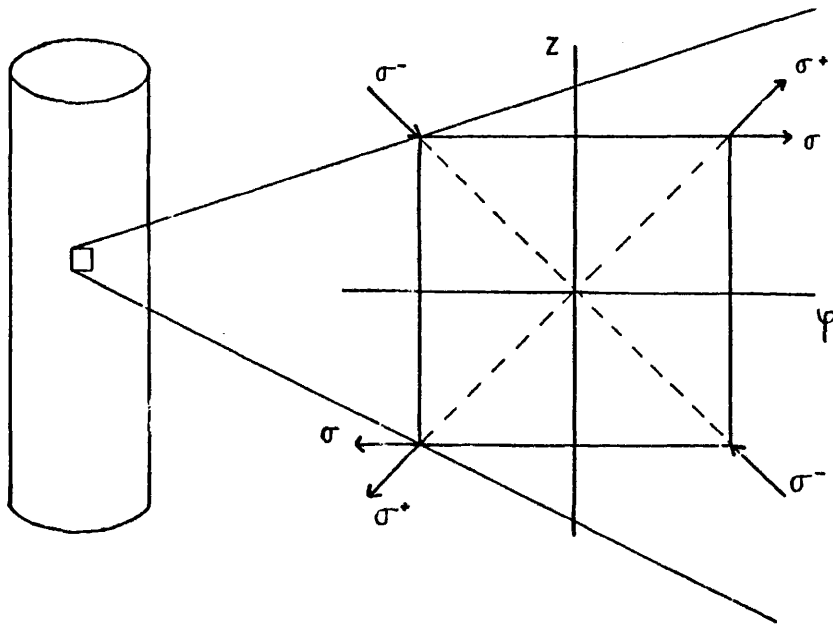


Fig. I.1.a.- Líneas de tensión(σ^+) y compresión(σ^-) originadas por la aplicación de una tensión de cizalladura(σ)

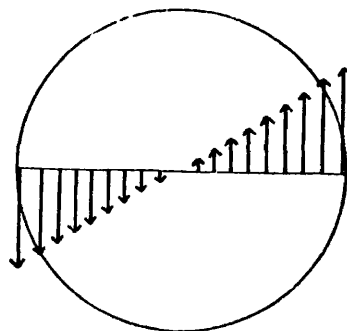


Fig. I.1.b.- Proyección de las líneas de tensión sobre un plano transversal del cilindro torsionado.

cido por una tensión σ^+ y de una compresión σ^- actuando simultáneamente, siendo ambas de igual intensidad ($\sigma = |\sigma^+| = |\sigma^-|$) y formando un ángulo de 45° con la dirección del eje de la muestra (3). En esta figura, los ejes coordenados (z, ϕ) coinciden con los ejes axial y azimutal de dicha muestra.

Por otra parte, la distribución de la tensión es una función radial exclusivamente, como puede observarse en la Fig. I-1b, en donde se muestra la proyección de la tensión de torsión sobre una superficie perpendicular al eje del cilindro.

Como decíamos anteriormente, la tensión de torsión introduce una dirección fácil de imanación, siendo igualmente fáciles los dos sentidos de dicha dirección. Por ejemplo, esto se puede comprobar fácilmente en el caso de una muestra cilíndrica policristalina con magnetostricción isotropa (Fig. I-2) en la que la densidad de energía magnetoelástica vendría dada por la expresión:

$$E_{m.e.} = -\frac{3}{2} \lambda_s \sigma \cos 2\theta$$

siendo θ el ángulo formado por la imanación M_s con la dirección de la tensión σ^+ y λ_s la magnetostricción de saturación.

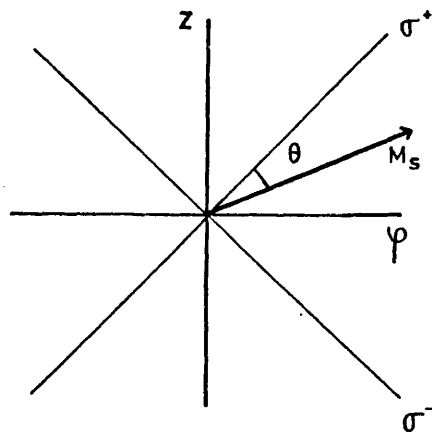


Fig. I.2

Al imponer la condición de mínima energía, se comprueba que ésta corresponde a las situaciones en que $\theta = 0$ ó $\theta = \pi$.

El estudio del proceso de imanación en determinados materia-

les filiformes ferromagnéticos sometidos a torsión nos va a permitir conocer un poco más acerca de la influencia de este tipo de tensión en dicho proceso de imanación. En concreto, nos vamos a restringir al estudio del efecto Wiedemann inverso.

En el siglo XIX, Wertheim descubrió que sobre los extremos de un hilo ferromagnético, sometido simultáneamente a una torsión y a un campo magnético alterno en la dirección axial del hilo, aparecía una diferencia de potencial eléctrico (4). Matteucci y Wiedemann continuaron en la línea de trabajo iniciada por Wertheim y el efecto antes mencionado, es hoy conocido como efecto Matteucci. Fue Wiedemann quien descubrió que en dicho tipo de muestras, la acción simultánea de un campo magnético axial y otro circular producía una imanación resultante en la dirección helicoidal y al mismo tiempo una torsión espontánea en dicho hilo (5).

Posteriormente, descubrió el llamado efecto Wiedemann inverso el cual consistía en la aparición de una imanación neta en la dirección longitudinal de la muestra cuando ésta era torsionada y sometida a un campo magnético azimutal; es decir, como consecuencia de la torsión aplicada, la muestra filiforme, que debería estar imanada exclusivamente según una dirección azimutal, va a dar una componente neta de la imanación según su dirección longitudinal o axial (6,7,8).

En otras palabras, esto se puede expresar diciendo que la torsión introduce términos no diagonales en el tensor de susceptibilidades

$$\begin{pmatrix} M_z \\ M_\phi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} X_{zz} & X_{z\phi} \\ X_{\phi z} & X_{\phi z} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_z \\ H_\phi \end{pmatrix}$$

En el caso del efecto Wiedemann inverso, es el término $X_{z\phi}$, no nulo, el que nos va a interesar.

Así pues, el efecto Wiedemann inverso nos va a permitir conocer el proceso de imanación la muestra de una forma indirecta, en el sentido de que estudiaremos la imanación según una dirección perpendicular a la del campo magnético aplicado.

Como se ha podido comprobar experimentalmente, el efecto producido por la torsión en este efecto (o bien del tensor en el efecto Matteucci, en el que el término no diagonal del tensor de susceptibilidad que se tiene en cuenta es el $\chi_{\phi z}$) es mucho mayor que el efecto producido en los ciclos de histéresis convencionales en los que se mide la imanación en la misma dirección que se aplica el campo magnético. En este tipo de ciclos, el efecto producido por la torsión consiste en una modificación sobre el ciclo obtenido sin su aplicación, mientras que en el efecto Wiedemann inverso, no debe obtenerse ciclo en ausencia de torsión ya que los términos no diagonales del tensor en cuestión se hacen nulos. Esta es la razón de haber considerado dichos efectos para estudiar la influencia de las tensiones en los procesos de imanación en este tipo de muestras ferromagnéticas.

En la Fig. I-3 hemos representado resultados experimentales sobre el efecto de la torsión en las curvas de conmutación de los ciclos de histéresis imanación longitudinal frente a campos magnético longitudinal ($M_z \propto H_z$) (Fig. I-3b) e imanación longitudinal frente a campo magnético azimutal ($M_z \propto H_\phi$) (Fig. I-3a) para un *whisker* de hierro crecido en la dirección $\langle 111 \rangle$.

En ellas se puede observar cómo la influencia de la torsión en los ciclos $M_z \propto H_z$ es muy pequeña si la comparamos con el efecto producido en los ciclos $M_z \propto H_\phi$.

I.2.- OBJETIVOS DE ESTE TRABAJO

El planteamiento de nuestro trabajo consiste en el estudio del efecto Wiedemann inverso en determinadas muestras ferromagnéticas filiformes. Tanto este efecto Wiedemann inverso como el

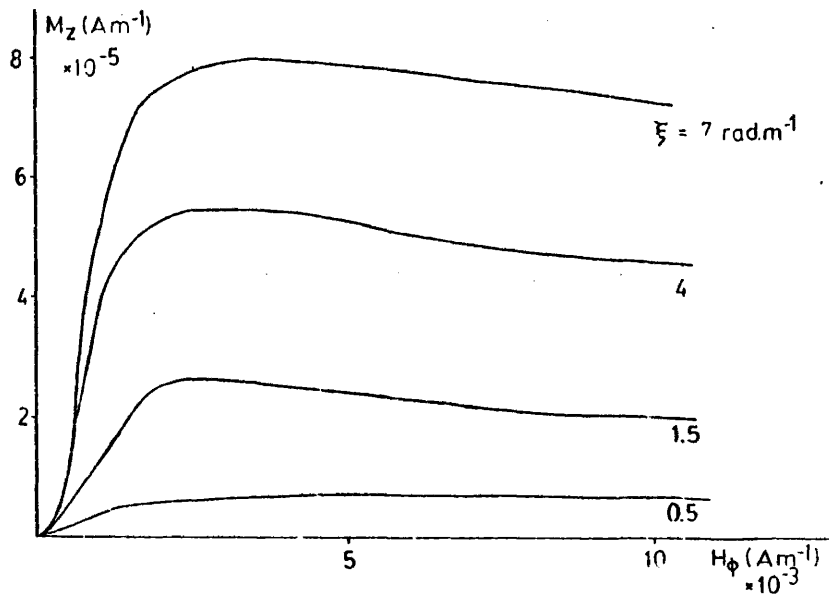


Fig. I.3.a.- Curvas de conmutación M_z a H_ϕ para diferentes torsiones aplicadas.

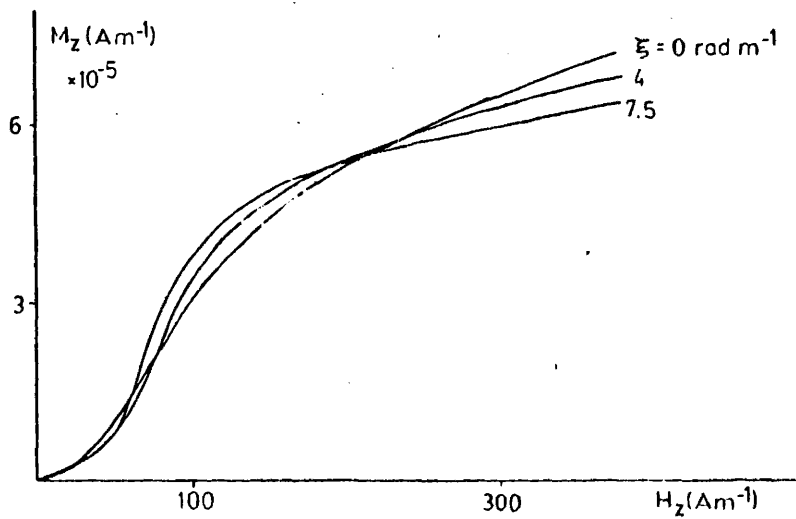


Fig. I.3.b.- Curvas de conmutación M_z a H_z siendo el parámetro la torsión aplicada.

efecto Matteucci han sido ya estudiados por nosotros en otras muestras policristalinas (9,10,11,12). Ahora las muestras que con sideraremos serán los *whiskers* de hierro.

Como es sabido, los *whiskers* de hierro son monocristales ca si-perfectos cuya morfología se adapta para el estudio que nos in teresa. Los *whiskers* estudiados son obtenidos en nuestro laborator io y sus dimensiones oscilan entre 10 y 30 mm. en longitud, y algunas decenas de micras en "diámetro", siendo su sección cuadrada o hexagonal en función de que su dirección de crecimiento sea la [100] o la [111] respectivamente.

Los *whiskers* de hierro tienen el atractivo de ser monocristales y de que su estructura de dominios en estado espontáneo está bastante bien establecida (13-20). Por tanto, en nuestro estudio no tendremos problemas en cuanto al estado espontáneo de la imanación y su distribución en dominios.

Por otra parte, también han sido realizados numerosos trabajos para determinar el proceso de imanación de estos *whiskers* (21-22); no obstante, la influencia en el mismo de las tensiones (23) y en concreto de la torsión ha sido estudiada con mucha menor profundidad. Como veremos más adelante, la consideración de la torsión va a dificultar especialmente la justificación teórica de los resultados obtenidos experimentalmente.

En el efecto Wiedemann inverso pueden considerarse en principio dos variables, que son la tensión introducida con la torsión y el campo magnético azimutal.

La tensión de torsión que actúa sobre un elemento de volumen del *whisker* es una función radial, por tanto, la tensión a la que estarán sometidos los diferentes elementos de volumen será función de la distancia al eje del *whisker*.

La expresión de esta tensión viene dada por :

$$\sigma = \mu \xi r$$

donde μ es el módulo de rigidez de la muestra, ξ es el desplazamiento angular por unidad de longitud originado por la torsión y r es la distancia al eje del *whisker*.

Esto va a dificultar la interpretación cualitativa de los resultados experimentales, en cuanto que los momentos magnéticos tenderán a situarse en la dirección helicoidal de modo análogo en todo el radio de la muestra, pero con intensidad diferente debido a la variación del módulo de la tensión de torsión.

Un problema análogo nos aparece también cuando consideramos la acción del campo magnético azimutal aplicado al *whisker*. Este campo magnético es obtenido haciendo pasar a lo largo del *whisker* una corriente eléctrica la cual va a originar un campo magnético en la dirección azimutal. La intensidad de este campo magnético considerando la aproximación de tomar la sección del *whisker* como circular, es también una función radial y vale:

$$H_{\phi} = \frac{\mu_0 I r}{2\pi a^2}$$

siendo μ_0 la permeabilidad magnética en el vacío, I la intensidad de corriente eléctrica que fluye a través del *whisker*, r la distancia al eje del *whisker* y a el radio del mismo.

En ambos casos, campo magnético y torsión, nos encontramos que en el eje de la muestra, el efecto de ellos es nulo, y que en la región vecina próxima al mismo, su efecto va a ser muy pequeño.

Estos problemas podrían ser evitados al considerar muestras con geometría tubular en las que ambos, torsión y campo magnético, pudieran considerarse constantes en todo su espesor.

No obstante este problema, se ha pretendido estudiar la evolución del efecto Wiedemann inverso, es decir, la variación de

la componente longitudinal de la imanación en función tanto del campo magnético azimutal como de la tensión de torsión aplicados.

Otra variable que interviene en el estudio de este efecto es de origen puramente mecánico. Hasta ahora hemos supuesto, al menos implícitamente, que la torsión aplicada era suficientemente débil como para permitir a los *whiskers* permanecer dentro de su régimen mecánicamente elástico; con ello, estudiábamos exclusivamente efectos magnetoelásticos.

Cuando la torsión aplicada se aumenta y se sobrepasa el límite del régimen elástico, una nueva interpretación de los resultados debe hacerse; en ella, parece tener importancia la creación y redistribución de las dislocaciones originadas por las tensiones plásticas, y que probablemente van a entrar en interacción magnetoplástica con las paredes frontera entre los dominios magnéticos (24,25).

CAPITULO II

OBTENCION Y CARACTERISTICAS DE WHISKERS DE
HIERRO. ALGUNOS RESULTADOS EXPERIMENTALES

II.1.- OBTENCION DE LOS WHISKERS DE HIERRO

Los *whiskers* de hierro se vienen obteniendo en nuestro laboratorio desde hace algún tiempo(1)empleándose la técnica iniciada por Brenner(2,3)consistente en la reducción de un haluro alcalino en atmósfera de hidrógeno.

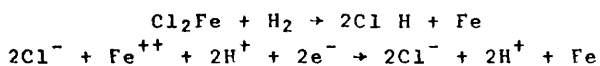
Nuestro problema consistía no solamente en la propia obtención de los *whiskers*, sino también en determinar cuáles eran las condiciones que permitían obtener las muestras más perfectas cristalinamente, así como el que tuvieran unas dimensiones adecuadas al estudio que se iba a realizar; en concreto su longitud debería ser lo mas grande posible, con objeto de facilitar su manipulación como veremos más adelante. Por otra parte, se pretendía determinar las condiciones que favorecían el crecimiento de los monocristales según las direcciones cristalográficas más usuales, es decir, la $\langle 100 \rangle$ y la $\langle 111 \rangle$.

El proceso de obtención lo hemos realizado por reducción de cloruro ferroso. El cloruro ferroso, químicamente puro, es introducido en una navecilla cuyas dimensiones son de 5 cm de longitud, 2 cm de ancho y 1 cm de profundidad. Estas navecillas, de acero inoxidable, se colocan en el interior de un tubo de cuarzo de 1 m de longitud y 4 cm de diámetro. La reducción del cloruro ferroso se produce a unos 700°C, temperatura alcanzada mediante un horno exterior al tubo de cuarzo, fabricado con hilo de kantel el cual se bobina de modo que no cree campo magnético alguno en el espacio exterior.

La temperatura es medida mediante un termopar de cromel-alumel que se encuentra en el extremo de un estrecho tubo de cuarzo, introducido junto a la navecilla en el interior del otro tubo de cuarzo.

Durante el tiempo en el que la temperatura va ascendiendo, una corriente de gas argon fluye a través del tubo con objeto de mantener limpia la atmósfera dentro de dicho tubo, así como prevenir la posible oxidación del ión cloruro. Tanto la presión como el caudal de salida del gas son asimismo medidos.

Alcanzada la temperatura próxima a los 700°C, se sustituye el argon por hidrógeno, lo que permite la reducción del ión ferroso para dar lugar a hierro cristalizado, según la reacción:



Durante el tiempo de reducción, la temperatura se mantiene constante con una variación máxima de 5°C. Una vez realizada la reducción, se vuelve a hacer pasar argon en lugar de hidrógeno. La velocidad de enfriamiento debe ser lo más lenta posible con objeto de evitar las tensiones internas que podrían producirse con un cambio brusco de la temperatura. En concreto, esta velocidad de enfriamiento era mantenida constante y nunca superior a los 3 grados por minuto. Ver Fig. II.1.

Los *whiskers* obtenidos, crecidos según las direcciones cristalográficas <100> ó <111> tienen unas dimensiones que oscilan entre los 10 y 100 µm de diámetro y entre 1 y 30 mm. de longitud, aunque posteriormente, sólo fueron utilizados en las medidas magnéticas experimentales *whiskers* de longitud superior a los 10 mm.

En el estudio que hemos realizado sobre la obtención de estos *whiskers* de hierro, tuvimos en cuenta una serie de varia-

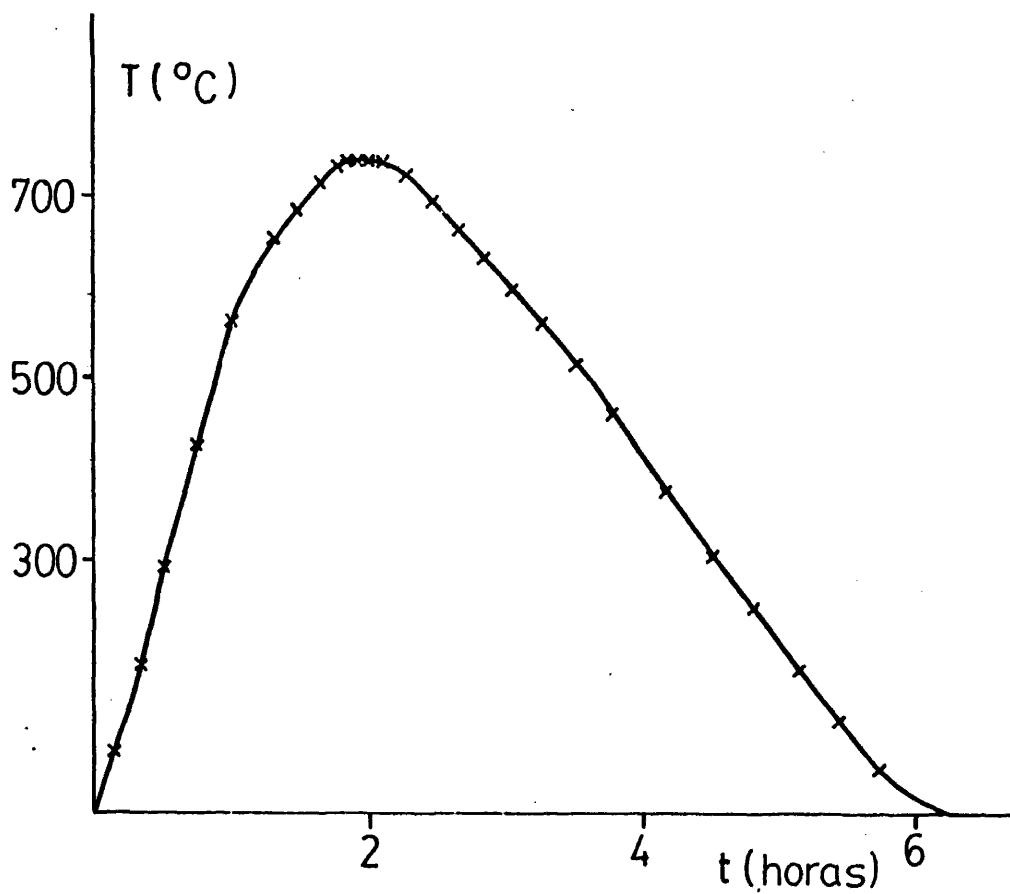


Fig. II.1.- Variación de la temperatura durante el proceso de obtención de los whiskers.

bles, puramente empíricas, con objeto de determinar mejor cómo influían en las condiciones de crecimiento de los *whiskers*. No obstante, y a pesar de ser éste el apartado de nuestro trabajo al que posiblemente hemos dedicado un mayor tiempo, los resultados obtenidos no han sido lo suficientemente satisfactorios que hubiéramos deseado.

En primer lugar, hemos estudiado la temperatura a la cual se producía la reducción. Hicimos experiencias variando dicha temperatura desde 690°C hasta 760°C. En cuanto a esto, se puede decir que los cristales eran más perfectos para una temperatura próxima a los 700°C; a temperaturas superiores a 740°C, los *whiskers* aparecen con numerosas ramificaciones y más imperfectos cristalinamente. Otra variable que tuvimos en cuenta fue el tiempo durante el cual se mantenía el paso del hidrógeno. Este tiempo lo variamos entre 20 mn y 45 mn. Pudimos constatar cómo la longitud de los *whiskers* obtenidos era superior para tiempos mayores.

También se vió la variación de los monocristales obtenidos en función del caudal de hidrógeno durante el tiempo de reducción. La presión que debía vencer el hidrógeno era ligeramente superior a la atmosférica, y el caudal variable entre 30 y 120 burbujas por minuto. Un ritmo rápido, junto con un mayor tiempo de reducción, como antes decíamos, favorecen el crecimiento en longitud de los *whiskers* (4).

En cuanto a la discriminación de los *whiskers* crecidos en las direcciones $\langle 100 \rangle$ ó $\langle 111 \rangle$, hemos de decir, que prácticamente en todas las experiencias realizadas, aparecían *whiskers* crecidos en ambas direcciones, aunque preferentemente en la dirección $\langle 111 \rangle$.

II.2.- OBSERVACION DE LOS WHISKERS MEDIANTE TECNICA DE BITTER

Una vez obtenidos los monocristales de hierro, son observados mediante un microscopio, usualmente con 300 aumentos. Mediante este microscopio y la técnica de Bitter ha sido posible de terminar tanto la dirección de crecimiento de los *whiskers* como la observación de las paredes frontera entre los dominios magnéticos (5). La técnica de Bitter (6,7) consiste en la aplicación sobre la muestra de una disolución coloidal en la cual estan suspendidas pequeñas partículas de magnetita (Fe_3O_4) susceptibles por tanto de interaccionar magnéticamente (8).

En las intersecciones de las paredes con la superficie del *whisker* van a aparecer polos magnéticos. Dichos polos magnéticos atraen a las pequeñas partículas de magnetita que se encuentran dispersas en la solución coloidal.

Mediante esta técnica de Bitter es posible la interpretación de las direcciones en que se encuentra la imanación debido a la sencilla estructura de dominios que presentan los *whiskers*. Asimismo podremos distinguir los *whiskers* $\langle 100 \rangle$ de los $\langle 111 \rangle$.

En la Fig. II-2a mostramos las fotografías de dos caras (100) de un *whisker* $\langle 100 \rangle$; y en la Fig. II-2b representamos la estructura de dominios y la orientación de la imanación en cada uno de ellos antes y después de la aplicación de un campo magnético longitudinal.

Una pared de 90° a lo largo de una cara (100) del *whisker* $\langle 111 \rangle$ se puede observar en la Fig. II-3a. En la Fig. II-3b, vemos con más detalle una pared en este tipo de *whisker* y en la Fig. II-3c se muestra la orientación de la imanación.

A partir de estas figuras podemos comprobar como la intersección de las paredes con las superficies, forman líneas quebradas en zig-zag típicas para los *whiskers* $\langle 111 \rangle$; mientras que en

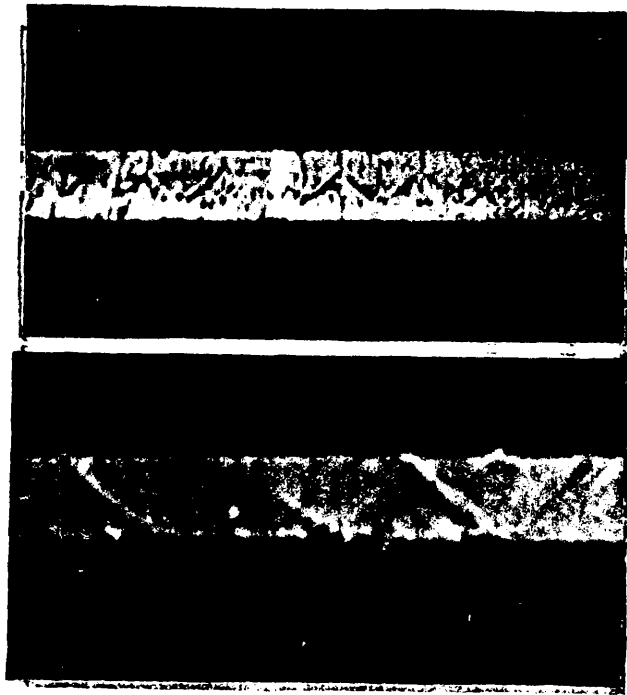


Fig. II.2.a.- 2 caras {100} de un whisker $\langle 100 \rangle$

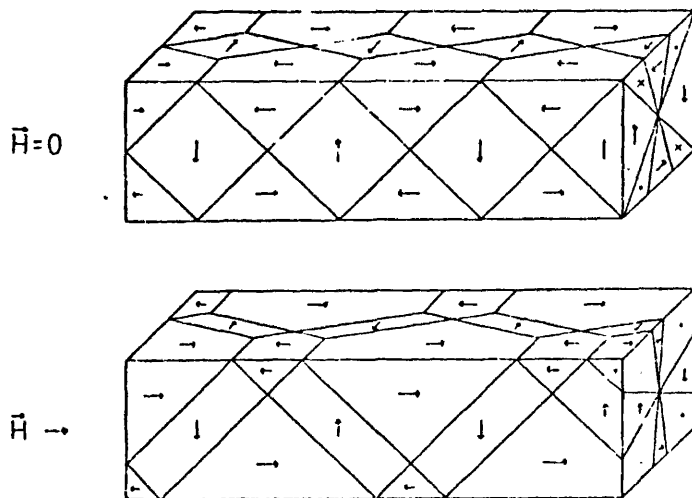


Fig. II.2.b.- Diagrama que representa la estructura de dominios antes y después de la aplicación de un campo magnético en la dirección axial del whisker.

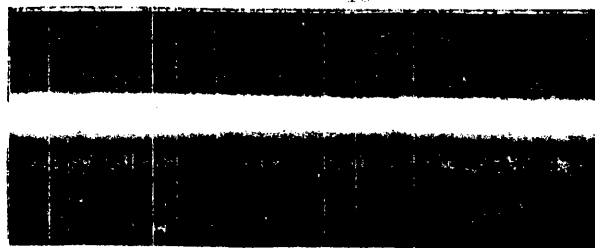


Fig. II.3.a.- Pared en zig-zag en un whisker $\langle 111 \rangle$



Fig. II.3.b.- Otra pared vista con más detalle.

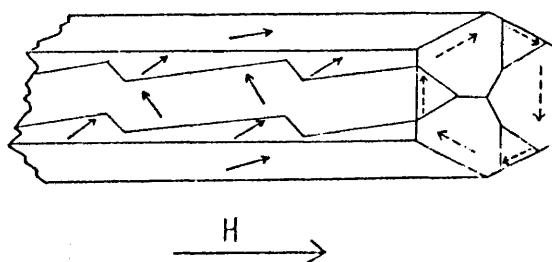
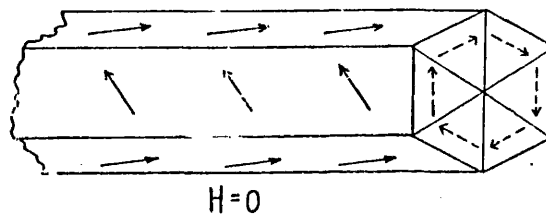


Fig. II.3.c.- Estructura de dominios antes y después de la aplicación de un campo magnético axial.

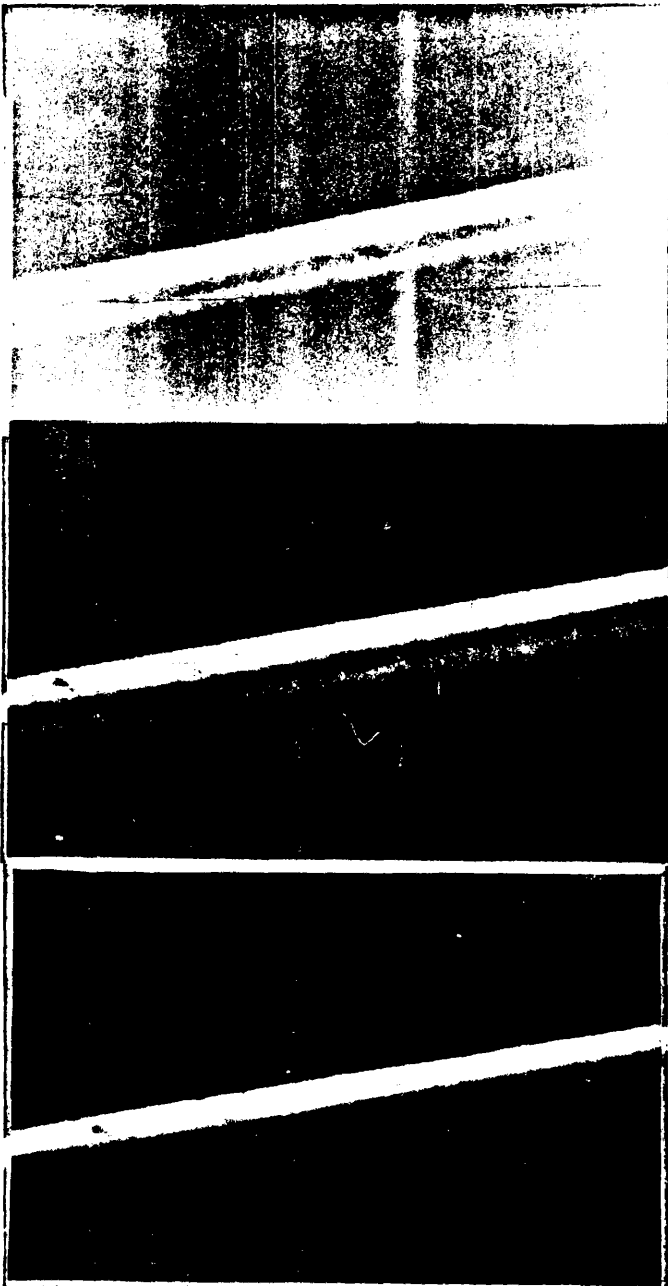


Fig. II.4.- Corrimiento de paredes en un whisker $\langle 111 \rangle$ al aplicar un campo magnético axial.

los *whiskers* $\langle 100 \rangle$ esta línea forma ángulos de 45° .

A parte de esto, los *whiskers* $\langle 100 \rangle$ son reconocibles por poseer una sección cuadrada, mientras que los crecidos en la dirección $\langle 111 \rangle$ poseen una sección hexagonal; no obstante, en algunos casos se hace difícil su distinción.

También se ha verificado en algunos casos la dirección de crecimiento de los *whiskers* mediante la difracción de rayos X.

II.3.- CICLOS DE HISTERESIS DE IMANACION LONGITUDINAL FRENTE A CAMPO MAGNETICO LONGITUDINAL.

Estos ciclos de histéresis, son los convencionales y fueron el primer tipo de ciclos que realizamos con los *whiskers* de hierro. Por otra parte, su obtención parece interesante puesto que nos va a permitir otra posible diferenciación entre los *whiskers* $\langle 100 \rangle$ y los $\langle 111 \rangle$. El simple artificio experimental para la obtención de estos ciclos de histéresis lo describimos en la Fig. II-5. Mediante unos carretes Helmholtz, por los cuales se hace circular una corriente eléctrica de frecuencia igual a 50 Hz creando un campo magnético cuya dirección coincide con la dirección longitudinal del *whisker*. Este campo magnético es uniforme a lo largo de toda la muestra. El *whisker* (W) está colocado en posición horizontal, y de modo que su eje es perpendicular a la dirección de la componente horizontal del campo magnético terrestre. Con esto, podemos despreocupar la acción del campo magnético terrestre y su influencia en el estado de imanación del *whisker*.

Los cambios de sentido de la dirección de la imanación como consecuencia del campo magnético alterno van a inducir una fuerza electromotriz en un pequeño secundario de 1000 espiras y cuyo $NB : 5 \times 10^3 \text{ cm}^2$. Este pequeño carrete está bobinado con hilo de cobre de $60 \mu\text{m}$ de diámetro sobre un capilar de $0,8 \text{ mm}$ de diámetro por cuyo interior se hace pasar el *whisker*.

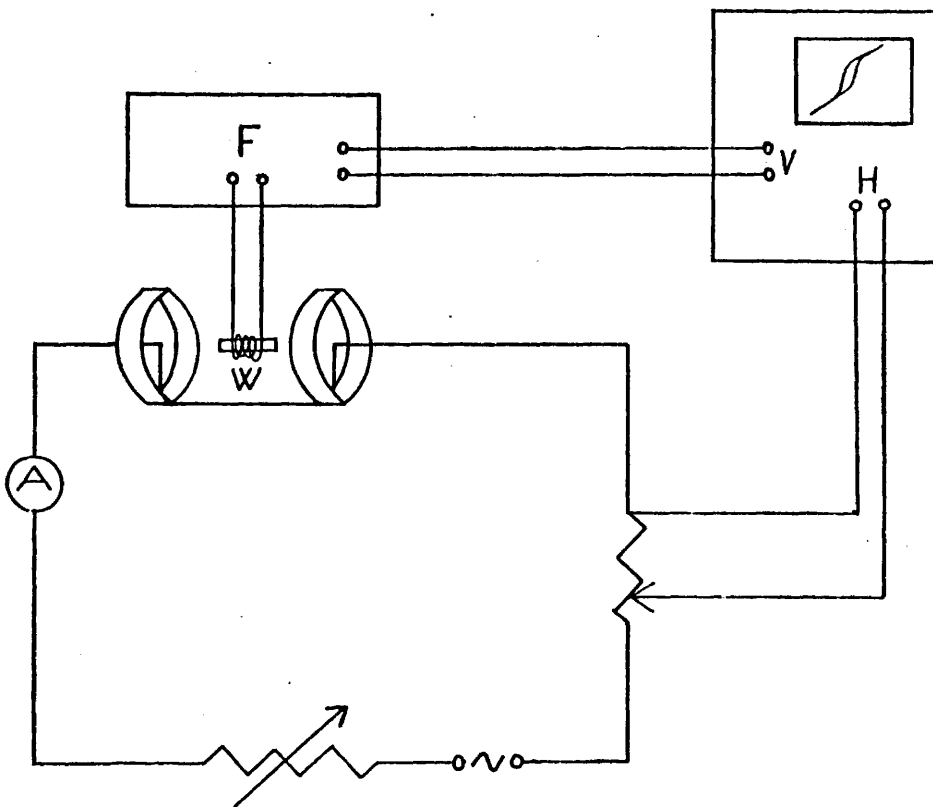


Fig. II.5.- Dispositivo experimental para la obtención de los ciclos de histéresis M_2 a H_2 .

Esta fuerza electromotriz inducida es llevada a un flúxmetro integrador *Walker* donde se amplifica e integra; la señal de salida del flúxmetro es llevada a las placas verticales de un osciloscopio. A las placas horizontales de dicho osciloscopio se lleva una diferencia de potencial que es proporcional a la intensidad de corriente eléctrica que circula por los carretes de Helmholtz y por tanto proporcional al campo magnético longitudi-

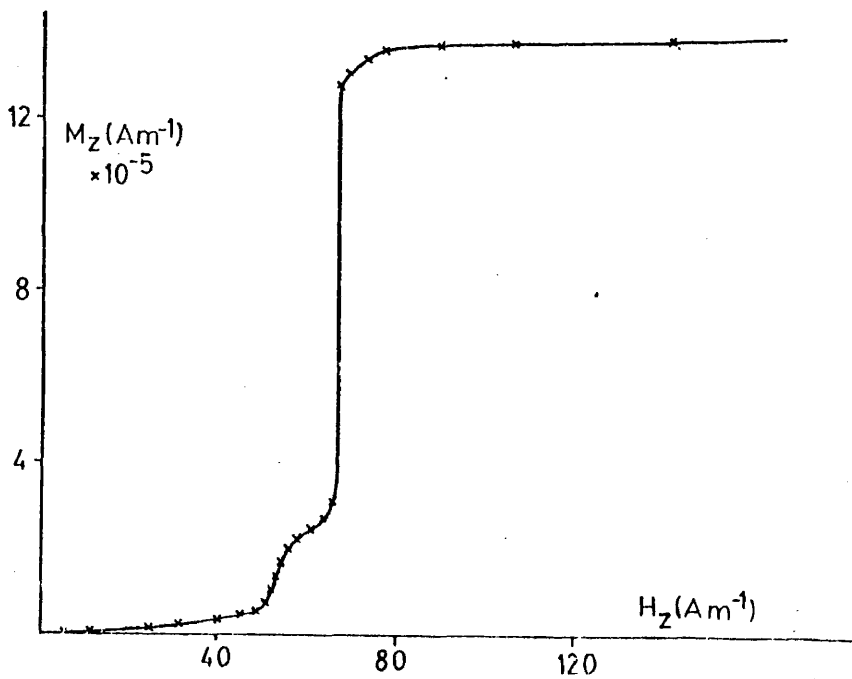
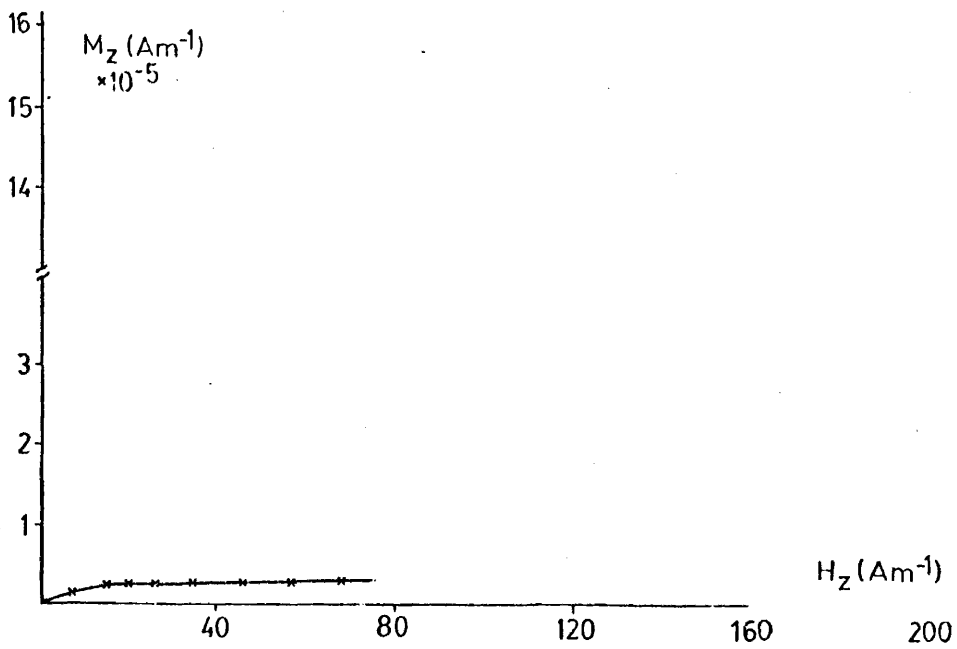


Fig. II.6.- Curvas de conmutación de los ciclos de histéresis en 2 whiskers <100>.

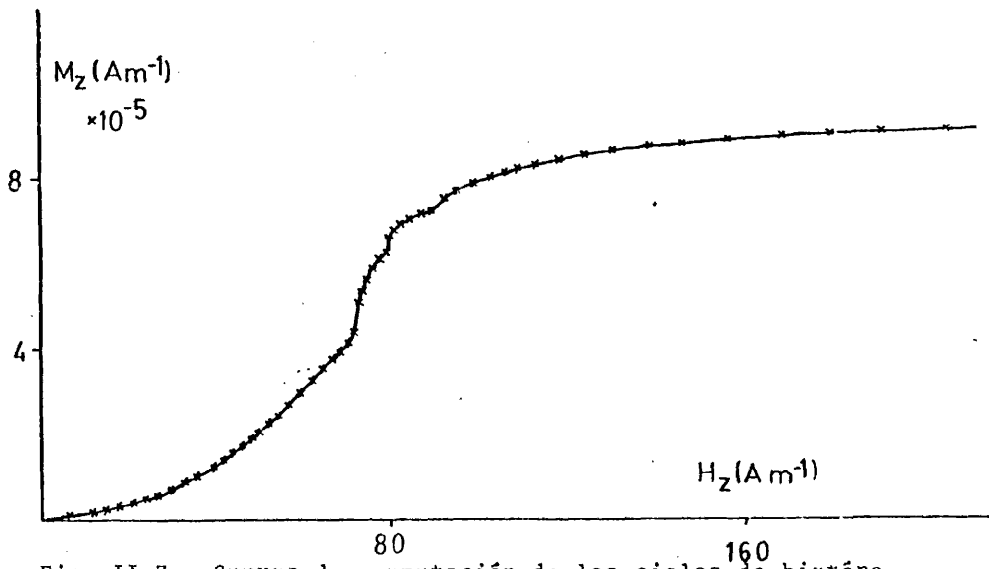
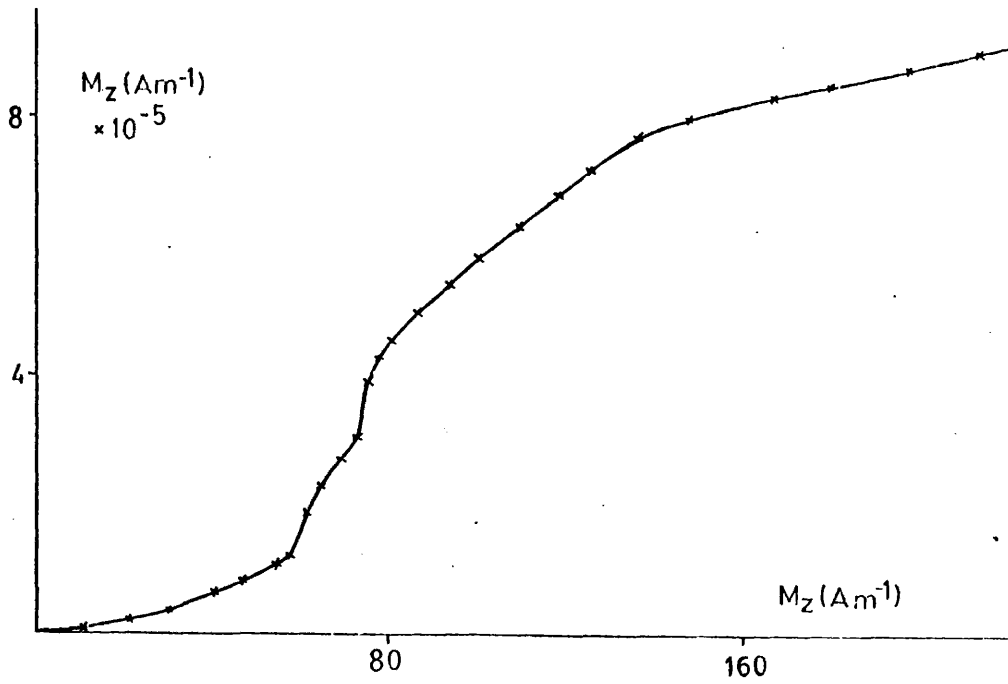


Fig. II.7.- Curvas de conmutación de los ciclos de histéresis $M_z \propto H_z$ en dos whiskers $\langle 111 \rangle$.

nal aplicado.

En las Figs. II-6 y II-7 se muestran cuatro curvas de conmutación de los ciclos de histéresis (M_z & H_z) obtenidas en estos dos tipos de *whiskers*. Como se puede observar en estas figuras, los *whiskers* $\langle 100 \rangle$ (Fig. II-6) van a poseer unos ciclos de histéresis prácticamente cuadrados o al menos mostrando que la imanación prácticamente se satura en la dirección longitudinal con el proceso irreversible de imanación de un número reducido de dominios. No sucede así con los *whiskers* $\langle 111 \rangle$ (Fig. II-7) en los que los ciclos de histéresis son en comparación con los anteriores mucho más *redondeados*. La saturación de la imanación en la dirección longitudinal, no obstante, se alcanza para valores del campo magnético longitudinal aplicado del orden de $4 \times 10^4 \text{ Am}^{-1}$ (9).

En este trabajo, nos hemos limitado a exponer los resultados experimentales obtenidos en estos ciclos de histéresis, ya que su interpretación se escapa a nuestro objetivo final y por otra parte ha sido objeto de otros estudios (10).

II.4.- EFECTO WIEDEMANN INVERSO. ARTIFICIO EXPERIMENTAL

Como ya vimos anteriormente, el efecto Wiedemann inverso consistía en la aparición de una componente de la imanación en la dirección axial del *whisker* cuando éste era sometido simultáneamente a la acción de un campo magnético azimutal y a una tensión de torsión.

En primer lugar, vamos a describir el artificio que nos va a permitir torsionar los *whiskers* y hacer pasar una corriente eléctrica a través de los mismos simultáneamente. En nuestro caso, y debido a las reducidas dimensiones de las muestras, la manipulación con ellas se ha hecho bastante difícil.

Este artificio puede ser visualizado en la Fig. II-8. El *whisker* se encuentra suspendido verticalmente; en su extremo superior (1) se fija mediante una pinza dobe a un hilo de bronce fosforoso mecánicamente calibrado; este hilo está a su vez sujeto por una pinza fija en su otro extremo (2).

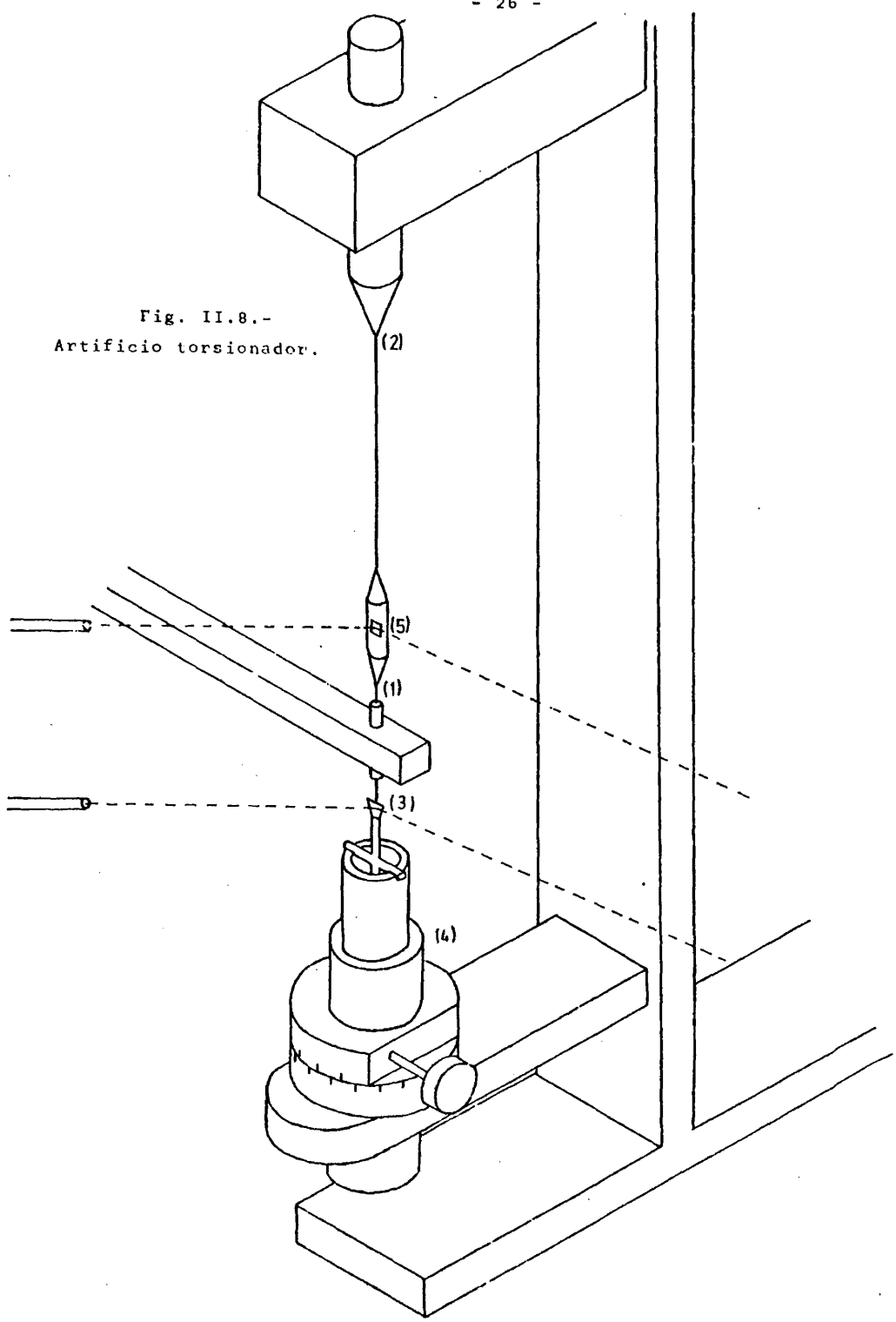
El extremo inferior (3) del *whisker* está pegado con disolución de plata a una pequeña cruz de cobre cuya varilla longitudinal está rebajada en su extremo inferior para tomar forma cónica con objeto de *pinchar* en el mercurio contenido en un pequeño recipiente que forma parte de un goniómetro (4).

La varilla transversal de la cruz de cobre encaja en dos rebajes practicados en la parte superior del mencionado recipiente; con esto, el giro aplicado mediante el goniómetro se comunica a la cruz de cobre, lo que producirá una deformación angular en el *whisker*, debida a la torsión, y a su vez éste inducirá otra deformación en el hilo de bronce fosforoso, si bien esta deformación será de menor amplitud.

Por otra parte, dos haces de luz son enviados sobre sendos pequeños espejos situados uno en la parte superior (3) de la cruz de cobre y otro (5) en la doble pinza que sirve de unión entre el *whisker* de hierro y el hilo de bronce fosforoso. Los haces reflejados por los espejitos son enfocados mediante unas lentes adecuadas sobre una escala.

La diferencia de desviaciones entre los dos haces de luz reflejados va a ser proporcional a la deformación angular producida en el *whisker*, como veremos más adelante. Por otro lado, la desviación en la regla debida al haz de luz reflejado por el espejo situado en la doble pinza nos va a permitir medir el par de torsión aplicado sobre el *whisker*. En el apartado siguiente, veremos con más detalle lo relacionado con las deformaciones producidas y los pares aplicados sobre los *whiskers*.

Fig. II.8.-
Artificio torsionador.



Tanto la disolución de plata que une o pone en contacto al *whisker* con la cruz de cobre, como el mercurio contenido en el recipiente superior del goniómetro, tienen por objeto permitir el paso de corriente eléctrica a través del *whisker* simultáneamente a la acción de torsionar el mismo.

Con objeto de compensar la componente vertical del campo magnético terrestre, se dispuso de un sistema de carretes de Helmholtz cuya constante era de $110 \text{ Am}^{-1}/\text{A}$.

Como consecuencia de las variaciones del campo magnético azimutal originadas por el paso de corriente eléctrica alterna de 50 Hz a través del *whisker*, se producen variaciones en el tiempo en la componente axial de la imanación.

Sobre un capilar de 0,8 mm de diámetro se hizo un arrollamiento con hilo de cobre de $60 \mu\text{m}$ de diámetro y 2×10^3 vueltas, siendo su $NS : 2 \times 10^4 \text{ cm}^2$. La longitud del bobinado es de 5 mm, esta longitud es al menos la mitad de la longitud del *whisker* introducido en su interior. En esta bobina se inducirá una fuerza electromotriz que será proporcional a las variaciones en el tiempo de la componente longitudinal de la imanación del *whisker*. Análogamente al apartado anterior, esta señal inducida es llevada a un flúxmetro integrador y posteriormente a las placas verticales de un osciloscopio; del mismo modo, a las placas horizontales de este osciloscopio se lleva una diferencia de potencial proporcional a la intensidad de corriente que circula a través del *whisker*. Ver la Fig. II-9.

A partir de los ciclos de histéresis obtenidos en el osciloscopio se tomaron medidas tanto de la imanación remanente como de la imanación cuando el campo magnético aplicado era máximo. En ambos casos, la imanación era proporcional a la lectura sobre los ciclos de la diferencia de potencial correspondiente; este factor de proporcionalidad era luego calculado una vez conocida la escala del flúxmetro integrador en la que estamos trabajando; y conociendo asimismo la sección del *whisker* y el núme

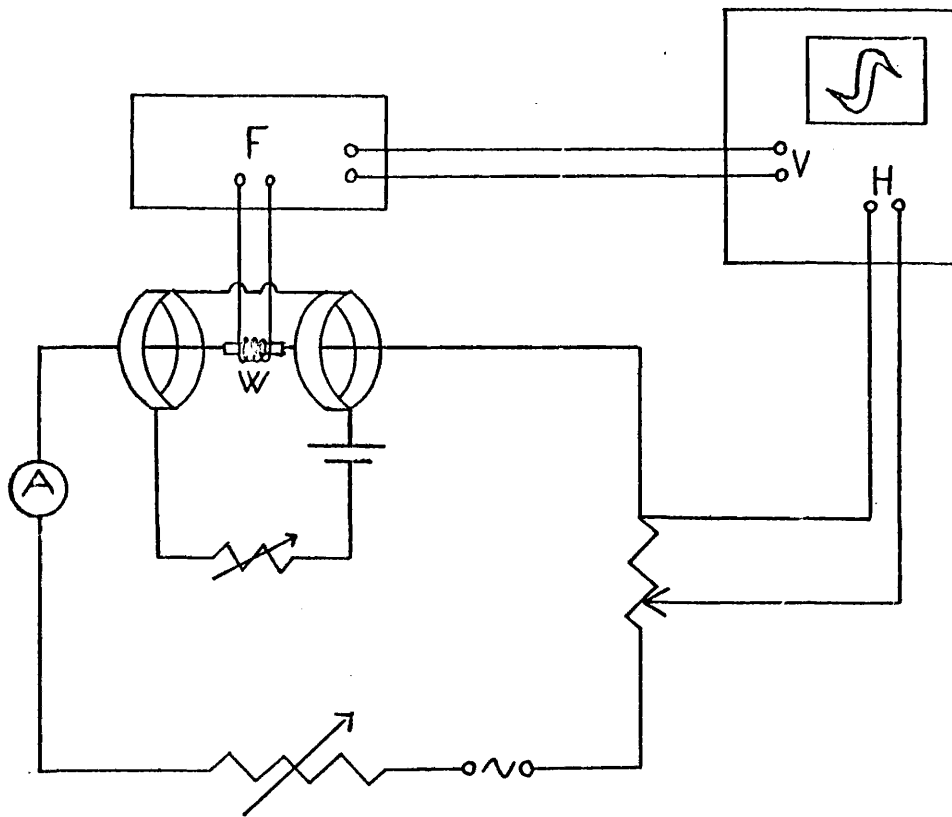


Fig. II.9.- Dispositivo experimental para la obtención de los ciclos de histéresis $M_z \alpha H_\phi$.

ro de vueltas del arrollamiento secundario:

$$M = KV/NS$$

siendo K dicha escala del flúxmetro cuya dimensión es flujo magnético/diferencia de potencial; V es la diferencia de potencial.

leída en el osciloscopio sobre el ciclo de histéresis, N es el número de vueltas del secundario y S es la sección del *whisker*.

El campo magnético azimutal ($H\phi$) es producido por la corriente eléctrica que circula a través del *whisker*. Hay que tener en cuenta que el valor de este campo magnético será función de la distancia al eje de la muestra; por tanto, en los resultados experimentales expondremos un valor medio de este campo. Este valor medio lo tomaremos para un punto que diste r del eje del *whisker*, tomando r los valores:

$$r = a/\sqrt{2} \quad \text{ó} \quad r = \frac{a}{2} \cdot \left(\sqrt{\frac{3\sqrt{3}}{\pi}} \right)$$

donde a es el lado de la sección cuadrada o hexagonal según que los *whiskers* estén crecidos en la dirección $\langle 100 \rangle$ ó $\langle 111 \rangle$.

II.5.- MEDIDAS MECANICAS EN WHISKERS DE HIERRO.

Mediante el artificio descrito en el apartado anterior se podrán determinar experimentalmente algunas magnitudes mecánicas como son las deformaciones angulares producidas por la torsión, así como los pares de torsión a que están sometidos los *whiskers*.

Para determinar el par mecánico aplicado, como ya dijimos previamente, se observa la desviación del *spot* sobre la regla milimétrica que se encuentra a una distancia que puede ser variable del espejito que se encuentra en la doble pinza. Esta desviación será proporcional a la deformación angular producida en el bronce fosforoso; este hilo de bronce fosforoso está calibrado mecánicamente, y las deformaciones angulares producidas en él son suficientemente pequeñas como para que permanezca en la región elástica, entonces, conocida su deformación angular conoceremos el par aplicado.

En primer lugar, calcularemos las constantes elásticas del hilo de bronce fosforoso; sabemos que en la región elástica

se debe cumplir que:

$$\Gamma = C \cdot \theta$$

siendo Γ el par aplicado, C la constante de torsión y θ el ángulo de deformación.

El par es necesario determinarlo por otro método, como es utilizando un péndulo de torsión a partir de la expresión:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{I}{\Gamma}}$$

siendo T el periodo de oscilación e I el momento de inercia de la masa considerada. El hilo de bronce fosforoso se fija en su extremo superior y en el inferior se suspende una pieza prismática cuyo momento de inercia hemos calculado previamente. El periodo de oscilación lo medimos experimentalmente. Con esto, tendremos calculado el par aplicado sobre el bronce.

El ángulo de torsión del bronce fosforoso es determinado al medir las desviaciones del $\delta\rho\alpha t$ de la luz reflejada por el espejito de la doble pinza, mediante la expresión

$$\theta = \frac{1}{2} \text{arc tg } \frac{\delta\Gamma}{l}$$

siendo $\delta\Gamma$ la desviación del $\delta\rho\alpha t$ en la regla y l la mínima distancia del espejo a la regla graduada. El término $\frac{1}{2}$ aparece como consecuencia de que la desviación del haz reflejado es el doble del ángulo girado por el propio espejo, como se puede observar en la figura II-10.

Una vez conocidos la desviación angular por unidad de longitud y el par aplicado Γ podremos determinar la constante de torsión C . Obtuvimos un valor de $C : 2,6 \times 10^{-5}$ Nm ; también se determinó el módulo de rigidez μ , obteniendo $\mu = 1,6 \times 10^{11}$ Nm⁻². La precisión en la determinación del par aplicado viene

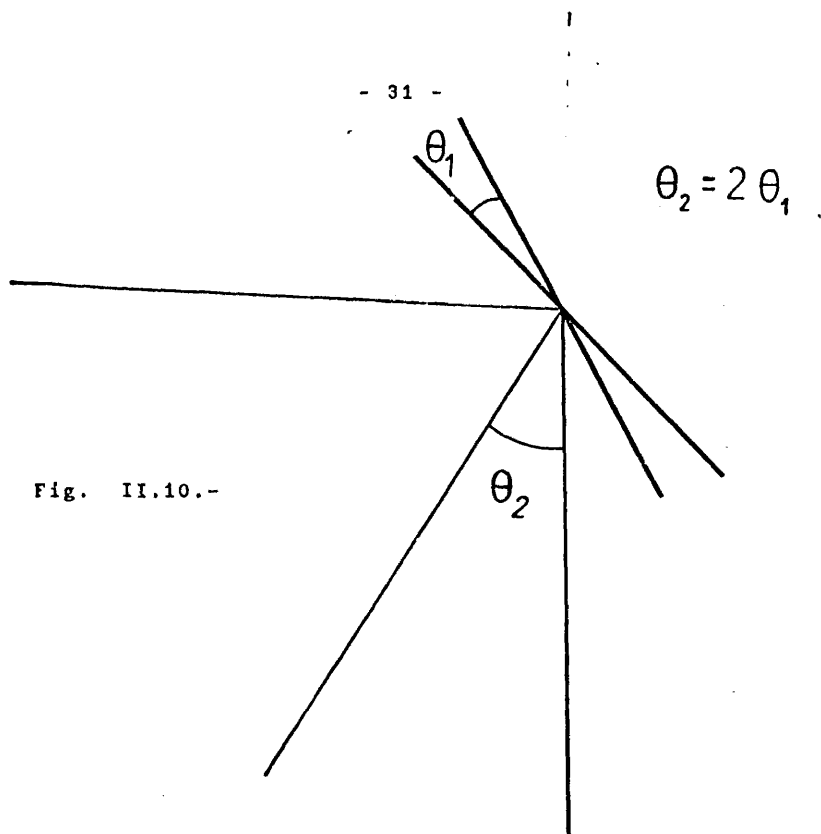


Fig. II.10.-

en función de la distancia de la regla al espejo; suponiendo que esta distancia es de 1 metro, la precisión es de $6,5 \times 10^{-9}$ Nm .

Una vez conocido el par que se aplica al *whisker*, para conocer las desviaciones angulares producidas en las muestras, habrá que calcular la diferencia entre los ángulos girados por los espejos. El ángulo de deformación producido en el *whisker* valdrá

$$\theta_w = \frac{1}{2} \text{arc tg } \frac{\delta_w}{1} - \frac{1}{2} \text{arc tg } \frac{\delta_r}{1}$$

siendo δ_w la desviación del *spot* debida al espejo de la cruz de cobre. En el caso de pequeñas desviaciones, podremos tomar

$$\theta_w = \frac{1}{2} \text{arc tg } \frac{\delta_w - \delta_r}{1}$$

La precisión en el ángulo de deformación, suponiendo igualmente que $l = 1\text{m}$ es de 0,01 grados .

Puede ser también interesante conocer el orden de tensión a que se somete al *whisker*; esta tensión es una función que dependerá de la distancia del punto considerado al eje de la muestra, y se obtendrá a partir de la expresión

$$\sigma = \mu \xi r$$

siendo σ la tensión, μ el módulo de rigidez del *whisker* y $\xi = \theta/l_w$ el ángulo desplazado por unidad de longitud; r es la distancia al eje del *whisker*.

Como se ve, es necesario conocer el módulo de rigidez para poder determinar esta tensión. El módulo de rigidez μ_w está relacionado con la constante de torsión del *whisker* C_w del siguiente modo:

$$\mu_w = \frac{2 l_w C_w}{\pi a_w^4}$$

donde l_w y a_w son respectivamente la longitud y el radio del *whisker*.

Así, pues, tendremos:

$$\Gamma = C_w \theta_w = \frac{\pi a_w^4 \mu_w}{2 l_w} \xi l_w$$

de donde se obtiene:

$$\mu_w = \frac{2\Gamma}{\pi a_w^4 \xi}$$

y tanto Γ como a_w y ξ son ya conocidos.

Algunos valores representativos obtenidos son mostrados en la tabla que sigue:

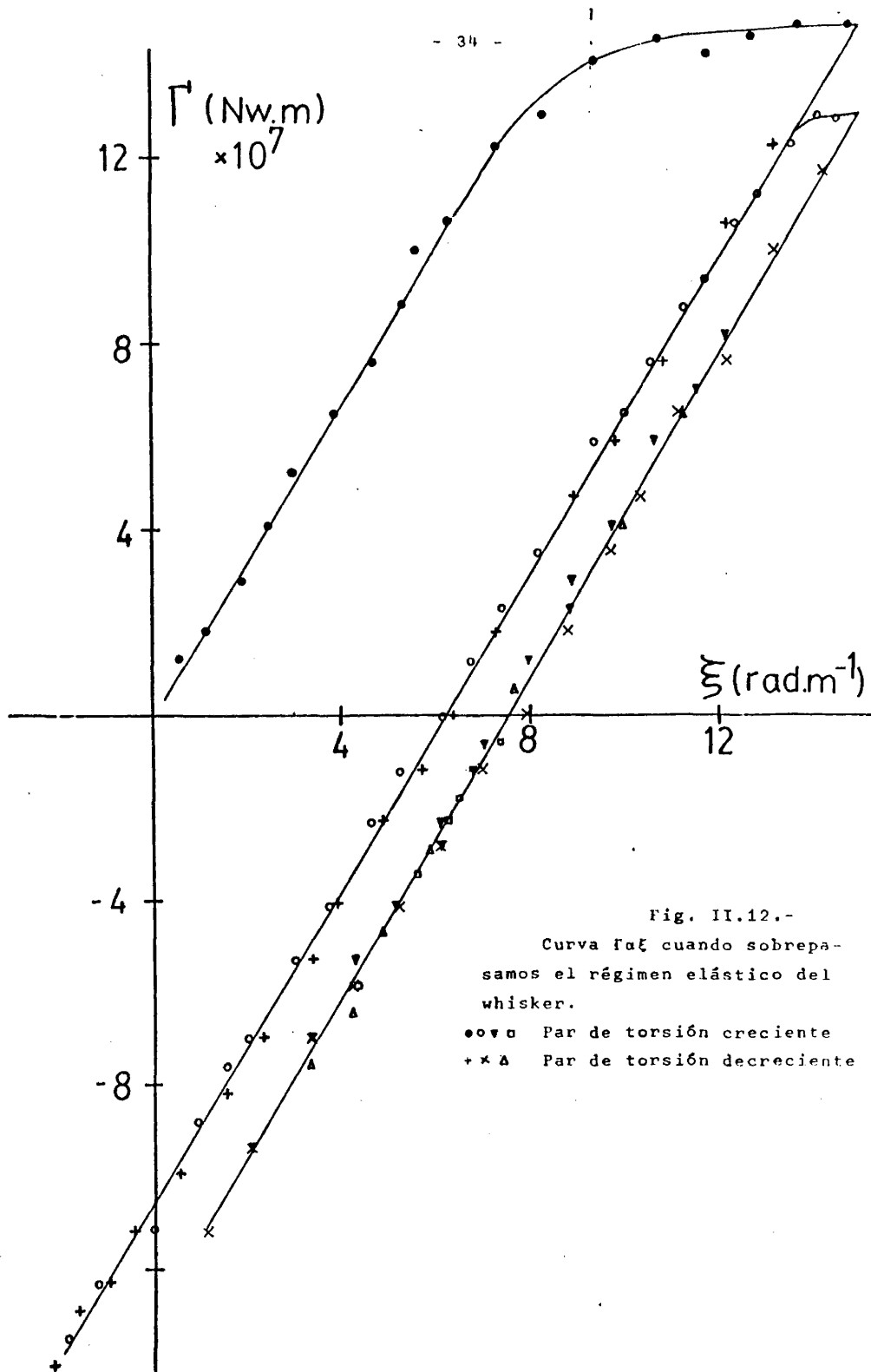
Eje del <i>whisker</i>	μ_w (Nm ⁻²) (10 ¹⁰)	l_w (mm)	a_w (μm)	Límite elástico	
				ξ (rad.m ⁻¹)	σ_{max} (Nm ⁻²)
<100>	2,5	15,5	30	10	$0,8 \times 10^7$
<100>	8,7	13	25	8	$1,7 \times 10^7$
<111>	11,0	17	15	2,5	$1,4 \times 10^7$
<111>	2,0	12	28	10	$0,6 \times 10^7$
<111>	3,8	20	62	6	$1,4 \times 10^7$
<111>	9,6	30	130	9	$4,2 \times 10^7$

Asimismo, hemos representado algunas medidas mecánicas par de torsión & deformación angular ($\Gamma\alpha\xi$). Estos resultados están en acuerdo con los contrastados en la literatura (11).

En la Fig. II-11 hemos representado la curva par & deformación, para deformaciones en ambos sentidos, en la región elástica de un *whisker* <100> .

En la Fig. II-12 se representa la curva $\Gamma\alpha\xi$ ya en la región plástica y para pares de torsión sucesivamente crecientes y decrecientes. En la Fig. II-13a, se muestra la curva $\Gamma\alpha\xi$ cuando después de haber producido una deformación plástica positiva y y otra de igual intensidad negativa se vuelve a producir otra de formación plástica positiva. El endurecimiento mecánico es muy débil como puede observarse. Cada punto de estas curvas es obtenido después de un relajamiento en la medida del par, el cual se obtiene tras 1 mn de espera entre medida y medida. En la Fig. II-13b, se muestra el resultado cuando los puntos son obtenidos sin esperar a dicho relajamiento.

Se comprueba como el límite elástico de los *whiskers* de hierro es superior al del material policristalino (12); asimismo, parece que la orientación de crecimiento de los mismos no tiene influencia sobre dicho límite.



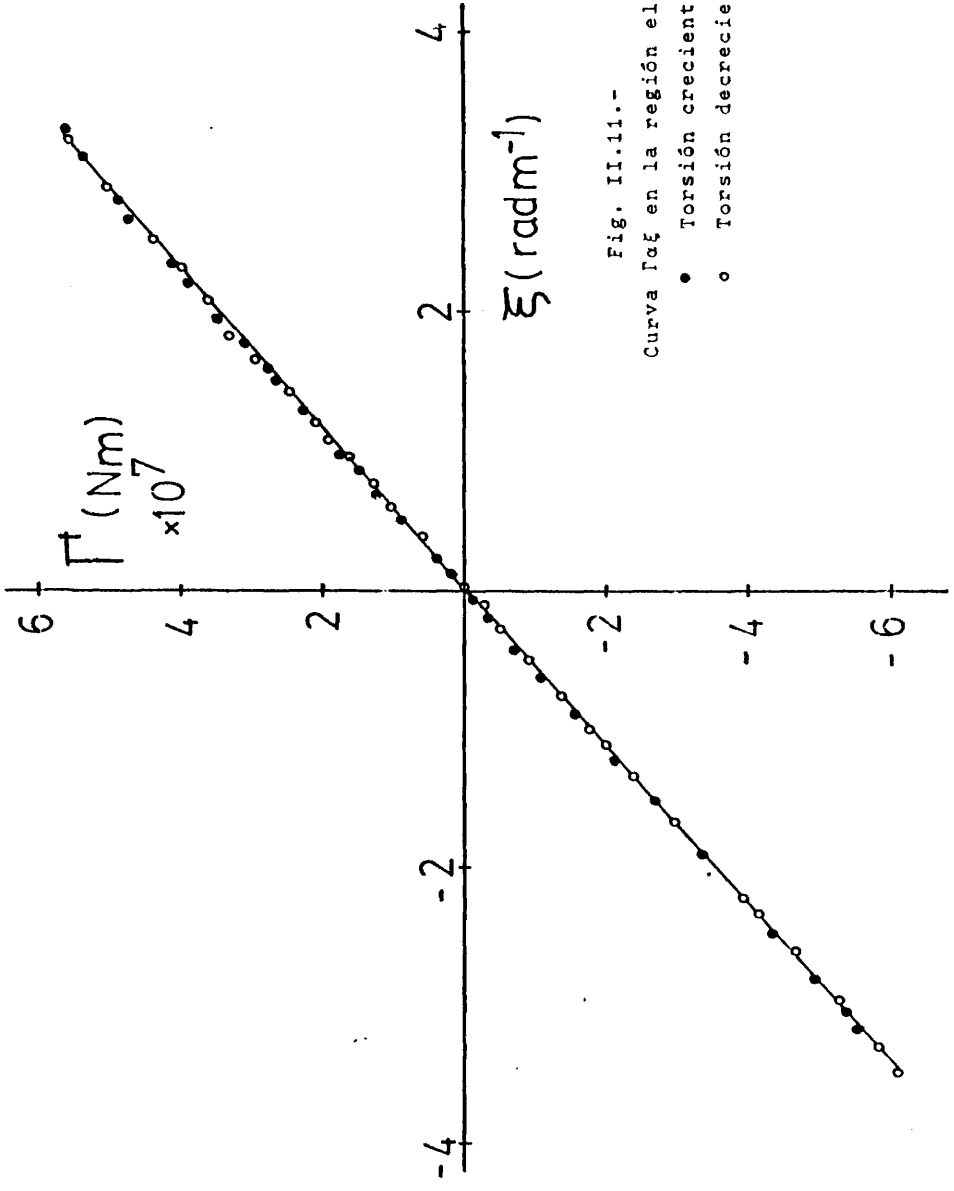


Fig. II.11.-
Curva Γ vs ξ en la región elástica
• Torsión creciente
o Torsión decreciente

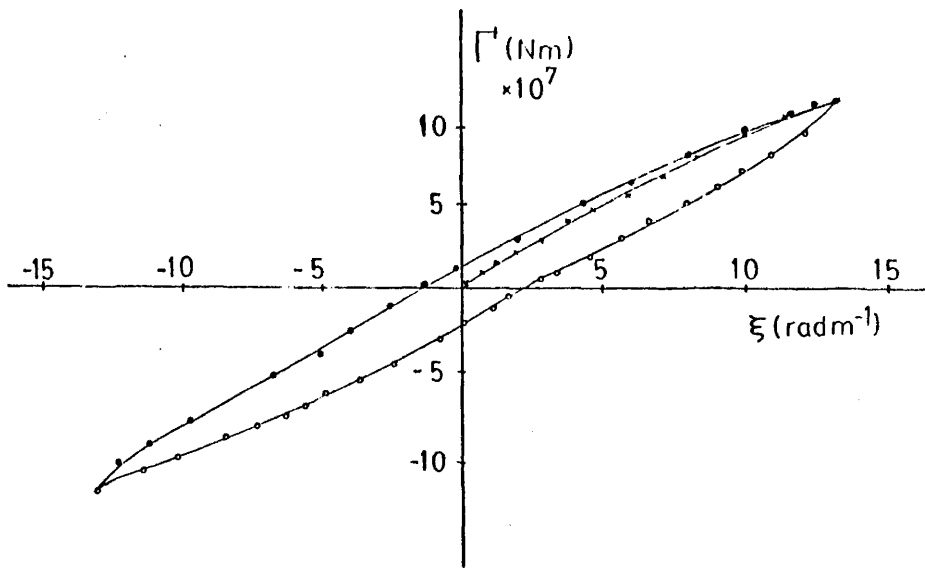


Fig. II.13.a.- "Bucle" mecánico $\Gamma \alpha \xi$
• • Pares de torsión crecientes.
○ Pares de torsión decrecientes.

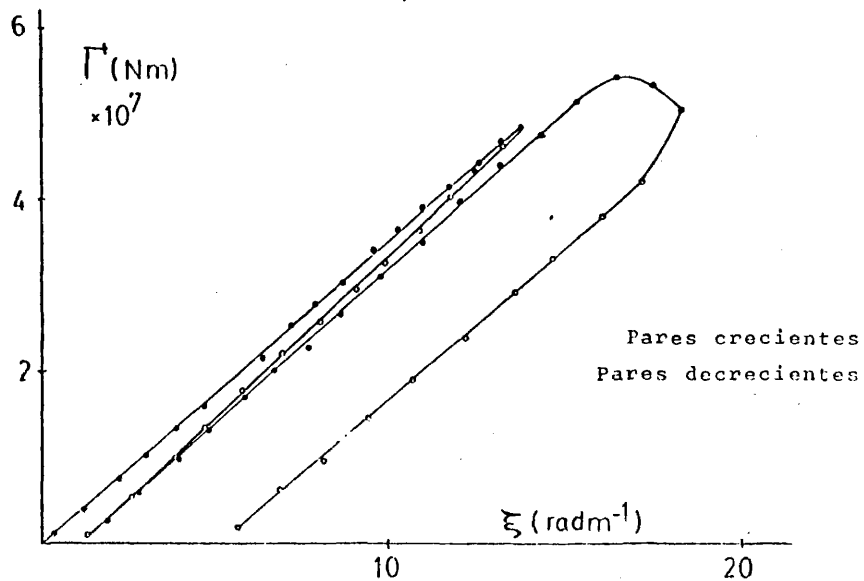


Fig.II.13.b.- Curva mecánica $\Gamma \alpha \xi$ obtenida para un tiempo de espera entre cada punto inferior al de acomodamiento.

El comportamiento mecánico de los *whiskers*, tanto elástico como plástico, en experiencias de torsión ha sido tratado por varios autores (11 -13), si bien el número de trabajos aparecidos al respecto es inferior al relativo a experiencias de tracción-compresión y pandeo (14-16).

En este apartado nos limitamos a exponer una serie de resultados experimentales obtenidos, ya que la interpretación de los mismos se escapa a la intención del presente trabajo; no obstante, restringiéndonos a la literatura, debemos decir que parece jugar un importante papel en el comportamiento mecánico-plástico de las muestras la aparición y redistribución de dislocaciones.

Diversas teorías explican este comportamiento mecánico como ocasionado por la aparición de dislocaciones helicoidales paralelas al eje del *whisker* (17-19) cuando se aplica una torsión. La aplicación de torsiones en los dos sentidos daría lugar a la creación de nuevas dislocaciones paralelas a las anteriores si bien de signo opuesto; esto podría dar lugar a su recombinación para aniquilarse o alcanzar la superficie (20-22), en cuyo caso se podría explicar la recuperación de las propiedades mecánicas después de la aplicación de deformaciones de amplitud decreciente y signo alterno; en caso negativo, debería obtenerse un endurecimiento mecánico de la muestra como consecuencia del aumento del número de dislocaciones.

En la Fig. II-14 se ha representado la curva elástica $\Gamma_{\alpha\xi}$ virgen (.) y la obtenida después de haber producido una deformación plástica a la muestra y una serie de ciclos de deformación de amplitud alterna y decreciente (o); como se puede observar el módulo de rigidez ha aumentado ligeramente.

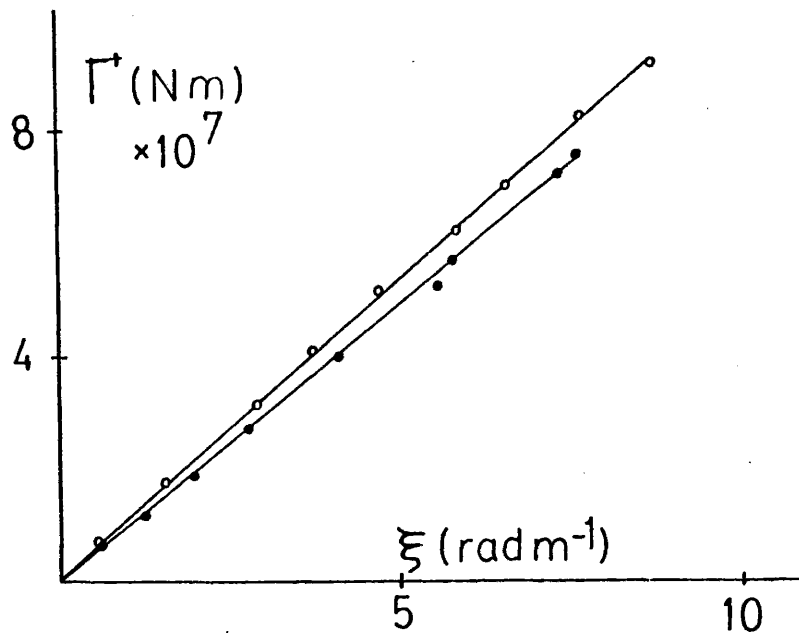


Fig. II.14.-

Dentro del régimen elástico, la aplicación de una torsión dará lugar a una deformación angular de la muestra, ξ_{mec} , cuyo origen es directamente la tensión alterna aplicada. No obstante, dicha torsión puede dar lugar a corrimientos de paredes de 90° o a rotación de la imanación hacia la dirección helicoidal, poblandose magnéticamente con mayor intensidad la región próxima a la hélice de tracción (ya que la magnetostricción es positiva); entonces, por efecto magnetostrictivo, debe producirse una deformación angular adicional ξ_{mag} . Sin embargo, si de alguna forma logramos que la imanación se retenga en una dirección

fija, entonces al aplicar la tensión externa, sólomente obtendremos la deformación angular ξ_{mec} ; ello lo podemos conseguir aplicando un campo magnético muy intenso o bien por medio de tensiones aplicadas previa o simultáneamente mas intensas que la torsión aplicada ahora. Por último, también lo podemos conseguir en un material en el que la anisotropía magnetocristalina sea alta o la magnetostricción muy pequeña.

Se puede obtener la curva mecánica $\Gamma \propto \xi$ en ausencia de agentes externos y cuando se aplica un campo que satura la imanación en determinada dirección. Cuando se produzca alguna de formación magnetostrictiva neta ξ_{mag} obtendremos, al comparar las 2 curvas, que el módulo de rigidez ha variado, ya que el mismo par aplicado producirá diferentes deformaciones.

Restando una de otra, podremos obtener la curva $\Gamma \propto \xi_{mag}$ de modo que al tender ξ_{mag} a un valor máximo, correspondiente a la máxima variación en orientación de la imanación debido al par de torsión aplicado, podemos obtener así una equivalencia entre la mecánica y el magnetismo, asociando el par Γ a un campo magnético y a ξ_{mag} con la imanación.

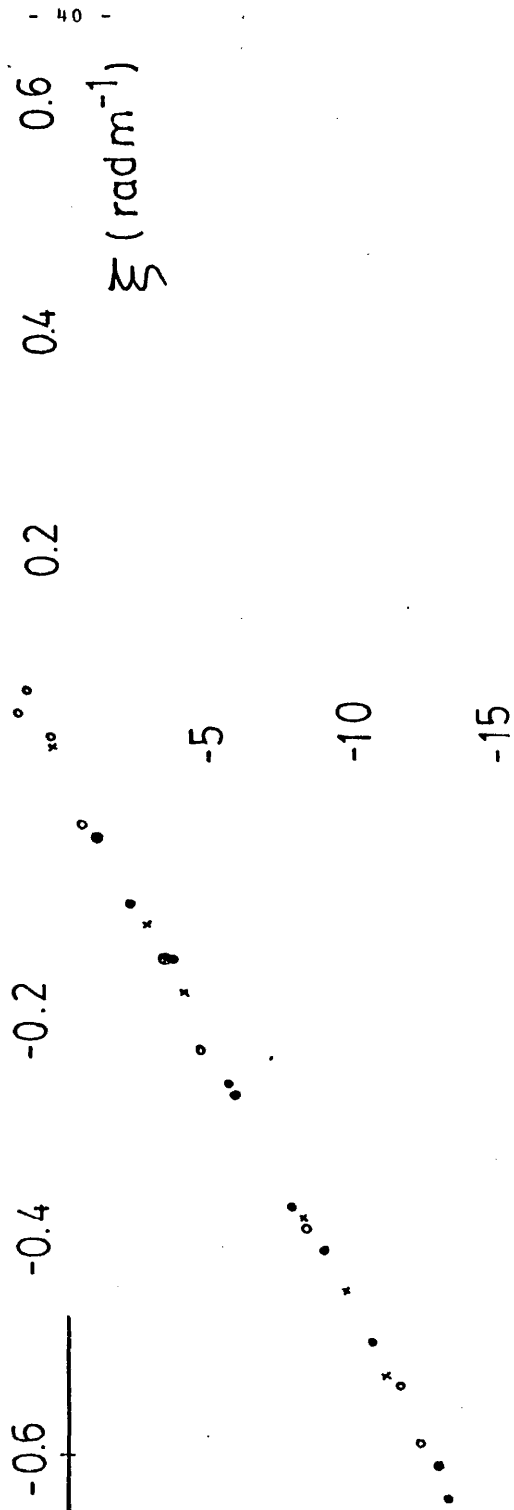
Esta comparación, no ha sido posible en nuestro caso, ya que los resultados obtenidos en ausencia de campo magnético aplicado, y con un campo magnético a saturación dan un resultado parejo dentro de los límites del error de medida. En la Fig. II.15 mostramos las rectas $\Gamma \propto \xi$ en ambos casos, no observándose diferencia en el módulo de rigidez. Este resultado lo podemos explicar al tener en cuenta el alto valor de la constante de anisotropía magnetocristalina que impide a la imanación salirse de su orientación fácil para estos valores relativamente bajos de tensiones aplicadas.

Γ (Nm) $\times 10^7$

Fig. II.15.-

Curvas Γ a ξ antes y despues de la aplicacion de un campo magnetico longitudinal igual $1,9 \cdot 10^3 \text{ Am}^{-1}$.

- o Torsión creciente (sin campo)
- Torsión decreciente (sin campo)
- x Torsión creciente (con campo)
- Torsión decreciente (con campo)



CAPITULO III

EFECTOS MAGNETOELASTICOS DE TORSION EN WHISKERS DE HIERRO.
EFECTO WIEDEMANN INVERSO

Estudios acerca de efectos magnetoelásticos de torsión en diversos tipos de muestras han sido realizados por algunos autores (1-5). En concreto, en ciertos casos particulares como en el de materiales policristalinos uniáxicos (6, 7) o bien en el caso de que la densidad de energía magnetoelástica es predominante frente a todas las demás (8) han sido obtenidas justificaciones teóricas. También ha sido estudiado por nosotros este tipo de efectos en materiales amorfos (9, 10). En este capítulo vamos a estudiar el efecto Wiedemann inverso en *whiskers* de hierro crecidos en las direcciones $\langle 100 \rangle$ y $\langle 111 \rangle$; veremos cual es la influencia del campo magnético azimutal en este efecto, así como la de la torsión; esta última dentro del marco del régimen elástico de los *whiskers*. En el próximo capítulo, haremos una exposición de los resultados experimentales obtenidos cuando la torsión es suficientemente intensa como para hacer alcanzar el *whisker* el régimen plástico.

III.1.- EFECTO WIEDEMANN INVERSO EN WHISKERS DE HIERRO
 $\langle 100 \rangle$. MEDIDAS EXPERIMENTALES.

En primer lugar, vamos a mostrar algunos de los resultados más representativos de estas medidas experimentales. En el siguiente apartado de este capítulo, intentaremos justificar mediante un modelo teórico simplificado dichos resultados experimentales.

Pasamos pues a la descripción de una serie de figuras en las que mostramos nuestros resultados.

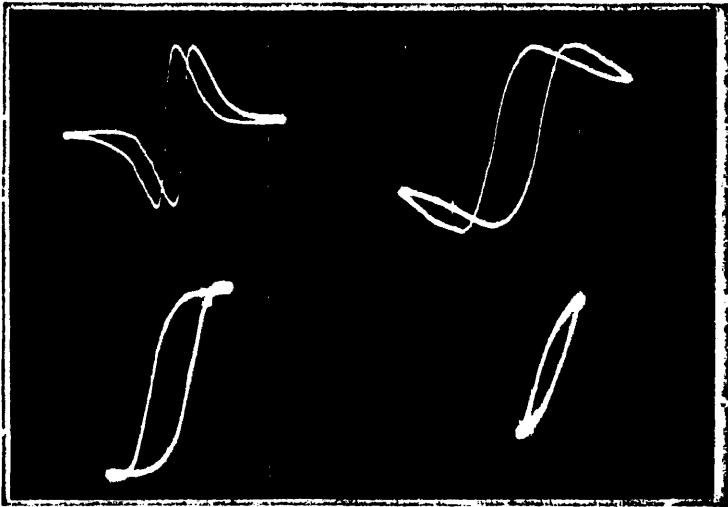


Fig. III.1.a.- Ciclos de histéresis M_z a H_ϕ . La amplitud de los campos magnéticos azimutales es: 0,1; 0,3; 0,6 y 1,0 (10^3) Am^{-1}

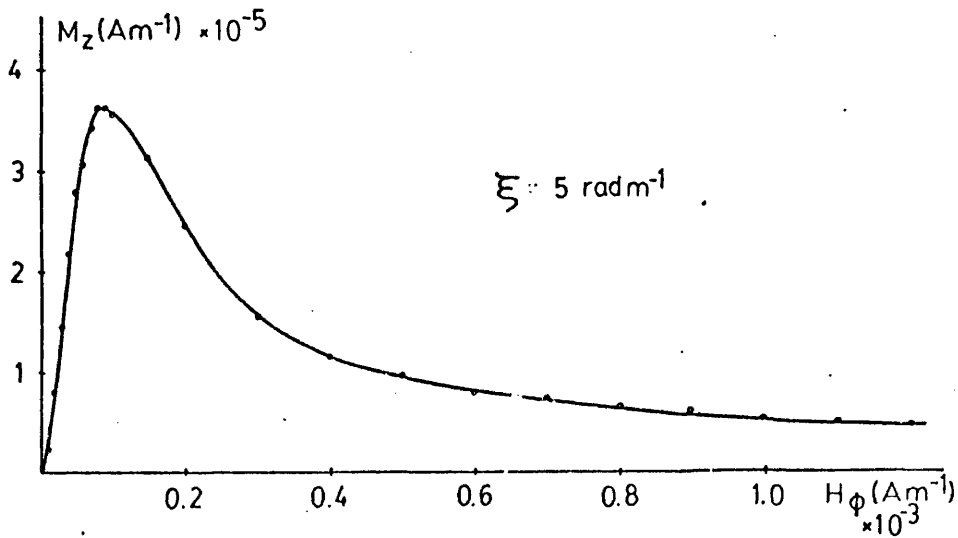


Fig. III.1.b.- Curva de conmutación correspondiente a los ciclos anteriores.

En la Fig. III-1a se muestra una secuencia de ciclos de histéresis de imanación longitudinal frente a campo magnético azimutal (M_z & $H\phi$); en ellos, el valor máximo de la intensidad de corriente eléctrica fluyendo a través del *whisker* es creciente. El valor del par de torsión aplicado es constante en todos los ciclos e igual a 0.9×10^{-7} Nm. En una última gráfica (III-1b) se muestra la correspondiente curva de conmutación de estos ciclos.

Esta secuencia de ciclos de histéresis es típica para los *whiskers* de hierro crecidos en la dirección 100; como se puede observar en la curva de conmutación, para intensidades apreciables del campo magnético azimutal, la imanación neta en la dirección longitudinal de la muestra llega a hacerse prácticamente nula.

En la figura III.2 se observa cómo la imanación remanente es una función lineal del desplazamiento angular por unidad de longitud (o bien del par de torsión aplicado, ya que ambos son proporcionales al encontrarnos en el régimen elástico del material), para valores bajos de la torsión aplicada y cuando el campo magnético azimutal toma un valor constante (en este caso igual a 200 A.m^{-1}).

En la Fig. III-3 se representa igualmente la imanación remanente en función del par aplicado, y en función del desplazamiento angular por unidad de longitud en la Fig III-4 para valores más intensos de la torsión aplicada. Se puede comprobar que el comportamiento de la imanación remanente deja de ser lineal para un determinado valor del par aplicado. Esta falta de linealidad es, sin embargo, debida a causas exclusivamente magnéticas, ya que el comportamiento mecánico de la muestra sigue siendo elástico.

En la Fig. III-5a y b, se muestra como influye el campo magnético aplicado en la remanencia para diferentes valores

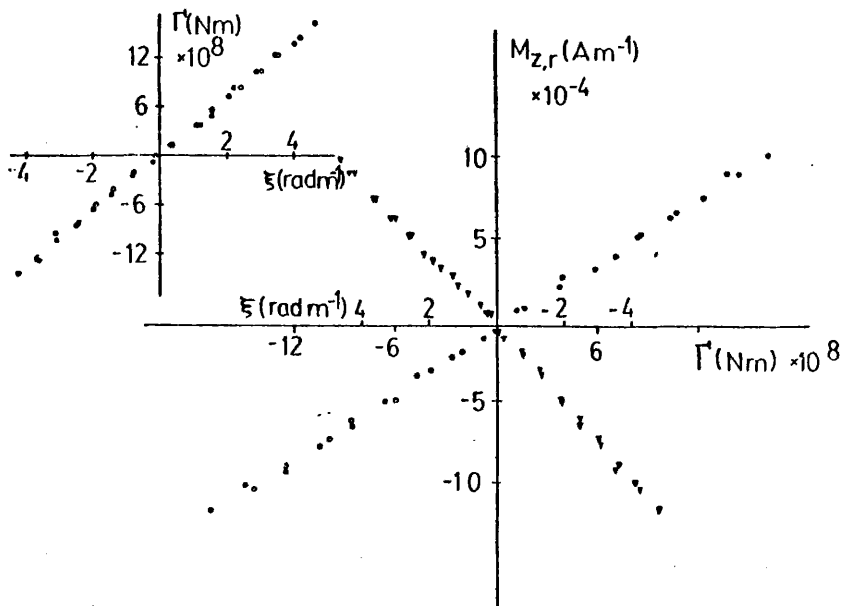
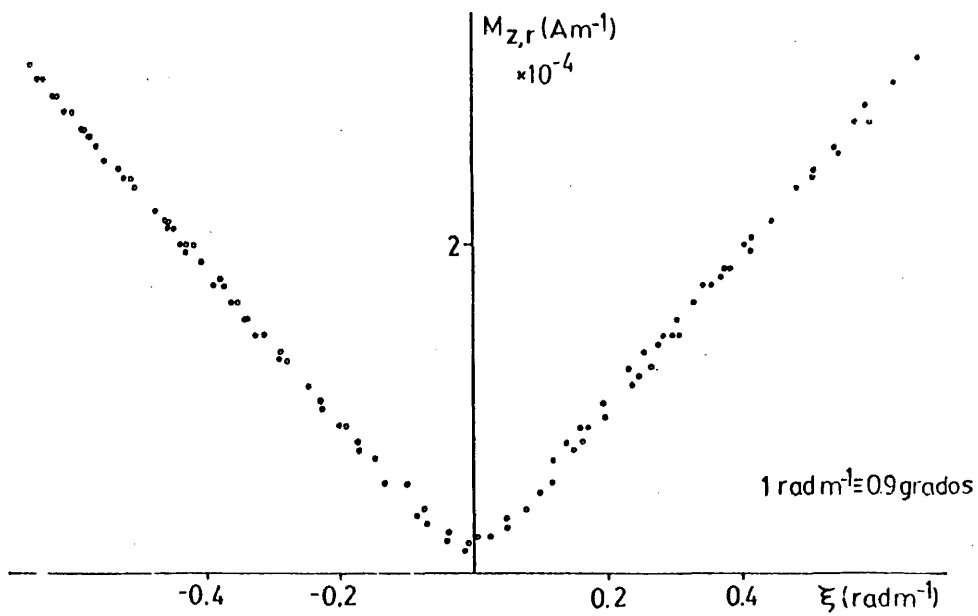


Fig. III.2.- Imanación remanente ($M_{z,r}$) frente a la deformación angular (ξ) creciente (\bullet) y decreciente (\circ). ($H_\phi = 200 \text{ Am}^{-1}$).

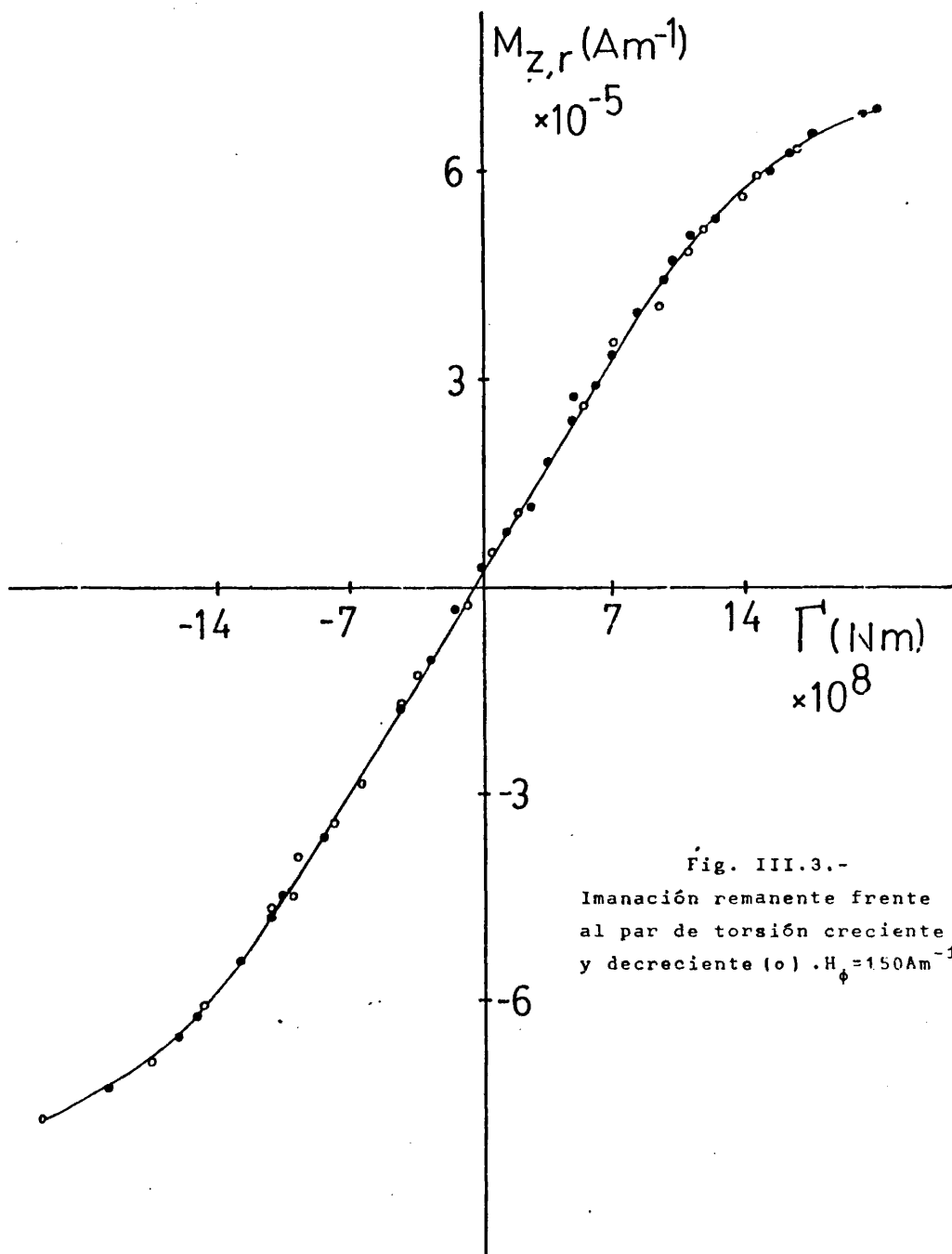


Fig. III.3.-
Imanación remanente frente
al par de torsión creciente (•)
y decreciente (o) . $H_{\phi} = 150 \text{Am}^{-1}$

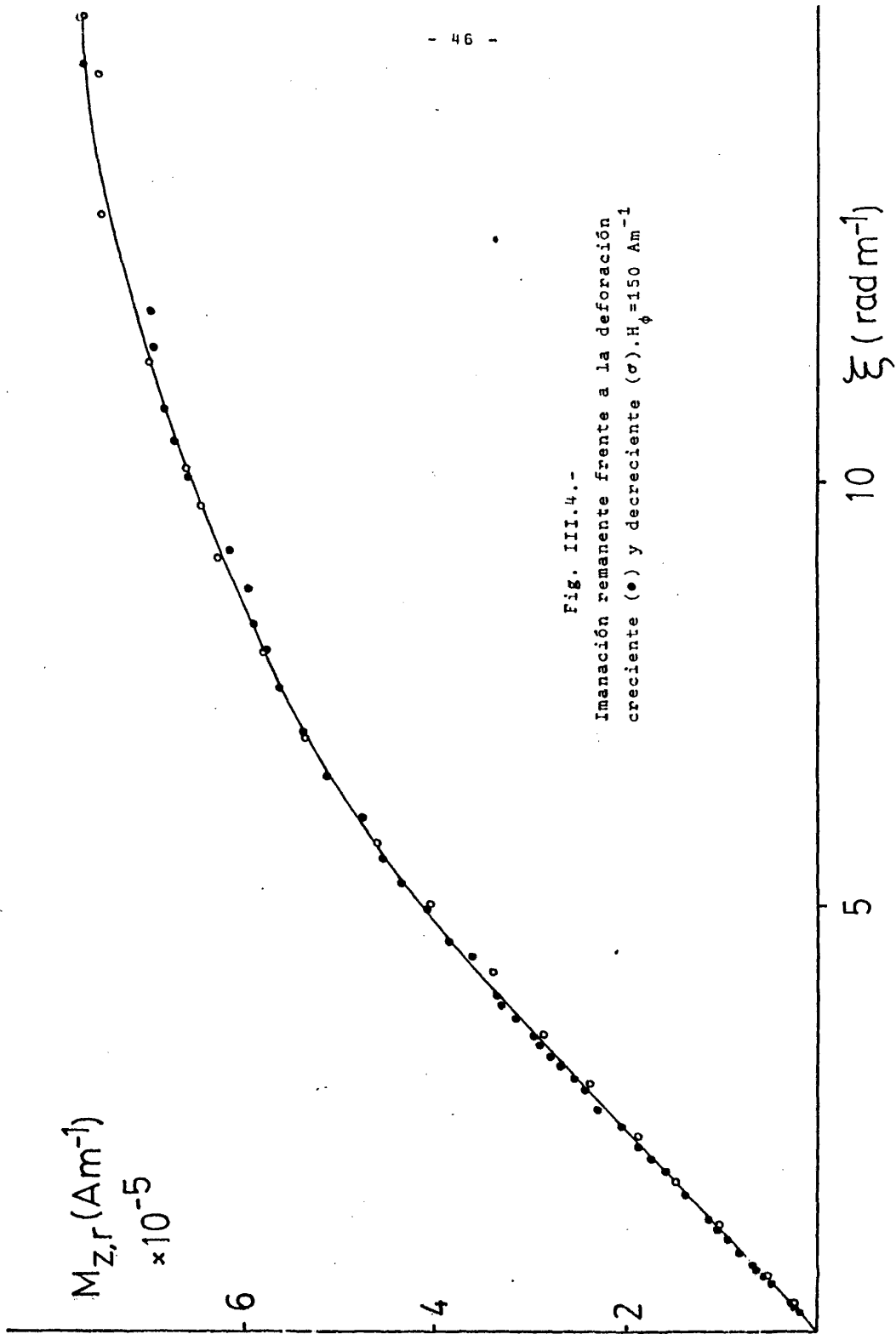


Fig. III.4.-
 Imanci3n remanente frente a la deformaci3n
 creciente (•) y decreciente (o). $H_{\phi} = 150 \text{ Am}^{-1}$

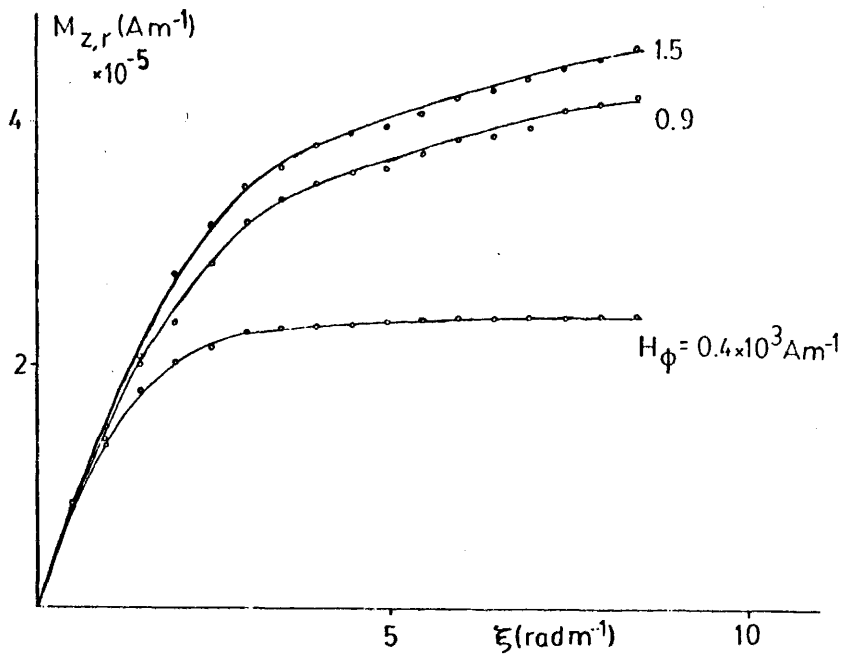


Fig. III.5a.-Evolución de la imanación remanente frente a la deformación angular siendo el parámetro el campo azimutal.

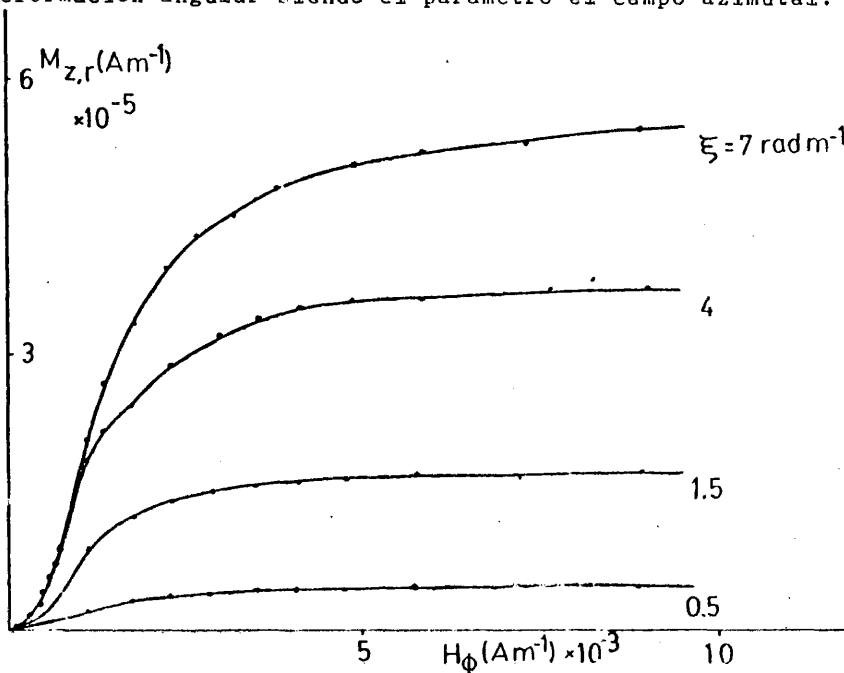


Fig. III.5.b.-Remanencia frente al campo azimutal; el parámetro es la deformación angular.

de la torsión aplicada. En la Fig. III-6 se representa la imanación pico-pico (para el máximo campo magnético aplicado) en función del campo azimutal máximo para diferentes deformaciones aplicadas.

III.2.- EFECTO WIEDEMANN INVERSO EN WHISKERS DE HIERRO <100> . JUSTIFICACION DE LAS MEDIDAS EXPERIMENTALES.

Los *whiskers* de hierro <100> están caracterizados como vimos en el capítulo anterior por poseer una geometría prismática de sección cuadrada, disponiéndose la imanación según los 3 ejes fáciles magnetocristalinos <100>. Si bien generalmente los dominios en donde la imanación sigue la dirección axial ocupan un volumen importante de la muestra, son también direcciones de fácil imanación las que se encuentran en el plano perpendicular al eje del *whisker* (11), lo que puede facilitar la formación de dominios en los que la imanación tome una dirección situada de este plano.

En primer lugar estudiaremos cual es la dirección de la imanación remanente en el caso de suponer aplicado un campo magnético azimutal el cual fuera capaz de producir la saturación de la imanación según la dirección azimutal (12).

En principio, esta suposición parece excesiva puesto que en la región próxima al eje del *whisker* el campo va a tener un valor muy bajo como veíamos en el primer capítulo, y posiblemente no podría llevar a toda la imanación hasta el plano perpendicular al eje.

Sin embargo, como se puede observar en la Fig. III-6, el campo magnético azimutal es suficientemente intenso como para anular prácticamente la componente longitudinal de la imanación.

A partir de estas medidas podemos suponer que el campo

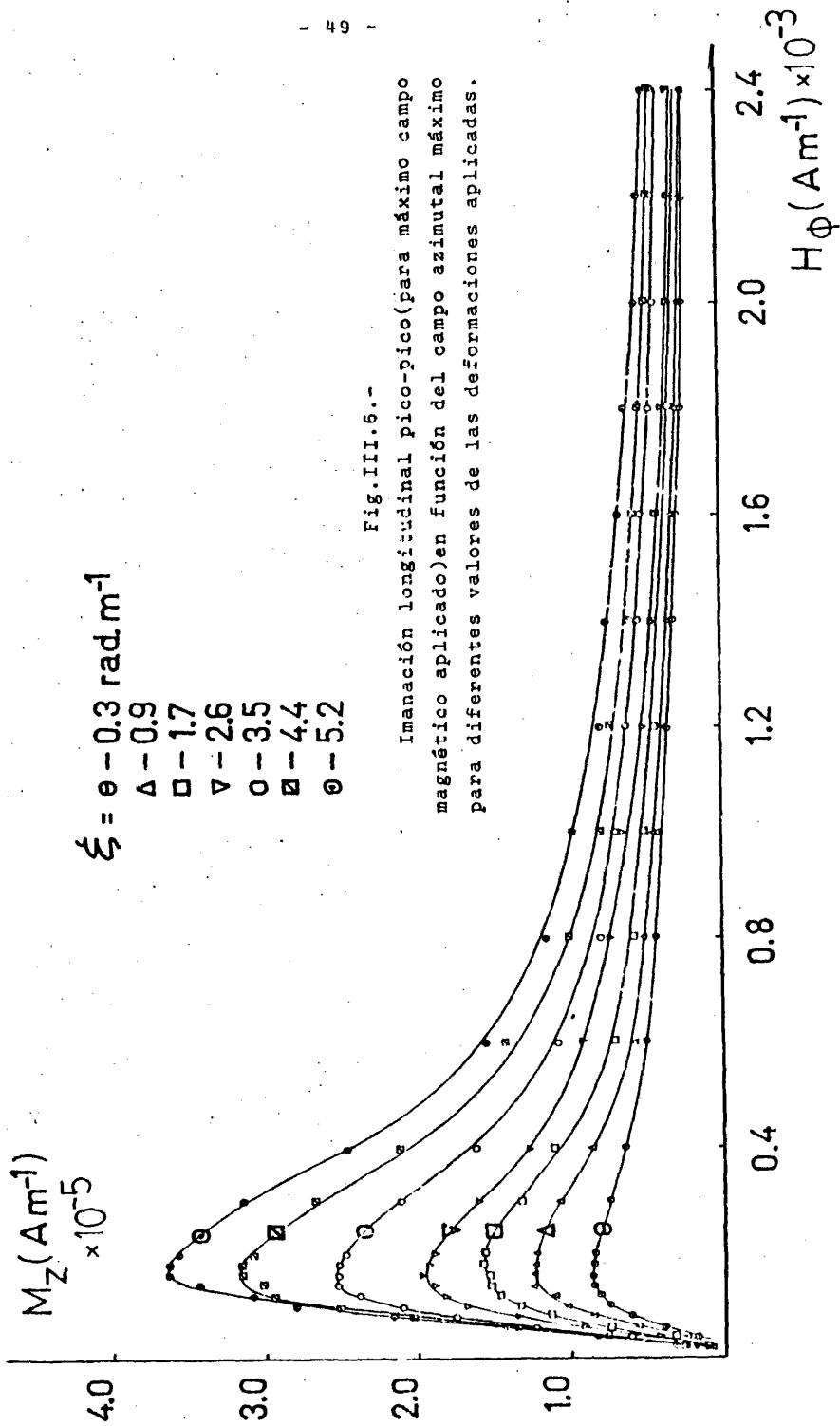


Fig.III.6.-

Imanación longitudinal pico-pico (para máximo campo magnético aplicado) en función del campo azimutal máximo para diferentes valores de las deformaciones aplicadas.

magnético ha sido suficientemente intenso como para hacer yacer a la imanación en el plano perpendicular al eje de la muestra, si bien, se puede pensar que en la región próxima a dicho eje el campo no ha modificado sensiblemente la posición de la imanación.

En una primera consideración supondremos no obstante que la imanación yace en este plano para campos suficientemente intensos. En esta situación, al reducir a cero el campo magnético aplicado, estaremos en la posición de remanencia. Es en esta nueva situación donde vamos a estudiar cual será la dirección de la imanación y en concreto cual será el ángulo formado por ella con el plano normal al eje longitudinal.

La dirección de la imanación en este caso vendrá determinada, en una primera aproximación, por el balance energético entre las densidades de energía magnetocrystalina y magnetoelástica.

La densidad de energía magnetocrystalina para un cristal de simetría cúbica se puede expresar en primer orden como:

$$E_k = K_1(\alpha_1^2\alpha_1^2 + \alpha_2^2\alpha_2^2 + \alpha_3^2\alpha_3^2)$$

siendo K_1 la constante de anisotropía magnetocrystalina y α_i los cosenos directores de la imanación.

Por otra parte, la densidad de energía magnetoelástica que en nuestro caso viene originada por la torsión aplicada, tiene una expresión en el caso general de un cristal cúbico que es como sigue (13):

$$E_{m.e.} = B_1(\epsilon_{11}\alpha_1^2 + \epsilon_{22}\alpha_2^2 + \epsilon_{33}\alpha_3^2) + 2 B_2(\epsilon_{12}\alpha_1\alpha_2 + \epsilon_{23}\alpha_2\alpha_3 + \epsilon_{13}\alpha_1\alpha_3) + B_3(\epsilon_{11} + \epsilon_{22} + \epsilon_{33})$$

siendo B_i las constantes del acoplamiento magnetoelástico, y ϵ_{ij} los elementos del tensor de deformación.

Veamos en el caso que nos interesa cuanto valen los elementos de dicho tensor. Cuando se torsiona la muestra, el vector desplazamiento lo podemos expresar como (14, 15):

$$\delta \vec{r} = \vec{r} \times d\vec{\phi}$$

siendo $d\phi = \xi dz$ el ángulo girado al ser ξ el ángulo de desplazamiento por unidad de longitud. Con esto, las componentes del vector de desplazamiento serán:

$$u_x = -\xi zy \quad ; \quad u_y = \xi zx \quad ; \quad u_z = \xi \psi(x, y)$$

donde la denominada función de torsión $\psi(x, y)$ aparece como consecuencia de que la sección de la muestra no es circular, en cuyo caso, esta sección sufrirá un alabeo.

El tensor de deformaciones que en general se define como:

$$\epsilon_{ij} = \frac{1}{2}(\partial_j u_i + \partial_i u_j)$$

toma el valor siguiente para nuestro caso:

$$\epsilon_{11} = \epsilon_{22} = \epsilon_{33} = \epsilon_{12} = 0$$

$$\epsilon_{13} = \frac{1}{2}\xi(-y + \frac{\partial \psi}{\partial x})$$

$$\epsilon_{23} = \frac{1}{2}\xi(x + \frac{\partial \psi}{\partial y})$$

por tanto, la densidad de energía magnetoelástica valdrá:

$$E_{m.e.} = B_2 \xi \alpha_3 \left\{ \left(\frac{\partial \psi}{\partial x} - y \right) \alpha_1 + \left(\frac{\partial \psi}{\partial y} + x \right) \alpha_2 \right\}$$

como se observa, esta densidad de energía es función de las coordenadas (x, y) del punto que estemos considerando.

La situación de equilibrio se determinará a partir de im

poner la condición de mínima energía, lo cual se obtiene haciendo nulos los adjuntos de la matriz:

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial E_T}{\partial \alpha_i} \\ \alpha_i \end{pmatrix}$$

siendo $E_t = E_{m.e.} + E_K$; en donde, además, se tiene en cuenta que $\sum_i \alpha_i^2 = 1$.

La excesiva complejidad de las ecuaciones que obtendremos nos indujo a considerar la aproximación de que la función de torsión $\psi(x,y)$ pudiera no ser tomada en cuenta. Esto sería equivalente a considerar la sección del *whisker* como circular. Esta suposición, por otra parte, no es demasiado arriesgada en cuanto que la proyección sobre un plano perpendicular al eje de la muestra de las líneas de igual tensión son prácticamente circunferencias excepto pequeñas desviaciones en las zonas superficiales y angulosas del *whisker*. El error introducido no es muy grande (16).

Así pues, en el equilibrio tendremos las siguientes ecuaciones:

$$B_2 \xi \alpha_3 (\alpha_2 y + \alpha_1 x) - 2K_1 \alpha_1 \alpha_2 (\alpha_2^2 - \alpha_1^2) = 0$$

$$B_2 \xi (\alpha_3^2 x + \alpha_1 \alpha_2 y - \alpha_2^2 x) + 2K_1 \alpha_2 \alpha_3 (\alpha_3^2 - \alpha_2^2) = 0$$

$$B_2 \xi (-\alpha_3^2 y + \alpha_1^2 y - \alpha_1 \alpha_2 x) + 2K_1 \alpha_1 \alpha_3 (\alpha_3^2 - \alpha_1^2) = 0$$

Por conveniencia de cálculo haremos el siguiente cambio de coordenadas (véase la Fig. III-7)

$$\text{tg } \phi = x/y = \lambda$$

Considerando esto, las condiciones de equilibrio se reducen a:

$$\frac{B_2 \xi y}{2k} = \frac{\alpha_1 \alpha_2 (\alpha_2^2 - \alpha_1^2)}{\alpha_3 (\alpha_2 + \lambda \alpha_1)}$$

$$\frac{B_2 \xi y}{2K_1} = \frac{\alpha_1 \alpha_3 (\alpha_3^2 - \alpha_1^2)}{(\alpha_3^2 - \alpha_1^2) + \lambda \alpha_1 \alpha_2}$$

$$\frac{B_2 \xi y}{2K_1} = \frac{\alpha_2 \alpha_3 (\alpha_3^2 - \alpha_2^2)}{\lambda (\alpha_3^2 - \alpha_2^2) + \alpha_1 \alpha_2}$$

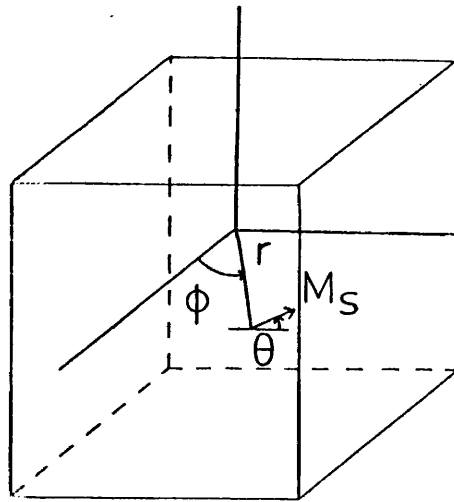


Fig. III-7

Como se puede observar, la orientación de equilibrio de la imanación (determinada por α_i) será

función de la relación entre las densidades de energía magneto-elástica y magnetocristalina, pero también es función de la coordenada azimutal ϕ , es decir del parámetro λ . Para cada valor de ϕ hay una orientación de equilibrio; entonces, lo que vamos a hacer es un giro del sistema de referencia de amplitud ϕ con lo cual las ecuaciones se simplificarán ya que en los nuevos ejes coordenados se verificará que $x' = 0$.

La matriz del cambio de coordenadas es la típica de una rotación en el plano:

$$\begin{pmatrix} \cos \phi & \text{sen } \phi & 0 \\ -\text{sen } \phi & \cos \phi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Teniendo en cuenta esto, las dos primeras ecuaciones se reducen a:

$$\frac{B_2 \xi y}{K} = \frac{\text{sen}^4 \theta \text{ sen } 4\phi}{\text{sen } 2\theta \text{ sen } \phi}$$

$$\frac{B_2 \xi y}{K} = \frac{\text{sen } 2\theta \cos \phi}{1 - \frac{\text{sen}^2 \phi \text{ sen}^2 \theta}{1 - \text{sen}^2 \theta (1 + \cos 2\phi)}}$$

donde θ es el ángulo girado por la imanación desde su posición inicial: ($\theta = 0$) cuando la torsión aplicada es nula; como ya decíamos más arriba, el campo magnético azimutal aplicado era suficientemente intenso como para llevar a la imanación hasta un plano perpendicular al eje longitudinal; por otra parte, hay direcciones fáciles magnetocristalinas en los *whiskers* $\langle 100 \rangle$ que están en el mencionado plano.

La tercera ecuación no se considera ya que será análoga a la segunda por razones de simetría respecto a los ejes x e y . Por esta misma razón, el cálculo debe hacerse exclusivamente para valores de la coordenada ϕ entre 0° y 45° ,

Podemos hacer una representación gráfica de la última ecuación en la que veremos cómo varía la orientación de equilibrio de la imanación (ángulo θ) respecto al valor reducido de la densidad de energía magnetoelástica frente a la magnetocristalina $h = B^2 \xi y / K_1$ para diferentes valores de la coordenada azimutal o parámetro λ . Esto fue realizado mediante una computadora IBM y el resultado puede observarse en la Fig. III-8.

Como los resultados para diferentes valores del parámetro fueron suficientemente próximos, se pudo hacer un ajuste promedio para muchos valores del parámetro λ . La primera parte de las curvas obtenidas son ajustables a una recta, mientras que posteriormente se pueden ajustar a una parábola. El resultado es el siguiente:

$$\begin{aligned} \theta &= 0,62 h & 0 \leq \theta \leq 0,2\pi \\ \theta &= 0,55 + 0,12 h - 0,016 h^2 & 0,2\pi \leq \theta \leq \frac{\pi}{4} \end{aligned}$$

Hasta este punto, hemos visto cómo variaría la dirección de fácil imanación supuesta alcanzada la saturación de la imanación previamente en el plano perpendicular al eje del *whisker* mediante un campo magnético suficientemente intenso. Sin embargo, de los cálculos anteriores se prevee que la dirección de la ima-

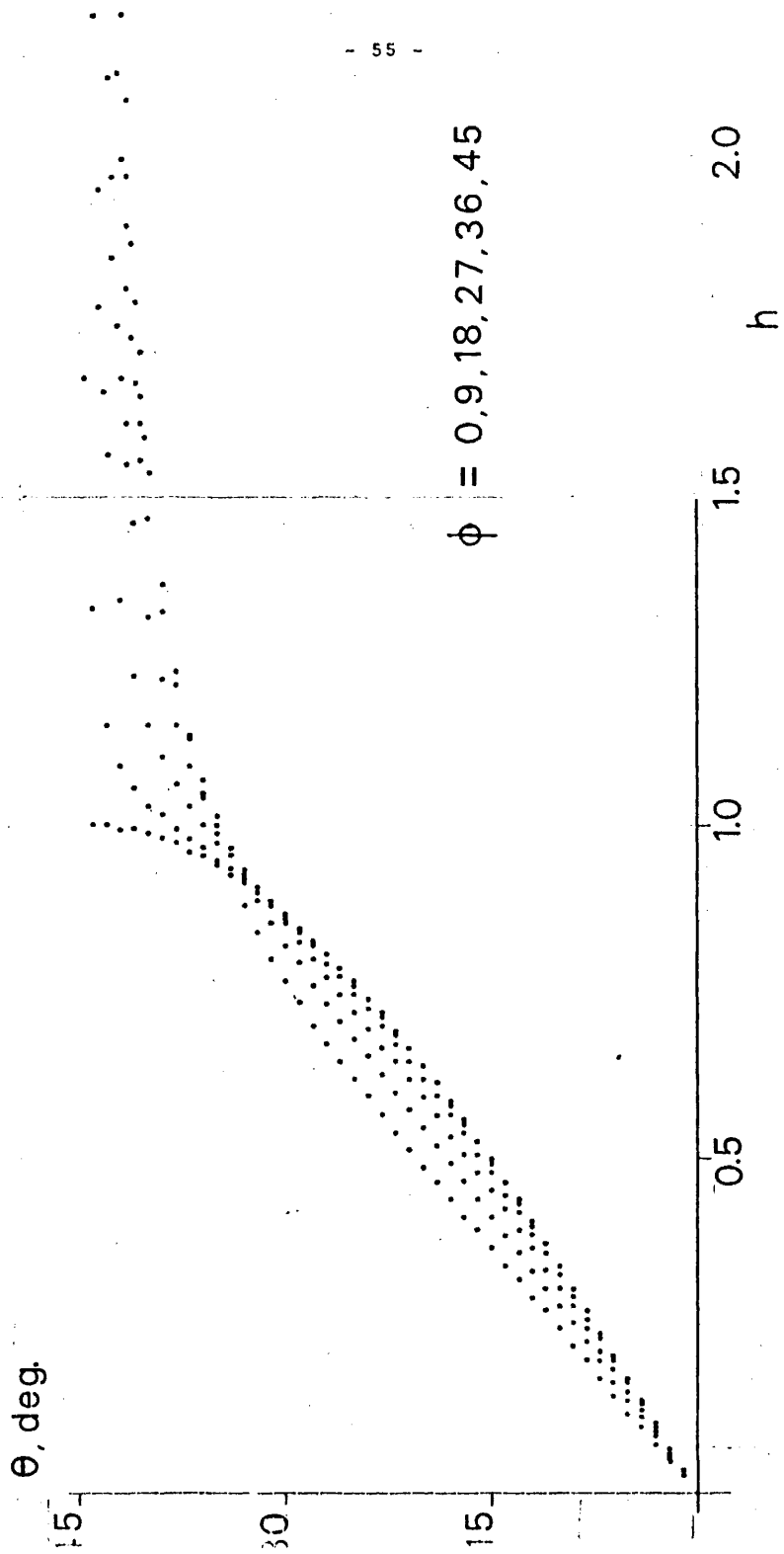


Fig. III.8.- Rotación de la imansión en función de la torsión reducida $h = \frac{B_0 \xi}{K_1}$ para diferentes valores de la coordenada azimutal ϕ .

nación formará un ángulo de 45° , o próximo a él, para valores relativamente bajos de la densidad de energía magnetoelástica reducida h . Los resultados experimentales no concuerdan con esto como veremos más adelante, puesto que en el caso de conseguir saturar la imanación en la dirección helicoidal, el valor de la imanación remanente alcanzaría una componente en la dirección longitudinal igual a:

$$M_{z,r} = M_s \cdot \text{sen } 45^\circ = 0,71 M_s$$

Experimentalmente hemos encontrado valores sensiblemente inferiores. Esto nos hizo pensar que de alguna forma, no todo el volumen del *whisker* intervenía en el proceso de imanación. Por otra parte, esto es lógico, ya que el campo magnético azimutal, por muy intenso que fuera en la zona próxima a la superficie del *whisker*, en la región vecina al eje su valor iba a ser muy bajo. En efecto, si bien el campo magnético azimutal pudiera llevar a la imanación dentro del plano (x,y) en regiones de la superficie, parece que en las cercanías del eje, este campo no llega a producir efecto sensible alguno, con lo cual la estructura de dominios pudiera permanecer prácticamente igual a como estaba antes de aplicar dicho campo magnético.

Como también habíamos visto previamente, la torsión sabemos que va a producir una dirección fácil para la imanación según una hélice y que sin embargo, al igual que la intensidad de campo magnético azimutal, la tensión de torsión es proporcional a la distancia al eje del *whisker*; por tanto, la torsión puede favorecer un incremento a la contribución de la imanación remanente neta de los puntos próximos a la superficie con mucha mayor facilidad que para puntos cercanos al eje.

Por otra parte, la torsión por sí misma no producirá imanación neta en ninguna dirección si no es en acción conjunta con el campo magnético azimutal, puesto que la torsión aislada favorece igualmente los dos sentidos de la hélice.

Así pues, debe existir un volumen del *whisker* coaxial con su eje en el que la acción conjunta de la torsión y el campo azimutal se ve muy dificultada para entrar en el proceso de imanación (17). Esto es lo que pretendemos analizar en el siguiente estudio cualitativo que es al mismo tiempo una continuación del estudio anterior en el que veíamos la variación de la orientación de las direcciones de fácil imanación en función del desplazamiento angular por unidad de longitud y de la coordenada azimutal ϕ .

Para ello, tomamos como base el resultado final obtenido anteriormente, es decir:

$$\begin{aligned} \theta &= 0,62 h & 0 \leq \theta < 0,2\pi \\ \theta' &= 0,55 + 0,12 h - 0,015 h^2 & 0,2\pi \leq \theta \leq \frac{\pi}{4} \end{aligned}$$

Pero este resultado, recordemos que estaba basado en que el ángulo θ (ó θ') no variaba en el espesor del *whisker*, es decir, no era una función radial. Esto era debido a que en la expresión $h = B_2 \xi y / K_1$ se consideraba que el valor de y era fijo.

Ahora veremos como varía la contribución de cada elemento diferencial de área (longitudinal-azimutal) a la imanación remanente en función de su distancia al eje de la muestra. Para ello, en principio vamos a considerar, con objeto de facilitar el cálculo, la coordenada cilíndrica r en lugar de la coordenada cartesiana y . Ver Fig. III.7.

Empecemos considerando la siguiente relación (pues la orientación de la imanación es independiente de la coordenada z):

$$dM_{z,r} = \frac{M_s}{\pi a^2} dS \sin \theta$$

o bien:

$$m_z = \frac{M_z}{M_s} = \int_0^a \frac{2}{a^2} r \sin \theta dr$$

donde "a" es el radio del *whisker*, $M_{z,r}$ es la imanación longitudinal remanente y M_s la imanación de saturación del hierro.

Esta última expresión se puede descomponer en suma de dos términos:

$$m_z = \int_0^{r_0} \frac{2}{a^2} r \operatorname{sen} \theta \, dr + \int_{r_0}^a \frac{2}{a^2} r \operatorname{sen} \theta' \, dr$$

siendo r_0 la distancia al eje del *whisker* para la cual $\theta = \theta' = 0,2\pi$.

Teniendo en cuenta las consideraciones hechas anteriormente podemos imaginar una región próxima al eje del *whisker*, dada por el radio r_c tal que no contribuirá al proceso de imanación. Con ello, la anterior expresión se convierte en:

$$m_z = \frac{2}{a} \left(\int_{r_c}^{r_0} r \operatorname{sen} \theta \, dr + \int_{r_0}^a r \operatorname{sen} \theta' \, dr \right)$$

y en el caso de que $r_0 \geq a$ se reduce a:

$$m_a = \frac{2}{a^2} \int_{r_c}^a r \operatorname{sen} \theta \, dr$$

La obtención de estas integrales hizo necesaria la utilización de una computadora, IBM, y los resultados se muestran en la Fig. III.9.a. Algunos resultados experimentales son expuestos comparativamente en la Fig. III-9.b. El ajuste entre ambos resultados, teóricos y experimentales, para un valor determinado del campo magnético aplicado se puede observar en la Fig. III-10.

Al contrastar ambos resultados, se puede observar una asombrosa e incluso inesperada concordancia entre ellos debido a las aproximaciones que fueron necesarias tener en cuenta. Tomando un valor para la constante de anisotropía magnetocristalina $K_1 = 4,8 \times 10^3 \text{ J.m}^{-3}$ (18). Obtenemos para el caso concreto mostrado en esta Fig. III-12 un valor de la constante de acoplamiento magnetoelástico igual a $30 \times 10^3 \text{ J.m}^{-6}$. Este valor es algo superior, no obstante, a los contrastados con la literatura (19, 20).

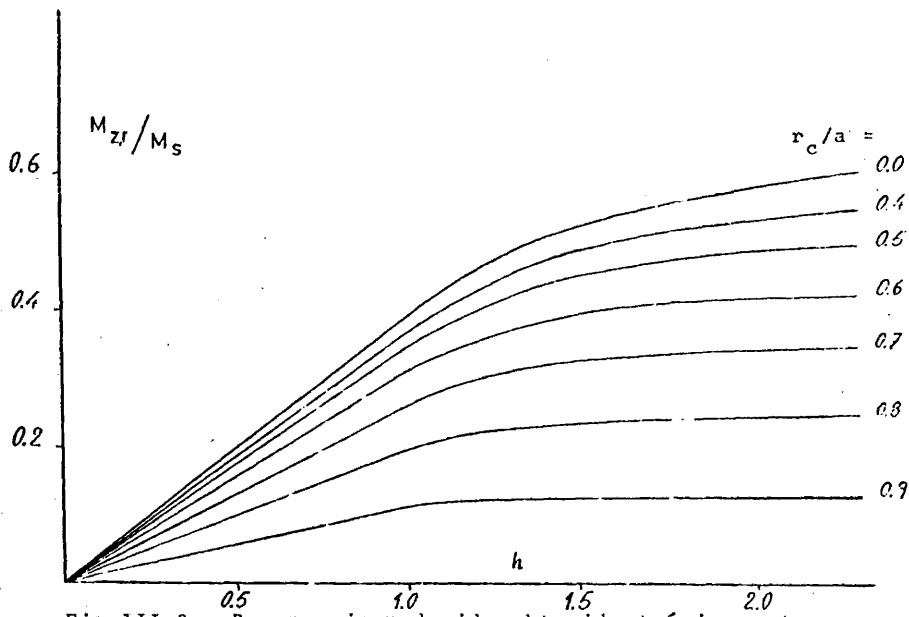


Fig.III.9a.-Remanencia reducida, obtenida teóricamente, en función de la torsión reducida $h = \frac{B_2 \xi y}{K}$. El parámetro es el volumen del whisker que interviene en el proceso de imanación (r_c/a).

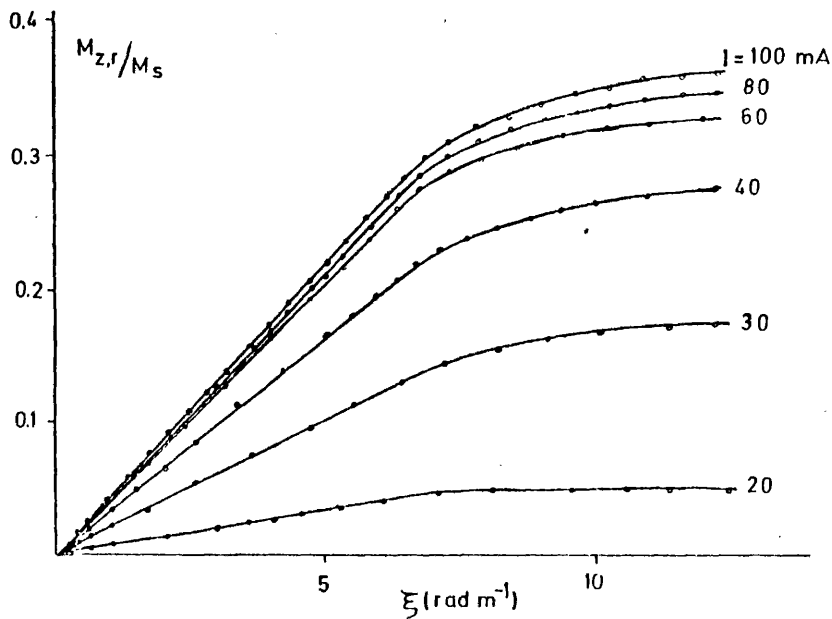


Fig.III.9.b.- Imanación remanente longitudinal frente a la deformación angular aplicada para diferentes valores del campo magnético azimutal aplicado (I).

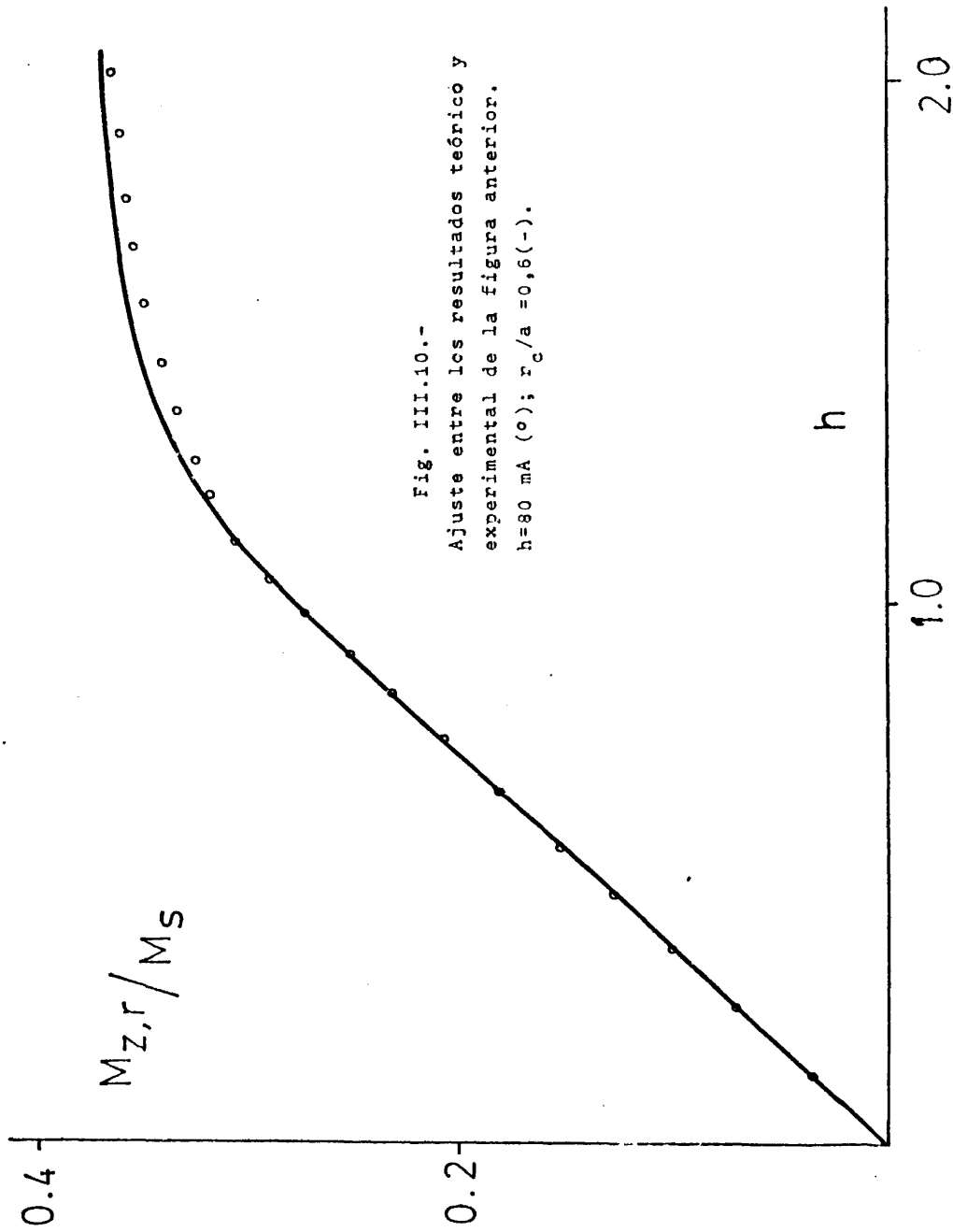


Fig. III.10.-

Ajuste entre los resultados teórico y experimental de la figura anterior.
 $h=80 \text{ mA}$ (o); $r_c/a = 0,6$ (-).

A partir del modelo teórico desarrollado se podría determinar el volumen del *whisker* que interviene preponderantemente en el proceso de imanación, y que viene determinado por el valor de r_c , para diferentes valores del campo magnético aplicado.

Por otra parte, debemos discutir el hecho de haber tomado, con objeto de justificar teóricamente las medidas, únicamente procesos de imanación debidos a la rotación de la imanación, no teniendo en cuenta los posibles procesos de imanación por desplazamiento de paredes.

La torsión debe ejercer una presión sobre las paredes de 90° (no así sobre las paredes de 180° por la simetría de su acción sobre las mismas). Sin embargo, en los *whiskers* crecidos en la dirección $\langle 100 \rangle$, la imanación puede yacer espontáneamente, o bien, por efecto de un campo magnético apropiado en un plano perpendicular al eje longitudinal debido a que en este plano se encuentran algunas de las direcciones de fácil imanación magnetocristalinas. En este caso, la torsión no ejerce presión sobre la pared de 90° ya que, suponiendo despreciable la anchura de la pared frente a las dimensiones de la muestra, la presión que ejerce la torsión sobre la imanación a ambos lados de la pared se puede considerar similar. El ángulo formado por las direcciones de tensión (hélices a 45° con el eje del *whisker*) con la imanación en cada dominio es el mismo, por tanto no habrá gradiente de energía a través de las paredes y por lo tanto no se ejercerá presión sobre las mismas.

En un cálculo más riguroso deberíamos haber tenido en cuenta el término energético debido al canje, ya que la orientación de la imanación como hemos visto varía con la distancia al eje del *whisker*; asimismo, esta energía será función de la coordenada azimutal puesto que la dirección de la imanación también es variable, aunque en menor intensidad, con esta coordenada.

No obstante, aquí no lo hemos considerado ya que este

término energético va a ser despreciable frente al de la energía magnetoelástica o bien frente al de energía magnetocristalina como ha podido ser demostrado en un trabajo análogo (21).

Tampoco se tuvo en cuenta la influencia de las estructuras secundarias o dominios de cierre, ya que su contribución al volumen total de la muestra puede considerarse despreciable.

III.3.- EFECTO WIEDEMANN INVERSO EN WHISKERS DE HIERRO <111> .

De modo análogo a lo realizado con los whiskers <100> , hemos estudiado experimentalmente la influencia del campo magnético azimutal así como la de la torsión aplicada (régimen elástico) en el efecto Wiedemann inverso.

La estructura de dominios magnéticos en los monocristales de hierro <111> en ausencia de agentes externos aplicados (bien sean campos magnéticos o tensiones) ha sido estudiado ya con anterioridad (22). El proceso de imanación cuando se aplica un campo magnético longitudinal ha sido asimismo explicado (23).

Como vimos en el capítulo anterior, estos monocristales tienen forma prismática de sección hexagonal. La aplicación de tensiones de torsión facilitará la disposición de la imanación según la hélice de tracción (debido a la magnetostricción positiva del hierro) como veíamos en el primer capítulo. Las direcciones fáciles para la imanación estarán muy cercanas a las direcciones de fácil imanación magnetocristalina, pues como se puede ver en la Fig. III-11a, el ángulo formado por la imanación con el plano transversal del whisker es de $\text{sen}^{-1} 1/\sqrt{3} = 36,5^\circ$. Por esta razón, podemos suponer que la torsión aplicada favorecerá el aumento de volumen de 3 dominios a costa de los otros 3 .

Por otra parte, la acción del campo magnético azimutal intentará llevar a la imanación hasta situarla en el plano transversal siguiendo una dirección azimutal. Sin embargo, en oposición al efecto producido por la torsión, la anisotropía magnetocristalina se opondrá a la acción del campo magnético con igual intensidad en los seis dominios ferromagnéticos.

En la Fig. III-11b. se observa una serie de fotos correspondientes al efecto Wiedemann inverso en un whisker <111> siendo los valores máximos del campo H_ϕ y la deformación angular $\xi = 4 \text{ rad.m}^{-1}$. En la Fig. III-12 representamos, con fi

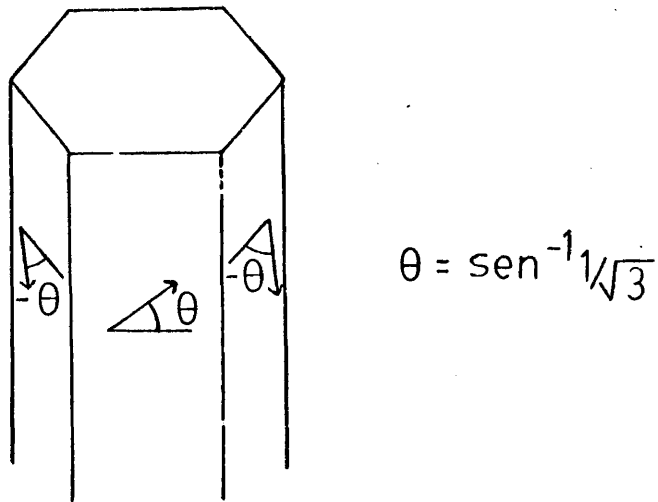


Fig.III.11.a.- Orientación de la imanación en un whisker $\langle 111 \rangle$.

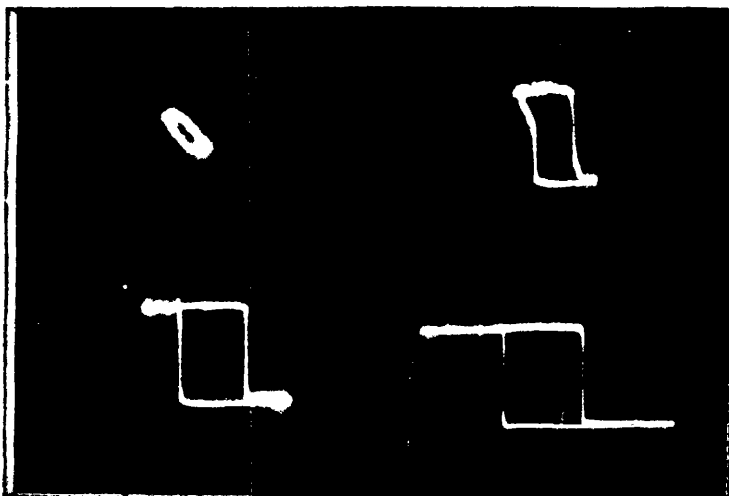


Fig.III.11.b. Ciclos de histéresis M_z vs H_ϕ en un whisker $\langle 111 \rangle$.

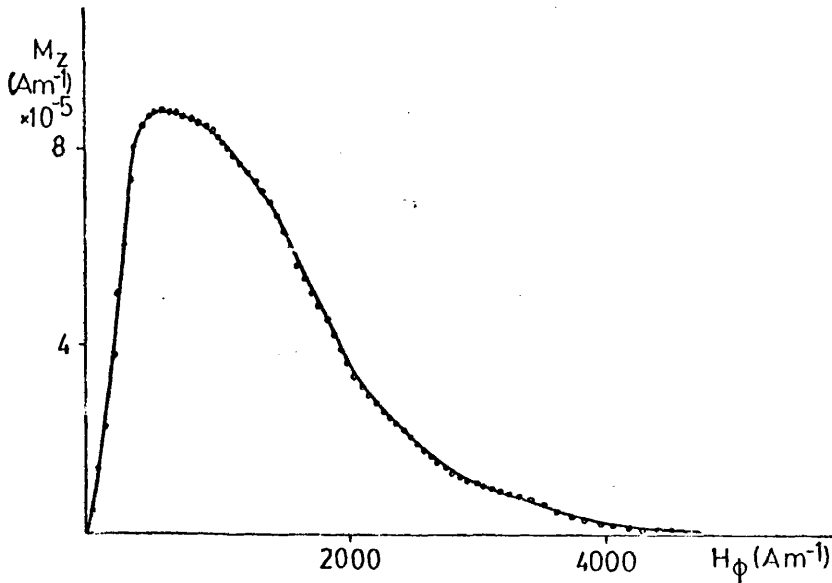


Fig. III.12.a- Curva de conmutación $M_z \propto H_\phi$ en un whisker $\langle 100 \rangle$.

$\xi = 6 \text{ rad.m}^{-1}$.

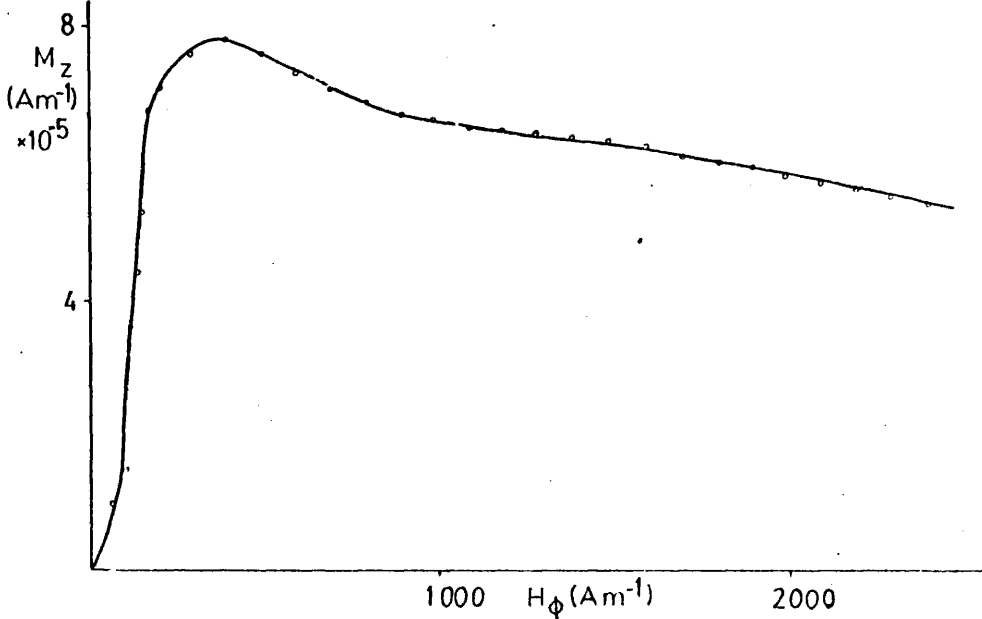


Fig. III.12.b.- Curva de conmutación $M_z \propto H_\phi$ en un whisker $\langle 111 \rangle$.

$\xi = 8 \text{ rad.m}^{-1}$.

nes comparativos, curvas de conmutación del efecto Wiedemann inverso en *whiskers* $\langle 100 \rangle$ y $\langle 111 \rangle$ (24). La torsión aplicada es tal que nos encontramos en la zona próxima al límite elástico de las muestras. Como se puede observar al comparar las dos curvas, características de ambos tipos de *whiskers*, mientras que para los *whiskers* $\langle 100 \rangle$ la imanación llega a hacerse prácticamente nula (como observábamos en el apartado anterior de este capítulo), en los *whiskers* $\langle 111 \rangle$, la imanación longitudinal tiende mucho más lentamente hacia su anulación para valores del campo magnético azimutal comparativamente iguales.

Este diferente comportamiento se puede justificar al tener en cuenta que mientras que para los *whiskers* $\langle 100 \rangle$ en el plano transversal se encuentran dos direcciones de fácil imanación magnetocristalina, en los *whiskers* $\langle 111 \rangle$ estas direcciones fáciles se encuentran más alejadas de dicho plano, y por tanto, la imanación se dispondrá más fácilmente en este plano en los *whiskers* $\langle 100 \rangle$ que en los $\langle 111 \rangle$ para un mismo valor del campo magnético azimutal aplicado.

En la Fig. III- 13 representamos el valor de la imanación longitudinal *pico-pico* (lugar geométrico del valor de la imanación obtenida cuando el campo magnético aplicado es máximo en ciclos de histéresis de efecto Wiedemann inverso) así como la imanación remanente frente al campo magnético azimutal medio para diferentes valores de la torsión aplicada.

De ellas podemos obtener la información de que en una primera región el efecto de la torsión es preponderante en el sentido de que actúa para dar lugar a una componente neta de la imanación en la dirección longitudinal siendo el efecto del campo magnético el de facilitar la dinámica de la imanación. Para campos superiores, éste prepondera frente a las otras anisotropías en el sentido de que la imanación disminuye tendiendo su valor a anularse.

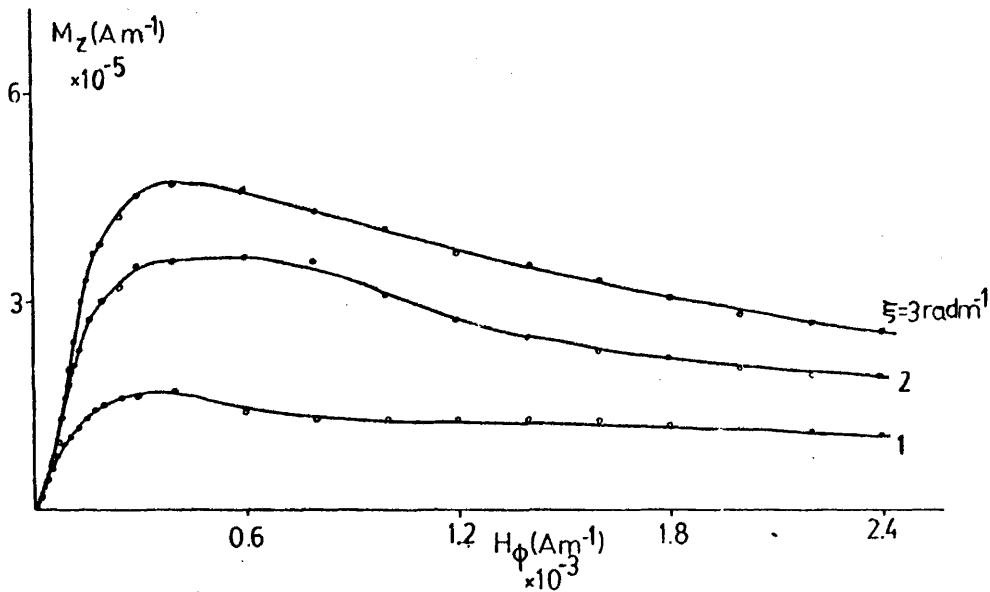


Fig.III.13.a.-Variación de la imanación longitudinal pico-pico frente al campo magnético azimuthal para diferentes valores de la deformación angular.

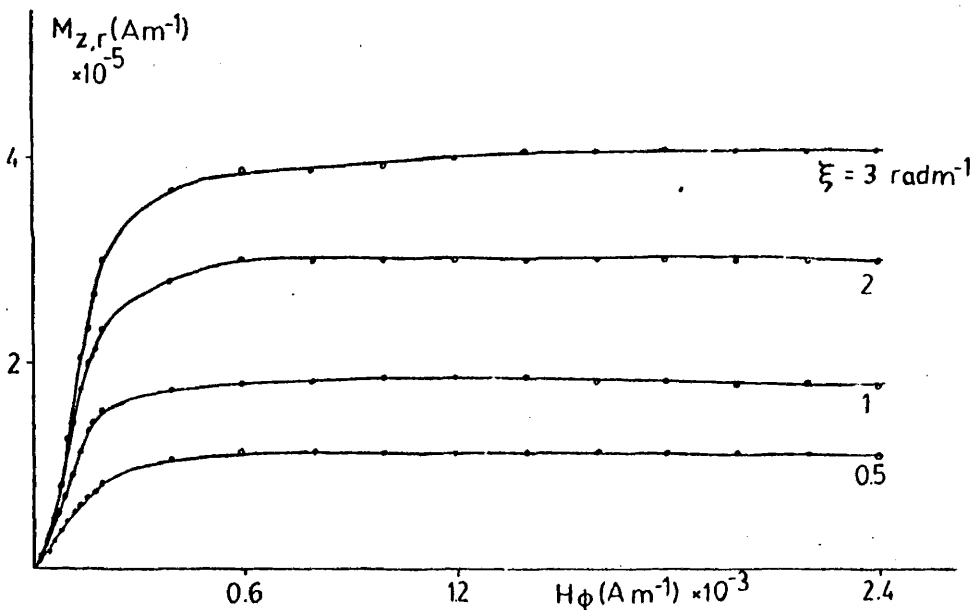


Fig.III.13.b.-Remanencia longitudinal frente a campo magnético azimuthal para diferentes valores de la deformación angular.

A continuación, vemos cómo se comporta la imanación remanente frente a la torsión aplicada cuando las deformaciones producidas son muy débiles.

En las Figs. III-14 se observa este comportamiento. Se puede observar la linealidad de la imanación longitudinal frente a la torsión (al hablar de torsión nos estamos refiriendo tanto al par aplicado como a la deformación producida ya que ambos son proporcionales al encontrarnos en el régimen elástico mecánico). Esta linealidad es similar a la encontrada en los *whiskers* <100> como hemos visto anteriormente.

Para diferentes intensidades del campo magnético (Fig. III-15) la pendiente de esta recta es variable, ya que al aumentar este campo, la pendiente es creciente; esto nos indica cómo el campo magnético azimutal facilita la acción de la torsión de incrementar la imanación neta longitudinal.

En la Fig. III-16 se representa la imanación remanente frente al campo magnético siendo el parámetro la torsión y frente a la torsión siendo el parámetro el campo magnético, cuando el efecto magnético de la torsión induce a la falta de linealidad de la imanación frente a esta torsión aplicada. Por último, en la Fig. III-18 observamos cómo tanto la imanación longitudinal pico-pico como la remanente tienen un comportamiento lineal frente al campo magnético azimutal aplicado.

III.4.- JUSTIFICACION CUALITATIVA DE ALGUNOS RESULTADOS EXPERIMENTALES.

La interpretación teórica de los resultados experimentales mostrados anteriormente se hace particularmente compleja debido, en principio, a la más complicada estructura de dominios de estos *whiskers* en relación a los *whiskers* <100>. No obstante, hemos tratado de justificarlas en lo posible.

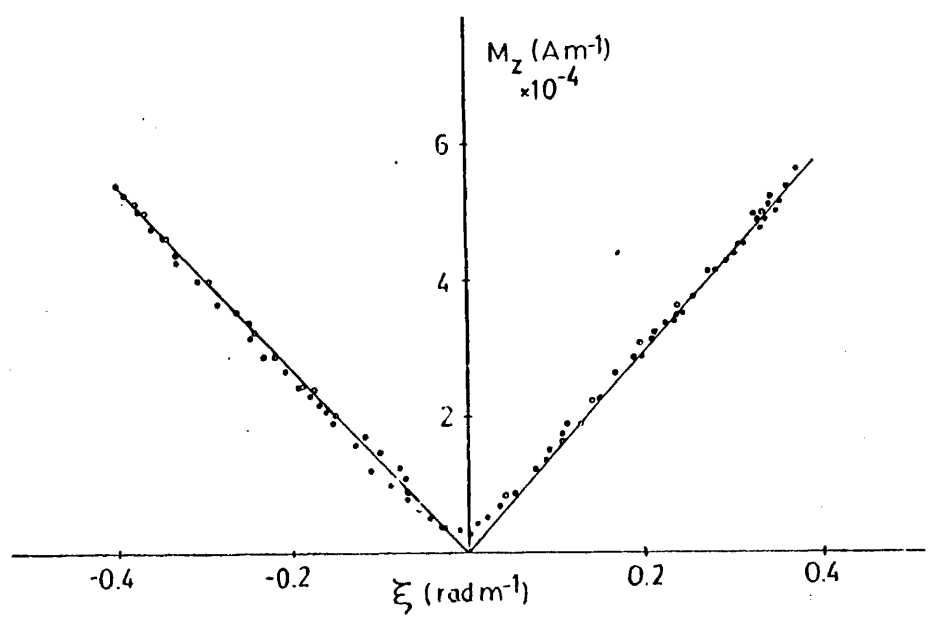
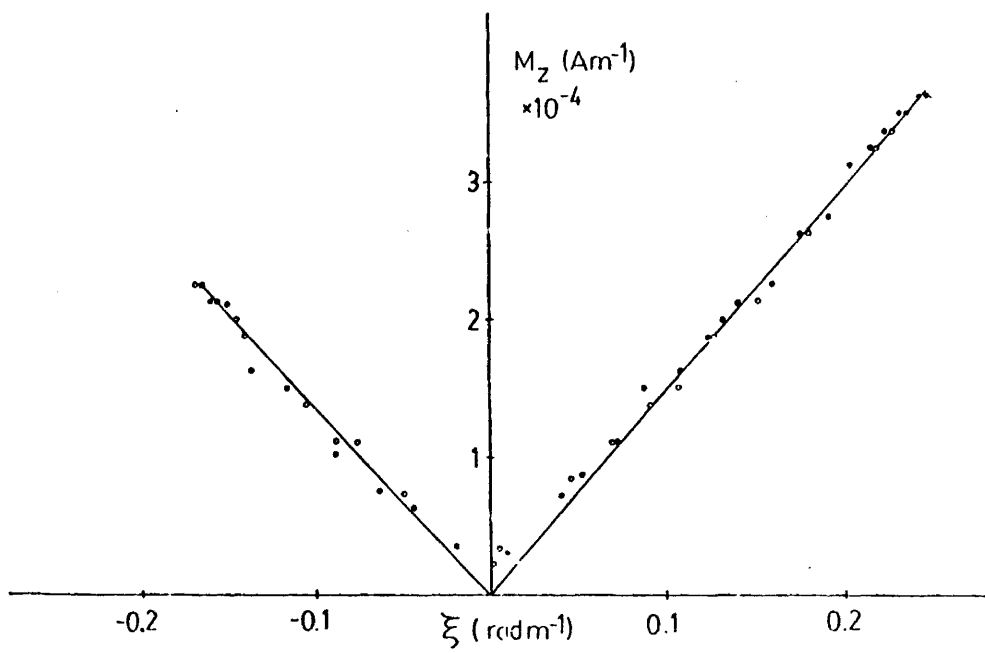


Fig.III.14.-Imanación longitudinal frente a deformaciones angulares pequeñas. ($H_\phi = 1,2 \cdot 10^3 \text{ Am}^{-1}$).

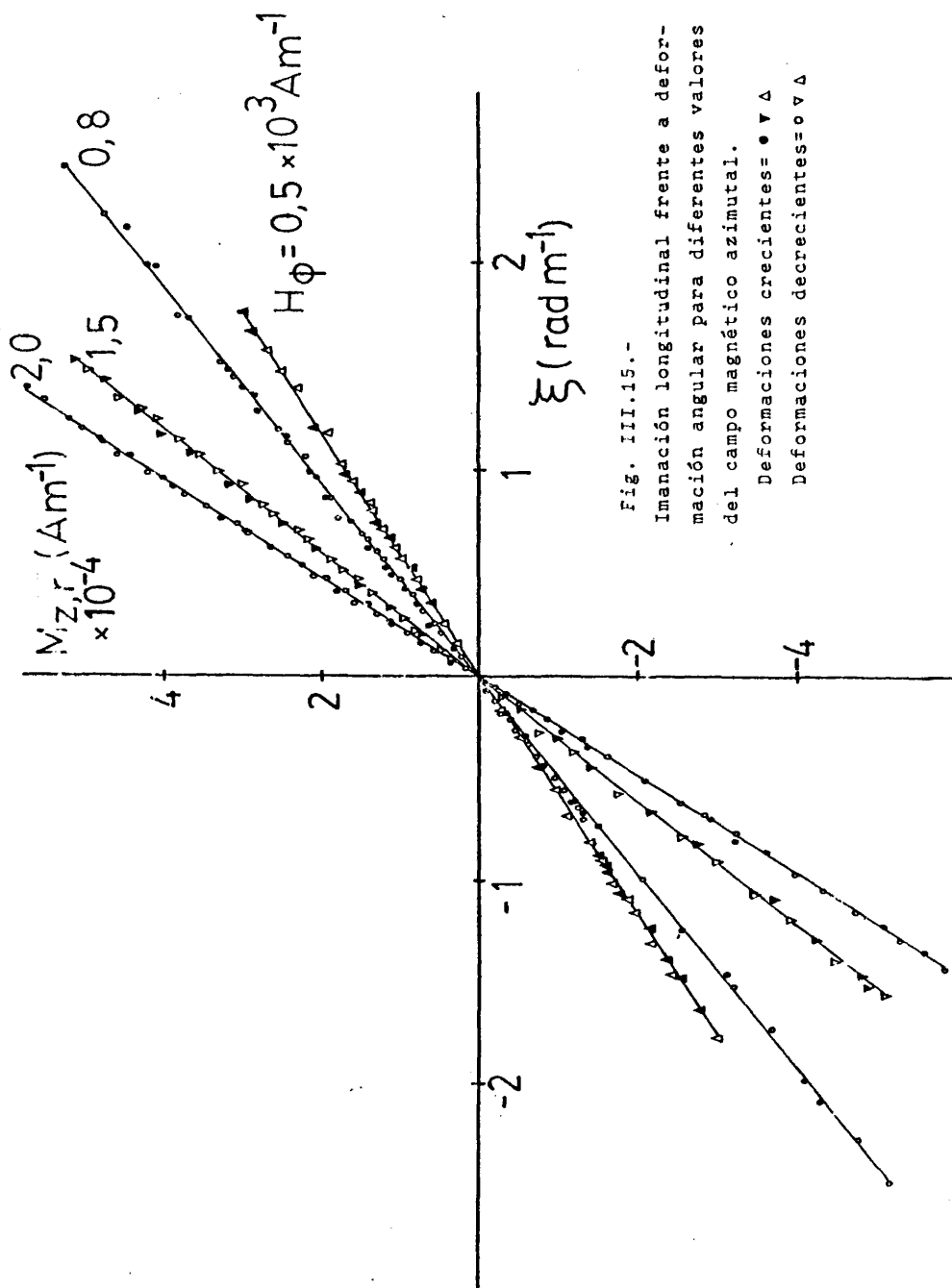


Fig. III.15.-

Imanación longitudinal frente a deformación angular para diferentes valores del campo magnético azimutal.

Deformaciones crecientes= \bullet \blacktriangledown
Deformaciones decrecientes= \circ \blacktriangle

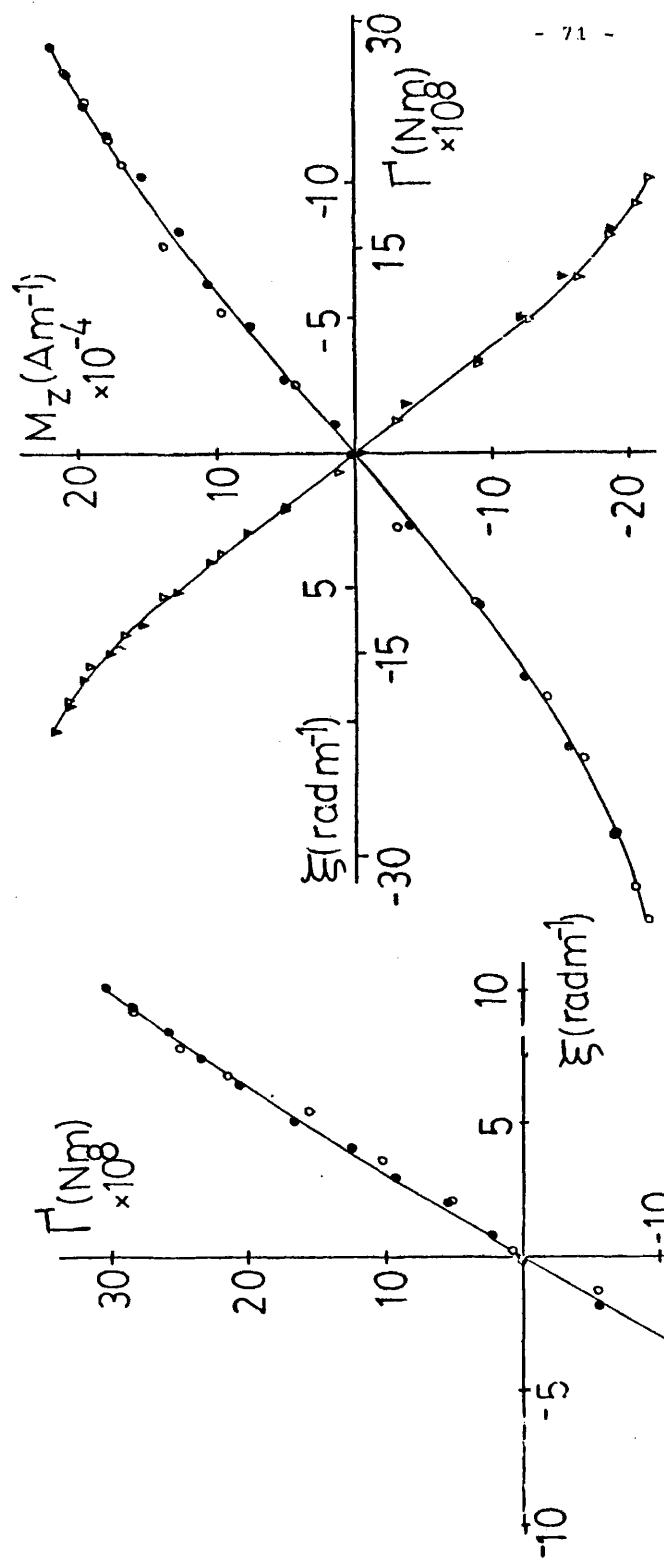


Fig. III.15.-

Imanación longitudinal frente al par de torsión y la deformación angular ($H_p = 0,8 \cdot 10^3 \text{ Am}^{-1}$), y correspondiente curva elástica por de torsión-deformación angular.
 Par de torsión y deformación angular crecientes = \bullet \blacktriangledown
 " " " " decrecientes = \circ \circ

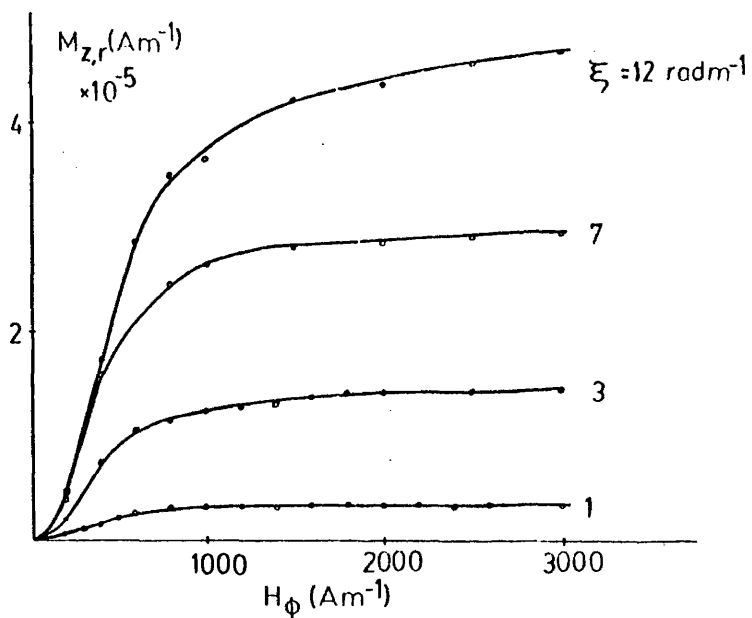


Fig. III.17.a.-Remanencia longitudinal frente al campo magnético azimutal para diversos valores de la deformación angular.

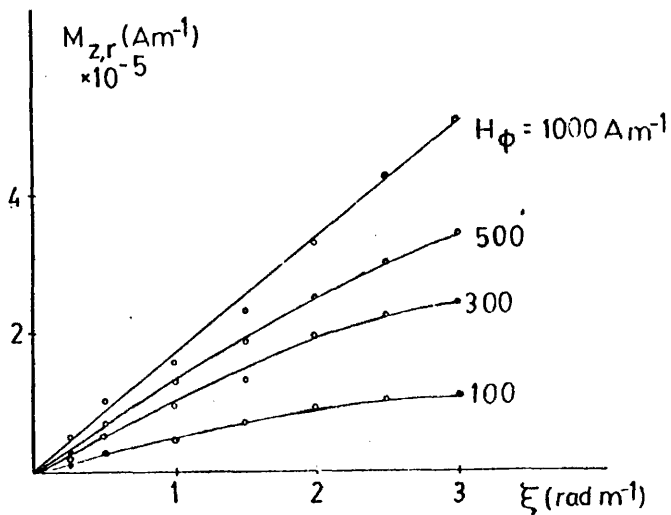


Fig. III.17.b.-Remanencia longitudinal frente a la deformación angular para diferentes valores del campo magnético.

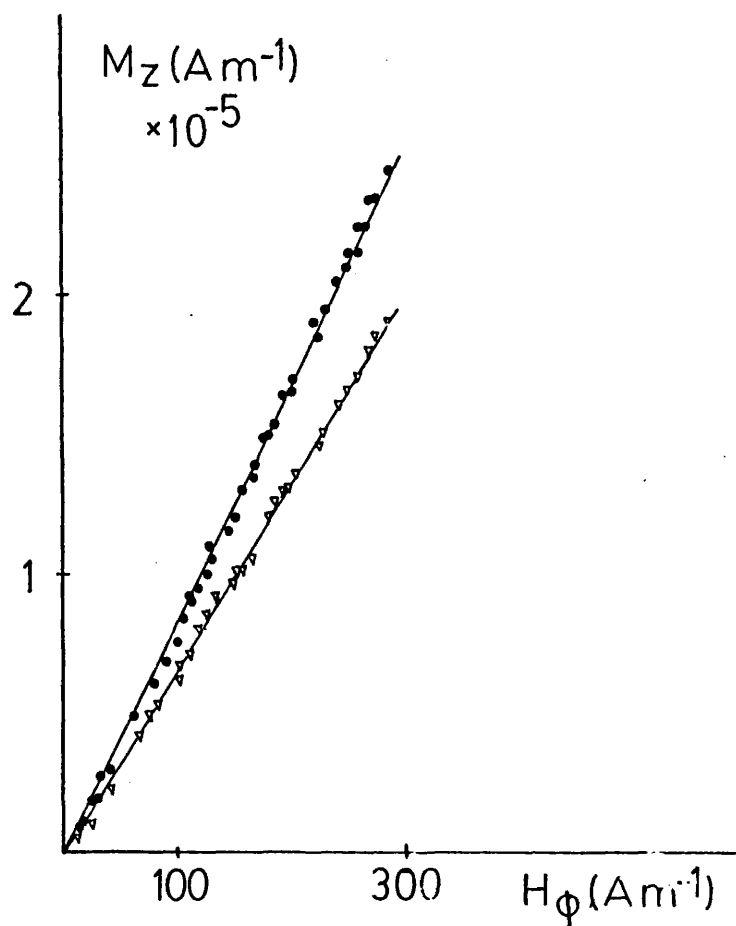


Fig.III.18.-Imanación longitudinal pico-pico(•) y remanencia(∇) frente al campo magnético azimutal.La deformación angular es igual a 5 rad.m^{-1} .

Nos parece que el tratamiento cualitativo se simplifica, en el sentido de hacerse más *visible* si consideramos un sistema de referencia cartesiano de modo que uno de sus tres ejes coincida con el eje longitudinal del *whisker* (tomaremos como tal eje z). Con ello, la dirección 111 pasará a ser la 001 en el nuevo referencial.

Para ello, es necesario obtener la matriz del cambio de base entre ambos referenciales.

Esta matriz será el producto de las matrices que representan giros o rotaciones de $\alpha = 45^\circ$ respecto al eje z y de $\beta = \cos^{-1} 1/3$ respecto al eje x' como puede observarse en la Fig. III-19.

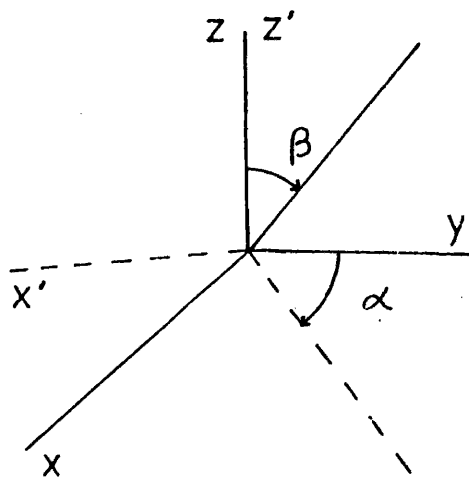


Fig. III.19.-El nuevo sistema de referencia.

La matriz obtenida es:

$$A = \begin{pmatrix} 1/\sqrt{2} & 1/\sqrt{6} & 1/\sqrt{3} \\ -1/\sqrt{2} & 1/\sqrt{6} & 1/\sqrt{3} \\ 0 & -2/\sqrt{6} & 1/\sqrt{3} \end{pmatrix}$$

de modo que

$$A \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1/\sqrt{3} \\ 1/\sqrt{3} \\ 1/\sqrt{3} \end{pmatrix}$$

y la matriz inversa A^{-1} tal que:

$$A^{-1} \begin{pmatrix} 1/\sqrt{3} \\ 1/\sqrt{3} \\ 1/\sqrt{3} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

es:

$$A^{-1} = \begin{pmatrix} 1/\sqrt{2} & -1/\sqrt{2} & 0 \\ 1/\sqrt{6} & 1/\sqrt{6} & -2/\sqrt{6} \\ 1/\sqrt{3} & 1/\sqrt{3} & 1/\sqrt{3} \end{pmatrix}$$

En el nuevo referencial las direcciones fáciles magneto-cristalinas pasan a ser las mostradas en la Fig. III-20.

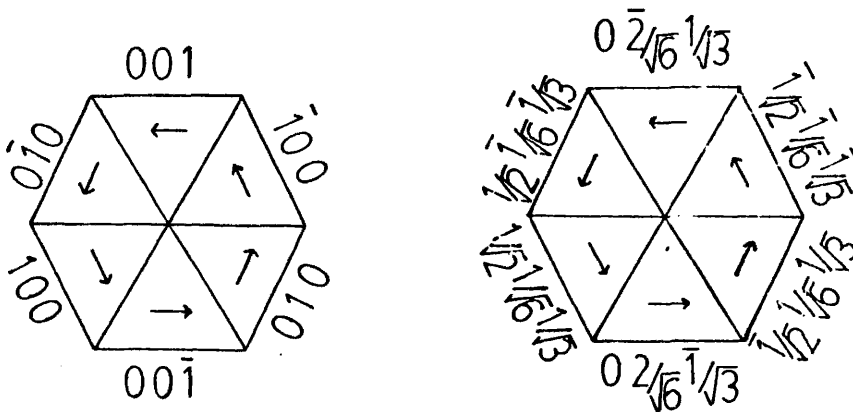


Fig. III.20.- Orientación de la imanación dentro de cada dominio en los 2 sistemas de referencia.

III.4.1.- Energía magnetoelástica.

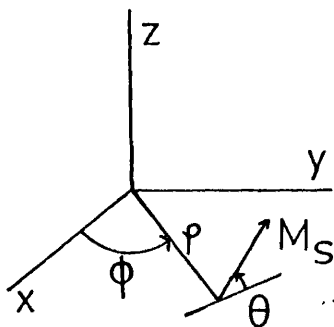
Para un cristal cúbico, vimos que la expresión general de la densidad de volumen de energía magnetoelástica era :

$$E_{m.e.} = B_1(e_1^2 + e_2^2 + e_3^2) + 2B_2(e_4\alpha_1\alpha_2 + e_5\alpha_1\alpha_3 + e_6\alpha_2\alpha_3) + B_3(e_1 + e_2 + e_3)$$

siendo B_i las constantes de acoplamiento magnetoelástico α_i los cosenos directores de imanación y e_i los elementos del tensor de deformación. En nuestro caso, esta densidad de energía se reduce a:

$$E_{m.e.} = B_2 \xi \alpha_3 (x\alpha_2 - y\alpha_1)$$

donde al no considerar la función de torsión, hemos supuesto la sección del *whisker* como circular. Teniendo en cuenta la Fig. III-21, obtenemos la siguiente expresión de la densidad de volumen para la energía magnetoelástica:



$$E_{m.e.} = - \frac{B_2 \xi \rho}{2} \text{ sen } 2\theta$$

Fig. III.21.-
Orientación de la imanación.

Para calcular la densidad de energía por unidad de longitud habrá que considerar el área de la sección transversal del *whisker*.

Si imaginamos una sección de este *whisker* como la mostrada en la Fig. III-22, las direcciones de fácil imanación magnetoelástica a partir de la energía obtenida, y como era de esperar, es una hélice de tracción. La dirección fácil así introducida favorece el crecimiento de 3 dominios a expensas de los otros tres tal como se observa en la figura, mediante un corrimiento de pa redes cuya amplitud viene dada por λ .

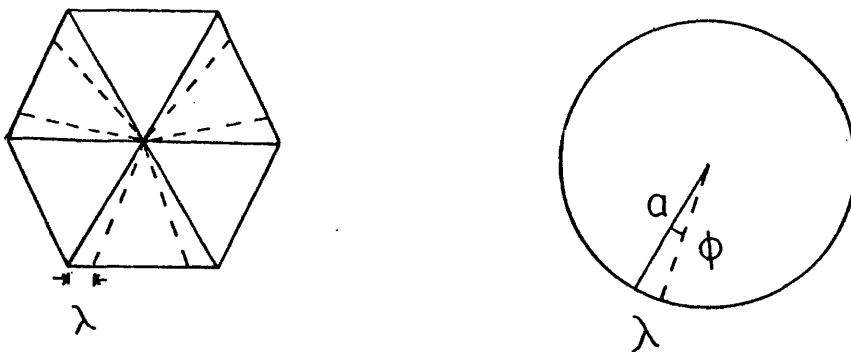


Fig. III.22.- Aproximación de considerar la sección del whisker como circular.

La densidad de esta energía por unidad de longitud será pues:

$$E_{m.e.} = - \int \frac{B_2 \xi \rho}{2} \text{sen } 2\theta dS$$

y podemos llegar a la expresión:

$$E_{m.e.} = -B_2 \xi \left[a_2 \left(\text{sen } 2\theta \left(\frac{\pi a}{G} - \lambda \right) + \text{sen } 2\theta' (\lambda_{\max} - \lambda) \right) \right]$$

siendo θ y θ' los ángulos formados por la imanación con el plano transversal del *whisker* en los dominios favorecidos y desfavorecidos respectivamente por la torsión aplicada. λ_{\max} es el desplazamiento máximo de la pared y a el radio del *whisker* (tomada la aproximación de considerar al *whisker* como cilíndrico).

III.4.2.- Energía magnetocristalina.

La expresión general de la densidad de energía por unidad de volumen para un cristal cúbico es:

$$E_{m.e.} = K_1 \sum_{i \neq j} \alpha_i^2 \alpha_j^2$$

que habremos de considerar en el nuevo sistema de referencia.

Considerando los dos dominios cuyas direcciones fáciles magnetocristalinas son 0 , $2/\sqrt{6}$, $1/\sqrt{3}$ (Fig. III-22) y suponiendo que la imanación se desplaza en el plano (y,z) entonces (Fig. III-23) los cosenos directores de la imanación serán $(0, \pm \cos \theta, \mp \text{sen } \theta)$.

En este caso, se puede comprobar que la densidad de energía se puede expresar como:

$$E_{m.e.} = K_1 \left(\frac{\cos^4 \theta}{4} + \frac{\text{sen}^4 \theta}{3} + \frac{\sqrt{2}}{3} \cos^3 \theta \text{sen } \theta \right)$$

y la densidad de energía por unidad de longitud para los seis dominios es:

$$E_{m.c.} = K_1 \left(\frac{\cos^4 \theta}{4} + \frac{\text{sen}^4 \theta}{3} + \frac{\sqrt{2}}{3} \cos^3 \theta \text{sen } \theta \right) \left(\frac{\pi a^2}{2} + 3a\lambda \right) + K_1 \left(\frac{\cos^4 \theta'}{4} + \frac{\text{sen}^4 \theta'}{3} + \frac{\sqrt{2}}{3} \cos^3 \theta' \text{sen } \theta' \right) \left(\frac{\sqrt{a^2}}{2} - 3a\lambda \right)$$

111.4.3.- Energía magnética.

La densidad de energía introducida cuando se aplica un campo magnético azimutal será:

$$E_H = - \mu_0 M_s H_\phi \cos \beta$$

siendo β el ángulo formado por la imanación de saturación M_s y el campo magnético azimutal H_ϕ .

Si consideramos las componentes de estos dos vectores, dadas por:

$$\vec{M}_s = M_s (\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$$

$$\langle \vec{H}_\phi \rangle = \langle H_\phi \rangle (-\sin\phi, \cos\phi, 0)$$

y teniendo en cuenta que:

$$\alpha_1 = - \cos\theta \sin\phi$$

$$\alpha_2 = \cos\theta \cos\phi$$

se puede expresar la densidad de energía magnética como:

$$E_H = - \frac{\mu_0 M_s I}{2\pi a^2} \rho \cos\theta$$

siendo ρ la distancia al eje del whisker, I la intensidad de corriente que lo atraviesa.

Al considerar los 6 dominios, la densidad de energía por unidad de longitud será:

$$E_{H_\phi} = - \frac{\mu_0 M_s I}{2\pi} \left(\frac{\pi a}{3} \cos\theta + 2a\lambda \cos\theta + 2(\lambda_{\max} - \lambda) \cos\theta' \right)$$

III.4.4.- Energía magnetoestática.

Como consecuencia de un desplazamiento de pared λ , debe aparecer una densidad de energía magnetoestática originada por los polos magnéticos que aparecerán sobre la superficie del *whisker*.

En este caso, podemos suponer que aparece una densidad de energía por unidad de longitud de la forma

$$E_{m.e.} = K \lambda^2$$

de modo que se haga nula para un desplazamiento de pared nulo y que sea simétrico respecto a un desplazamiento de pared en sentido opuesto; K será la densidad de energía magnetostática por unidad de volumen.

III.4.5.- Energía de canje.

La densidad de energía de canje por expresión (25):

$$E_c = \frac{c}{2} \left[(\nabla \alpha_1)^2 + (\nabla \alpha_2)^2 + (\nabla \alpha_3)^2 \right]$$

siendo c la constante de canje.

Considerando coordenadas polares, y teniendo en cuenta que:

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= -u_\phi(\rho, \phi) \operatorname{sen} \phi \\ \alpha_2 &= u_\phi(\rho, \phi) \operatorname{cos} \phi \\ \alpha_3 &= u_z(\rho, \phi) \end{aligned}$$

la expresión de la energía de canje es:

$$E_c = \frac{c}{2} \left[\left(\frac{\partial \theta}{\partial \rho} \right)^2 + \frac{\cos^2 \theta}{\rho^2} + \frac{1}{\rho^2} \left(\frac{\partial \theta}{\partial \phi} \right)^2 \right]$$

en donde los dos primeros sumandos corresponderían a un canje radial es decir, aparecen como consecuencia de que los momentos magnéticos varían su orientación (ángulo θ) para distancias diferentes a la dirección axial del *whisker*; mientras que el tercero correspondería a una variación de la orientación con la coordenada azimutal.

III.4.6.- El proceso de imanación.

Podemos suponer que para torsiones aplicadas suficientemente débiles, se produce un desplazamiento de las paredes de amplitud λ ; en este caso, la situación de equilibrio vendría dada, al tener en cuenta la energía total E_T , por:

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_T}{\partial \lambda} = 0 &= K_1 \left(\frac{\cos^4 \theta}{4} + \frac{\sen^4 \theta}{3} + \frac{\sqrt{2}}{3} \cos^3 \theta \sen \theta \right) 3a - \\ &- K_1 \left(\frac{\cos^4 \theta'}{4} + \frac{\sen^4 \theta'}{3} + \frac{\sqrt{2}}{3} \cos^3 \theta' \sen \theta' \right) 3a + 2 K \lambda - \\ &- \frac{\mu_0 m_s I}{\pi} (\cos \theta - \cos \theta') - B_2 \xi a^2 (\sen 2\theta - \sen 2\theta') \end{aligned}$$

donde no hemos tenido en cuenta la posible contribución de la energía de canje. Hemos supuesto también que el proceso de imanación sería en este caso debido exclusivamente a desplazamientos de paredes con lo cual $\theta' = -\theta$; con ello, se obtiene:

$$2K\lambda - 2 K_2 \xi a^2 \sen 2\theta = 0$$

o bien,

$$\lambda = \frac{B_2 \xi a^2 \sen 2\theta}{K}$$

Por otra parte, el valor de la imanación longitudinal después del corrimiento de las paredes puede ser obtenida a par-

tir de :

$$m_z = \frac{M_z}{M_s} = \frac{1}{S} (S_1 \text{sen} \theta + S_2 \text{sen} \theta') \quad \text{''} \quad S = S_1 + S_2$$

donde S_1 y S_2 representan las áreas de los dominios que crecen y disminuyen en tamaño respectivamente con el desplazamiento de pared. Sustituyendo sus valores, tenemos

$$m_z = \frac{1}{S} \left(\frac{\pi a^2}{2} + 3a\lambda \right) \text{sen} \theta + \frac{1}{S} \left(\frac{\pi a^2}{2} - 3a\lambda \right) \text{sen} \theta'$$

que en el caso de que $\theta' = -\theta$ se obtiene

$$m_z = \frac{1}{S} 6a\lambda \text{sen} \theta$$

Luego encontramos una relación entre la imanación longitudinal y la deformación angular dada por

$$m_z = \frac{6 B_2 a^3 \text{sen} \theta \text{sen} 2\theta}{S K} \quad \xi$$

La linealidad de esta expresión está de acuerdo con los resultados experimentales obtenidos, y un valor cualitativo del valor de densidad de energía magnetostática puede ser obtenido a partir de nuestras medidas. Este valor obtenido es $K \sim 10^2 \text{ Jm}^{-3}$.

La resolución general del problema, suponiendo que pueden existir simultáneamente desplazamiento de paredes y rotación de la imanación, se hace excesivamente compleja como se puede observar de las condiciones de equilibrio obtenidas y que mostramos a continuación

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_T}{\partial \lambda} = & 0 + K_1 \left(\frac{\cos^4 \theta}{4} + \frac{\text{sen}^4 \theta}{3} + \frac{\sqrt{2}}{3} \text{sen} \theta \cos^3 \theta \right) 3a - \\ & - K_1 \left(\frac{\cos^4 \theta'}{4} + \frac{\text{sen}^4 \theta'}{3} + \frac{\sqrt{2}}{3} \text{sen} \theta' \cos^3 \theta' \right) 3a + \\ & + 2K\lambda = \frac{\mu_0 M_s I}{\pi} (\cos \theta - \cos \theta') - B_2 \xi a^2 (\text{sen} 2\theta - \text{sen} 2\theta') = 0 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_T}{\partial \theta} = 0 \rightarrow & K_1 (-\cos^3 \theta \operatorname{sen} \theta + \frac{4}{3} \operatorname{sen}^3 \theta \cos \theta - \sqrt{2} \cos^2 \theta \operatorname{sen}^2 \theta + \\ & + \frac{\sqrt{2}}{3} \cos^4 \theta) \left(\frac{\pi a^2}{2} + 3a\lambda \right) + \frac{\mu_0 M_S I}{2\pi} \left(\frac{\pi a}{3} \operatorname{sen} \theta - 2\lambda \operatorname{sen} \theta \right) - \\ & - B_2 \xi a^2 \left(\frac{\pi a}{3} \cos 2\theta + 2\lambda \cos \theta \right) = 0 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_T}{\partial \theta'} = 0 \rightarrow & K_1 (-\cos^3 \theta' \operatorname{sen} \theta' + \frac{4}{3} \operatorname{sen}^3 \theta' \cos \theta' - \sqrt{2} \cos^2 \theta' \operatorname{sen}^2 \theta' + \\ & + \frac{\sqrt{2}}{3} \cos^4 \theta') \left(\frac{\pi a^2}{2} - 3a\lambda \right) + \frac{\mu_0 M_S I}{2} (\lambda_{\max} - \lambda) \operatorname{sen} \theta' - \\ & - B_2 \xi a^2 (\lambda_{\max} - \lambda) 2 \cos 2\theta' = 0 \end{aligned}$$

CAPITULO IV

EL EFECTO WIEDEMANN INVERSO Y EL COMPORTAMIENTO PLASTICO DE LOS
WHISKERS DE HIERRO

IV .1.- LAS TENSIONES INTERNAS.INTRODUCCION

IV.1.- ORIGEN DE LAS TENSIONES INTERNAS.

La orientación de la imanación dentro de cada dominio ferromagnético, en ausencia de agentes externos aplicados, bien sean éstos campos magnéticos o tensiones, está determinada por la interacción entre los momentos magnéticos atómicos y la red cristalina. Por una parte, las simetrías de la red cristalina predisponen a la imanación para que ésta permanezca orientada según determinadas direcciones, las cuales son conocidas como direcciones de fácil imanación magnetocristalina, y la anisotropía así originada como anisotropía magnetocristalina. Sin embargo, la red cristalina no está perfectamente acabada excepto en problemas idealizados; en los cristales reales, las imperfecciones de la red están originadas por inclusiones de átomos propios (intersticiales) o de otros elementos, por ausencia de algún átomo (vacantes), o bien por las dislocaciones (1-3).

Como consecuencia de estas imperfecciones, las regiones próximas a ellas, y en concreto sus átomos, estarán sometidos a unas tensiones adicionales; es decir, las dislocaciones, inclusiones, etc.,... darán lugar a unos campos de tensiones. La imanación, por acoplamiento magnetoelástico, y debido a la deformación de la red cristalina, se desviará de su dirección fácil primitiva, y se dispondrá según una dirección que interprete el compromiso entre la anisotropía magnetocristalina y la originada por el campo de tensiones creado por las imperfecciones de la red.

Este campo de tensiones es el reflejo del grado de distorsión o de imperfecciones de la red, y es asimismo una función del

punto considerado; es decir, la anisotropía creada por este campo de tensiones será una variable local; por ello, la imanación "verá" una anisotropía total que será variable de un punto a otro del material (4-6).

Las tensiones del cuerpo que tienen su origen en las imperfecciones de la red cristalina son denominadas tensiones internas. Estas tensiones son muestra de la "historia" a que haya sido sometido ese material. Así, un material que haya sido sometido a esfuerzos crecientes de modo que se introduzcan nuevas dislocaciones, o defectos en general, debe estar sometido a unas tensiones internas tanto mayores cuanto mayores sean las deformaciones del cristal, y en determinadas circunstancias estas tensiones internas pueden ser preponderantes frente a la anisotropía magnetocristalina. Esto será más fácilmente alcanzable para los materiales con una constante de anisotropía magnetocristalina más baja; por ejemplo, es el caso del níquel en relación al hierro, puesto que su constante magnetocristalina es un orden de magnitud inferior a la del hierro. Serían, por tanto, necesarias deformaciones de la red inferiores para hacer predominar las tensiones internas frente a la anisotropía cristalina. Este efecto también se producirá más rápidamente en materiales cuya magnetostricción sea grande.

Por el contrario, una forma de reducir estas tensiones internas es mediante el recocido (7). Como es ya sabido, por el mismo, es posible reorganizar la red cristalina, al menos parcialmente, de modo que desaparezcan las vacantes e intersticiales, y las dislocaciones se recombinaen y aniquilen, o bien que se agrupen de modo que gran parte del cristal esté ordenado prácticamente de forma perfecta mientras que las dislocaciones se encuentran en pequeñas regiones bien localizadas. Más adelante intentaremos ver y discutir cómo hay otro método por el cual es posible redistribuir las dislocaciones; nos estamos refiriendo a la aplicación de tensiones en sentido alterno y amplitudes decrecientes una vez alcanzado el régimen plástico del material.

IV.1.2.- LAS DISLOCACIONES Y LOS REGIMENES ELASTICO Y PLASTICO

Hemos visto cómo las imperfecciones de la red pueden tener su origen en varias y determinadas causas. En un monocristal químicamente puro, entenderemos que prácticamente la única fuente de tensiones internas son las dislocaciones. En materiales policristalinos, dentro de cada grano, podemos asumir que son las dislocaciones quienes en gran medida generan las tensiones internas de ese material.

Vemos pues, que el estudio de las dislocaciones y de las tensiones por ellas producidas parece interesante puesto que la respuesta magnética ante el requerimiento de un campo magnético o de una tensión externa va a ser muy diferente en función de cual sea el estado de las tensiones internas del material.

Por ello, vamos a recordar algunas características de las dislocaciones para poder comprender mejor su interacción con el magnetismo.

Como es sabido, una dislocación se define como aquella imperfección de línea de la red cristalina tal que al recorrer un circuito de Burgers alrededor de ella, éste no llega a cerrarse; el vector que falta al circuito para su compleción se denomina vector de Burgers de la dislocación.

La dislocación se caracteriza no sólo por su vector de Burgers sino también por la línea de la dislocación. La línea de la dislocación nos indica dónde acaba el plano parcial "introducido" en la red. Esta línea es en general cerrada, o bien acaba en la superficie del cristal, dando lugar al llamado ciclo de la dislocación (8-11).

Los 2 tipos más importantes de dislocaciones se han definido a partir del ángulo formado por el vector de Burgers y el vector de

la línea de la dislocación, siendo este ángulo igual a 90° en las dislocaciones en arista e igual a 0° en las helicoidales. No obstante, en general, las dislocaciones son mixtas, es decir, se comportan como si tuvieran componentes de los 2 tipos de dislocaciones.

El plano formado por el vector de Burgers y la línea de dislocación se denomina plano de deslizamiento (en las dislocaciones helicoidales, habrá pues infinitos planos de deslizamiento). El movimiento de la dislocación se producirá dentro de este plano y siguiendo la dirección y sentido de su vector de Burgers.

El campo de tensiones creado por una dislocación ha sido calculado para ambos tipos. En general, se puede hacer un tratamiento análogo al de una corriente eléctrica en régimen estacionario, asociando la línea de la dislocación a un hilo por el que circula una corriente eléctrica cuyo sentido lo da el sentido del vector de Burgers, b ; y siendo la tensión producida por la dislocación proporcional al campo magnético producido por esa línea de corriente.

Las tensiones obtenidas son aplicables para distancias a la dislocación superiores a una crítica por debajo de la cual no es válida la teoría de dislocaciones pues se desconoce lo que sucede en realidad en la misma línea de la dislocación y en su vecindad. Esto, no obstante, no traerá problemas al intentar comprender lo que sucede magnéticamente en esa región, puesto que debido a la interacción de canje, no debe producirse un acusado desorden magnético.

La expresión general que nos da la tensión de cizalladura (τ) sobre el plano de deslizamiento y en la dirección del vector de Burgers, b , es como sigue: $\tau = \tau_0 b/r$, siendo r la distancia a la línea de la dislocación y τ_0 un parámetro que depende de la orientación entre el vector de Burgers y la línea de la dislocación y del valor de las constantes elásticas del material (8).

Otra magnitud interesante es la relación entre energías al aplicar una tensión externa al material. La energía comunicada se transforma primero en energía de desajuste atómico y energía elástica y posteriormente se gasta parte en energía de movimiento y

creación de nuevas dislocaciones y parte se disipa en calor.(12).

La fuerza que se ejerce sobre una dislocación viene definida a partir del gradiente de energía $F = - \frac{\partial W}{\partial x}$ al considerar el desplazamiento de la misma. La expresión concreta de esta fuerza viene dada por:

$$\vec{F} = \vec{L} \times \sigma \vec{b}$$

siendo \vec{b} el vector de Burgers de la dislocación, σ el tensor de tensiones que actúa sobre la dislocación y \vec{L} el vector de la línea de la dislocación.

Al aplicar una determinada tensión al material obtenemos en el mismo una deformación; si al anular esta tensión permanece una deformación residual o remanente, entonces habremos sobrepasado el régimen elástico, y nos encontraremos ante el comportamiento plástico de dicho material(13-18).

Durante el régimen elástico, las dislocaciones no se desplazan mas que ligeramente de modo que al retirar las tensiones aplicadas, las dislocaciones vuelven a su situación primitiva. Sin embargo, durante el régimen plástico, las dislocaciones se desplazan de modo que no vuelven a su situación original al anular las tensiones dando lugar a la deformación remanente.

Vemos pues que la plasticidad está ligada directamente con el movimiento de las dislocaciones. Asimismo, en un estudio sobre la plasticidad se deben tener en cuenta la reagrupación de dislocaciones y las interacciones entre las mismas que se originan como consecuencia de su movimiento. También hay que considerar la formación de nuevas dislocaciones con la aplicación de tensiones suficientemente intensas(19-20).

En cuanto al movimiento de las dislocaciones, diremos que

además del desplazamiento siguiendo el vector de Burgers y dentro del plano de deslizamiento("glide") existe otro tipo de corrimiento según una dirección perpendicular al plano de deslizamiento("climb") que consiste en realidad en una modificación de la masa de dislocación al asimilar vacantes o intersticiales atraídas por la propia dislocación.

Al desplazarse, las dislocaciones entran en interacción con los campos de tensiones de otras dislocaciones. Se ha calculado cómo entre dislocaciones cuyos vectores de Burgers son opuestos (dipolos) se ejercen fuerzas atractivas tanto en el caso de dislocaciones en arista como helicoidales; en el caso contrario, las fuerzas son repulsivas.

Estas interacciones pueden dificultar el movimiento de las dislocaciones; así, puede suceder que 2 ó más dislocaciones se enganchen en un punto (nodo) de forma que su desplazamiento posterior sea dificultado. Una dislocación enganchada en dos nodos y bajo la acción de tensiones externas puede curvarse, manteniendo fijos sus extremos hasta "romperse" dando lugar a una o más dislocaciones (Frank-Read)(21).

Por lo tanto, al aplicar tensiones, las dislocaciones no sólo se desplazan sino que su número varía. Cuando las tensiones son muy intensas, las dislocaciones dentro de un mismo plano de deslizamiento podrán agruparse dando lugar a apilamientos o barreras cuando encuentren un fuerte obstáculo a su desplazamiento(22-24). Este reagrupamiento de dislocaciones puede dar lugar también a la "poligonalización" y también a las fronteras de grano.

El endurecimiento mecánico de un material sometido a deformaciones plásticas se explica con la teoría de dislocaciones ya que al aumentar en número de ellas, y por tanto la interacción entre las mismas, será necesaria una tensión aplicada mayor para desplazarlas. Mediante el recocido, se ablanda el material ya que las dislocaciones pueden reagruparse y ordenarse en las fronteras de grano debido a

su mayor movilidad facilitada por el aumento de temperatura(25).

IV.1.3.- LAS TENSIONES INTERNAS Y EL MAGNETISMO

La importancia de las tensiones existentes en un material, bien sea su origen debido a las imperfecciones intrínsecas de un material originadas a lo largo de su "historia", como a la aplicación de tensiones externas, puede determinar o al menos influir en mayor o menor medida en el proceso de imanación de una muestra ferromagnética(26-29).

Por otra parte, el estudio del proceso de imanación y el del estado magnético de una muestra puede conducir a un mejor conocimiento de la estructura cristalina y del grado de imperfección de la misma(30).

El estudio de la interacción entre el campo de tensiones internas y la imanación parece excesivamente complejo en el caso general. Por esta razón, ha sido obligado el tratamiento de esta interacción en algún caso concreto. W.F. Brown fué quien en unos conocidos trabajos(31-32) inició este estudio de una forma rigurosa restringiéndose a la etapa del proceso de imanación conocida como aproximación a la saturación. Como es sabido, el valor de la imanación, M , en esta etapa se puede expresar como:

$$M = M_s - a/H - b/H^2 + cH$$

siendo M_s la imanación de saturación, c una constante ya bien estudiada, y "a" y "b" 2 constantes que se interpretan como dependientes de las tensiones internas del material. Brown asocia el valor de "a" con dipolos de dislocaciones poco alejadas, mientras que "b" está relacionada con dipolos de dislocaciones más alejadas o bien con dislocaciones aisladas.

La densidad de dislocaciones (número de dislocaciones que intersecan la unidad de área, o longitud total de las dislocaciones

contenidas en la unidad de volumen) se puede modificar externamente mediante las tensiones "plásticas" introducidas en un material, y a partir de los resultados experimentales de "a" y "b" nos podremos informar de esta densidad (33-34).

Más tarde, la escuela de Stuttgart ha estudiado exhaustivamente estas interacciones (35-36). En concreto, se ha propuesto un modelo estadístico para determinar el campo coercitivo así como la susceptibilidad reversible y su variación con la temperatura para determinadas muestras ferromagnéticas. En este sentido, se vio cómo el campo coercitivo era función de la raíz cuadrada de la densidad de dislocaciones y la susceptibilidad reversible proporcional a la inversa de dicha densidad.

Las tensiones creadas por las dislocaciones deben influir en el proceso de imanación de cualquier muestra. Conociendo que la estructura magnética se puede determinar a partir del ángulo formado por la imanación en cada dominio con un eje de referencia dado y por el volumen relativo de cada dominio, veamos cómo influyen cualitativamente en el proceso de imanación las tensiones internas.

Dentro de cada dominio, la dirección de la imanación está fijada por la anisotropía magnetocristalina (global) y la anisotropía de tensiones internas (local); el campo de tensiones de las dislocaciones debe perturbar la dirección de la imanación por efecto magnetostrictivo. El efecto producido es análogo al de una anisotropía magnetocristalina cuya constante fuera proporcional a la densidad de dislocaciones, módulo de rigidez de la muestra y vector de Burgers, e inversamente proporcional a la constante de anisotropía magnetocristalina de la red perfecta (4).

Por otra parte, las paredes en su movimiento relativo, interaccionan con las dislocaciones (37-40). La imanación dentro de la pared no sigue una dirección constante sino que varía a lo largo de la misma con la consiguiente deformación magnetostrictiva. El campo de tensiones así creado, interacciona con las dislocaciones de modo que ni la pared ferromagnética ni la dislocación podrán desplazarse

libremente cuando existan ambas y estén a una distancia que las permita interaccionar. De esta forma, las paredes han sido diferenciadas en dos grupos atendiendo a que el campo de tensiones creado por ellas se pueda restringir al propio espacio ocupado por la pared o se extienda también dentro de los dominios adyacentes. Se ha podido comprobar que pertenecen al primer grupo las paredes de Bloch de 180° y algunas de 90° ; al segundo grupo pertenecen las paredes de 90° en algún caso concreto en Fe y Ni. Por lo tanto, se puede decir que en general, las paredes de 180° serán más móviles que las de 90° .

A partir del estudio de la imanación dentro de un dominio para altos campos magnéticos aplicados, Kronmüller ha ratificado cómo la susceptibilidad es función primordialmente de un término proporcional a H^{-3} que denota la importancia de los campos de tensiones plásticas de largo alcance(3).

En el caso de que los campos aplicados sean suficientemente bajos, es de esperar que la deformación plástica facilite el proceso de imanación por rotación de la imanación frente al de corrimiento de paredes(41). Así, al haber una mayor densidad de dislocaciones debida a la aplicación de tensiones plásticas, el campo de tensiones creadas por las mismas, como hemos visto antes, debe dificultar el desplazamiento de las paredes de 180° y más aún el de las de 90° ; por otra parte, si la anisotropía magnetocristalina no es excesivamente grande frente a la de las tensiones internas, la imanación podrá girar con mayor facilidad fuera de su orientación fácil magnetocristalina al ser requerida por un débil campo magnético.

Este puede ser el caso, por ejemplo, del níquel, cuyo proceso de imanación para campos débiles aplicados se realiza preponderantemente por rotación de la imanación antes que por desplazamiento de paredes, cuando las tensiones internas producidas por cualquier causa son suficientemente intensas: siendo además en este caso el valor de la anisotropía magnetocristalina relativamente bajo. Este

efecto ha sido ya medido experimentalmente en níquel policristalino(42).

En el caso del hierro, cuya constante de anisotropía magneto-cristalina es un orden de magnitud superior a la del níquel, es de esperar que este proceso sea dificultado y que llegue a predominar el proceso de corrimiento de paredes incluso cuando son aplicadas tensiones intensas, ya que al predominar la anisotropía magneto-cristalina frente a la de tensiones internas, la orientación de la imanación permanecerá fija dentro de cada dominio y cuando apliquemos un campo magnético importante, las paredes bajo su presión podrán vencer la oposición de las dislocaciones y se desplazarán(43).

Como un ejemplo práctico concreto, hemos calculado el hipotético campo coercitivo en el ciclo de histéresis M_z & H_z para un *whisker* de hierro <100> con una única pared de 180° y con una dislocación en arista.

La pared frontera entre los 2 dominios tiene un plano (010) y la imanación en cada uno de ellos sigue las direcciones [001] y [00 $\bar{1}$]. Suponiendo un plano de deslizamiento para la dislocación (0 $\bar{1}$ 1) ya que el hierro cristaliza en el sistema cúbico centrado en el cuerpo y el vector de Burgers y el de línea de la dislocación, respectivamente [$\bar{1}$ 11] y [21 $\bar{1}$]. La imanación, dentro de la pared seguirá una dirección [sen ϕ , 0, cos ϕ] siendo ϕ variable desde un extremo a otro de la pared. Como consecuencia del cambio de orientación de la imanación dentro de la pared, y por efecto magnetostrictivo, se originará un campo de tensiones que deforma localmente a la red y que interaccionará con la dislocación ejerciendo una presión que valdrá:

$$\bar{p} = \bar{u}_t \times \sigma \bar{b}$$

siendo \bar{u}_t el vector unitario de la línea de la dislocación, σ el cam-

po de tensiones originado por la pared y \vec{b} el vector de Burgers.

Esta presión será igual y de sentido contrario a la ejercida por la dislocación sobre la pared.

Para calcular el tensor de tensiones σ se utiliza la expresión tensorial:

$$\sigma_{ij} = \sum_{kl} c_{ijkl} e_{kl}$$

siendo c_{ijkl} las constantes elásticas del material y e_{kl} el tensor de deformaciones cuyo origen en este caso es magnetostrictivo.

Los elementos de este tensor de deformaciones tienen una expresión:

$$e_{ii} = \frac{B_1 \alpha_i^2}{c_{11} - c_{12}} \quad e_{ij} = - \frac{B_2 \alpha_i \alpha_j}{2c_{44}} \quad (i \neq j)$$

siendo B_i las constantes de acoplamiento magnetoelástico y α_i los cosenos directores de la imanación. (Las constantes elásticas "c", por las simetrías del caso estudiado, han sido expresadas en la forma habitual)(44).

Las componentes no nulas de este tensor son:

$$e_{11} = \frac{B_1 \sin^2 \phi}{c_{11} - c_{12}} \quad " \quad e_{33} = \frac{B_1 \cos^2 \phi}{c_{11} - c_{12}} \quad " \quad e_{13} = - \frac{B_2 \sin \phi \cos \phi}{2c_{44}}$$

y entonces, el tensor de tensiones que se obtiene es el siguiente:

$$\sigma = \begin{pmatrix} \frac{B_1}{c_{11} - c_{12}} (c_{11} \sin^2 \phi + \cos^2 \phi) & 0 & -B_2 \sin \phi \cos \phi \\ 0 & c_{12} \frac{B_1}{c_{11} - c_{12}} & 0 \\ -B_2 \sin \phi \cos \phi & 0 & \frac{B_1}{c_{11} - c_{12}} (c_{12} \sin^2 \phi + \cos^2 \phi) \end{pmatrix}$$

Con esto, se obtiene una presión en la dirección [010]:

$$P_{[010]} = \frac{B_1}{c_{11} - c_{12}} \{c_{11}(\text{sen}^2 \phi - 2) - c_{12}(\text{sen}^2 \phi + 1)\} - \frac{3}{2} B_2 \text{sen} 2\phi$$

que será, como decíamos, igual y de sentido contrario a la ejercida por la dislocación sobre la pared.

Si ahora aplicamos un campo magnético en la dirección 001 e igualamos la presión crítica (campo coercitivo) para vencer la presión máxima ejercida por la dislocación, obtendremos:

$$H_c = \frac{P_{[010]} \text{ máx}}{\mu_0 M_s \cos \phi}$$

Calculando el valor de ϕ para el cual p_{010} es máxima y sustituyendo los valores de B_i, c_{ij} y M_s dados en la literatura para el hierro, se obtiene un campo coercitivo: $H_c \sim 10^6 \text{ Am}^{-1}$, el cual es 4 órdenes de magnitud superior al encontrado experimentalmente.

Procediendo análogamente en el caso de una única dislocación helicoidal [001] se obtiene un campo coercitivo del mismo orden de magnitud.

Ante este resultado, podemos pensar, o bien que la interacción pared-dislocación es tan fuerte que la pared arrastra a la dislocación, bajo la acción del campo magnético, o lo que ciertamente parece más probable y es que la realidad no se ajusta a un modelo tan sencillo de los sistemas pared y dislocación.

IV.2.- EFECTOS MAGNETOPLASTICOS EN LOS WHISKERS DE HIERRO

En el apartado anterior hemos revisado rápidamente la plasticidad y las tensiones internas en general asociadas con las dislocaciones así como su influencia en los procesos de imanación en los materiales ferromagnéticos.

En este, veremos la evolución del efecto Wiedemann inverso en los *whiskers* de hierro a través de la imanación longitudinal en función tanto del par de torsión aplicado como de la deformación producida cuando la torsión es tal que nos encontremos en el régimen plástico de dichos monocristales de hierro(45-52).

Nuestro objetivo es el de presentar una serie de nuevos resultados experimentales así como el de discutir algunos de los mismos que pueden servir de iniciación a posteriores trabajos.

Antes de mostrar estos resultados, hemos de decir que no habiendo encontrado resultados comparativamente diferentes en los *whiskers* $\langle 100 \rangle$ y $\langle 111 \rangle$ no especificaremos en las figuras a cual de los 2 tipos pertenecen las medidas.

IV.2.1.- COMPORTAMIENTO DE LA IMANACION LONGITUDINAL REMANENTE FRENTE A LA DEFORMACION ANGULAR Y AL PAR DE TORSION, EN LA REGION MECANICAMENTE PLASTICA

Aplicando un par de torsión y retirandolo posteriormente, se observa un diferente comportamiento de la imanación frente al par y a la deformación.(Fig IV.1)

Frente al par de torsión se obtiene una histéresis que es análoga a la producida cuando se aplican campos magnéticos. Esta débil histéresis que aparece puede interpretarse al tener en cuenta que simultáneamente al crecimiento de la imanación neta longitudinal, el número de dislocaciones aumenta con la torsión plástica y por tanto, al anular la torsión aplicada y debido a que los defectos

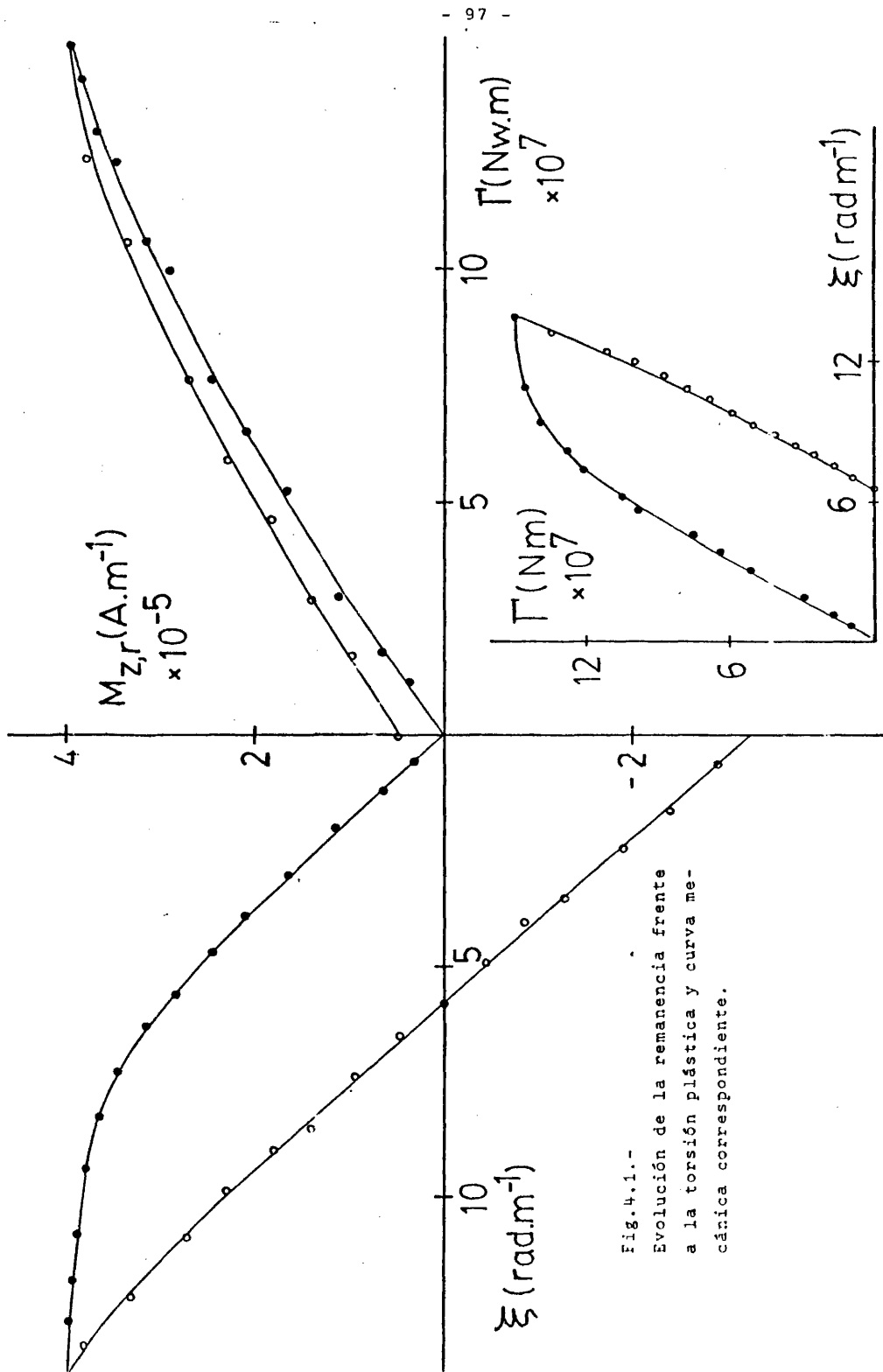


Fig.4.1.-
Evolución de la remanencia frente
a la torsión plástica y curva me-
cánica correspondiente.

originados por ella no desaparecen, la imanación no puede volver a su valor inicial ya que la mayor interacción con los defectos de la red se lo impiden(53).

Por el contrario, frente a la deformación angular, la remanencia obtenida al anular esta deformación es "negativa" en el sentido de que es necesario aplicar un par de torsión negativo para alcanzar la deformación nula (régimen plástico), y así, la imanación tiene un sentido opuesto al alcanzado cuando se aplican pares de torsión en el proceso inicial. Este resultado, por otra parte, es típico de los materiales ferromagnéticos sometidos a tensiones plásticas(54).

En la misma figura (IV.1) se puede observar el comportamiento mecánico de este *whisker*, comprobándose que se sobrepasa el régimen elástico del mismo.

En la figura IV.2 se representan las mismas magnitudes citadas arriba para otro *whisker* de hierro.

En el capítulo anterior veíamos cómo la remanencia frente a la deformación angular se comportaba inicialmente de forma lineal para tender posteriormente a un valor límite que era función del campo magnético azimutal máximo aplicado. Ahora, a medida que se disminuyen las deformaciones angulares hasta alcanzar el valor nulo de la imanación, las deformaciones remanentes son crecientes una vez que hemos aplicado torsiones plásticas y son función de la deformación máxima obtenida; esto lo podemos observar en las figuras IV.3, 4 y 5.

En cuanto a la evolución frente al par de torsión, se observa un ligero "ablandamiento" magnético el cual se estabiliza para un cierto número de pares aplicados crecientes, como si para estos pares de torsión aplicados superiores no se produjera una mayor interacción entre los defectos de la red y el proceso de imanación por tensiones aplicadas.

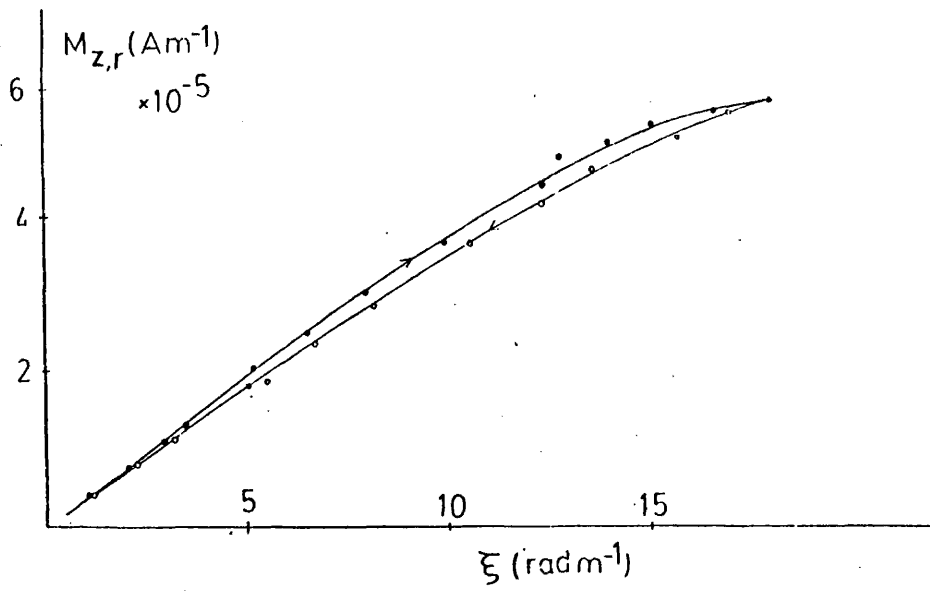
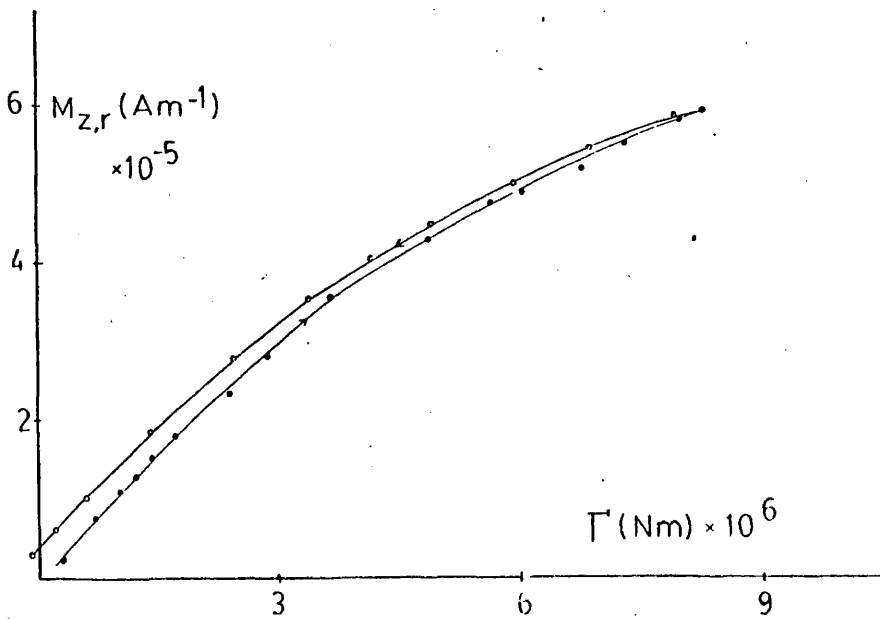


Fig.4.2.- Comportamiento de la remanencia frente al par de torsión y la deformación angular en el régimen plástico.



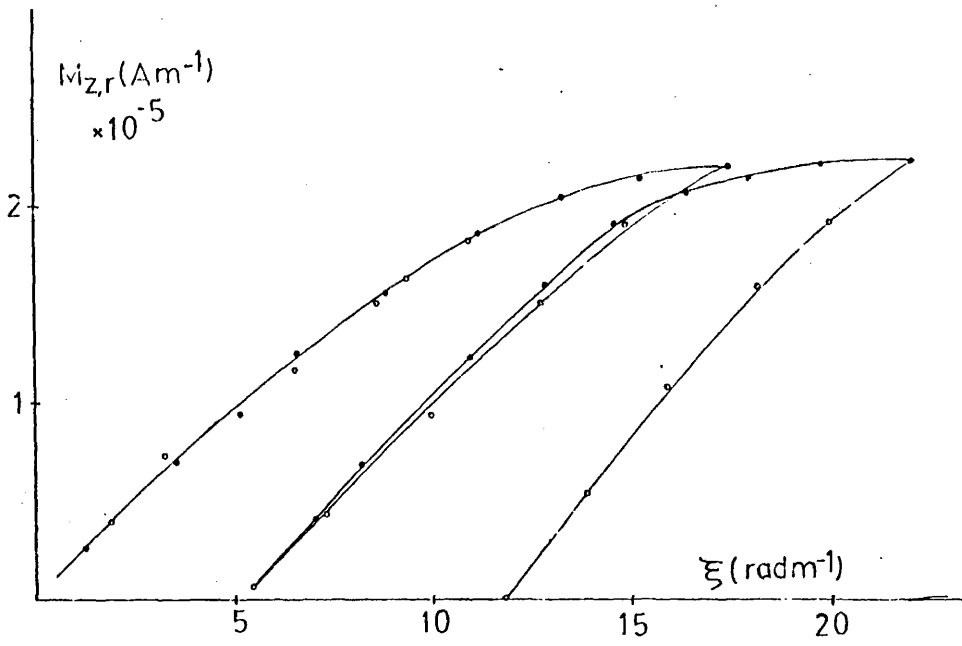
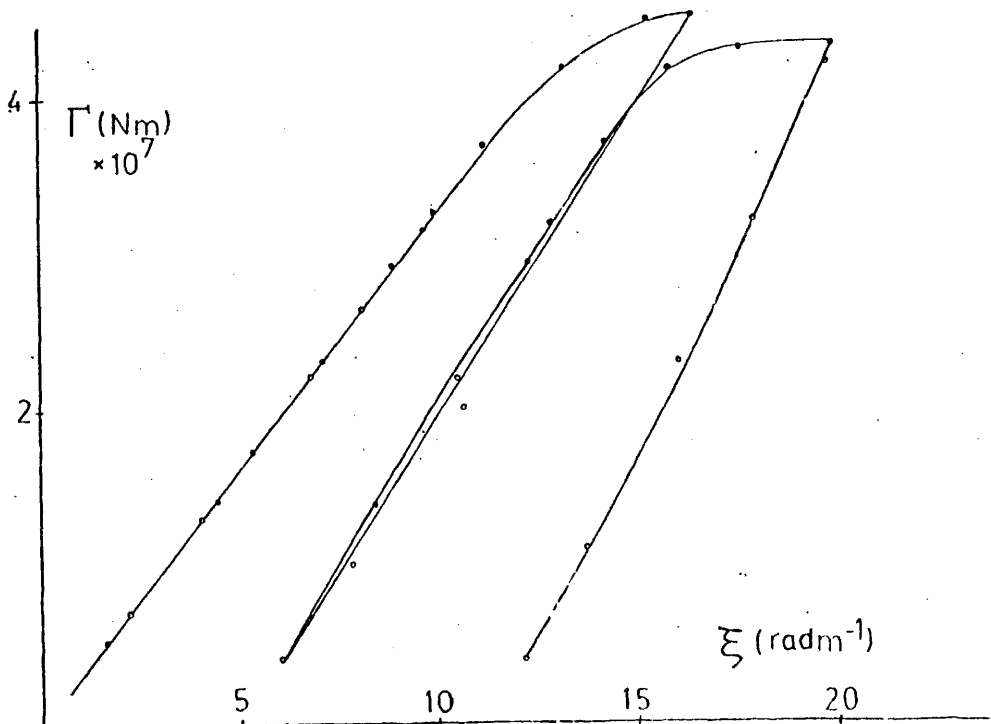


Fig.4.3.- Evolución de la remanencia ante esfuerzos crecientes.



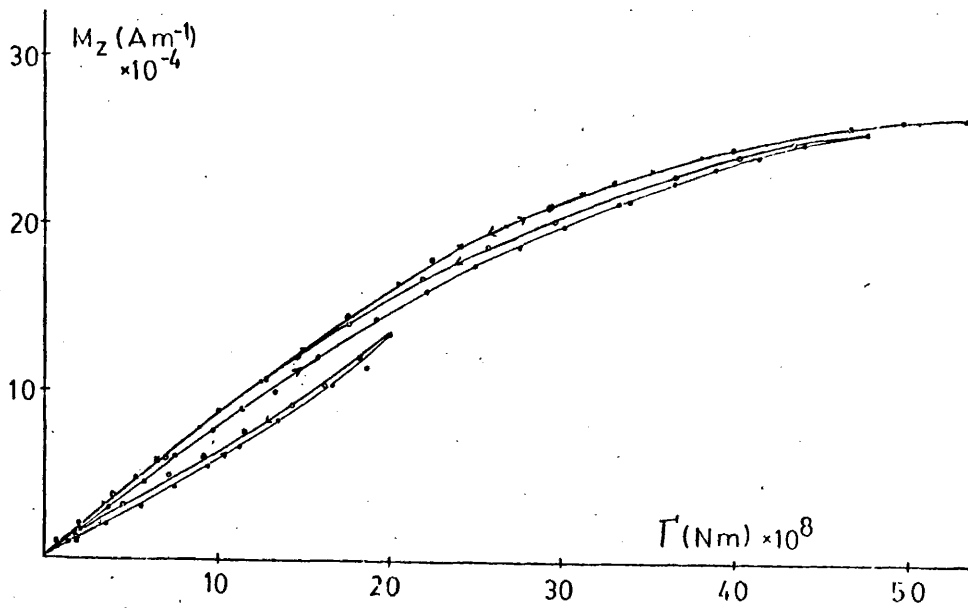
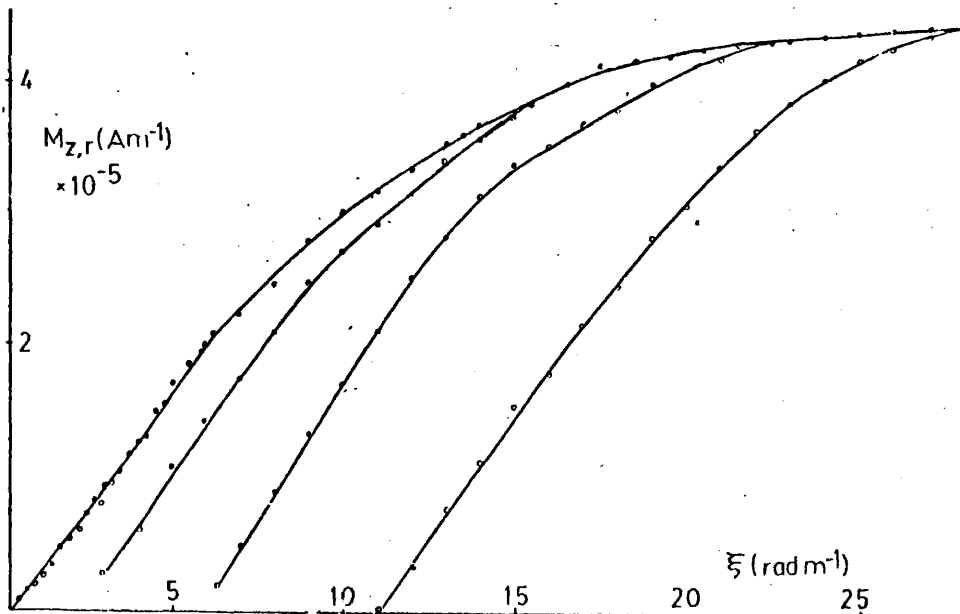
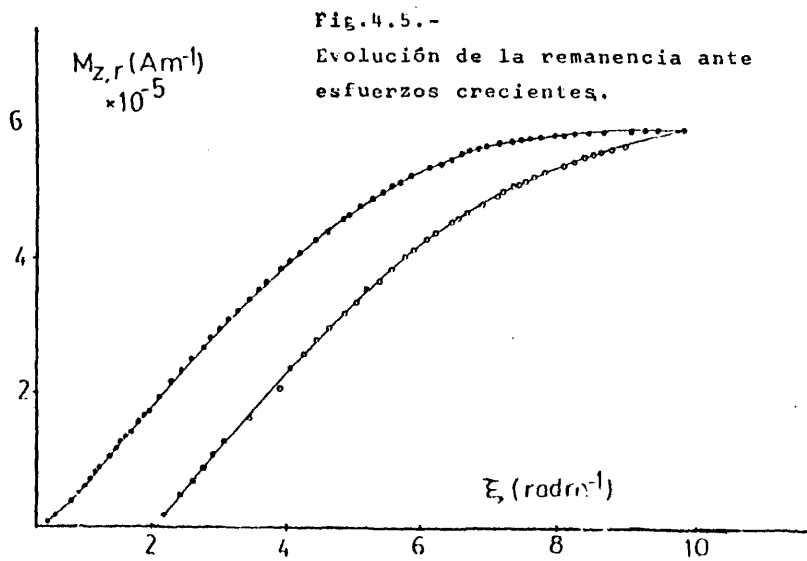
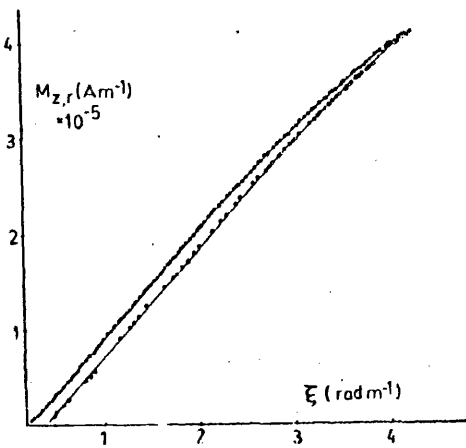
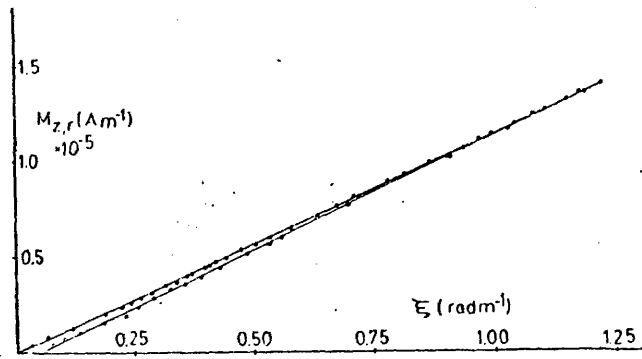


Fig.4.4.- Evolución de la remanencia ante esfuerzos crecientes.





IV.2.2.- EL PROCESO DE DESDEFORMACION

Este proceso consiste en lo siguiente: una vez aplicada una torsión plástica, se van aplicando pares de torsión en sentido alterno y amplitudes decrecientes hasta alcanzar una torsión nula.

Primeramente, mostramos en la figura IV.6 los ciclos de histéresis imanación remanente-par de torsión y de imanación remanente frente a deformación angular con las correspondientes curvas de "primera imanación". Se pueden obtener también ciclos cerrados mediante la aplicación de deformaciones convenientes en un sentido o en otro (Fig. IV.7). La asimetría de estos ciclos se repite iniciando en un sentido o en el contrario la deformación aplicada.

En las figuras IV.8 y 9 se muestra el proceso de desdeformación en un *whisker* de hierro. El hecho de no alcanzar el origen de coordenadas en las tres magnitudes puede ser debido a que no se ha procedido de forma completamente simétrica en la desdeformación.

Mediante este proceso, en analogía con el magnético de des-
imanación, hemos observado cómo se puede alcanzar prácticamente una situación mecánica igual a la previa a la aplicación de esfuerzos en el sentido de que siendo nulo el par de torsión, es nula la deformación angular.

En este caso, nos interesará conocer el comportamiento magnético ante el requerimiento de nuevas torsiones aplicadas. En la figura IV.10, mostramos la evolución de la imanación remanente con el par de torsión y la deformación angular en el proceso virgen y después de haber sido sometido el *whisker* al proceso de desdeformación.

Resultados análogos a los mostrados en estas figuras han sido ya obtenidos en nuestro laboratorio para muestras filiformes policristalinas de hierro(55).

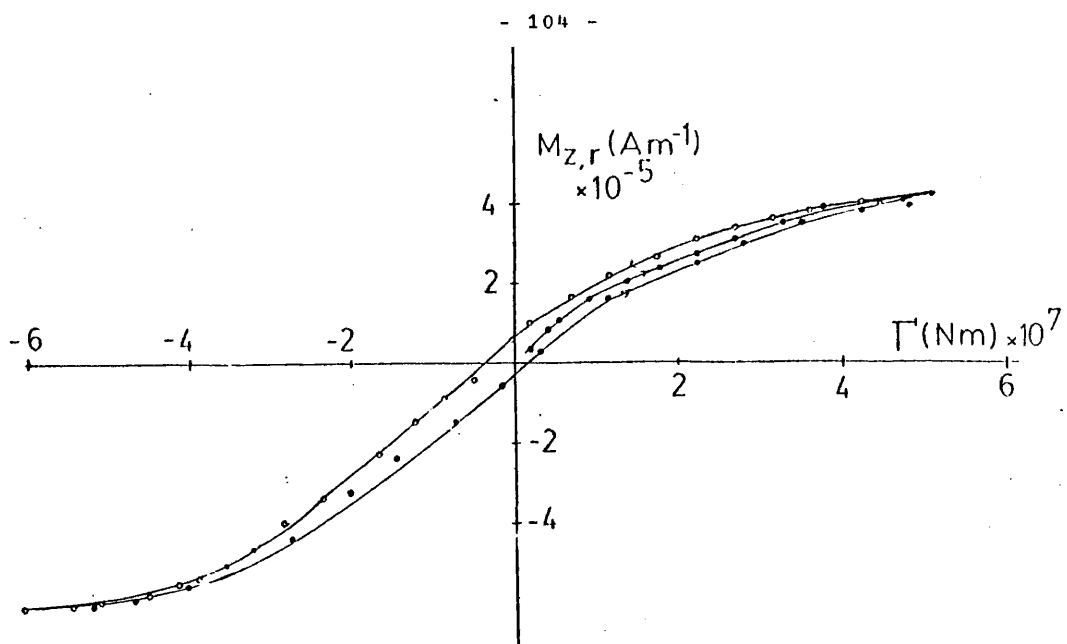
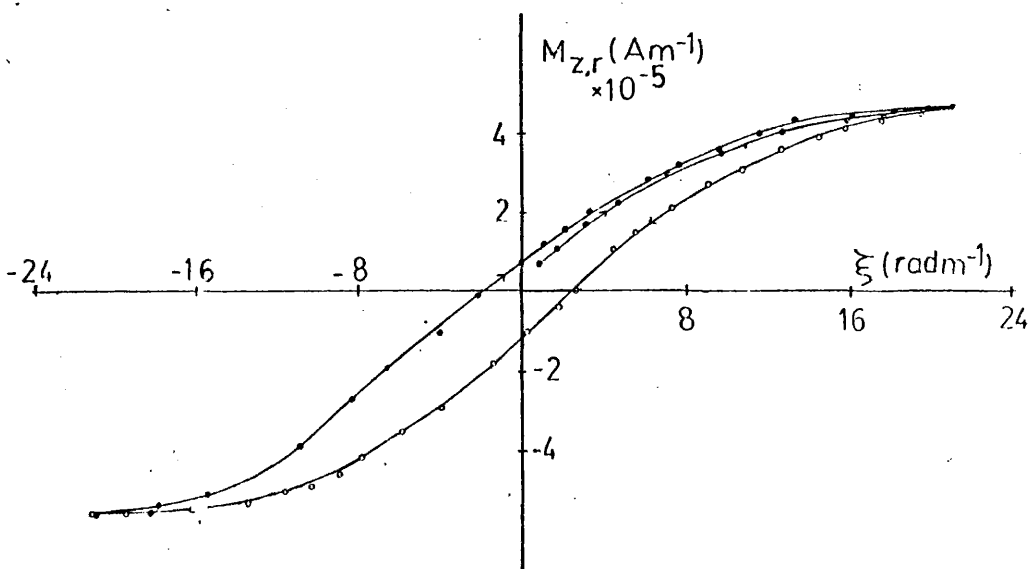


Fig.4.6.-Ciclos de histéresis $M_{z,r} \propto \Gamma$ y $M_{z,r} \propto \xi$.



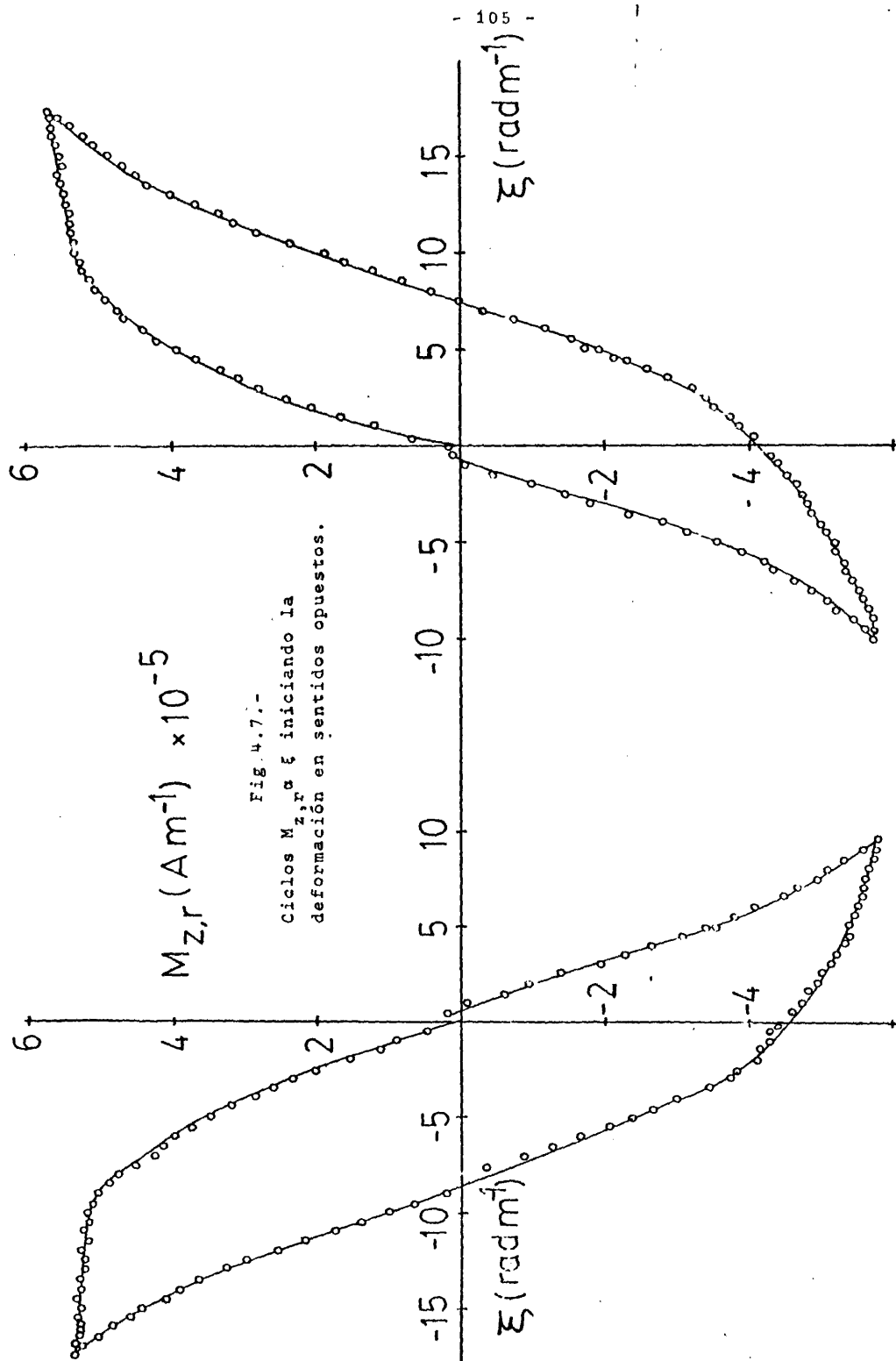


Fig. 4.7.-
 Ciclos $M_{z,r}$ a ξ iniciando la
 deformación en sentidos opuestos.

Si bien, es conocido que despues de someter a un material a tensiones plásticas, éste se endurece mecánicamente ampliando posteriormente su región elástica, es menos conocido el hecho de que mediante este proceso, que hemos llamado de desdeformación, las muestras de hierro parecen "ablandarse" magnéticamente frente a la torsión. Pero, ¿cómo podría explicarse este ablandamiento, si durante este proceso hemos sometido a las muestras a tensiones que lógicamente deben introducir nuevos defectos en la red y por tanto dificultar el proceso de imanación?

Unicamente podemos decir en estos momentos como posible explicación, el que con las torsiones plásticas desdeformadoras, no sólo pueden producirse nuevas dislocaciones, sino que éstas al estar sometidas a campos de tensiones alternos y decrecientes, se reagrupan en pequeñas regiones de la muestra de modo que ésta se comporte como un cristal casi-perfecto excepto en estas regiones locales; con ello, la interacción entre los defectos y el proceso de imanación sería menor. Otra posible explicación sería que mediante el proceso descrito, las dislocaciones de signo opuesto pudieran aniquilarse entre sí mismas; o bien que las dislocaciones alcancen la superficie.

En cualquier caso, parece que queda un extenso campo abierto para realizar nuevas medidas experimentales así como para dar una explicación rigurosa a todas ellas.

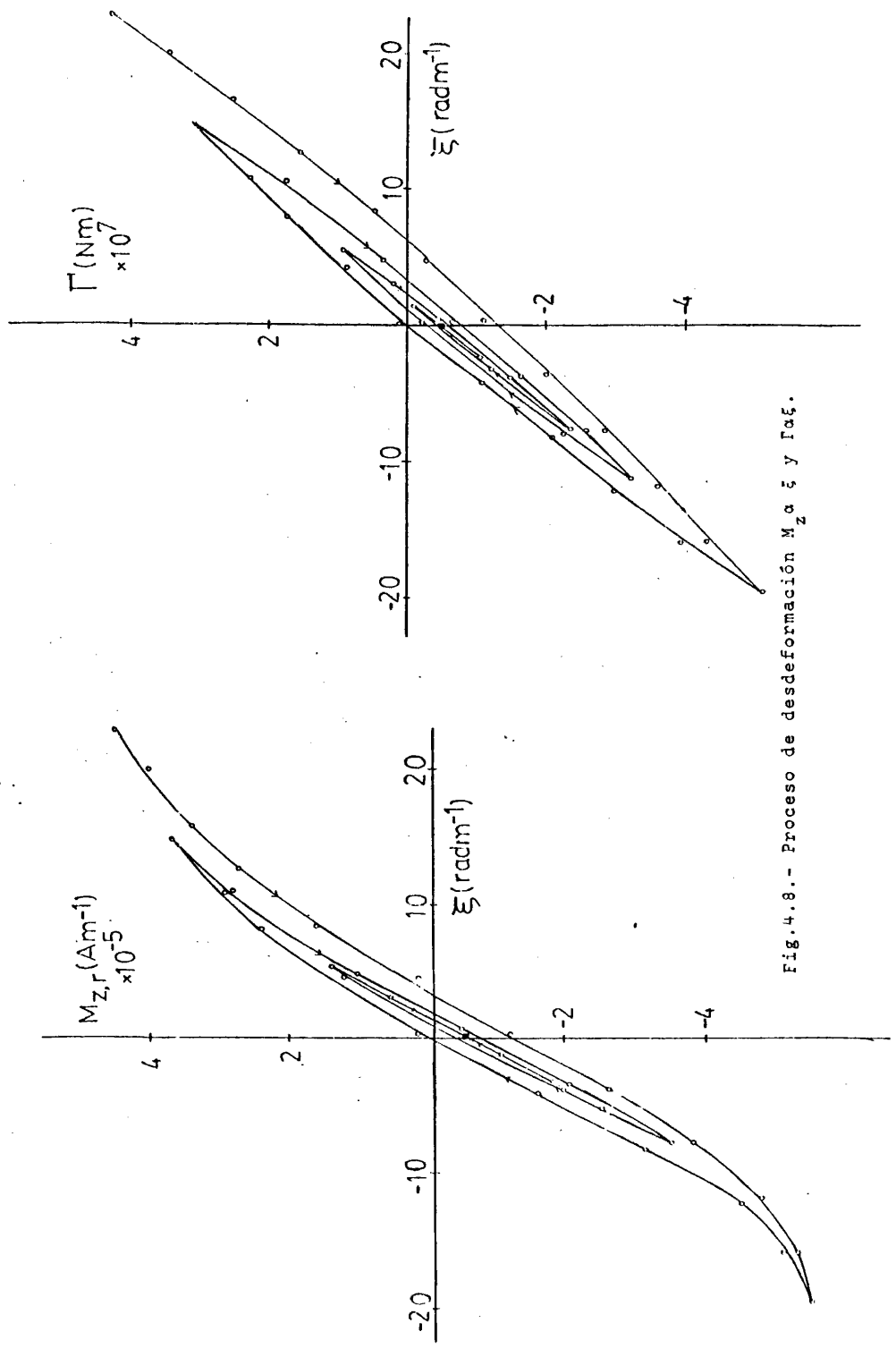


Fig.4.8.- Proceso de desdeformación M_z a ξ y Γ a ξ .

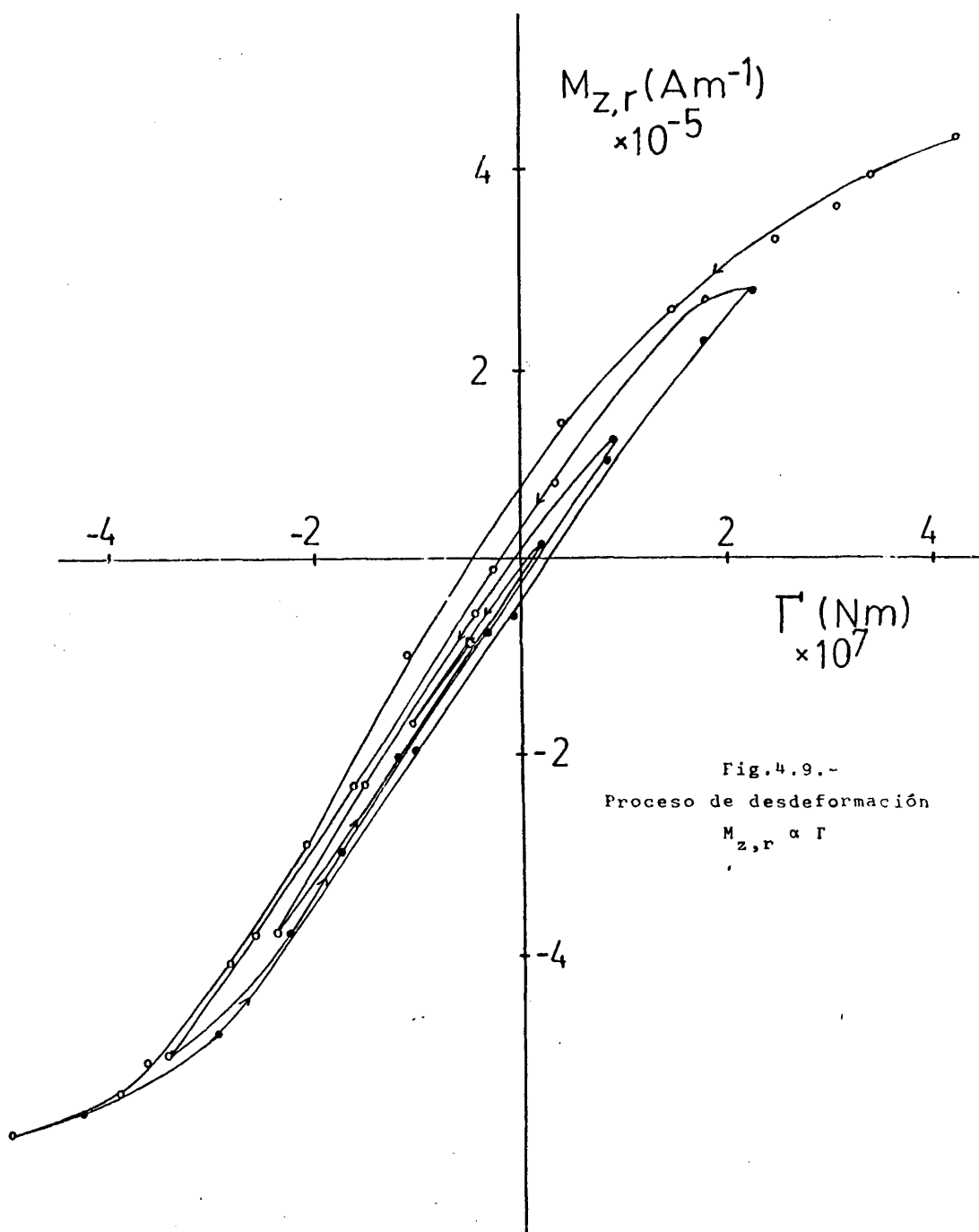


Fig.4.9.-
Proceso de desdeformación
 $M_{z,r} \propto \Gamma$

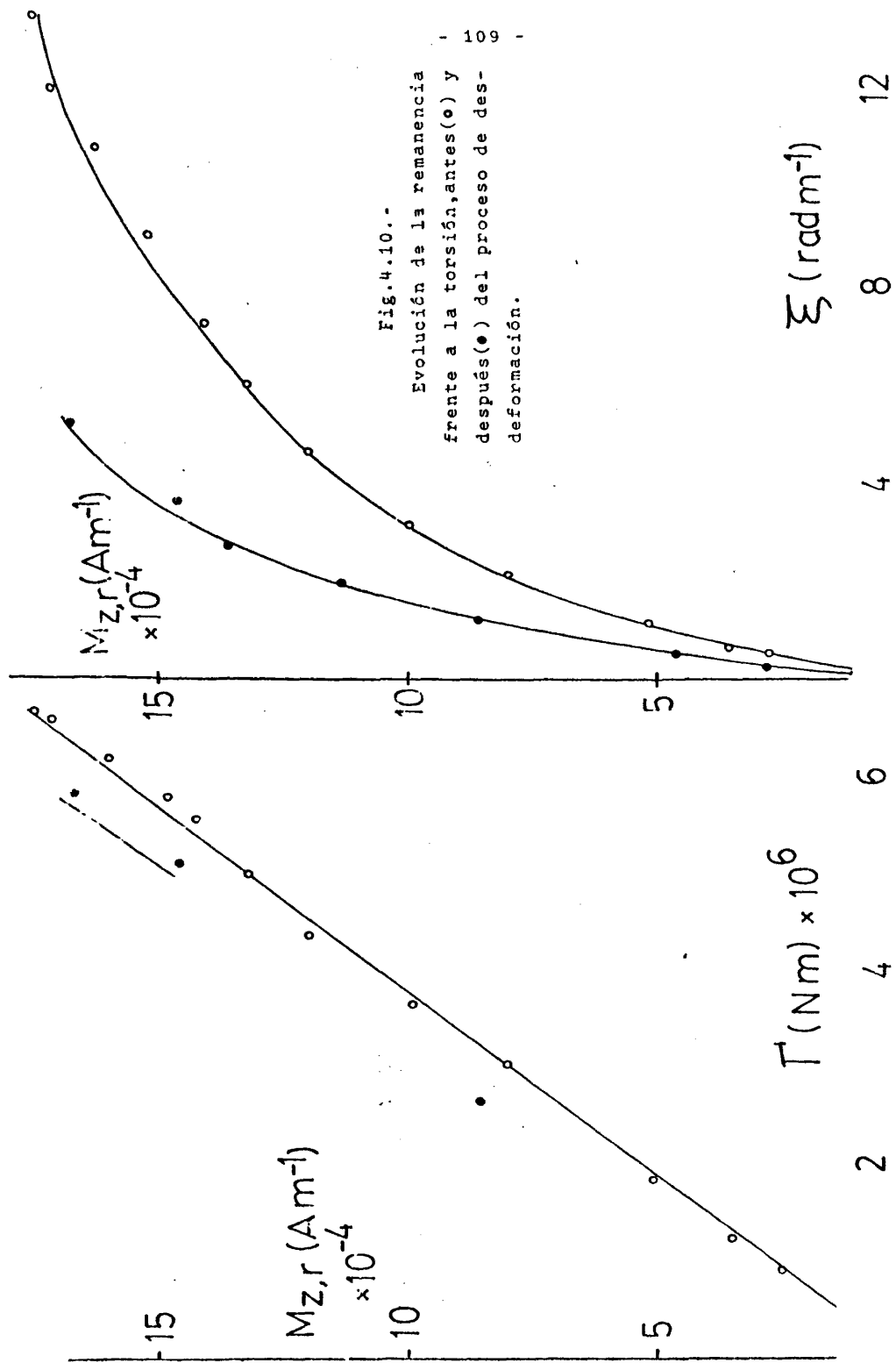


Fig.4.10.-
 Evolución de la remanencia
 frente a la torsión, antes (○) y
 después (●) del proceso de des-
 deformación.

APENDICE

MODELO TEORICO SIMPLIFICADO DEL EFECTO WIEDEMANN INVERSO EN
POLICRISTALES FERROMAGNETICOS FILIFORMES DE SIMETRIA CUBICA

A.1.-CICLOS DE HISTERESIS DE LA IMANACION LONGITUDINAL FRENTE AL
CAMPO MAGNETICO AZIMUTAL CON LA TORSION COMO PARAMETRO. (M_z, H_ϕ, τ)

Como hemos visto por las referencias dadas en los capítulos anteriores, numerosos estudios acerca de la influencia de las tensiones en el proceso de imanación han sido realizados. En algunos de ellos ya citados, como en otros, se han presentado resultados experimentales que conducen a la determinación de algunas constantes ferromagnéticas como pueden ser la magnetostricción, la anisotropía magnetocristalina, etc..., o bien su evolución con la temperatura (1-10). En un reciente trabajo de A. Hernando, se ha presentado un modelo teórico que trata sobre el proceso de imanación en policristales con simetría uniaxial y sometidos a torsión (11). En este apéndice se desarrolla un modelo teórico simplificado que intenta dar cuenta, al menos de una forma cualitativa, los ciclos de histéresis debidos al efecto Wiedemann inverso obtenidos experimentalmente en determinadas muestras ferromagnéticas policristalinas magnetostrictivas filiformes con simetría cúbica.

Este modelo será aplicable como decimos, a muestras policristalinas considerando los granos monocristalinos y que la imanación dentro de ellos está orientada de tal forma que en todo el policristal se puede considerar una distribución isotropa y uniforme de la imanación.

En este tipo de muestras, se han tenido en cuenta las siguientes consideraciones:

- La imanación dentro de cada grano monocristalino no interactúa con la de otros granos.
- Este modelo es válido para muestras tubulares o filiformes, donde se considera desfavorable magnéticamente, la disposición

de la imanación en la dirección radial, por tanto, podremos suponer que yace en la superficie lateral de hipotéticos cilindros.

- El proceso de imanación se considera que es debido exclusivamente a rotación de la imanación.

Vamos a estudiar pues, el efecto Wiedemann inverso para el tipo de muestras indicado anteriormente y con las restricciones mencionadas.

Empecemos considerando una distribución isótropa y uniforme de la imanación y veamos cuál es el efecto producido en ella debido al desplazamiento angular originado por la aplicación de una torsión.

Para ello, tomemos en consideración los términos energéticos debidos a la anisotropía magnetocrystalina y a la magnetoelástica dentro de cada grano monocristalino.

La densidad de energía magnetocrystalina la podemos expresar en primera aproximación como:

$$E_{m.c.} = K_1 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_1^2 \alpha_3^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2)$$

siendo K_1 la constante de anisotropía magnetocrystalina y α_i los cosenos directores de la imanación respecto a unos ejes de referencia dados.

La densidad de energía magnetoelástica, al ser un material policristalino, la podemos expresar como:

$$E_{m.e.} = \frac{3}{2} \lambda_s \sigma^+ \text{sen}^2 \beta - \frac{3}{2} \lambda_s \sigma^- \text{sen}^2 \beta' = \frac{3}{2} \lambda_s \sigma (\cos^2 \beta' - \cos^2 \beta)$$

donde λ_s es la constante de magnetostricción que vamos a considerar isótropa, y β y β' los ángulos formados por la imanación con las direcciones de tracción y compresión introducidas por la torsión. El módulo de la tensión de torsión toma un valor $\sigma = |\sigma^+|$



Haciendo: $\cos^2 \beta = (\bar{\alpha} \cdot \bar{\gamma})^2$ y $\cos^2 \beta' = (\bar{\alpha} \cdot \bar{\gamma}')^2$

donde $\bar{\gamma}, \bar{\gamma}'$ son los cosenos directores de las direcciones de tracción y compresión respectivamente, tenemos:

$$E_{m.e.} = \frac{3}{2} \lambda_s \sigma (a_1 \alpha_1^2 + a_2 \alpha_2^2 + a_3 \alpha_3^2 + 2b_3 \alpha_1 \alpha_2 + 2b_1 \alpha_2 \alpha_3 + 2b_2 \alpha_1 \alpha_3)$$

siendo $a_i = a_i(\bar{\gamma}, \bar{\gamma}')$ y $b_i = b_i(\bar{\gamma}, \bar{\gamma}')$

Las condiciones de equilibrio se obtienen anulando los adjuntos de la matriz :

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial E_T}{\partial \alpha_i} \\ \alpha_i \end{pmatrix}$$

siendo $E_T = E_{m.c.} + E_{m.e.}$

es decir:

$$(a_1 - a_2) \alpha_1 \alpha_2 + b_2 \alpha_2 \alpha_3 - b_1 \alpha_1 \alpha_3 + b_3 (\alpha_2^2 - \alpha_1^2) + \frac{1}{\tau} \alpha_1 \alpha_2 (\alpha_2^2 - \alpha_1^2) = 0$$

$$(a_1 - a_3) \alpha_1 \alpha_3 + b_3 \alpha_2 \alpha_3 - b_1 \alpha_1 \alpha_2 + b_2 (\alpha_3^2 - \alpha_1^2) + \frac{1}{\tau} \alpha_1 \alpha_3 (\alpha_3^2 - \alpha_1^2) = 0$$

$$(a_2 - a_3) \alpha_2 \alpha_3 + b_3 \alpha_1 \alpha_3 - b_2 \alpha_1 \alpha_2 + b_1 (\alpha_3^2 - \alpha_2^2) + \frac{1}{\tau} \alpha_2 \alpha_3 (\alpha_3^2 - \alpha_2^2) = 0$$

donde $\tau = \frac{3/2 \lambda_s \sigma}{K_1}$ y con la condición $\alpha_i^2 = 1$

La resolución de estas ecuaciones se hace excesivamente compleja, por ello, es necesario hacer alguna simplificación que sea válida para el objetivo que perseguimos, es decir, que sea válida para las muestras con las restricciones ya mencionadas.

El problema se puede reducir a 2 dimensiones cuando tomamos cada granc monocristalino como un elemento de área tangente a la

superficie lateral de la muestra.

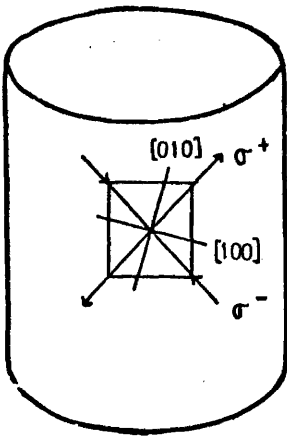


Fig. A.1.-

Como se observa en la figura A.1, en cada elemento de área, la imanación estará dirigida inicialmente según la dirección fácil determinada en ese grano por la anisotropía magnetocrystalina.

Al aplicar la torsión, la imanación se moverá dentro de ese elemento de área tangencial sin salirse de él.

Por otra parte, en ese grano monocristalino, la dirección fácil magnetocrystalina formará un ángulo aleatorio con la dirección fácil debida a la anisotropía magnetoelástica.

Con estas consideraciones, la posición de la imanación en cada grano después de aplicar la torsión la podemos calcular a partir de las ecuaciones anteriores, haciendo:

$$\begin{aligned} \gamma_{\pm} &= (\cos \psi, \text{sen } \psi, 0) \\ \gamma_{\pm} &= (\text{sen } \psi, -\cos \psi, 0) \\ \alpha_{\pm} &= (\cos \theta, \text{sen } \theta, 0) \end{aligned}$$

Ver la figura A.2

Las 3 ecuaciones de la página anterior se reducen entonces a:

$$\text{sen } 2(\psi - \theta) = \frac{1}{4\tau} \text{sen } 4\theta.$$

Por simplicidad posterior, vamos a llegar a esta misma ecuación

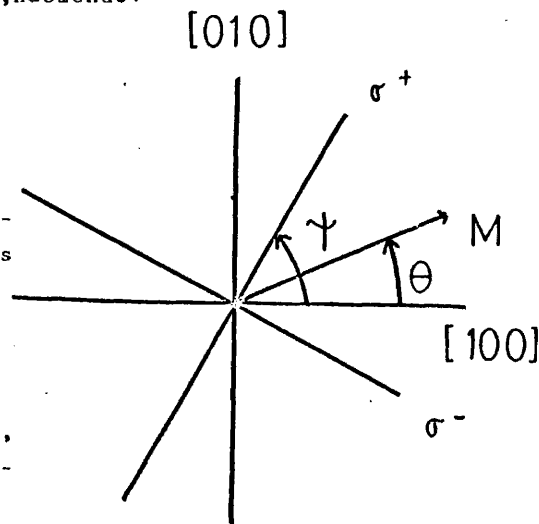
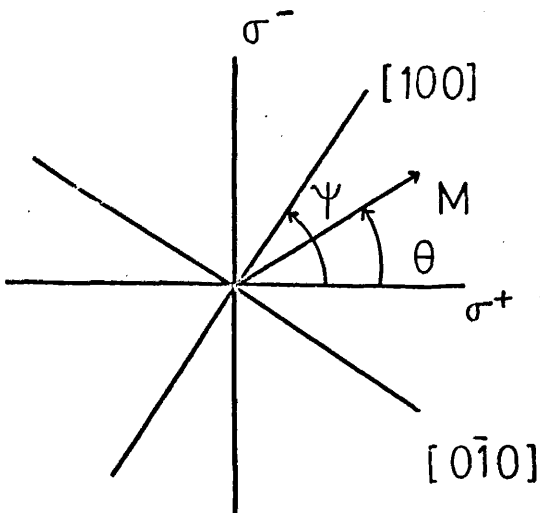


Fig.A.2.-

ción utilizando otro método. Esta ecuación se obtiene también considerando inicialmente los términos magnéticos siguientes (12):



$$E_{m.e.} = \frac{3}{2} \lambda_s \sigma^+ \text{sen}^2 \theta - \frac{3}{2} \lambda_s \sigma^- \text{cos}^2 \theta$$

$$E_{m.c.} = K_1 \{ \text{cos}^2(\psi - \theta) \text{sen}^2(\psi - \theta) \}$$

Donde hemos considerado como ejes de referencia los determinados por las direcciones de las tensiones en lugar de las direcciones cristalográficas, como se puede observar en la figura A3.

En el equilibrio, se tiene:

$$\frac{\partial E_T}{\partial \theta} = 0 \quad \rightarrow \quad \text{sen } 4(\psi - \theta) = 4r \text{sen } 2\theta$$

Las condiciones para determinar los saltos irreversibles se obtienen imponiendo simultáneamente a la ecuación anterior, que:

$$\frac{\partial^2 E_T}{\partial \theta^2} = 0 \quad \rightarrow \quad \text{cos } 4(\psi - \theta) = -2r \text{cos } 2\theta$$

Las rotaciones irreversibles se producen pues, para:

$$\text{tg } 4(\psi - \theta_c) = -2 \text{tg } 2\theta_c \quad (\text{ Ver figura A4 })$$

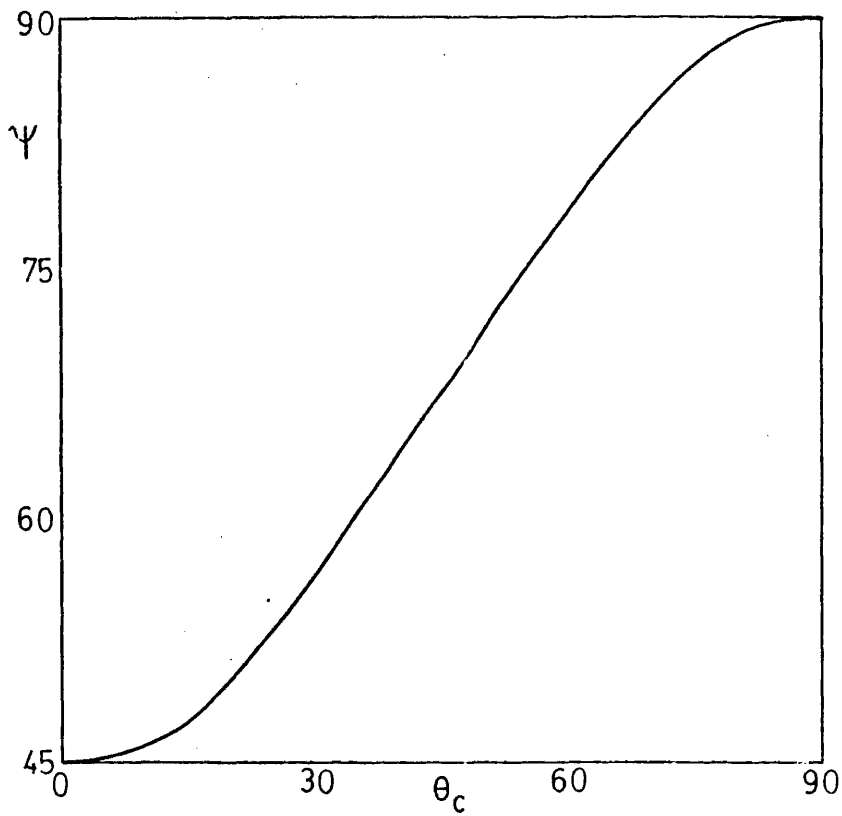
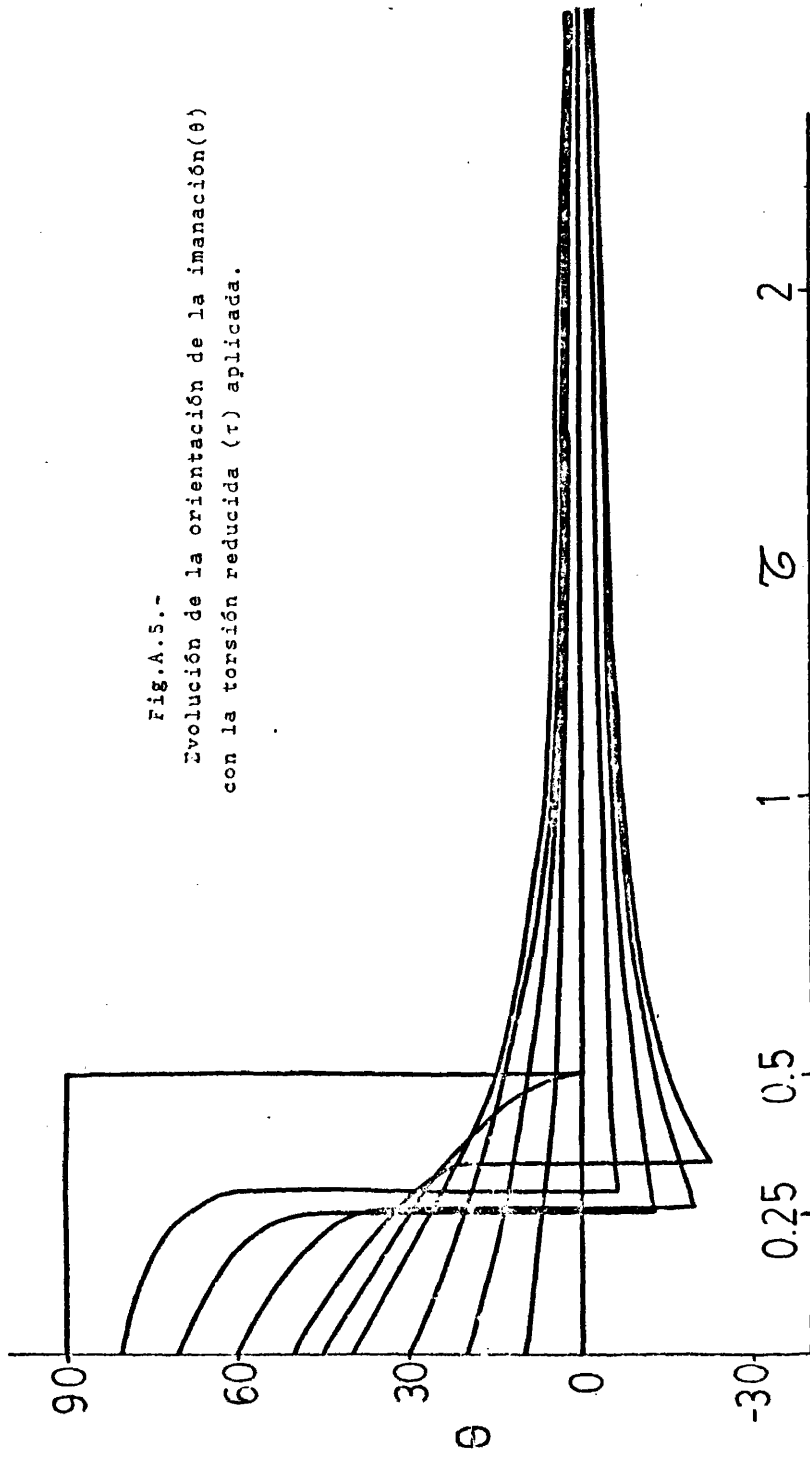


Fig.A.4.-Variación del ángulo formado entre los ejes cristalográficos y la dirección de la tensión aplicada con el ángulo θ_c para el cual se produce la rotación irreversible.

siendo θ_c el valor para el cual se produce la irreversibilidad; la torsión crítica vendrá dada por:

$$\tau_c = \frac{1}{4(1+3\text{sen}^2\theta_c)}$$

Fig.A.5.-
Evolución de la orientación de la imanación(θ)
con la torsión reducida (r) aplicada.



Estas rotaciones irreversibles se producen para valores de τ comprendidos entre 0,25 y 0,50 como se puede observar en la figura A5.

Una vez aplicada la torsión, veamos lo que sucede al aplicar un campo magnético azimutal. Entonces, las direcciones de la imanación se modificarán de nuevo.

Cuando $\tau > 0,5$, se habrán producido todas las rotaciones irreversibles, y en este caso haremos la aproximación de considerar las dos energías iniciales (magnetocristalina y magnetoelástica) como una única energía; con esto, el problema se reduce a considerar la acción de un campo magnético H_ϕ sobre un material con anisotropía uniáxica cuya dirección está dada por la posición de equilibrio de aquellas 2 energías.

La energía total y las condiciones de equilibrio serán:

$$E_T = K' \text{sen}^2(\theta' - \theta) - \mu_0 M_s H_\phi \cos(45 - \theta')$$

$$\frac{\partial E_T}{\partial \theta'} = 0 \quad \rightarrow \quad h_\phi = \frac{\mu_0 M_s H_\phi}{K'} = \frac{\text{sen } 2(\theta' - \theta)}{\text{sen}(45 - \theta')}$$

K' sería la constante de anisotropía introducida por hipótesis (la dirección de esta anisotropía uniáxica estaría dada por el ángulo θ'); véase la figura A6.

Si consideramos además $\frac{\partial^2 E_T}{\partial \theta'^2} = 0$, obtendremos las rotaciones irreversibles:

$$h_\phi^2 = \frac{4}{1 + 3 \text{sen}^2(45 - \theta'_c)}$$

$$\text{tg } 2(\theta'_c - \theta) = 2 \text{tg}(\theta'_c - 45)$$

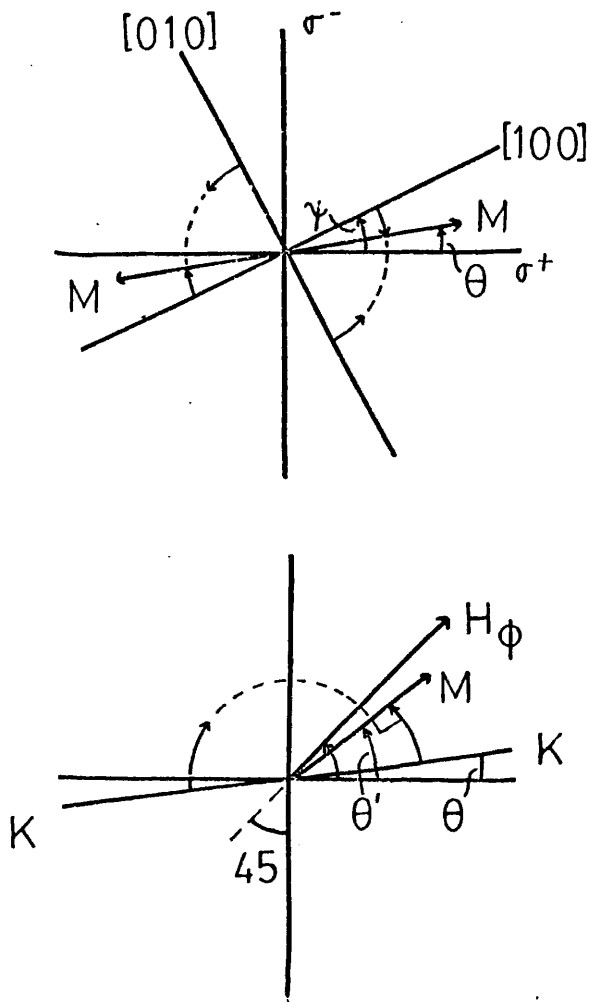


Fig.A.6.-Diagrama en el que se representa la evolución de la imanación en función de la torsión y del campo magnético azimutal en el límite de torsiones altas.Los trazos continuos representan las rotaciones reversibles y los discontinuos las irreversibles.

donde los subíndices "c" indican los valores críticos para los cuales se producen las irreversibilidades.

Los ciclos de histéresis imanación longitudinal M_z frente a campo magnético azimutal H_ϕ se obtienen a partir de la expresión:

$$m_z = \left[\frac{M_z}{M_s} \right]_{h_\phi} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \text{sen}(\theta_i' - 45^\circ)$$

En la figura A7 se observa la evolución de las direcciones de la imanación cuando $\tau=0,5$ en función del campo aplicado h_ϕ . En la figura A8 se obtienen los ciclos de histéresis para $\tau=0,5$ y $\tau \rightarrow \infty$.

Cuando $\tau < 0,25$ no se habrán producido aún rotaciones irreversibles debidas a la torsión, y entonces el problema será el de considerar la acción del campo magnético h_ϕ sobre una anisotropía biáxica cuyos ejes no forman entre sí 90° en general (figura A9).

La energía total será:

$$E_T = K' \text{sen}^2(\theta' - \theta_1) \text{sen}^2(\theta' - \theta_2) - \mu_0 M_s H_\phi \cos(45^\circ - \theta')$$

Con la condición $\frac{\partial E_T}{\partial \theta'} = 0$, se obtiene:

$$h_\phi = \frac{\text{sen}2(\theta' - \theta_1) \text{sen}^2(\theta' - \theta_2) + \text{sen}2(\theta' - \theta_2) \text{sen}^2(\theta' - \theta_1)}{\text{sen}(45^\circ - \theta')}$$

Cuando $0,25 < \tau < 0,50$ se ha producido ya alguna irreversibilidad con la torsión y cuando éste sea el caso, habrá que considerar $\theta_1 = \theta_2$.

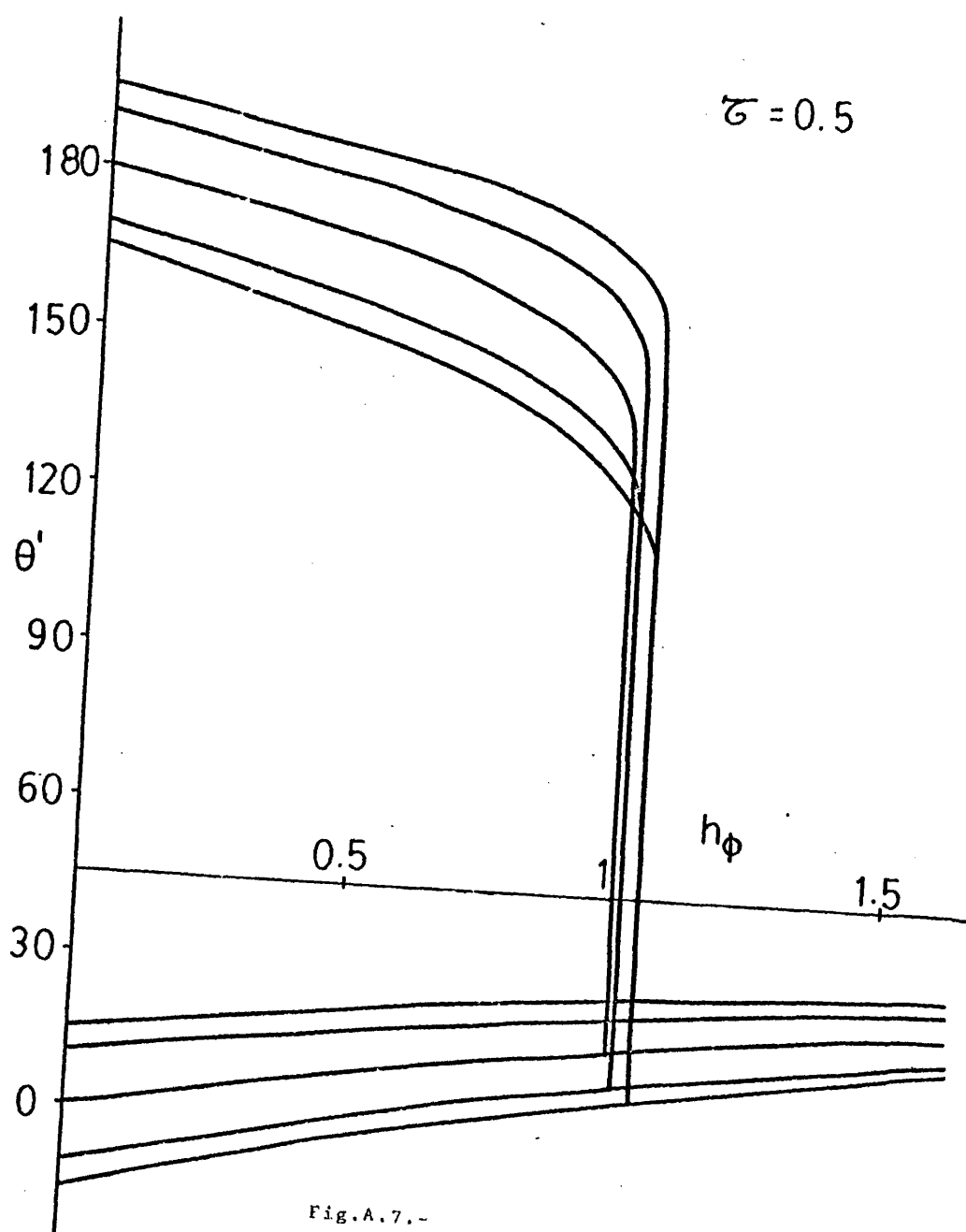


Fig.A.7.-
Evolución de la dirección de la imanación en función
del campo magnético azimutal reducido, h_ϕ , cuando la tor-
sión reducida vale $\tau=0,5$.

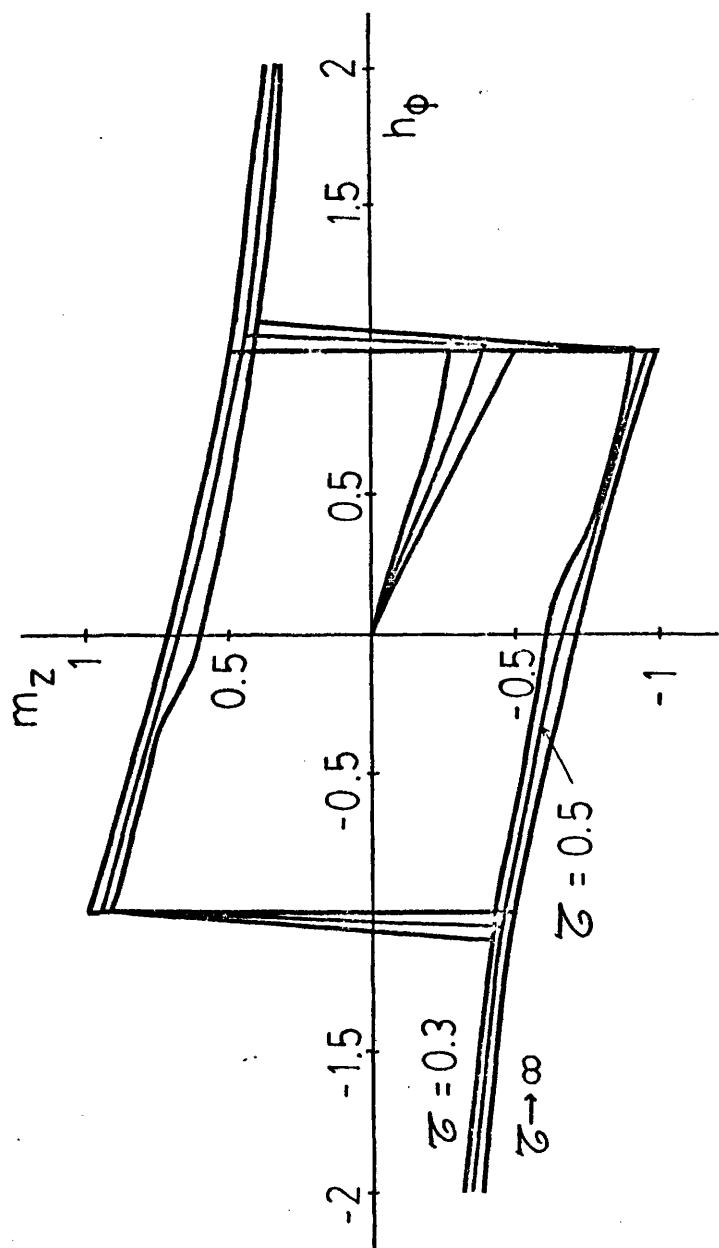


Fig.A.8.-Ciclos de histéresis m_z h_ϕ para diferentes valores de la torsión reducida τ .

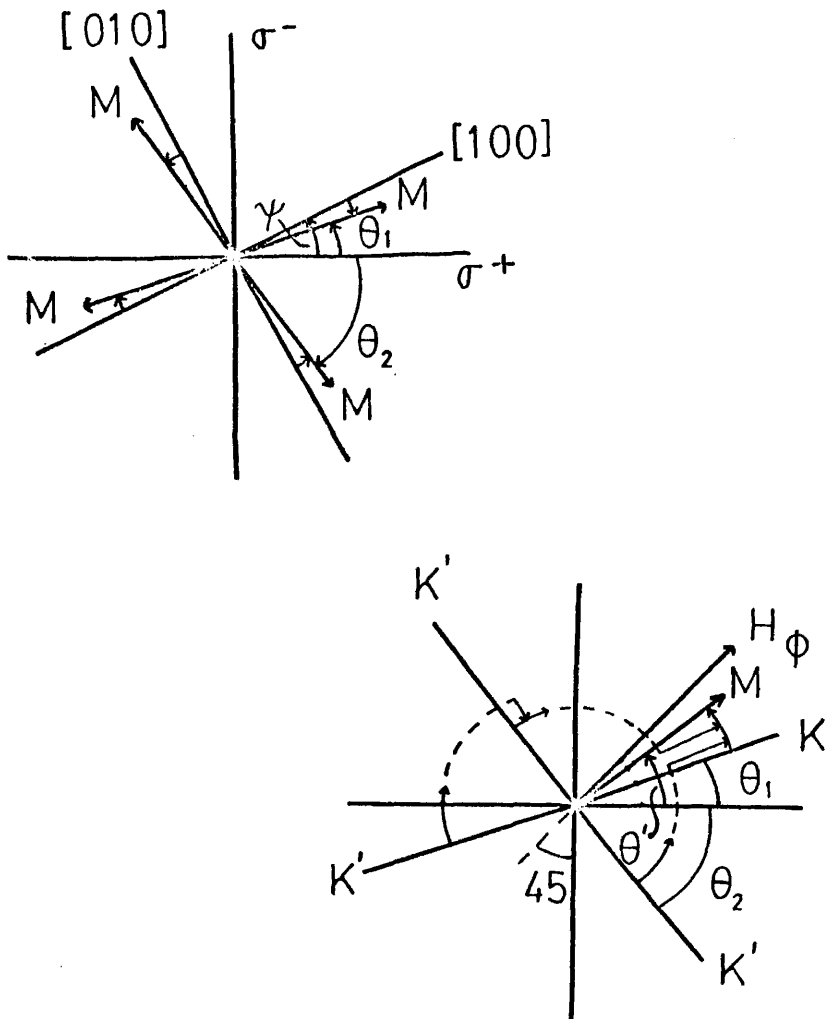


Fig.A.9.- Diagrama en donde se representa la evolución de la imanación en función de la torsión y del campo magnético azimutal en el límite de torsiones débiles aplicadas. (Trazos continuos=rotación reversible; trazos discontinuos=rotación irreversible).

En la figura A 10 se obtiene la evolución de la imanación para $\tau = 0,3$ con el campo h_ϕ y en la figura A8 se observa el ciclo de histéresis correspondiente.

En la figura A 11 se ve la evolución de la imanación para $\tau = 0,2$ y en la figura A 12 una serie de ciclos de histéresis para esta torsión.

En las figuras A 13 y A 14 se observan la evolución y el ciclo de histéresis para $\tau = 0,1$.

Se han realizado medidas experimentales del efecto Wiedemann inverso en hilos policristalinos de níquel, y se ha comprobado que estas medidas, al menos en el intervalo de bajas torsiones, están en buen acuerdo con los resultados obtenidos mediante el modelo teórico que aquí exponemos (13).

Los ciclos experimentales $M_z \propto H_\phi$ fueron obtenidos por V. Madurga en hilos policristalinos (Johnson & Matthey) de 20 mm. de longitud y 0,5 mm. de diámetro.

La imanación longitudinal se obtuvo mediante un secundario que rodeaba a la muestra y en el que se inducía una f.e.m. que posteriormente era integrada por un flúxmetro "Walker" y esta señal integrada era llevada a la conexión vertical de un registrador x-y. El campo magnético azimutal H_ϕ era obtenido mediante el paso de corriente eléctrica a lo largo de la muestra. Al ser este campo inhomogéneo, es necesario tomar un valor medio:

$$\langle H_\phi \rangle = \frac{\int_0^R H_\phi(r) l 2\pi r dr}{\int_0^R l 2\pi r dr} \quad 0 < r < R$$

siendo R el radio de la muestra y l su longitud.

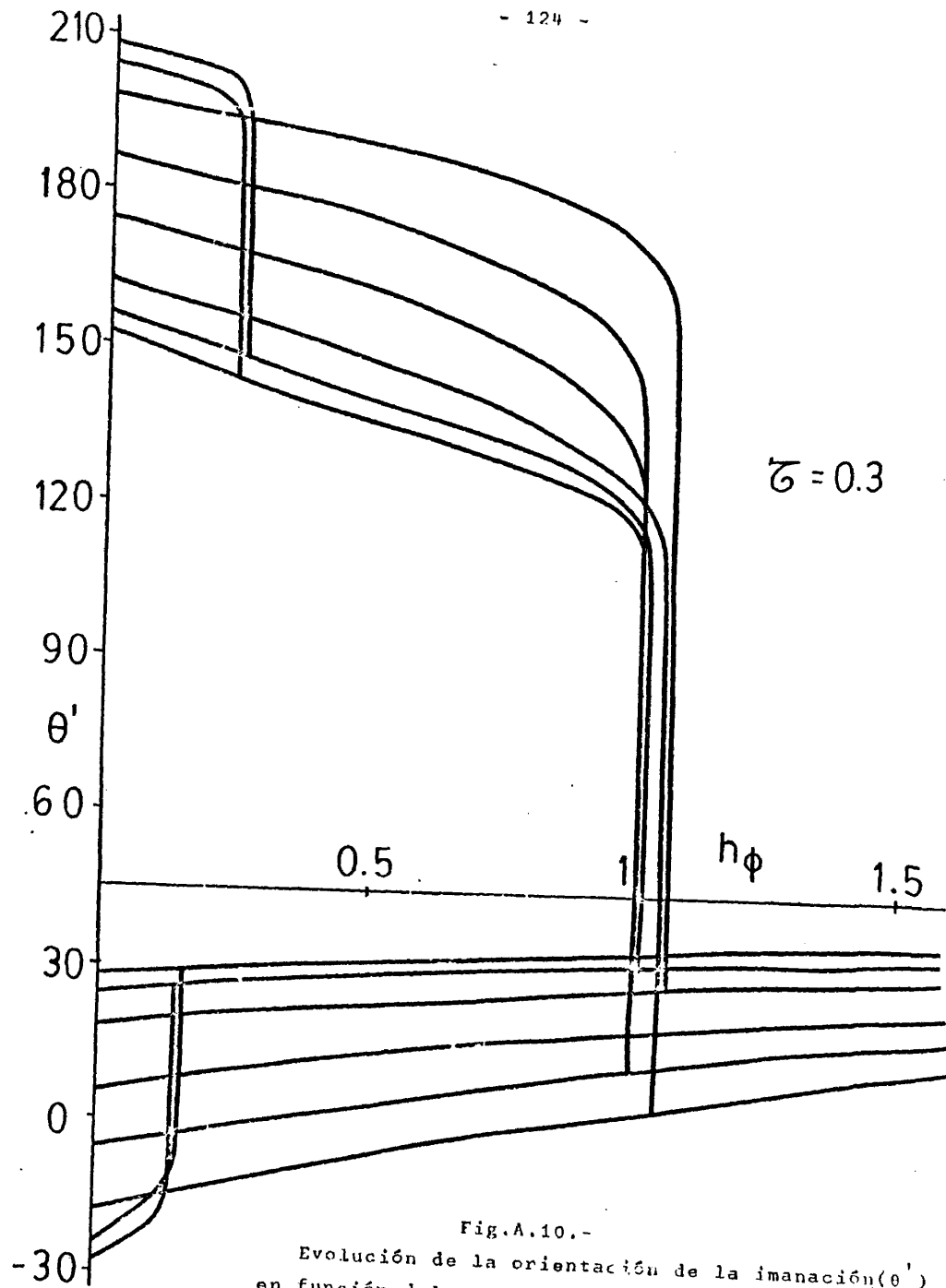


Fig.A.10.-
Evolución de la orientación de la imanación(θ')
en función del campo h_ϕ cuando la torsión aplicada
vale $\tau=0,3$.

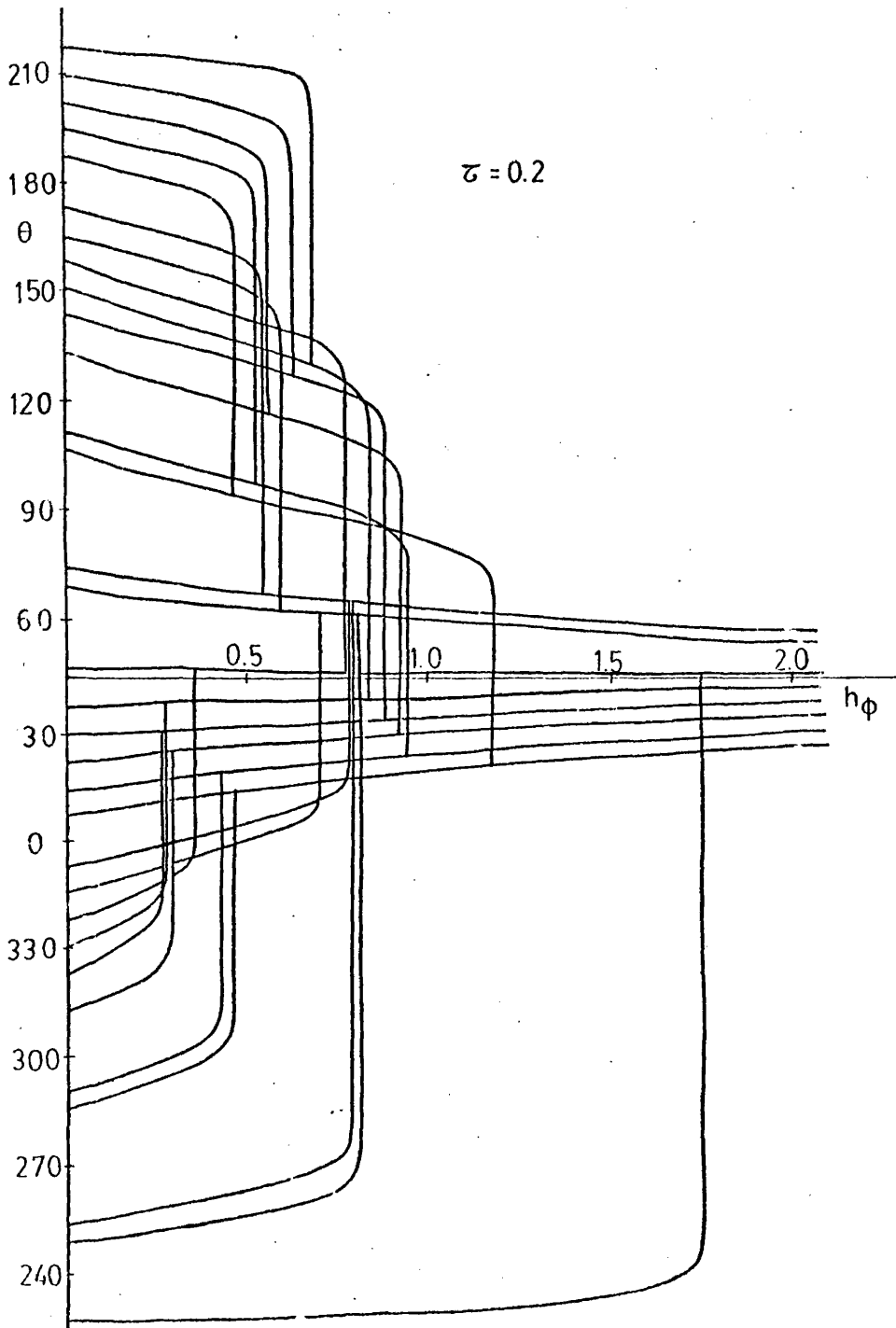


Fig.A.11.-Evolución de θ frente a h_ϕ cuando $\tau=0,2$.

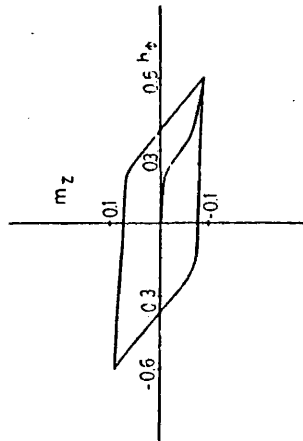
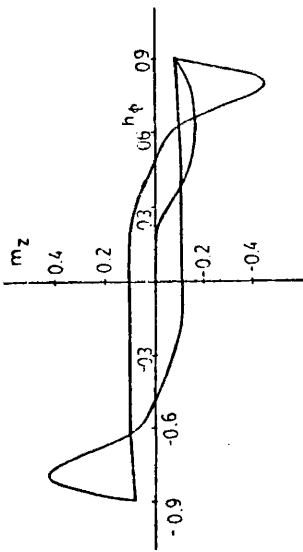
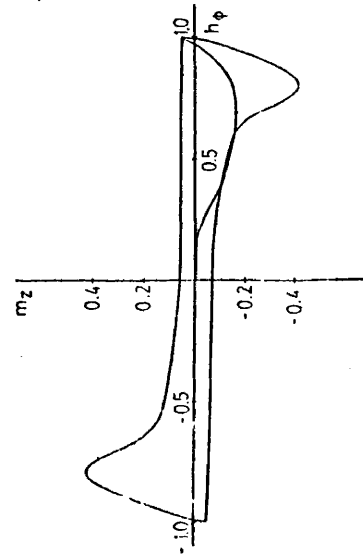
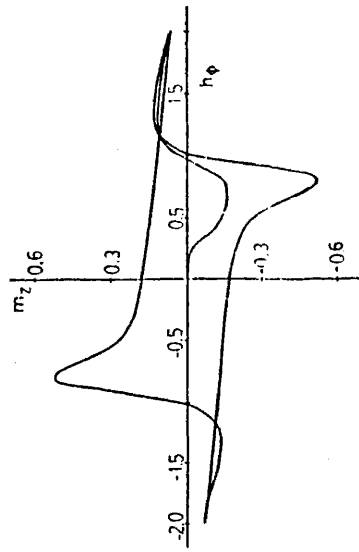


Fig.A.12.-Ciclos de histéresis ($m_z h_\phi$) $\tau=0,2$, para valores crecientes del campo h_ϕ .



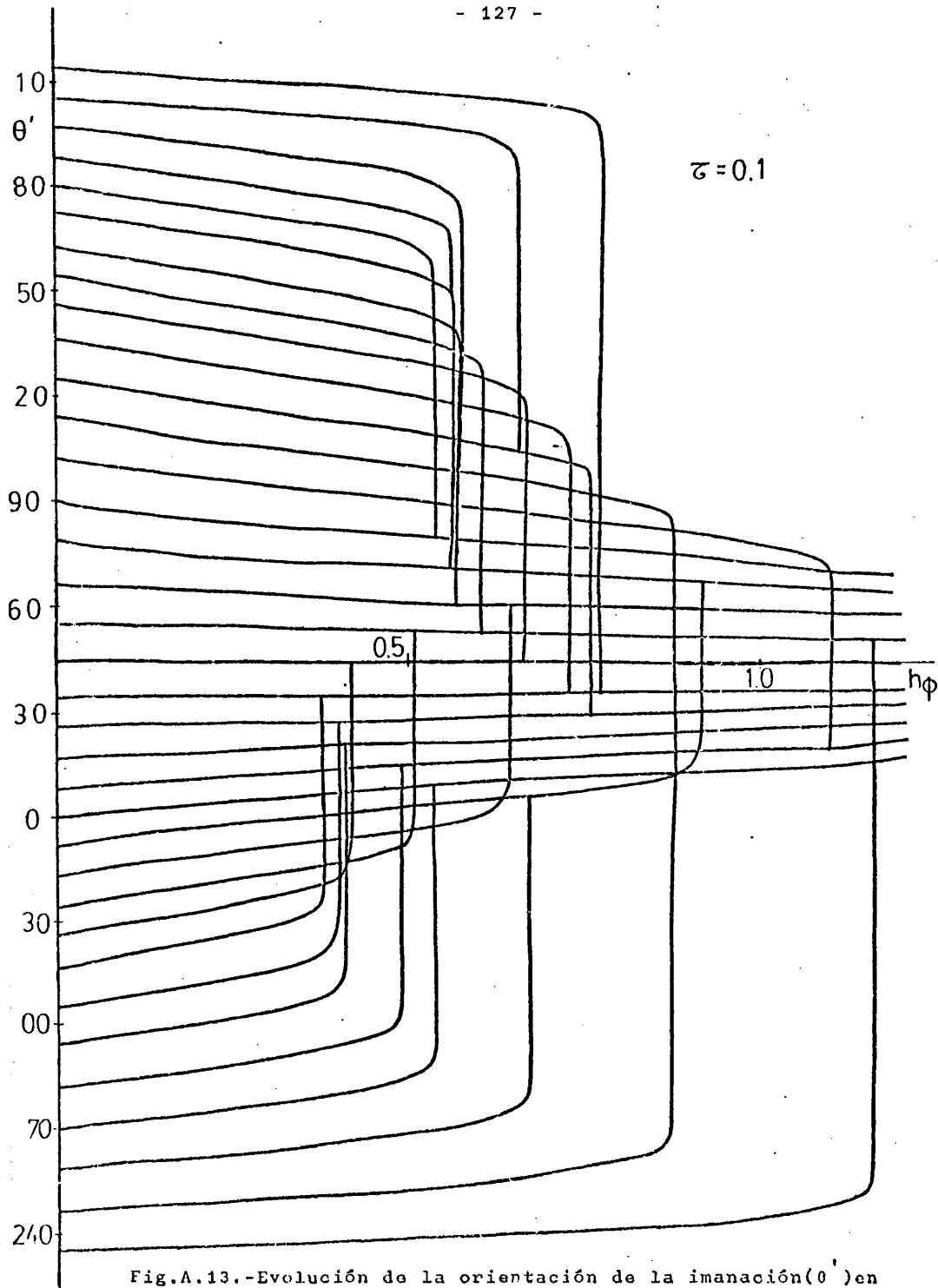


Fig.A.13.-Evolución de la orientación de la imanación(θ') en función de h_ϕ cuando $\tau=0,1$.

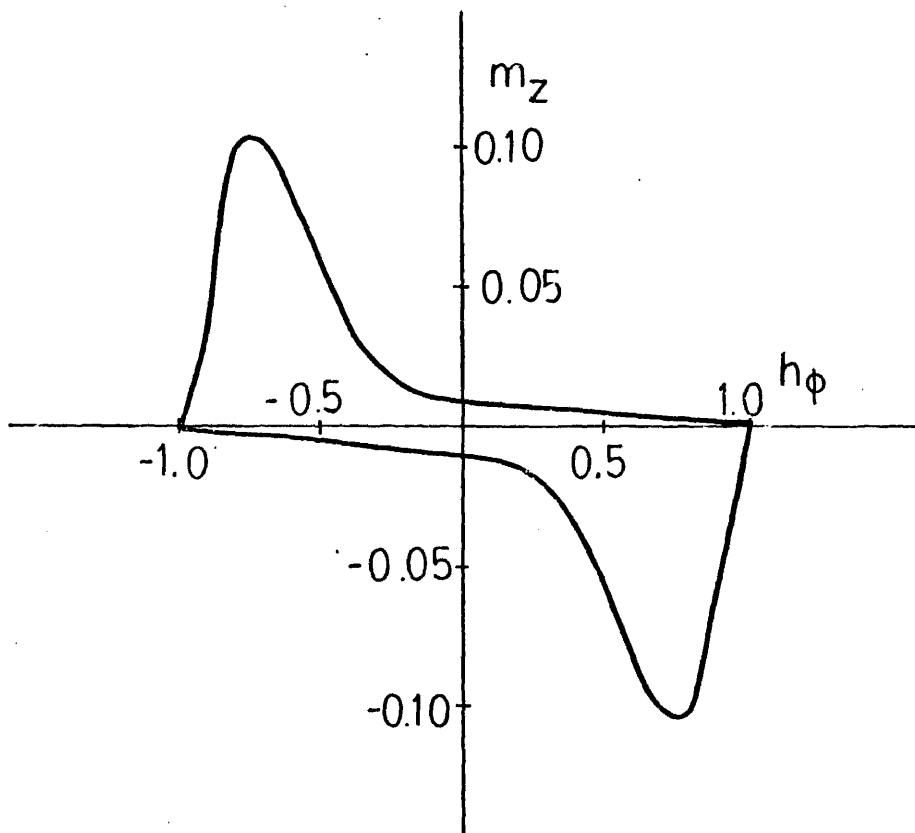


Fig.A.14.- Ciclo de histéresis $(m_z \alpha h_\phi)_{\tau=0,1}$

La sensibilidad del aparato torsionador era de $10^{-3} \text{ radm}^{-1}$ y los ciclos de histéresis fueron obtenidos para deformaciones angulares menores de $0,6 \text{ rad.m}^{-1}$. (Véase la figura A 15).

Con objeto de verificar el comportamiento de este modelo, hemos obtenido también el ciclo de histéresis de imanación longitudinal frente a campo magnético longitudinal en el caso de una torsión particular ($\tau = 0,2$).

Este ciclo se obtiene sin más que tomar:

$$m_{\phi} = \left[\frac{M_{\phi}}{M_s} \right]_{h_{\phi}} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \cos(\theta_i' - 45)$$

con ello, obtendríamos en realidad el ciclo de histéresis de imanación circular frente a campo magnético circular; pero por las hipótesis iniciales del problema, debe ser idéntico al ciclo de imanación longitudinal frente a campo magnético longitudinal ($m_z - h_z$).

Este ciclo de histéresis se muestra en la figura A 16, en donde se compara con otro obtenido experimentalmente en las mismas muestras de níquel citadas anteriormente; en estos ciclos experimentales, la deformación angular era igual a $\xi = 0,4 \text{ rad.m}^{-1}$.

Es de notar cómo los ciclos teóricos representados son ligeramente asimétricos respecto a los 2 ejes de coordenadas; lo cual parece también coincidir con alguno de los ciclos obtenidos experimentalmente.

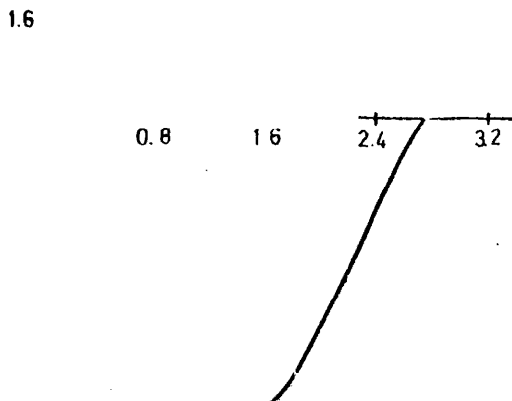
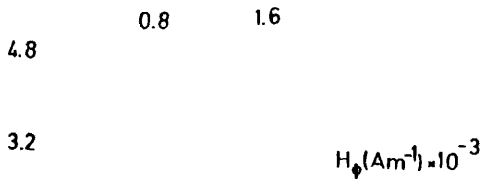
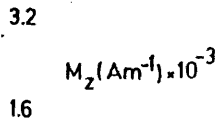
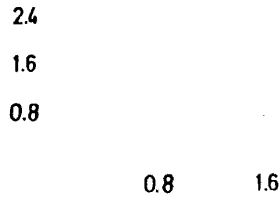
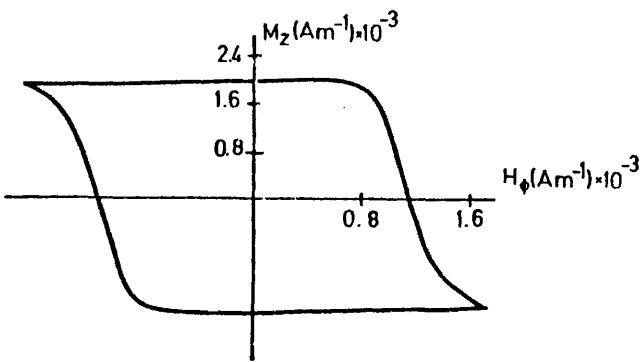
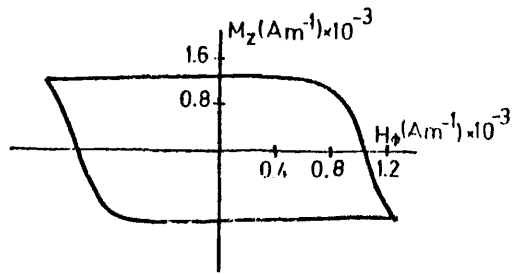
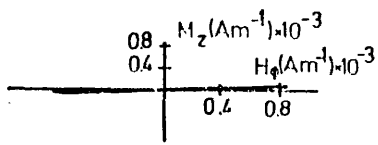


Fig. A.15.-
Ciclos de histéresis $M_z \alpha H_\phi$
experimentales.

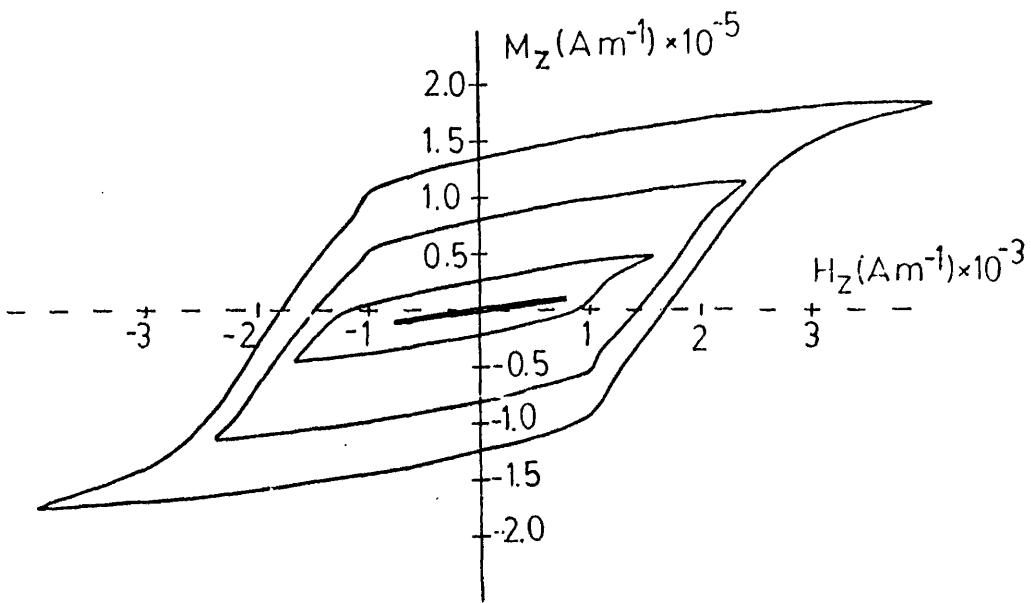
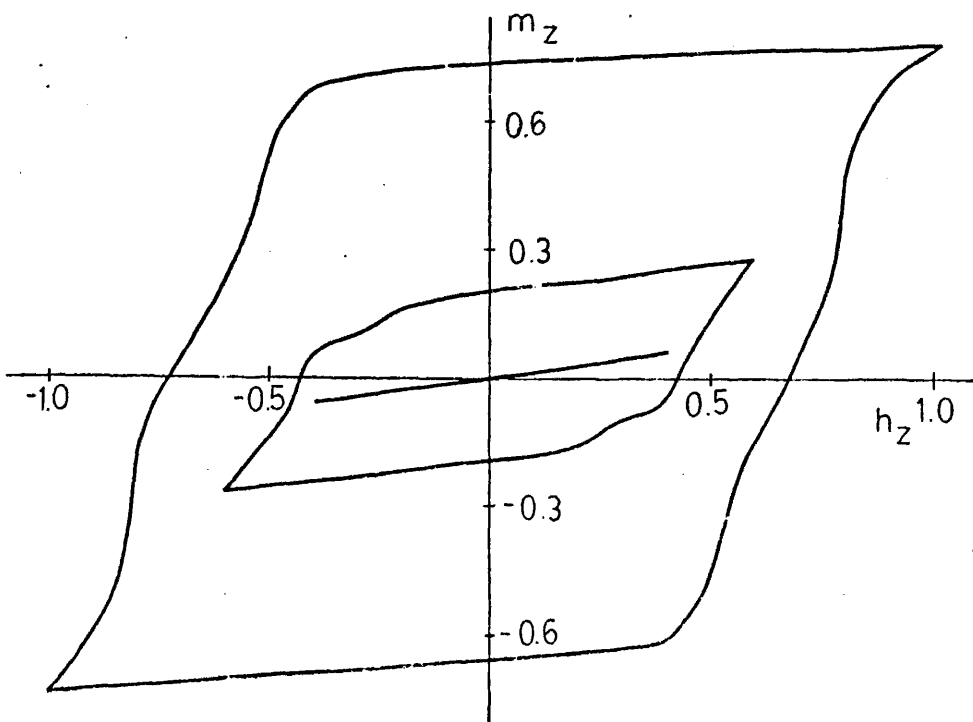


Fig.A.16.-Ciclos de histéresis $(M_z \alpha H_z)_{\xi=0.6 \text{ radm}^{-1}}$ en un hilo de Ni (figura superior), y teórico $(m_z \alpha h_z)_{\tau=0.1}$ (figura inferior).



A.2.- CICLOS DE HISTERESIS DE LA IMANACION LONGITUDINAL FRENTE A LA TORSION APLICADA, SIENDO EL PARAMETRO EL CAMPO MAGNETICO AZIMUTAL. $(M_z \text{ e } \tau)_{H_\phi}$

Considerando nuevamente una distribución isótropa y uniforme de la imanación en el policristal con las restricciones impuestas en el apartado anterior, la imanación formará con la dirección azimutal un cierto ángulo ψ . Como consecuencia de la aplicación de un campo magnético azimutal, la distribución dejará de ser isótropa; esta nueva distribución es la que determinaremos en primer lugar.

Tomando un grano monocristalino genérico, las densidades de energía debidas a la anisotropía magnetocristalina y al campo magnético aplicado H_ϕ valdrán:

$$E_T = K_1 \{ \text{sen}^2(\psi - \theta) \cos^2(\psi - \theta) \} - \mu_0 M_s H_\phi \cos \theta$$

Imponiendo las condiciones de equilibrio y de irreversibilidad, y teniendo en cuenta que $h_\phi = \frac{\mu_0 M_s H_\phi}{K_1}$, se obtiene:

$$h_\phi = \frac{\text{sen}^4(\psi - \theta)}{2 \text{sen} \theta}$$

$$h_c^2 = \frac{4}{1 + 15 \text{sen}^2 \theta_c}$$

$$\text{tg} \theta_c = \frac{1}{4} \text{tg} 4(\theta_c - \psi)$$

donde nuevamente, los subíndices "c" indican los valores críticos para los cuales se producen los saltos irreversibles de la imanación.

En la figura A 17 se representa la evolución de la dirección de la imanación (ángulo θ) en función del campo magnético aplicado h_ϕ .

Como queremos estudiar ahora el comportamiento de la imanación longitudinal frente a la torsión aplicada, el caso más sencillo se nos presenta cuando el campo magnético que hemos aplicado toma un valor $h_\phi \rightarrow \infty$, pues entonces la imanación estará dispuesta exclusivamente en la dirección azimutal coincidiendo con el sentido de H_ϕ .

Los términos energéticos valdrán:

$$E_{m.e.} = - \frac{3}{2} \lambda_s \sigma \text{ sen } 2\theta'$$

$$E_H = - K' \cos \theta'$$

Donde hemos hecho la hipótesis de considerar la acción conjunta de la anisotropía magnetocristalina y el campo magnético azimutal equivalente a la de una anisotropía uniáxica y uni-sentido y que describiremos por una constante K' .

A partir de las condiciones de equilibrio, y recordando que $\tau = \frac{\frac{3}{2} \lambda_s \sigma}{K'}$, se obtiene:

$$\tau = \frac{\text{sen } \theta'}{2 \cos 2\theta'}$$

En la figura A 18 se representa el comportamiento de θ' frente a τ para $h_\phi \rightarrow \infty$, así como el correspondiente ciclo de histéresis ($m_z - \tau$) el cual se obtendrá a partir de la expresión:

$$m_z = \left[\begin{array}{c} M_z \\ M_s \end{array} \right] \tau = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \text{sen } \theta'_i$$

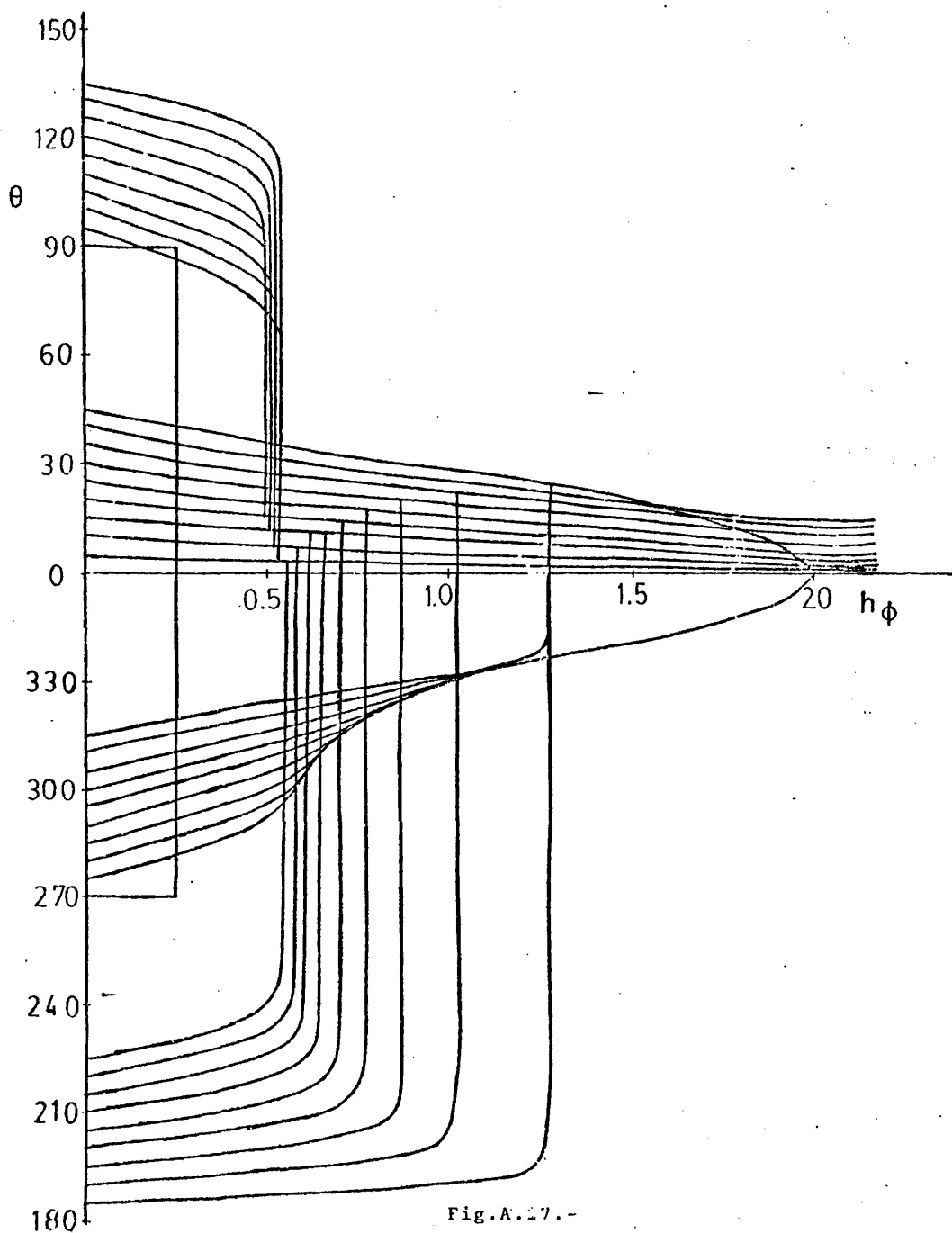


Fig.A.27.-

Diagrama donde se representa la evolución de la dirección de la imanación (θ) frente al campo aplicado h_ϕ .

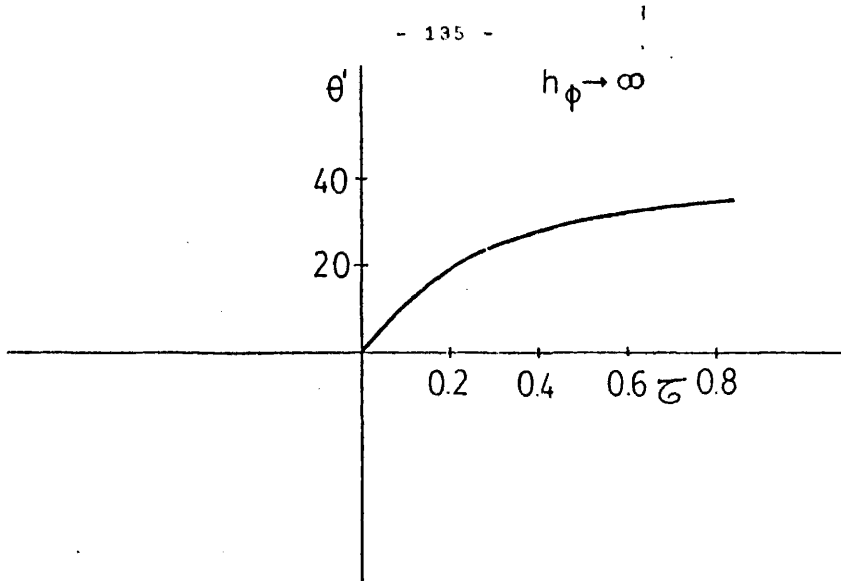
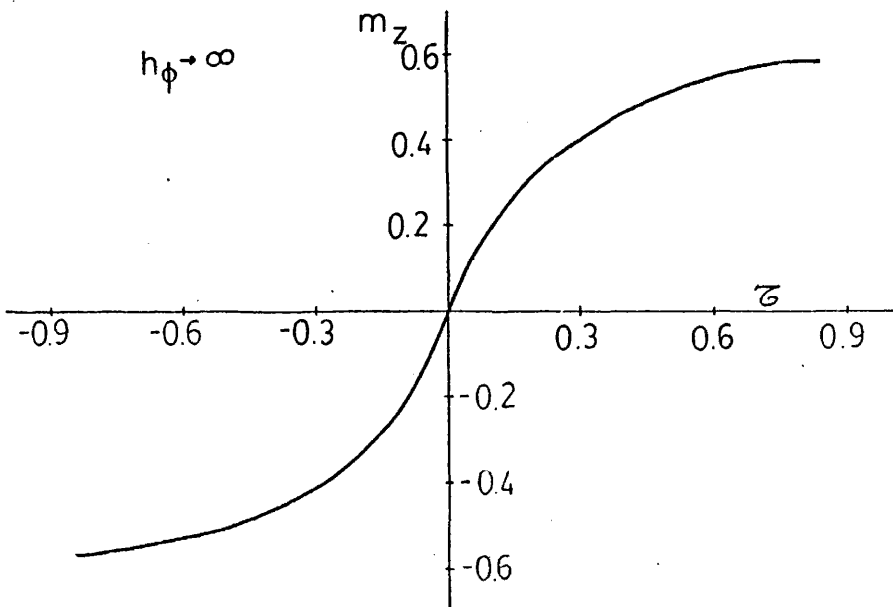


Fig.A.18.-

Evolución de la imanación frente a la torsión y ciclo de histéresis correspondiente cuando $h_\phi \rightarrow \infty$.



En el caso de que $h_\phi < 0,25$, es decir, cuando no se ha producido ninguna rotación irreversible debida al campo magnético azimutal, habremos de tomar la aproximación de considerar la acción de la anisotropía magnetocrystalina y el campo magnético como una única anisotropía cuyas direcciones fáciles serán en este caso 4 sentidos fáciles determinados en cada situación por la posición de equilibrio de las 2 energías tomadas inicialmente, (ver la figura A 19).

Considerando como densidad de energía de esta nueva anisotropía:

$$E_{K'} = K' \prod_i \{ 1 - \cos(\theta' - \theta_i) \}$$

puesto que con ella, la orientación de equilibrio de la imanación coincide con los 4 sentidos fáciles antes mencionados; en esta expresión, θ' es el ángulo formado por la imanación con el eje azimutal y θ_i los ángulos que determinan las posiciones de mínima energía considerada al sumar $E_{m.e.} + E_{K'}$.

Cuando $h_\phi > 0,25$, se van produciendo rotaciones irreversibles con lo que puede darse el caso de que en lugar de 4 sentidos fáciles de imanación se reduzcan a 3, 2 ó 1 (en la figura A 20) se muestra el caso de 2 sentidos fáciles).

Una vez fijado h_ϕ , las densidades de energía valdrán:

$$E_{m.e.} = - \frac{3}{2} \lambda_s \cos \theta'$$

$$E_{K'} = K' \prod_i \{ 1 - \cos(\theta' - \theta_i) \}$$

donde el subíndice "i" puede tomar valores desde 1 hasta 4 en función de las irreversibilidades producidas por h_ϕ .

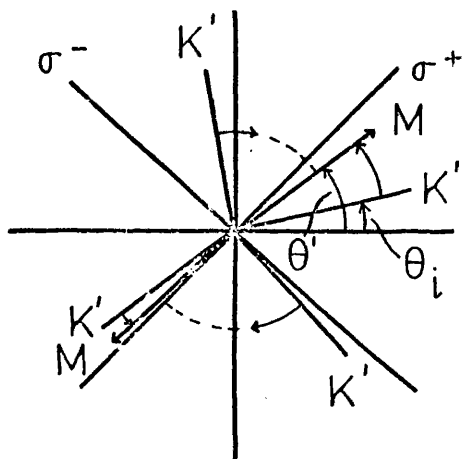
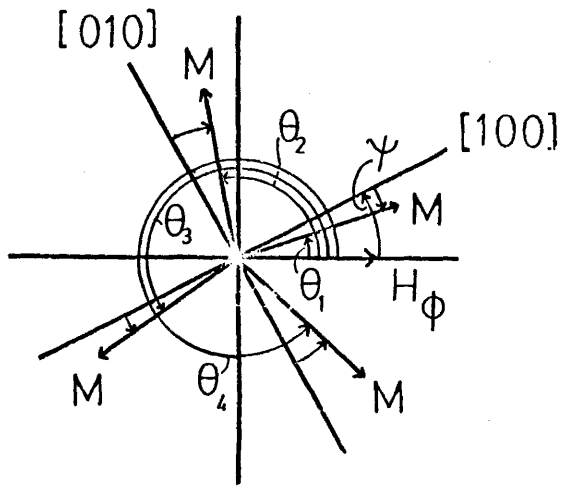


Fig.A.19.- Diagrama donde se representa la evolución de la dirección de la imanación frente a la torsión para un campo magnético débil.

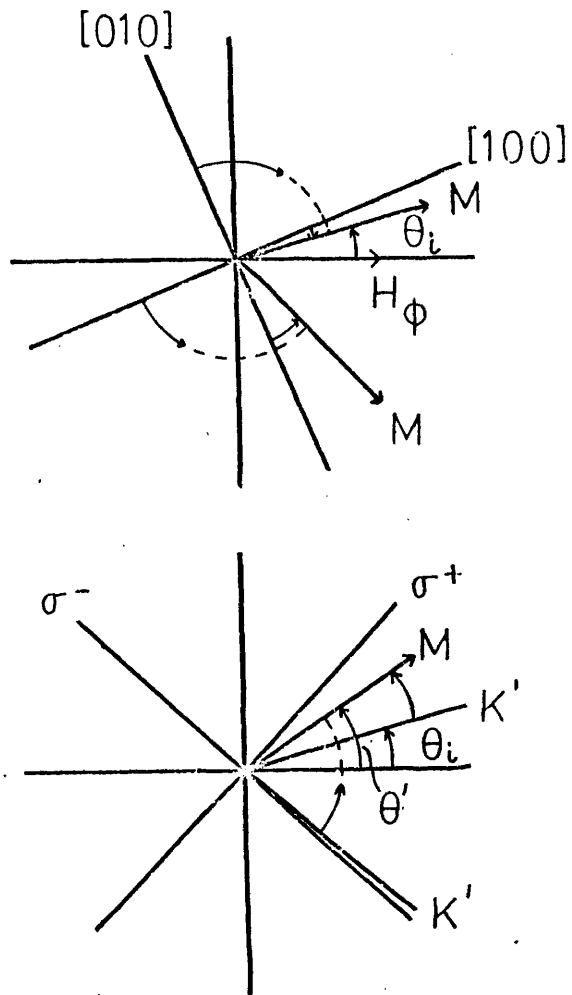


Fig.A.20.-Diagrama donde representamos la evolución de la imagnación frente al campo magnético y la torsión para campos magnéticos altos.

En el equilibrio, tendremos:

$$\tau = \frac{1}{2 \cos 2 \theta} \sum_i \left(\sin(\theta'_i - \theta_i) \prod_j |1 - \cos(\theta'_i - \theta_j)| \right)$$

La aproximación de considerar E_K , en lugar de $E_{m.c.} + E_R$ se comprueba que puede ser aceptable como se muestra en la figura A 21 en 2 casos concretos.

En las figuras posteriores, se muestra la evolución de la imanación y los ciclos de histéresis para diferentes valores del campo magnético aplicado.

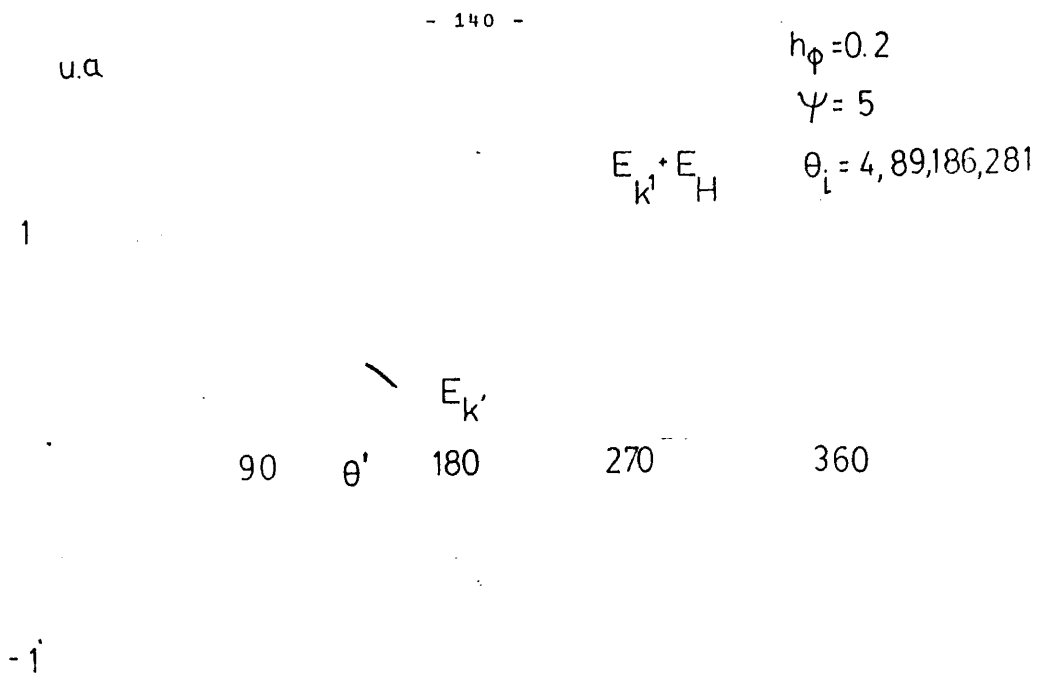
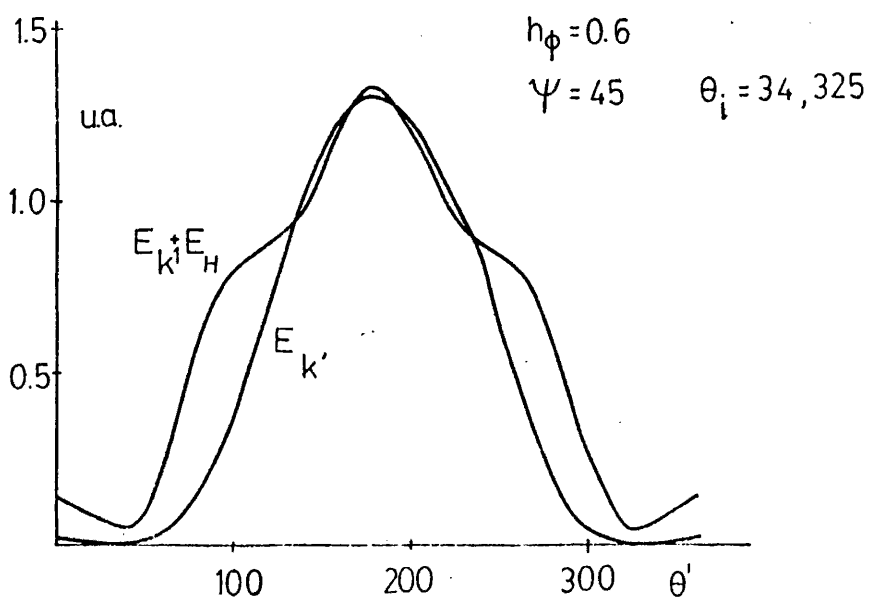


Fig.A.21.-Representación comparativa en 2 casos particulares de las energías cristalina y magnética ($E_{K_1} + E_H$) y la energía considerada en el problema $E_{K'}$.



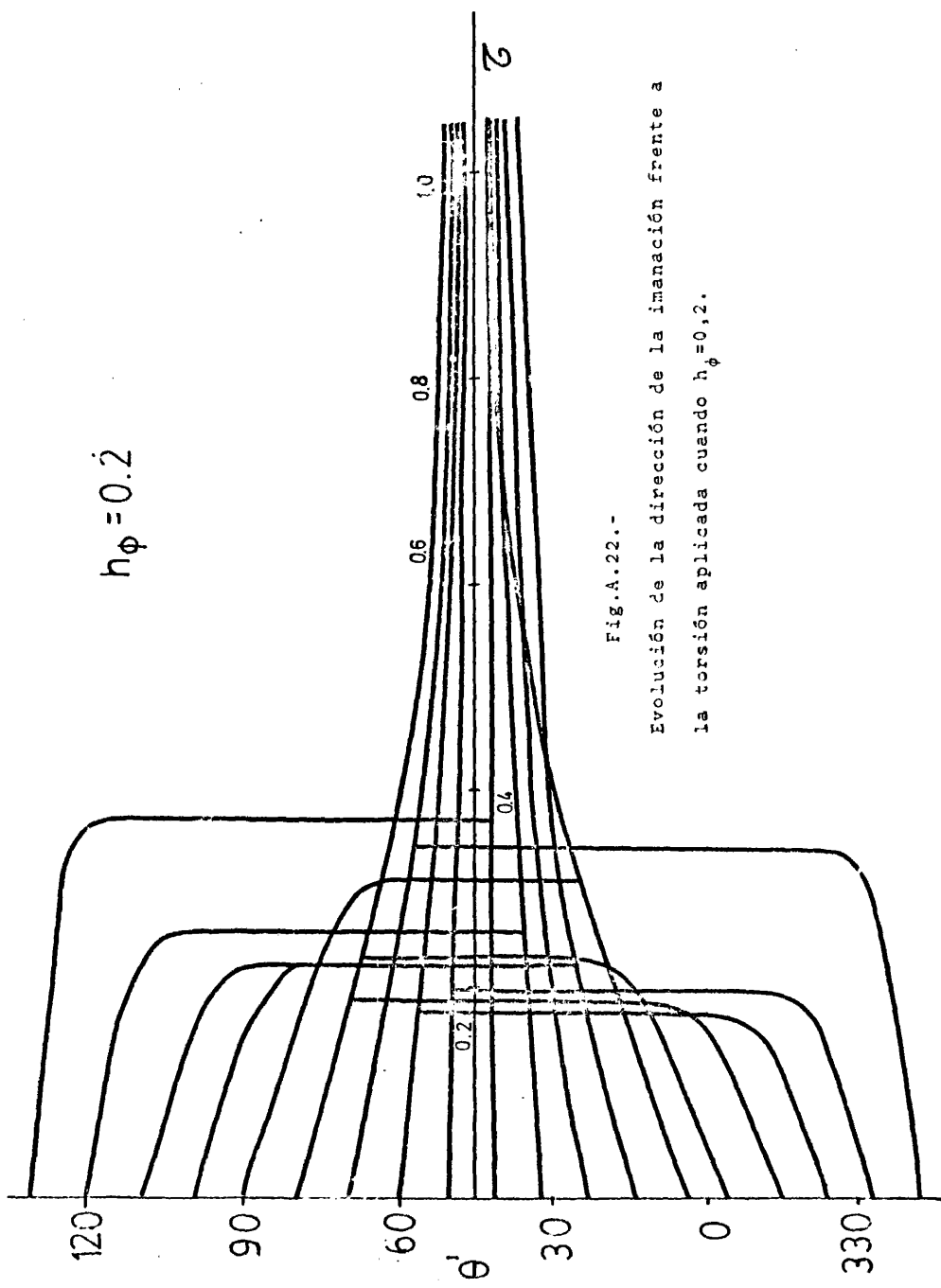
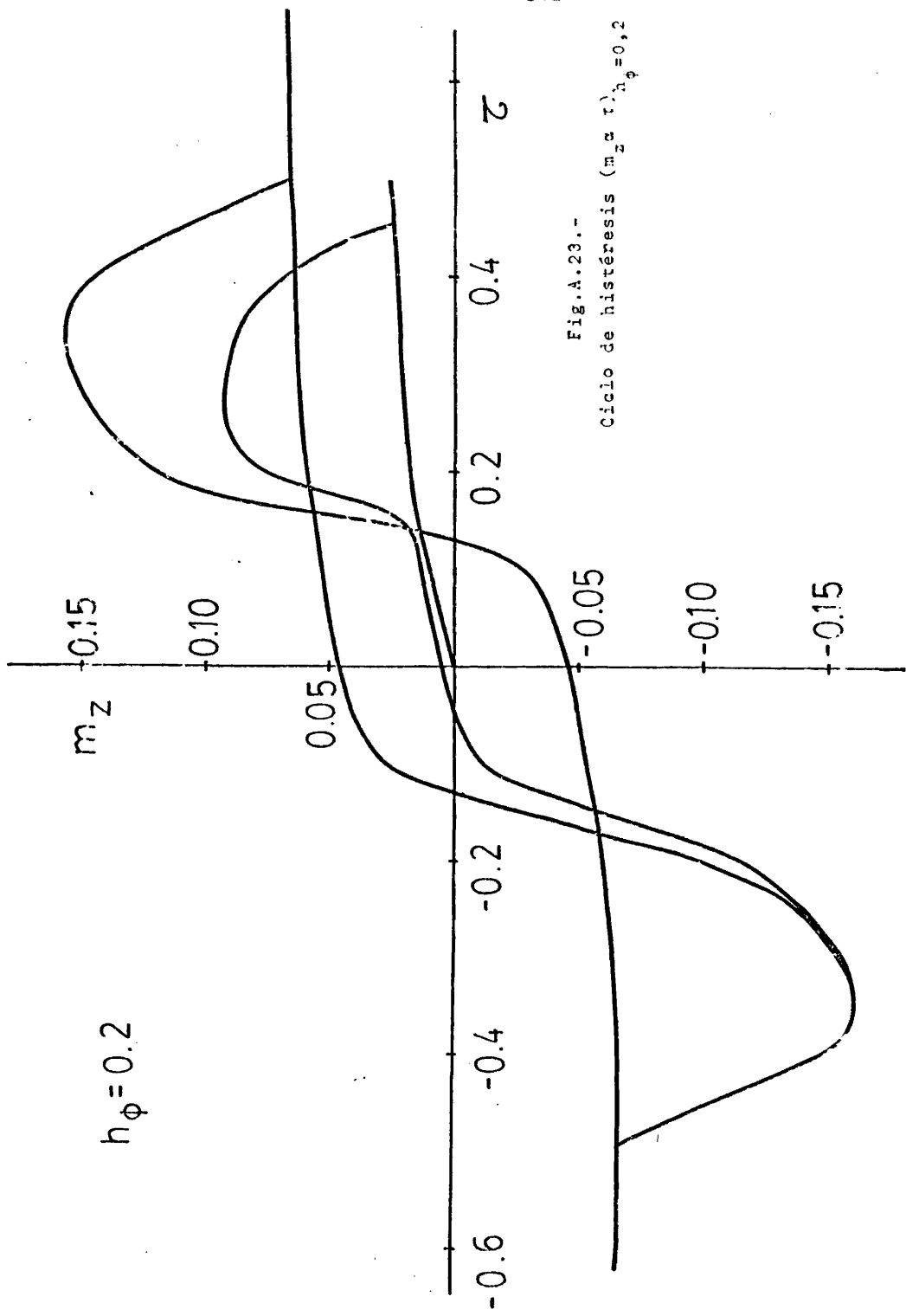


Fig.A.22.-
Evolución de la dirección de la imanación frente a
la torsión aplicada cuando $h_\phi = 0,2$.



$h_\phi = 0.2$

Fig.A.23.-

Ciclo de histéresis (m_z vs z), $h_\phi = 0,2$

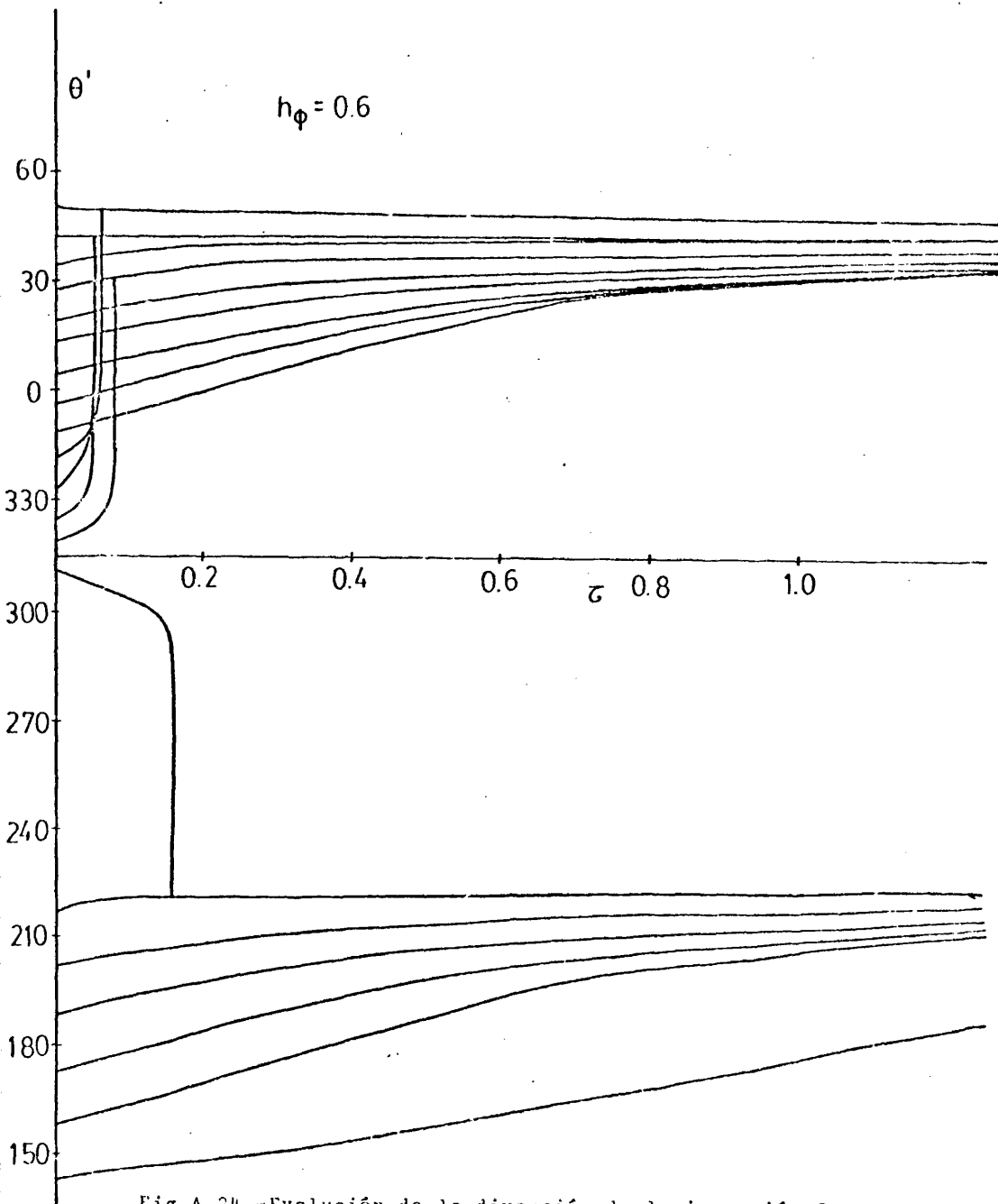


Fig.A.24.-Evolución de la dirección de la imanación frente a la torsión cuando $h_\phi = 0,6$.

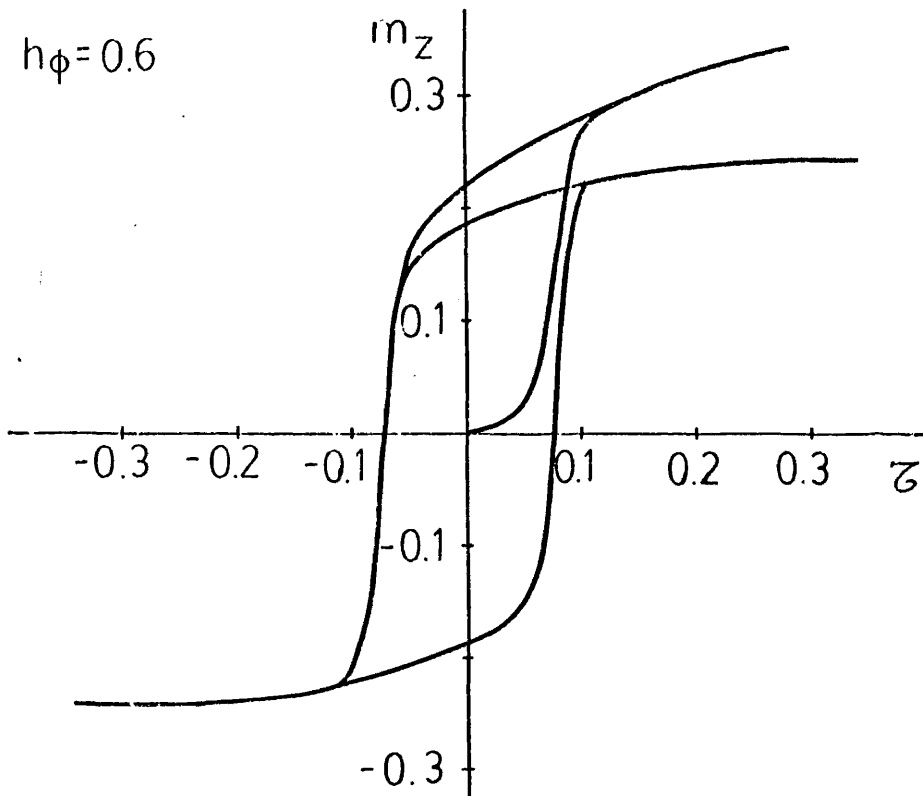


Fig.A.25.- Ciclo de histéresis $(m_z \alpha \tau)_{h_\phi=0,6}$

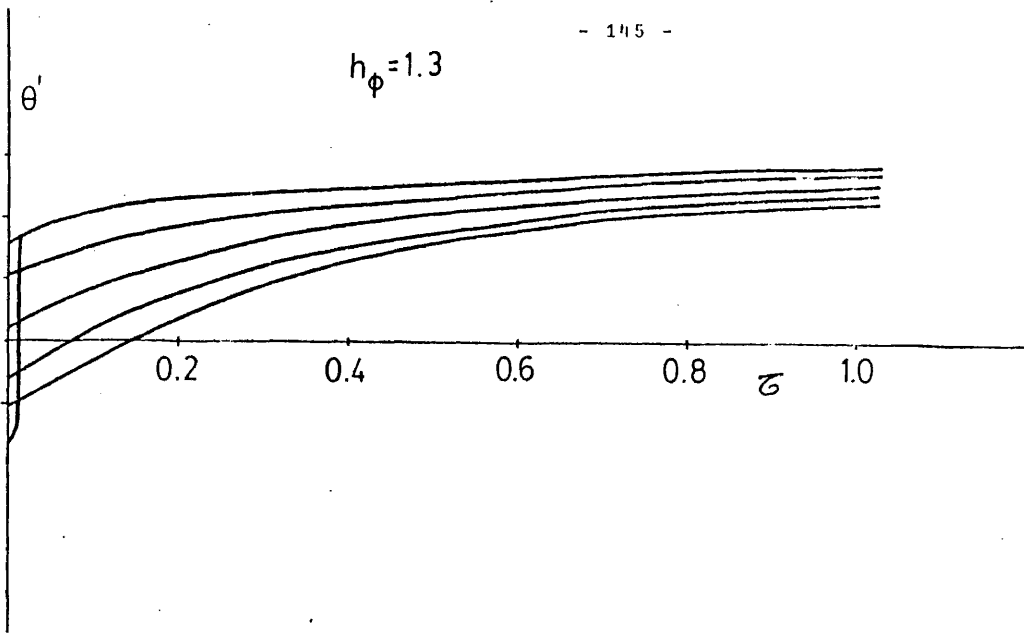
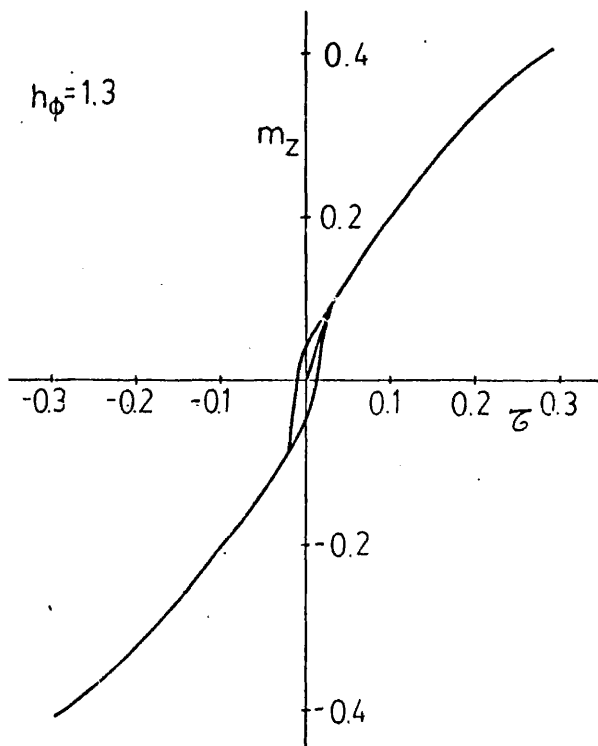


Fig.A.26.-Evolución de la imanación con la torsión y ciclo de histéresis correspondiente cuando $h_\phi = 1,3$.



CONCLUSIONES

El trabajo realizado del Efecto Wiedemann inverso, tanto experimental como teórico, nos ha permitido profundizar algo más acerca del conocimiento del proceso de imanación de las muestras estudiadas. Del mismo modo, se ha podido constatar la importancia de la influencia de las tensiones mecánicas aplicadas en dicho proceso de imanación a partir de un efecto magnético "impar" como es el Wiedemann inverso.

Como consecuencia de este estudio, podemos resaltar las siguientes conclusiones:

En primer lugar, la necesidad de aplicar una corriente eléctrica a lo largo de los *whiskers* de hierro y medir simultáneamente el estado de torsión de los mismos (par de torsión y deformación angular), nos llevó a desarrollar un artificio que permitiera obtener ambas cosas.

Pensamos que este artificio, su idea y aplicación, puede ser útil para la realización del efecto considerado en muestras cuyas pequeñas dimensiones, como es el caso de los *whiskers* estudiados, dificulten su obtención por otros métodos más convencionales aplicables a muestras de tamaño superior.

Este artificio nos permitió asimismo la obtención de las características mecánicas de torsión tanto en el régimen elástico como plástico de los *whiskers* de hierro.

Por otra parte, se ha descrito el proceso de obtención de estos monocristales así como la visualización de su estructura de dominios por técnica de Bitter, claramente diferenciada según que los *whiskers* estuvieran crecidos según las direcciones cristalográficas $\langle 100 \rangle$ ó $\langle 111 \rangle$.

Mediante otro método magnético, la obtención de ciclos de histéresis de imanación longitudinal frente a campo magnético longitudinal, hemos podido caracterizar a ambos tipos de

whiskers ya que estos ciclos de histéresis son diferentes en cada caso.

El estudio del efecto Wiedemann inverso ha sido realizado en 2 etapas; dentro del régimen elástico de los *whiskers*, y en el comportamiento plástico de los mismos.

En la primera, y para los *whiskers* <100>, se muestran los resultados experimentales obtenidos en función tanto de la torsión como del campo magnético azimutal aplicados.

Mediante un modelo teórico se da cuenta de estos resultados y en concreto se obtiene el comportamiento de la imanación longitudinal remanente como función del campo magnético azimutal máximo aplicado y de la torsión.

Los resultados experimentales obtenidos en los *whiskers* <111> son comparados con los de los otros *whiskers*, pudiéndose comprobar la diferencia de los mismos debida a que las direcciones de fácil imanación magnetocristalina en cada caso forman ángulos diferentes con la dirección axial.

La más complicada estructura de dominios de este tipo de *whiskers* ha dificultado la interpretación teórica de las medidas. No obstante pudimos justificarlas en el caso de que las torsiones aplicadas fueran suficientemente débiles.

Mediante la aplicación de mas intensas torsiones, hemos podido medir el comportamiento magnetoplástico de los *whiskers* de hierro en el efecto Wiedemann inverso, pudiendo comparar la diferente evolución de la imanación longitudinal frente al par de torsión y a la deformación angular ante torsiones crecientes.

El proceso, que hemos llamado de desdeformación, por el cual podemos llegar a la situación de torsión nula (par de torsión y defromación angular nulos) después de la aplicación de una torsión plástica, nos ha permitido descubrir el, aparentemen

te inesperado, "ablandamiento" magnético de los *whiskers* de hierro después de dicho proceso.

Este resultado, así como el estudio general realizado puede ser tomado como punto de partida para posteriores trabajos de investigación en el campo de las interacciones entre los procesos de imanación y el estado de tensiones de un material ferromagnético.

Por último decir, que en el apéndice hemos desarrollado un modelo teórico simplificado que justifica al menos cualitativamente los resultados experimentales obtenidos en el efecto Wiedemann inverso para determinadas muestras policristalinas de simetría cúbica.

BIBLIOGRAFIA

Capítulo I.-

- 1.-Ewing J.A."Magnetic induction in iron and other metals".The Electrician Printing and Publishing Co.(1900).
- 2.-Herpin A."Theorie du Magnetisme".Presses Universitaires de France.Cap.X (1968).
- 3.-Feynmann R.P."Lectures on Physics"Vol II.Cap.38.Addison-Wesley.(1972).
- 4.-Wertheim J.Comp.Rend. 35,702 (1852).
- 5.-Wiedemann E."Lehre von der Elektrizitat" Vol III.(1883).
- 6.-Skorsky R. J.Appl.Phys. 35,4,1213(1964).
- 7.-Hernando A. y Barandiarán J.M. J.Phys.D.8,833(1975).
- 8.-Rothenstein B.F. y Policec A. J.Appl.Phys. 36,1803 (1965).
- 9.-Lambeck M. J.Magn.Magn.Mat. 2,300 (1976).
- 10.-Cecchi G.,Drigo A. y Ronconi F. J.Appl.Phys. 48,369(1977).
- 11.-Hernando A.,Madurga V. y Vázquez M. An.Fis. 72,253 (1976).
- 12.-Hernando A. J.Magn.Magn.Mat. 12,96 (1979).
- 13.-De Blois R.W. y Graham C.D. J.Appl.Phys. 29,528 (1958).
- 14.-Coleman R.V. y Scott G.C. J.Appl.Phys. 29,526 (1958).
- 15.-Coleman R.V. y Scott G.C. Phys.Rev; 107,1276 (1957).
- 16.-Scott G.C. y Coleman R.V. J.Appl.Phys. 28,1512 (1957).
- 17.-Fowler C.A.,Fryer E.M. y Treves D. J.Appl.Phys. 31,2267(1960)
- 18.-Fowler C.A.,Fryer E.M. y Treves D. J.Appl.Phys.32.2965(1961).
- 19.-Shtrikman S. y Treves D. J.Appl.Phys. 31,725 (1960).
- 20.-Kaczer J. y Gemperle R. Czech.J.Phys. 9,306 (1959).
- 21.-Luborsky F.E. y Morelock C.R. J.Appl.Phys. 35,2055(1964).
- 22.-Hernando A. An Fis. 70,6 (1974).
- 23.-De Blois R.W. y Graham C.D. J.Appl.Phys. 29,931(1958).
- 24.-Schroeder G. y Kronmuller H. J.Magn.Magn.Mat. 6,213 (1977).
- 25.-Drewello L y Mende H.H. J.Magn.Magn.Mat. 6,231(1977).

Capítulo II.-

- 1.-Trueba A.Tesis Doctoral.Universidad Complutense.(1970).

- 2.-Brenner A. Acta Crist. 4,62 (1956).
- 3.-Allan W.J. y Webb W.W. Acta Met. 7,646 (1959).
- 4.-Wiedersich H. J.Elect.Chem.So. 106,810 (1959).
- 5.-Coleman R.V. y Scott G.C. Phys.Rev. 107,1276 (1957).
- 6.-Bitter F. Phys.Rev. 38,1903 (1931).
- 7.-Trueba A. An Fis. LXV,11,319 (1969).
- 8.-Bozorth R.M. "Ferromagnetism".Van Nostrand.New York.(1951).
- 9.-Vonsovskii S.V. "Magnetism".John-Wiley&Sons.(1974).
- 10.-Hernando A.Tesis Doctoral.Universidad Complutense.(1974).
- 11.-Conte R.,Dreyfus B. y Weil L. Acta Met. 10,1125 (1962).
- 12.-Herring C. y Galt J.K. Phys.Rev. 85,1060 (1952).
- 13.-Eisner R.L. Acta Met. 3,414 (1955).
- 14.-Brenner S.S. J.Appl.Phys. 27,1484 (1956).
- 15.-Brenner S.S. J.Appl.Phys. 28,1023 (1957).
- 16.-De Blois R.W. y Graham C.D. J.Appl.Phys. 29,931 (1958).
- 17.-Eshelby J.D. Phys.Rev. 91,755(1953).
- 18.-Eshelby J.D. J.Appl.Phys. 24,176 (1953).
- 19.-Brenner S.S. y Sears G.W. Acta Met. 4,268 (1957).
- 20.-Coleman R.V. Bull.Am.Phys.Soc. 3,108 (1958).
21. Amelinkx S,Bontinck W.,Dekeyser W. y Seitz F. Phil.Mag. 2,
355 (1957).
- 22.-Wertmann J. Phys.Rev. 107,1259 (1957).
- 23.-Cullity B.D. "Introduction to Magnetic Materials".Addison
Wesley Pub.Co.(1972).

Capitulo III.-

- 1.-Skorsky R. J.Appl.Phys. 35,1213 (1964).
- 2.-Hernando A. y Barandiarán J.M. J.Phys.D:Appl.Phys. 8,833(1975)
- 3.-Cecchi G.,Drigo A. y Ronconi F. J.Appl.Phys 48,369 (1977).
- 4.-Williams S."Magnetic Phenomena".Mc.Graw-Hill.(1931).
- 5.-Lambeck M. J.Magn.Magn.Mat. 2,300 (1976).
- 6.-Anghel C.,Rothenstein B. y Lupulescu M. Comp.Rend. 14,789
(1966).
- 7.-Hernando A. J.Magn.Magn.Mat. 12,96 (1979).

- 8.-Carrelli A.,Porreca F. y Campolattaro A. Nuovo Cimento XLV N.2,153(1966).
- 9.-Hernando A.,Barandiarán J.M.,Madurga V.,Vázquez M. y Ascasi-bar E. J.Magn.Magn.Mat. 15,1537 (1980).
- 10.-Hernando A.,Madurga V.,Vázquez M. y Gorraiz J. Proceeding Intermag.Florenca.(1978).
- 11.-Craik D.J. y Tebble R.S. "Ferromagnetism and ferromagnetic domains".North Holland Pub.Co- (1965).
- 12.-Hernando A.,Vázquez M.,Madurga V. y Becerril J. IEEE Trans. on Mag.Vol MAG-13 No.5,1511(1977).
- 13.-Chikazumi S. "Physics of Magnetism".John Willey&Sons.(1964).
- 14.-Landau L.D. y Lifshitz E.M."Teoría de la Elasticidad"Vol 7 Ed.Reverté (1969).
- 15.-Sokolnikoff I.S."Mathematical theory of elasticity".McGraw-Hill Book Co.(1946).
- 16.-Arangoá L.G. "Elasticidad teórica y experimental"Ed.Dossat (1945).
- 17.-Vázquez M.,Hernando A.,Madurga V. y Barandiarán J.M. J.Phys. D:Appl.Phys.(en prensa).
- 18.-Vonsovskii S.V. "Magnetism" John Willey&Sons.(1974).
- 19.-Kittel C. Rev.Mod.Phys. 21,541 (1949).
- 20.-Chikazumi S."Physics of Magnetism".John Willey&Sons.(1964).
- 21.-Hernando A. y Barandiarán J.M. Phys.Rev.(en prensa).
- 22.- Hernando A. An.Fis. 70,6 (1974).
- 23.-Hernando A. Tesis Doctoral.Universidad Complutense.(1974).
- 24.-Vázquez M. y Hernando A. Comunicación Bienal R.S.E.F.Q.Alicante.(1975).
- 25.-Kittel C. Rev.Mod.Phys. 21,541 (1949).

CAPITULO IV. _

- 1.- Seeger A. Journal de Physique 27,C3-68 (1966).
- 2.-Dijkstra L.J, y Wert C. Phys.Rev. 79,979 (1950).
- 3.- Seeger A.,Kronmuller H.,Rieger H. y Trauble H. J.Appl.Phys. 35,740 (1964).
- 4.-Kronmuller H. J.Appl.Phys. 38,1314 (1967).
- 5.-Savage H.T. y Abbundi R. IEEE Trans.on Magm.Vol.MAG-14,5(19780

- 6.-Degauque J. Tesis Doctoral, Université P. Sabatier, Toulouse. (1977).
- 7.-Trauble H. "Magnetism and Metallurgy" Vol II. Academic Press (1969).
8. Read W. "Dislocations in Crystals" Mc Graw-Hill Book Co. (1953)
- 9.-Friedel J. "Dislocations" Pergamon Press (1964).
- 10.-Hirth, J.H., Lothe J. "Theory of dislocations" McGraw-Hill (1968)
- 11.-Nabarro F.R.N. "Theory of crystal dislocations", Oxford (1967)
- 12.-Seeger A. y Kronmuller H. Phil. Mag, 12, 897 (1962).
- 13.-Head A.K. y Thomson P.F. Phil. Mag. 11, 439. (1961).
- 14.-Seitz F. Phys. Rev. 6, 723 (1950).
- 15.-Seitz F. Phys. Rev. 6, 1003 (1950).
- 16.-Thomson R. Acta Met. 6, 23 (1958).
- 17.-Mughrabi H. Phil. Mag. 18, 1211 (1968).
- 18.-Matthews J.W. Phil Mag. 12, 915 (1962).
- 19.-Basinski Z.S. y Basinski S.J. 9, 51 (1964).
- 20.-Smith E. Phil. Mag. 18, 1067 (1968).
- 21.-Frank F.C. y Read W.T. Phys. Rev. 6, 722 (1950).
- 22.- Nye J.F. Acta Met. 1, 153 (1953).
- 23.-Eshelby J.D., Read W.T. y Shockley W. Acta Met. 1, 251 (1953).
- 24.-Hubert A. Phys. Stat. Sol. 22, 709 (1967).
- 25.-Tatsumoto E. y Okamoto T. J. Phys. Soc. Jap. 14, 1588 (1959).
- 26.-Velayos S., Zeitschrift für Physik, 116, 343 (1940)
- 27.-Birss R. IEEE Trans on Mag. Vol MAG-7, 113 (1971).
- 28.-Hernando A., Madurga V., Barandiarán J.M., Vázquez M. y Gorraiz J. Homenaje Prof. S. Velayos (1978).
- 29.-Hernando A., Madurga V. y Vázquez M. J. Appl. Phys. (enviado a publicar).
- 30.-Kronmuller H. Proceeding I.C.M. Munich (1979).
- 31.-Brown W.F. Phys. Rev. 58, 736 (1940).
- 32.-Brown W.F. Phys. Rev. 60, 139 (1941).
- 33.-Bilby B.A., Gardner L.R.T. y Smith E. Acta Met. 6, 29 (1958).
- 34.-Hernando A., Madurga V. y Vázquez M. Proceeding Intermag Boston. (1980).
- 35.-Seeger A. y Kronmuller H. J. Phys. Chem. Solids 12, 298 (1960).
- 36.-Kronmuller H. y Seeger A. J. Phys. Chem. Solids 18, 93 (1961).
- 37.-Pfeffer K.H. Phys. Stat. Sol. 20, 395 (1967).

- 38.-Pfeffer K.H. Phys.Stat.Sol. 21,857 (1967).
- 39.-Pfeffer K.H. Phys.Stat.Sol. 21,837 (1967).
- 40.-Degauque J.,Astié B. y Kubin L.P. J.Appl.Phys. 50,2140(1979).
- 41.-Koster E. y Kronmuller H. Phys.Rev. 20,476 (1966).
- 42.-Tejedor M. Tesis Doctoral.Universidad Complutense.(1974).
- 43.-Frank R.C. y Ferman J.W. J.Appl.Phys. 36,2235 (1965).
- 44.-Herpin A. "Theorie du Magnetism".Presses Universitaires de France.(1968).
- 45.-Conte R.,Dreyfus B. y Weil L. Acta Met. 10,1125(1962).
- 46.-Keh A.S. Phil.Mag. 12,9 (1965).
- 47.-Eshelby J.D. Phil.Mag. 7,440 (1958).
- 48.-Drewello L. y Mende H.H. J.Magn.Magn.Mat. 231,13 (1979).
- 49.-Schroeder G. y Kronmuller H. J.Magn.Magn.Mat. 213,6 (1977).
- 50.-Hanham S.D.,Heinrich B. y Arrot A.S. J.Appl.Phys. 50,2146 (1979).
- 51.-Heinrich B.,Arrot A.S. y Noakes J.E. J.Appl.Phys. 49,1395 (1978).
- 52.-Ascasibar E.,Barandiarón J.M.,Hernando A.,Madurga V. y Vázquez M. Bienal R.S.E.F.Q. Burgos (1980).
- 53.-Hernando A. y Vázquez M. II Reunión C.E.F.E.S.Jaca(1979).
- 54.-Bozorth R. "Ferromagnetism" Van Nostrand Co.(1968).
- 55.-González J. Tesina de Licenciatura.Universidad Complutense. (1979).

APENDICE.-

- 1.-Vensovskii S.V. "Magnetism" John Willey&Sons.(1974).
- 2.-Bozorth R. "Ferromagnetism" Van Nostrand Co.(1968).
- 3.-Dresdziok S. y Wessel K. IEEE Trans.on Mag.Vol MAG-9No1,56 (1973).
- 4.-Graham C.D. J.Appl.Phys. 31,1505 (1960).
- 5.-Rodbell D.S. J.Appl.Phys. 33,1126 (1962).
- 6.-Madurga V. Tesis Doctoral.Universidad Complutense.
- 7.-Hernando A.,Madurga V. y Vázquez M. J.Appl.Phys.(enviado a publicar)
- 8.-Garshelis I. IEEE Trans on Mag.Vol MAG-10No.2,344(1974).

- 9.-Cecchi G.C., Origo A. y Roucoñ F. J.Appl.Phys. 48,369(1977).
- 10.-Hernando A. J.Magn.Magn.Mat. 12,96 (1979).
- 11.-Hernando A., Vázquez M. y Madurga V. An.Fis. 74,67 (1978).
- 12.-Hernando A., Madurga V. y Vázquez M. J.Phys.D:Appl.Phys.11,
2401 (1978).

