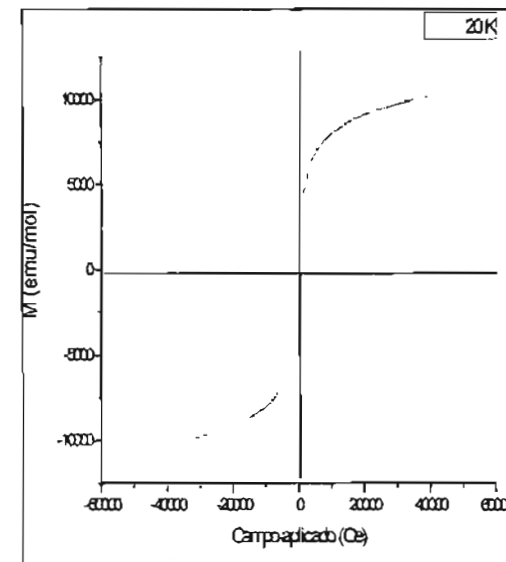
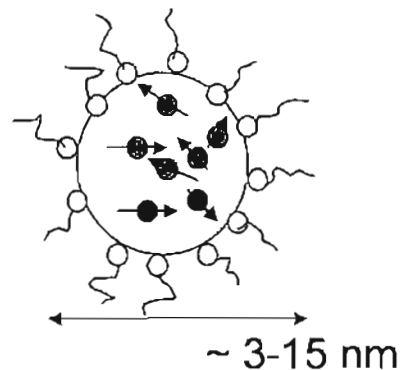


COMPOSICIÓN DE LA FASE MAGNETIZABLE

Ferro-fluidos: si el tamaño de las partículas magnetizables es de 3 a 15 nm

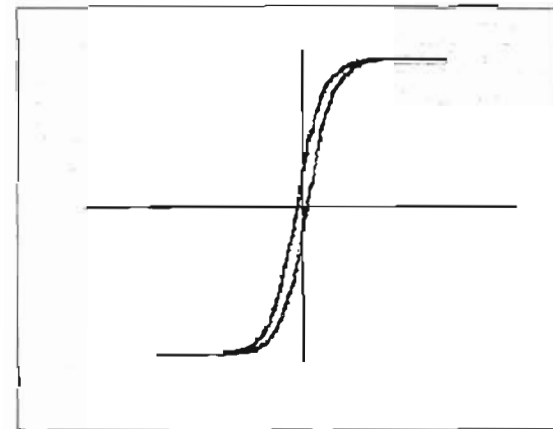
A estos tamaños las partículas **son monodominios magnéticos** y la suspensión se comporta como un medio paramagnético de elevada imanación o superparamagnético



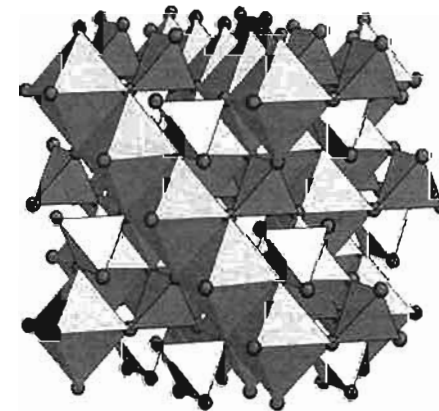
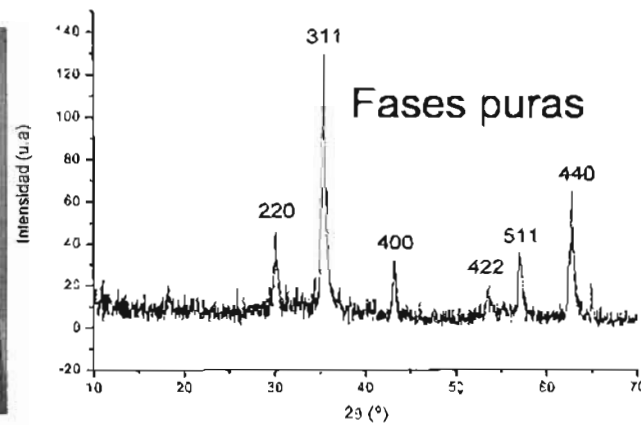
COMPOSICIÓN DE LA FASE MAGNETIZABLE

Fluidos magnetoreológicos: Partículas de 0.05 a 10 μm

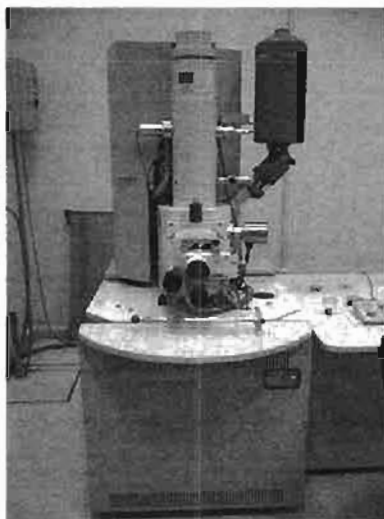
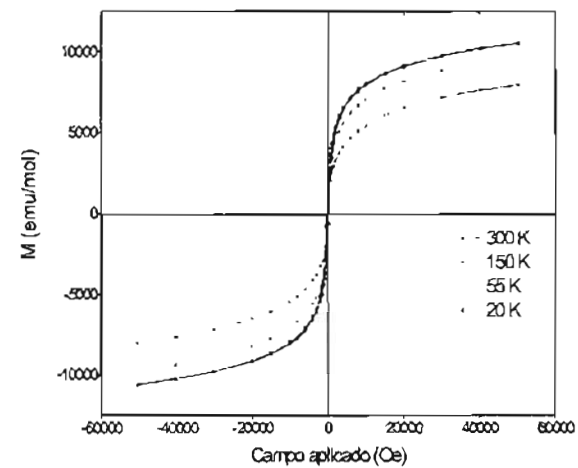
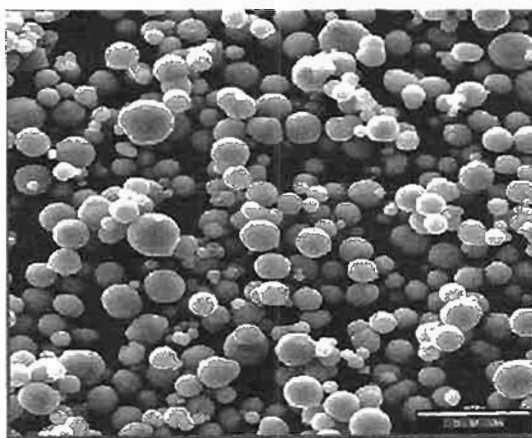
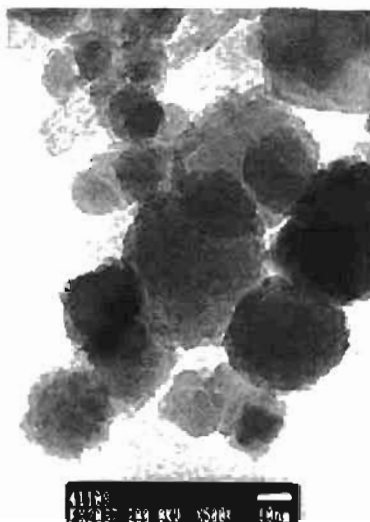
A estos tamaños las partículas **son multidominios magnéticos**. Es conveniente que sean **magnéticamente blandas** (ciclo de histéresis estrechos con H_c y B_r muy pequeño) para evitar la formación de agregados en ausencia de H externo, comportándose así como fluidos newtonianos



PREPARACIÓN Y CARACTERIZACIÓN DE LA FASE MAGNETIZABLE

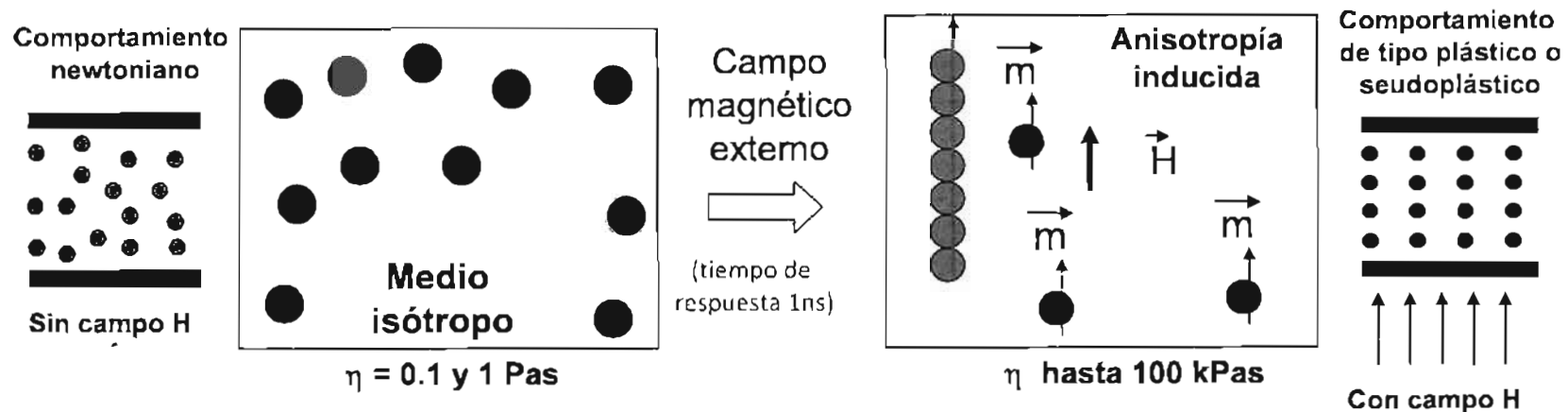


PREPARACIÓN Y CARACTERIZACIÓN DE LA FASE MAGNETIZABLE

**TEM****SEM**

MAGNETOREOLOGÍA

FMR y los FF poseen la propiedad de cambiar drásticamente su propiedades reológicas bajo la acción de un H externo

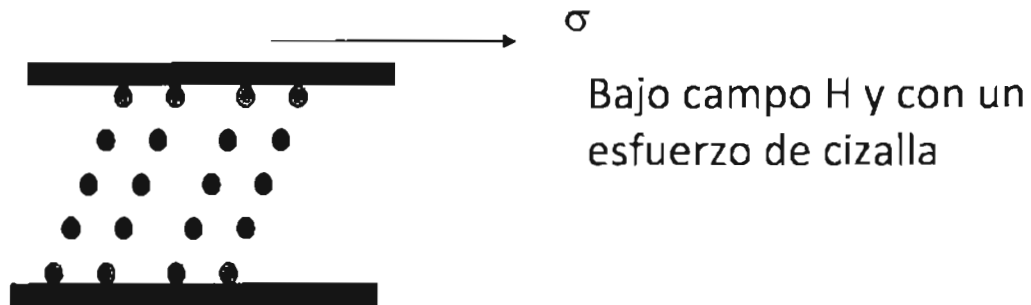


Fluido newtoniano que se deforma continua e indefinidamente con independencia del esfuerzo σ aplicado

Fluido de tipo plástico o pseudo-plástico no newtoniano. Se necesita un esfuerzo mínimo o umbral para que el FMR o FF fluya

Las partículas se alinean en hilera en la dirección del campo disminuyendo la E interacción magnética

MAGNETOREOLOGÍA



A mayor M_s de las partículas magnéticas en suspensión $> H$
y $> E$ para romper estas estructuras

CARACTERÍSTICAS DE LA FASE FERRO O FERRIMAGNÉTICA SÓLIDA

- Partículas químicamente puras (< número de defectos en los dominios magnéticos)
- Con alta $M_s \rightarrow$ > valor de esfuerzo umbral o cortante
- Magnéticamente blandas (H_c próximos a cero favorecen la reversibilidad en el efecto MR)
- Tamaños $\ggg 1 \mu\text{m}$ y $\ggg$ densidad $\sim 5\text{-}8 \text{ g.cm}^{-3}$

Requisitos partículas de hierro las más adecuadas

Altas respuestas MR aunque también se favorece la separación de fases por sedimentación por lo que no conveniente superar tamaños de $5 \mu\text{m}$

- Posee densidad $\gggg$ a la mayoría de los líquidos portadores

Su estabilización frente a la sedimentación gravitatoria reto a superar

CARACTERÍSTICAS DE LA FASE LÍQUIDA

- Temperatura de ebullición
- Su presión de vapor a altas temperaturas
- Temperatura de solidificación
- Deseable que su densidad en ausencia de $H \llll$ para que el efecto MR sea lo más acusado, especialmente en aplicaciones en las que la T de trabajo varíe en un amplio intervalo

CARACTERÍSTICAS DE LOS MATERIALES MR

Desde su composición

- Naturaleza y concentración de las partículas
- Densidad de las partículas
- La distribución de la forma de las partículas
(cuanto más pequeñas se supone que se reducen los impactos entre ellas mejorando la durabilidad del fluido)
- Naturaleza del fluido portador
- Densidad del fluido portador
- Polaridad del fluido portador
- Viscosidad del fluido portador
- Carácter oxidante/ reductor del fluido portador
- Aditivos adicionales y temperatura

CARACTERÍSTICAS DE LOS MATERIALES MR

Desde su comportamiento

LAS PROPIEDADES MAGNETOREOLÓGICAS RESULTANTES SERAN CLAVES PARA SU APLICABILIDAD

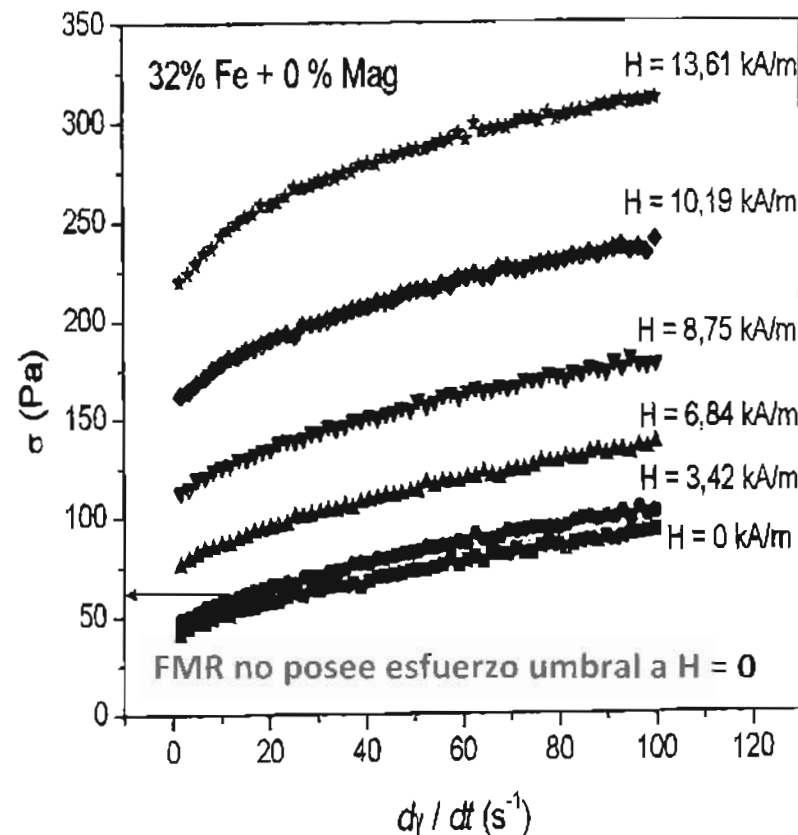
- Deseable que en ausencia de H $\eta \ll \ll \ll \ll \ll \sigma \ll \ll \ll$ para que pueda fluir fácilmente y tenga un efecto MR más acusado
- Se ha de incorporar aditivos que minimicen la sedimentación y agregación irreversible de las partículas magnéticas, mejorando su redispersión, estabilidad e inhibiendo la oxidación.

CÓMO MEJORAR LA ESTABILIDAD DE LOS MATERIALES MR FRENTE A PROCESOS DE AGREGACIÓN Y SEDIMENTACIÓN

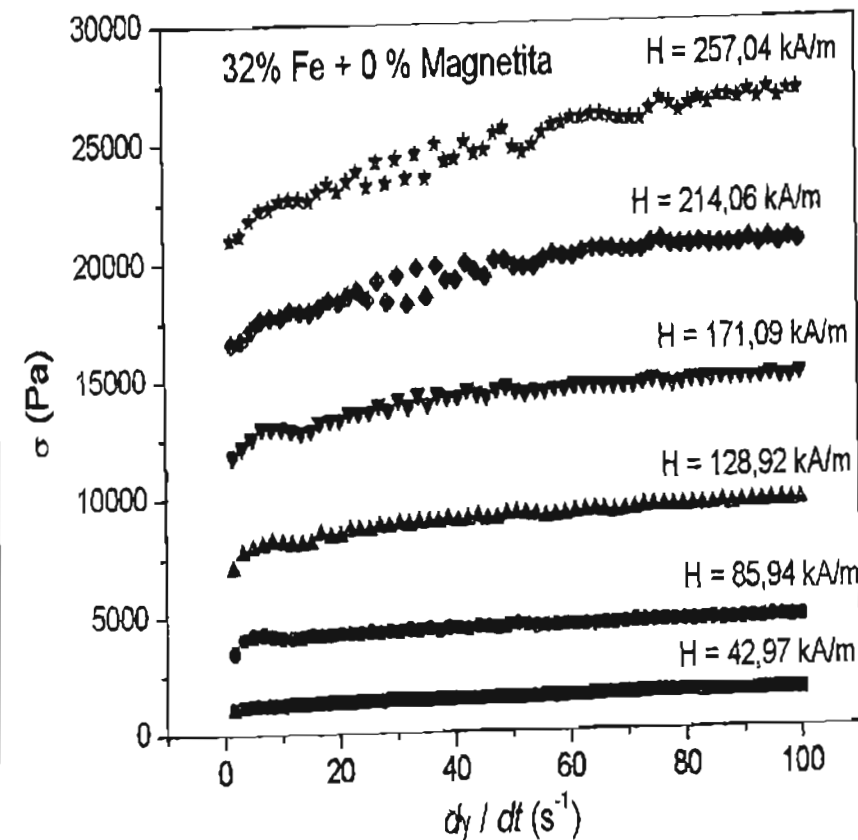
- **Reducir el tamaño de partícula**
- **Mediante el uso de emulsiones agua-aceite como medio de dispersión**
- **Por adición de agentes que actúen sobre la viscosidad de la emulsión, polímeros o nanopartículas de magnetita**
- **Por adición de agentes dispersantes, polímeros o tensioactivos, ácido oleico y estereato de aluminio o de litio, que proporcionen repulsión estérica entre las partículas, evitando la agregación y la sedimentación**

INVESTIGACIÓN ACTUAL EN FMR

Magnetoreología

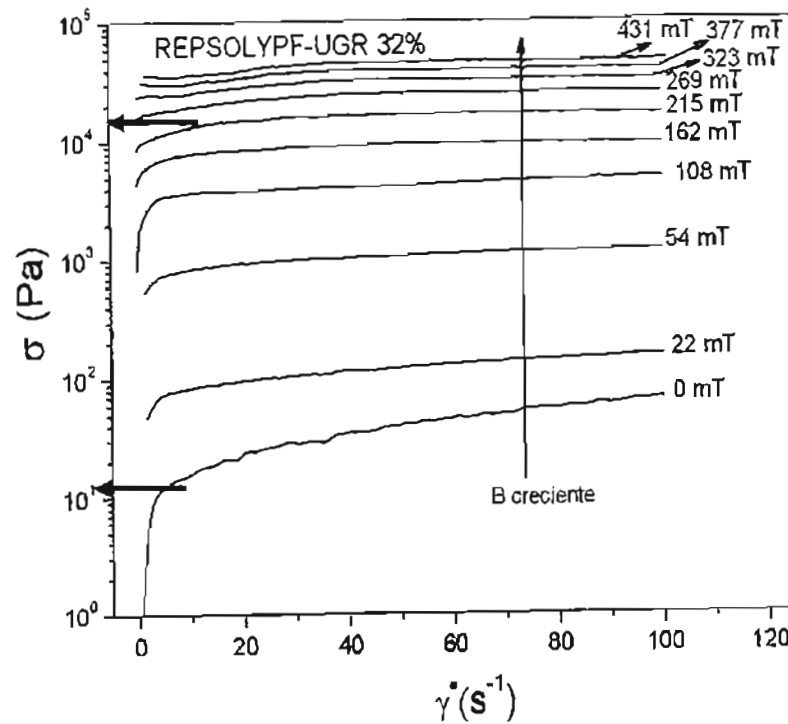


Al aplicar $H \rightarrow$ esfuerzo umbral y se incrementa la viscosidad del FMR en un amplio intervalo



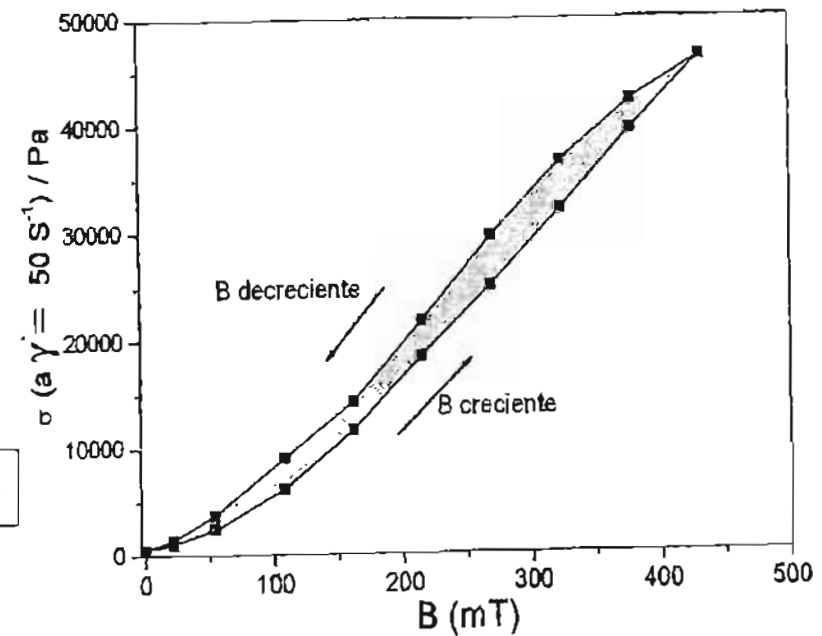
Viscosidad del FMR $\propto F$ [partículas magnetizables] y a la I del H aplicado

INVESTIGACIÓN ACTUAL EN FMR

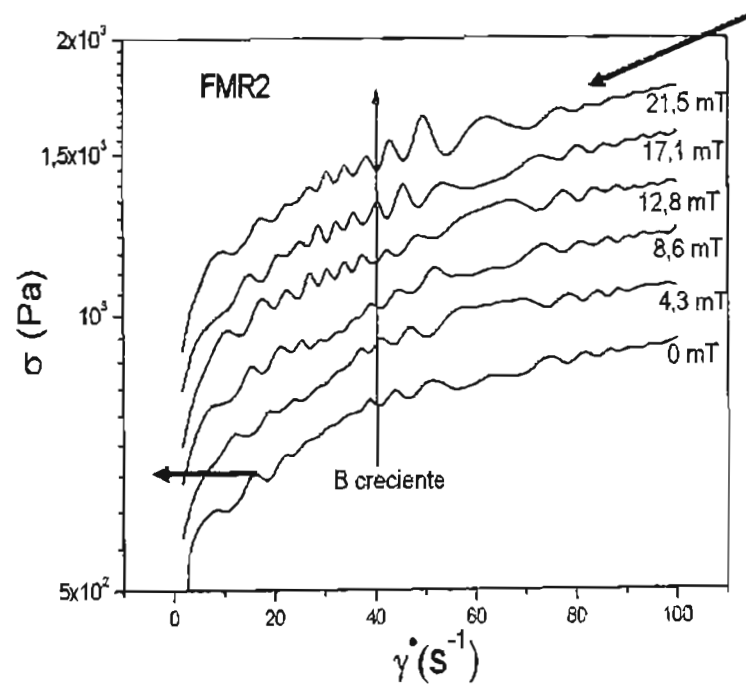


- Viscosidad $\propto H$ (campos altos)-

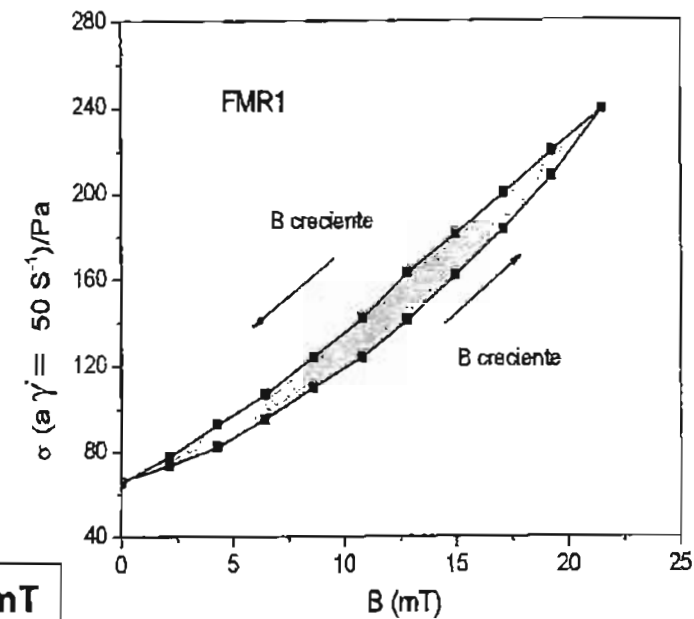
Notable aumento del esfuerzo umbral entre 3 y 4 órdenes al aplicar campos mas intensos - **Viscosidad $\propto H$**



INVESTIGACIÓN ACTUAL EN FMR



Presencia de agregados

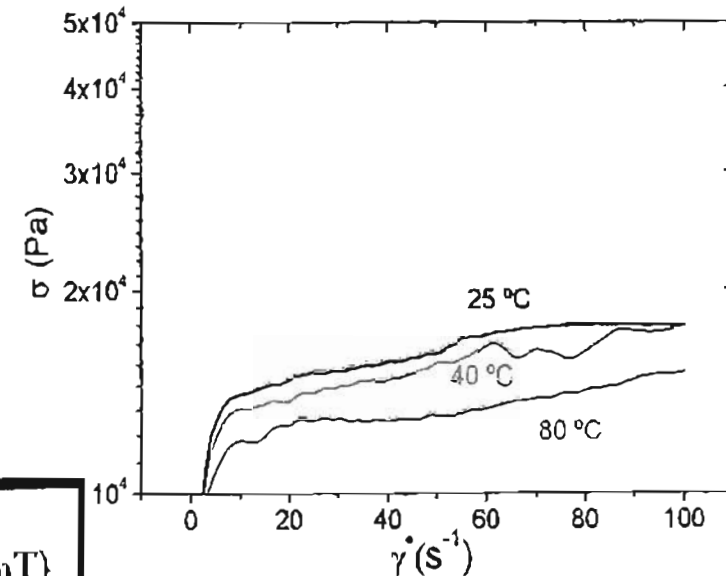
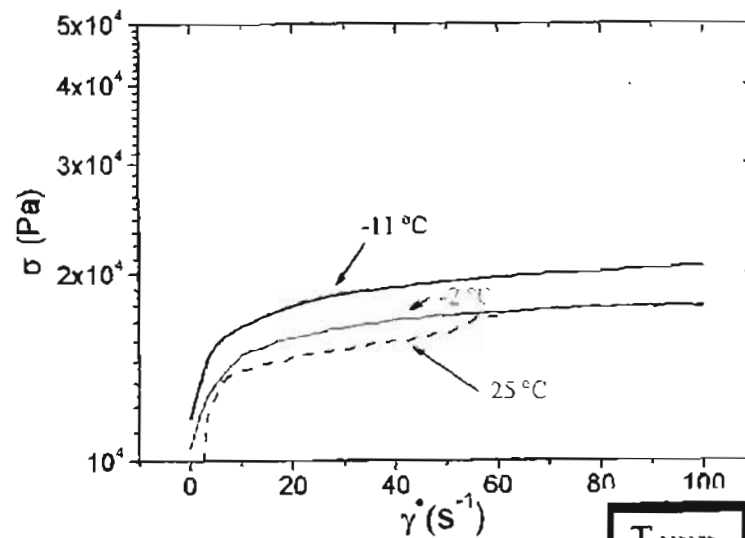


En presencia de campo magnético débil $H < 21.5 \text{ mT}$
esfuerzos umbrales y viscosidades pequeños

- Viscosidad $\propto H$ (campos débiles)-

INVESTIGACIÓN ACTUAL EN FMR

Algunos polímeros modificadores de la viscosidad actúan eficientemente evitando cambios bruscos en la viscosidad del líquido portador



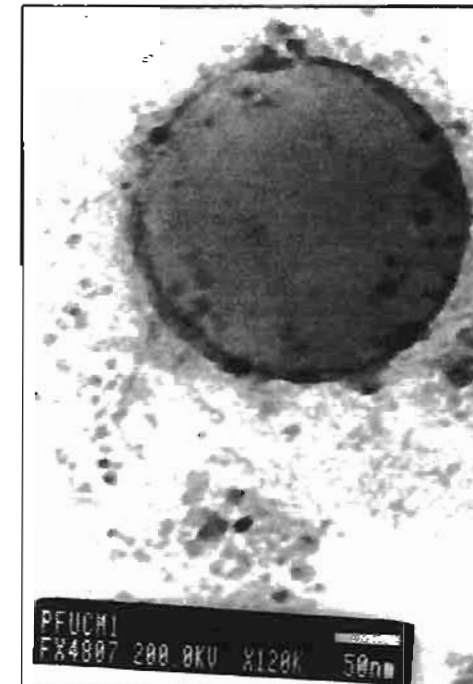
Temp. (°C)	σ (Pa) ($B = 196$ mT)
-11	19400
-2	17100
25	16100
40	15600
80	13000

INVESTIGACIÓN ACTUAL EN FERROFLUIDOS

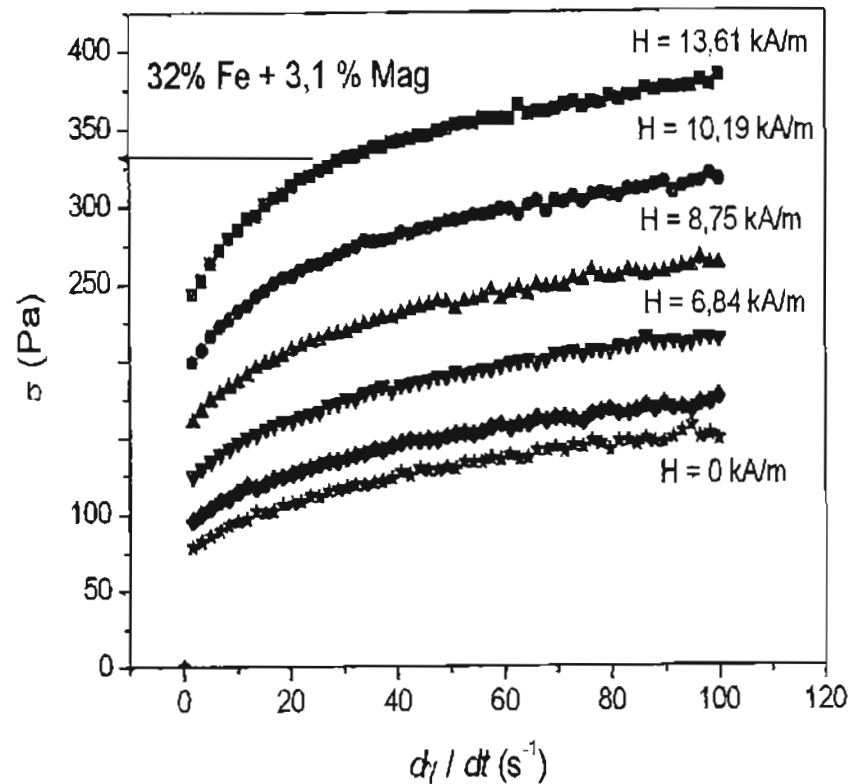
Partículas micrométricas de Fe (magnetizables) dispersas en un ferrofluido (ácido oleico + nanopartículas de Fe_3O_4 de tamaño medio $\sim 6 \text{ nm}$)

Para 32% de micropartículas de hierro concentraciones idóneas 3% en V/V de nanopartículas de Fe_3O_4

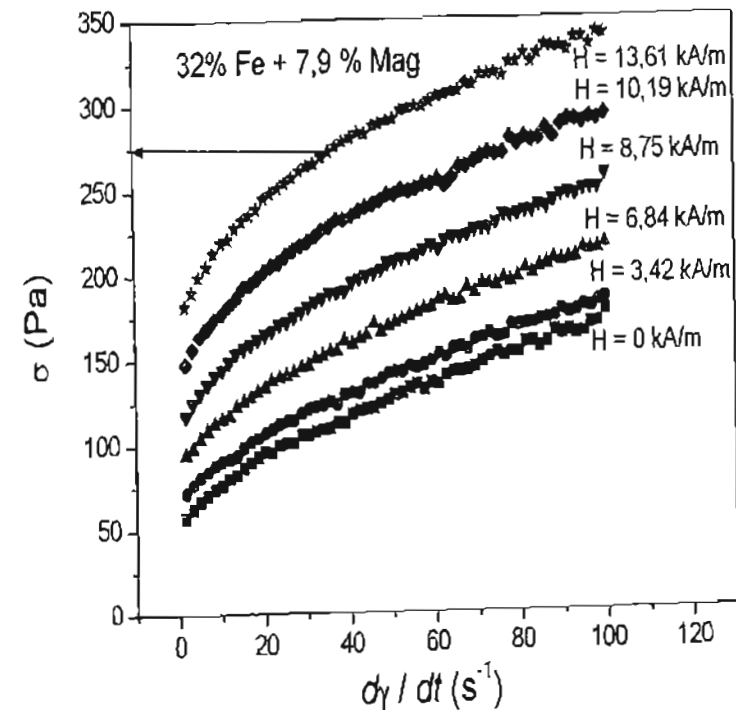
- El uso de ferrofluidos con líquido portador evita la formación de sedimentos compactos durante periodos prolongados
- El ácido oleico favorece la formación de heteroagregados compactos hierro- magnetita
- Disminuye la v de sedimentación de las partículas micrométricas



Magnetoreología



Efectos MR intensos para concentraciones 3% en V/V de nanopamagnetita y 32% en micropartículas de hierro



Decremento en la respuesta MR de las suspensiones para concentraciones superiores al 7% en V/V de nanopamagnetita

APLICACIONES DE LOS MATERIALES MAGNETOREOLÓGICOS

ESENCIALMENTE BASADAS EN EL CONTROL DE VIBRACIONES EN SISTEMAS DE AMORTIGUAMIENTO

1. En el sector automovilístico para sistemas de amortiguación hidráulica y de fricción en embrague y frenos
2. Fabricación de amortiguadores para su uso en electrodomésticos
3. Sistemas de control antisísmico
4. Calzado con amortiguación estructura de relleno con FM y FMR
5. Bastón magnetorreologico y silla de montar de presión reducida

DETECCIÓN DE DOMINIOS MAGNÉTICOS EN MATERIALES SÓLIDOS

BIOMEDICINA, PRÓTESIS Y PORTADORES MAGNÉTICOS DE FÁRMACOS

APLICACIONES EN SISTEMAS DE AMORTIGUAMIENTO

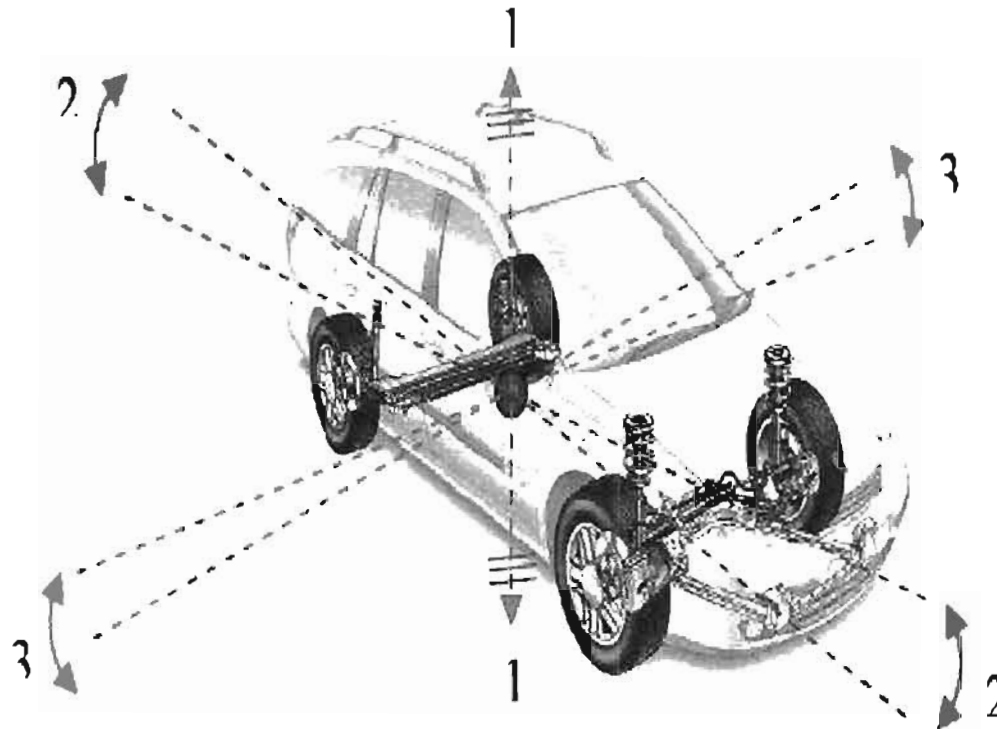
1. EN EL SECTOR AUTOMOVILÍSTICO PARA SISTEMAS DE AMORTIGUACIÓN HIDRÁULICA Y DE FRICCIÓN EN EMBRAGUE Y FRENOS

Amortiguadores de fluido viscoso proporcionan una fuerza constante que contrarresta los efectos de la vibración



En amortiguadores magnetoreológicos las propiedades de los fluidos magnéticos varían mediante estímulos magnéticos dando una rápida respuesta en el control de vibraciones

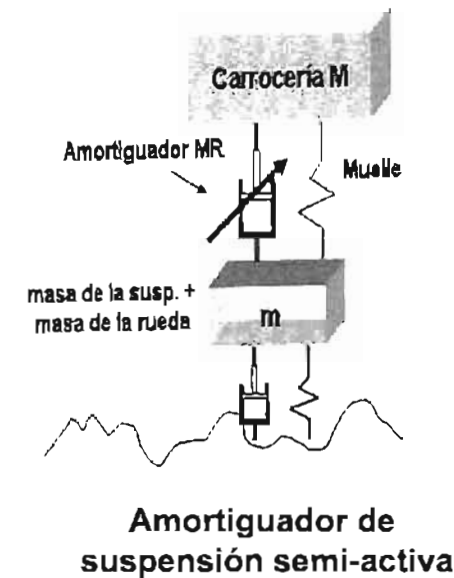
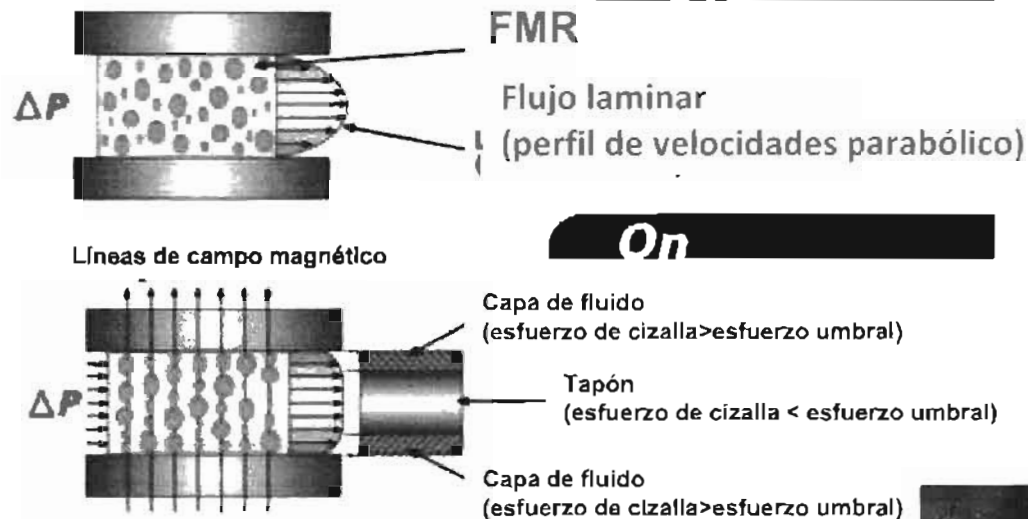
1. EN EL SECTOR AUTOMOVILÍSTICO SISTEMAS DE AMORTIGUACIÓN



1. Oscilaciones de empuje.
2. Oscilaciones de cabeceo.
3. Oscilaciones de bamboleo

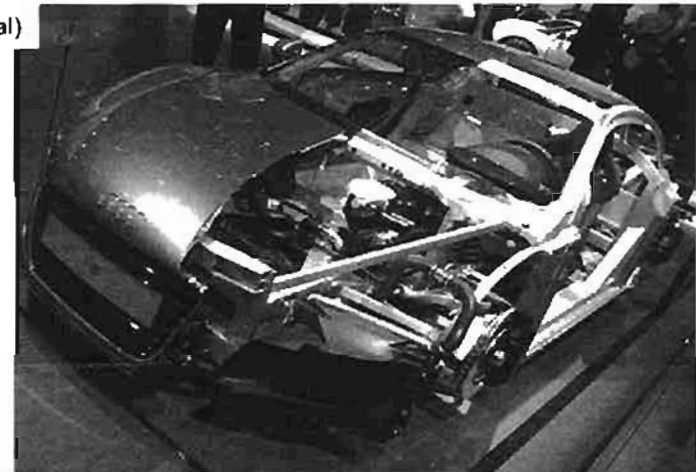
1. EN EL SECTOR AUTOMOVILÍSTICO SISTEMAS DE AMORTIGUACIÓN

Fluido no newtoniano



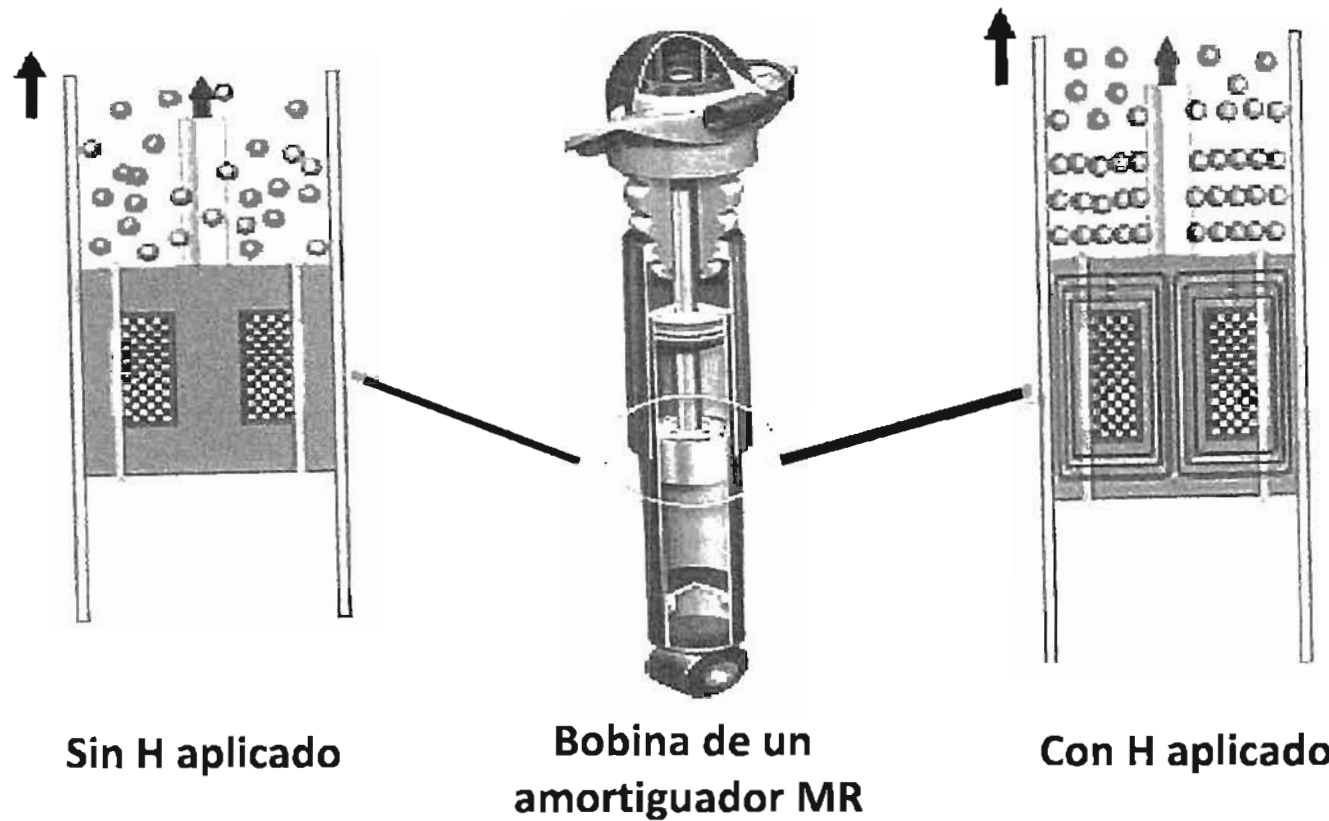
Fluido no newtoniano
de tipo plástico con menor
gradiente de velocidad transversal

Resultado el caudal se reduce y el factor
de amortiguamiento crece drásticamente



1. EN EL SECTOR AUTOMOVILÍSTICO SISTEMAS DE AMORTIGUACIÓN

Años 90, primeros prototipos de automóviles : General motors , Ford, Audi

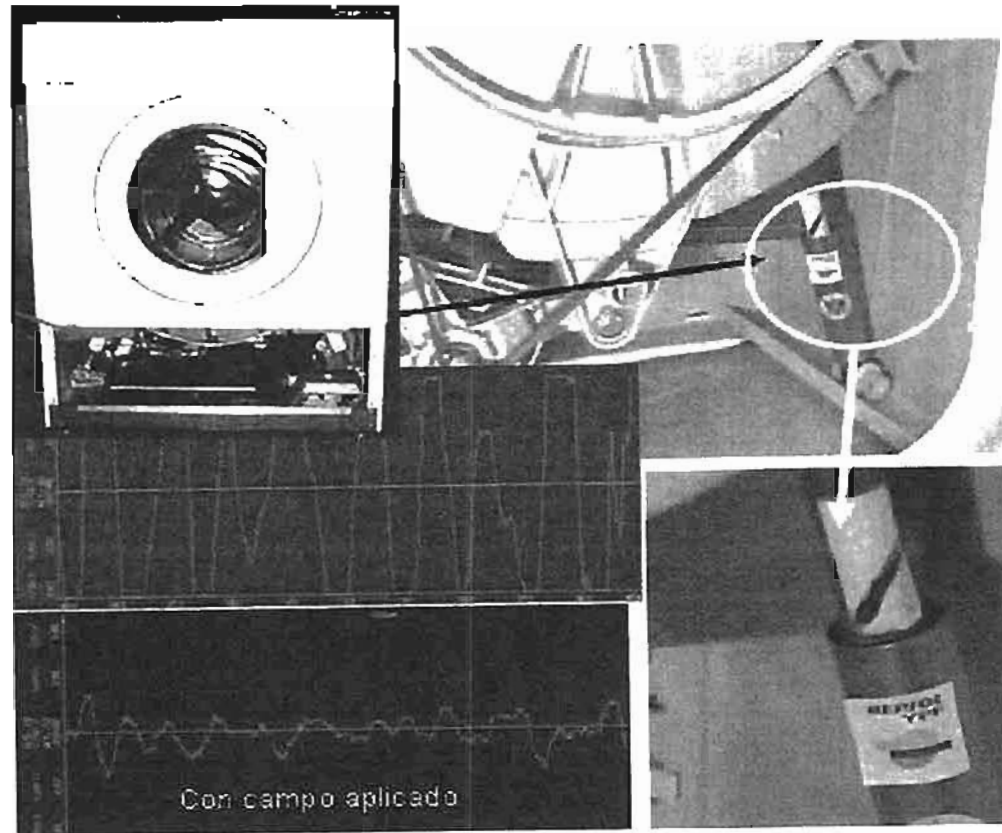


1. EN EL SECTOR AUTOMOVILÍSTICO SISTEMAS DE AMORTIGUACIÓN

Fotogramas que ilustran la estabilidad y maniobrabilidad de un amortiguador no MR y otro MR

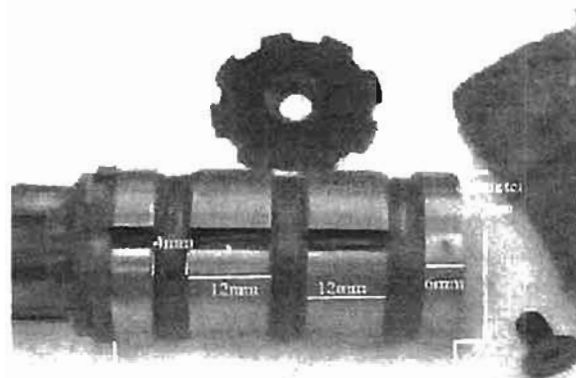
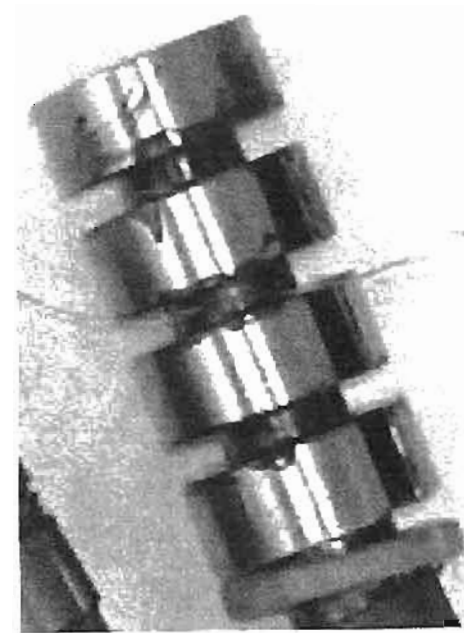
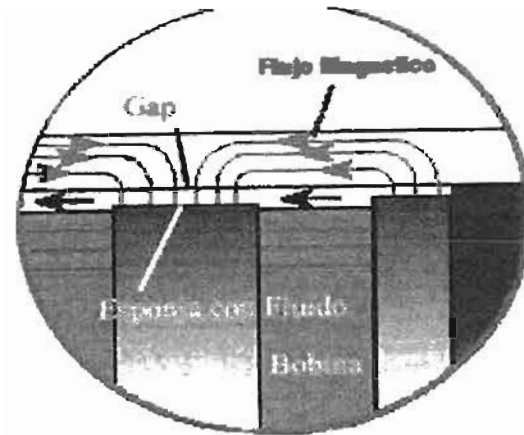


2. FABRICACIÓN DE AMORTIGUADORES PARA SU USO EN ELECTRODOMÉSTICOS



Amortiguador de fricción MR que amortigua la vibración del motor de una lavadora desbalanceada al entrar en el modo de centrifugado y registro de vibraciones sin y con campo

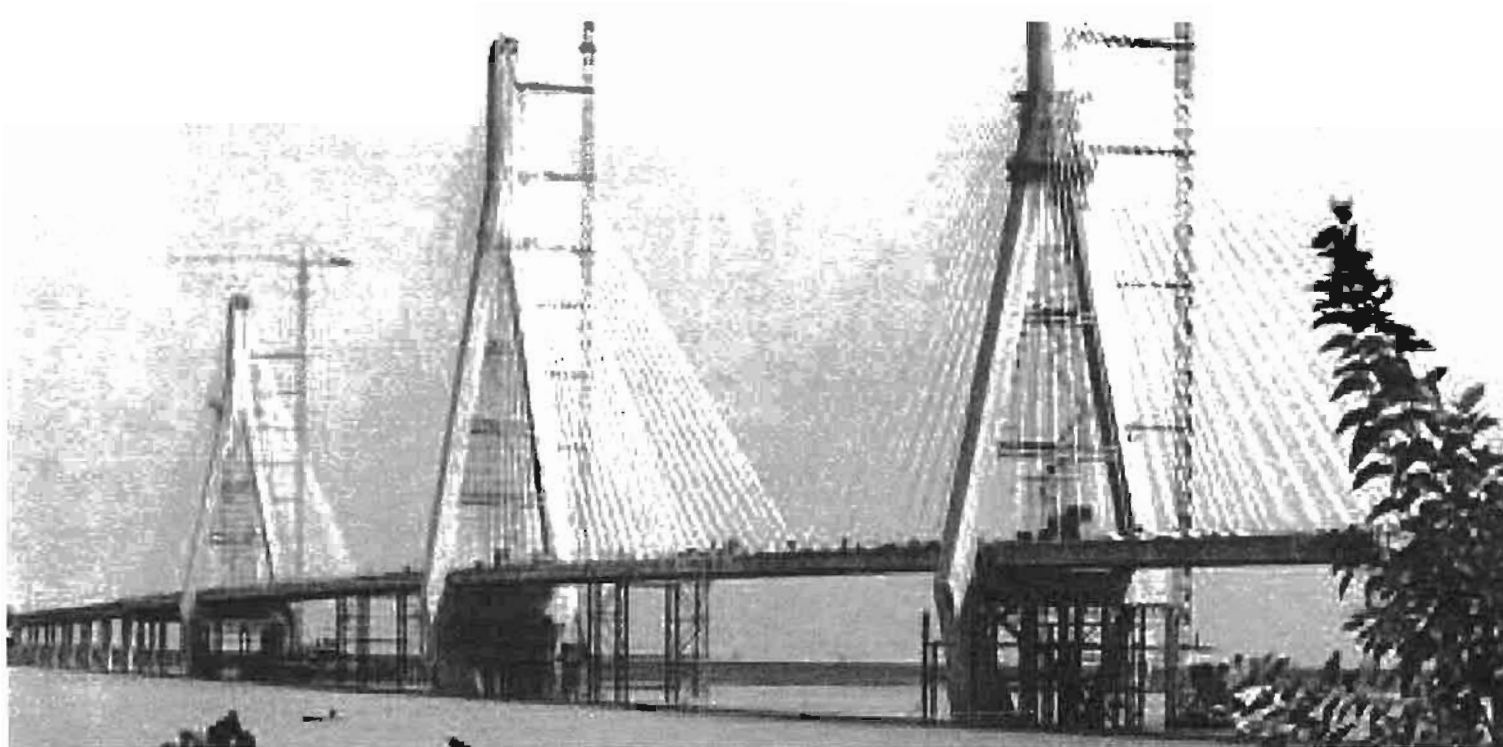
2. FABRICACIÓN DE AMORTIGUADORES PARA SU USO EN ELECTRODOMÉSTICOS



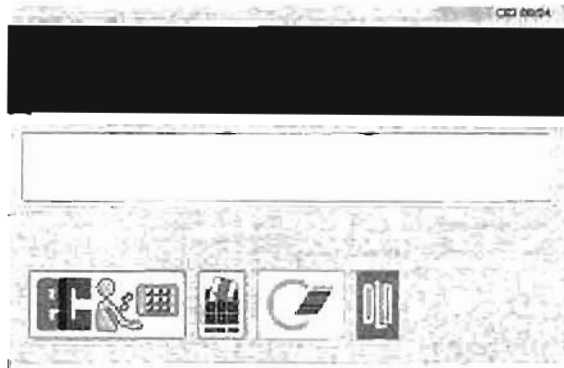
Cuando se utilizan dos o mas bobinas, necesario bobinar de forma alternada para lograr que las líneas de flujo se cierren correctamente cerrando el camino del flujo magnético

3. SISTEMAS DE CONTROL ANTISÍSMICO

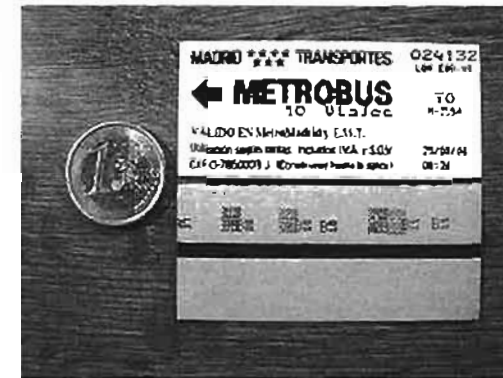
El Puente del Lago Dong Ting en China está equipado con aislantes de movimiento magnetoreológicos para contrarrestar rachas de viento



DETECCIÓN DE DOMINIOS MAGNÉTICOS EN MATERIALES SÓLIDOS



Bandas magnéticas



Una **banda magnética**: banda oscura presente en tarjetas de crédito, abonos de transporte público o carnets personales

Partículas ferromagnéticas incrustadas en una matriz de resina (generalmente epoxi) que almacenan cierta cantidad de información mediante una codificación que polariza dichas partículas

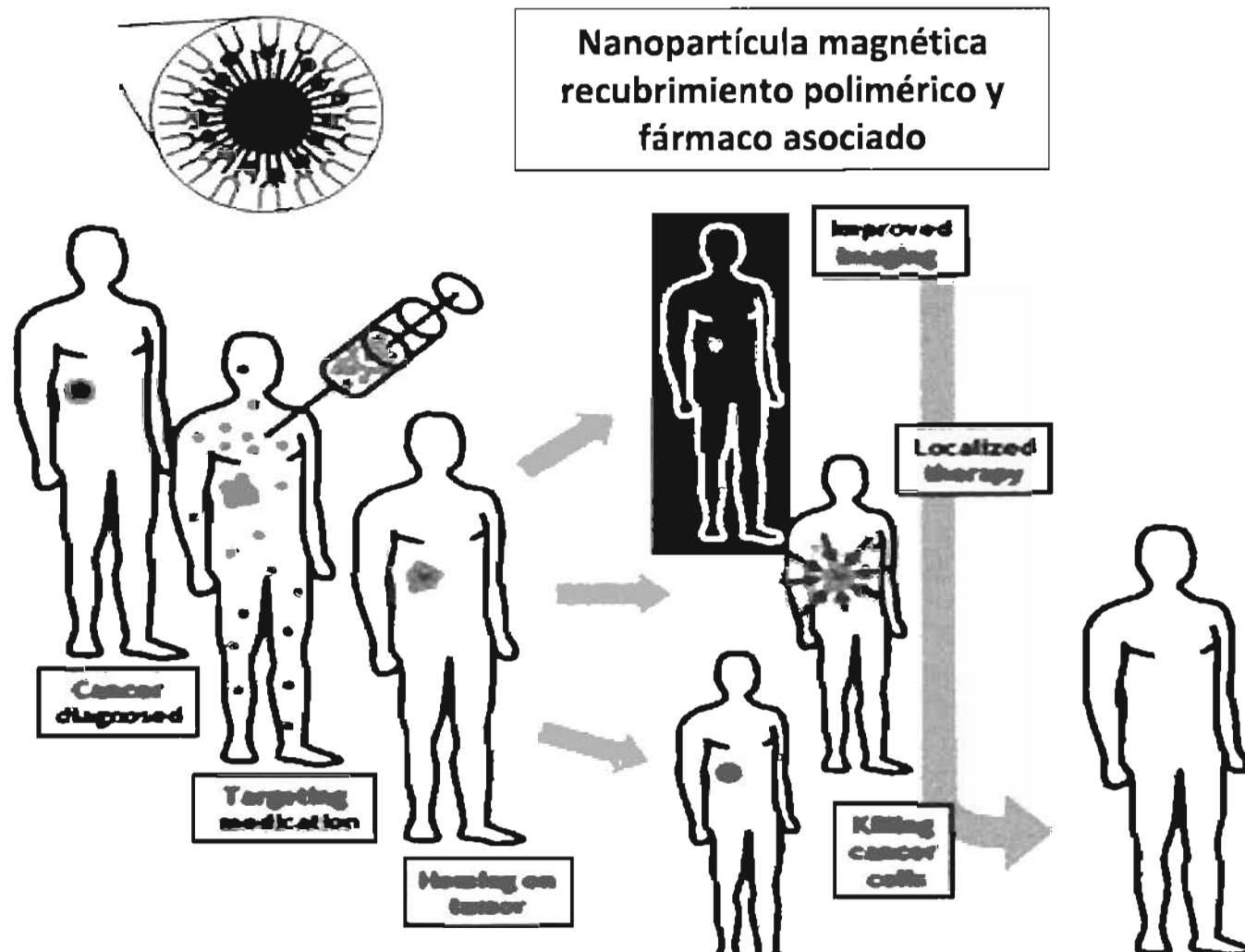
DETECCIÓN DE DOMINIOS MAGNÉTICOS EN MATERIALES SÓLIDOS

Las bandas magnéticas son grabadas o leídas por inducción magnética pasándola a través de cabezas lectoras/escriptoras

Nueva generación de **tarjetas inteligentes** contienen un chip con contactos metálicos, o sin contacto y usan un H ó radiofrecuencia para la lectura a una distancia media



BIOMEDICINA, PRÓTESIS Y PORTADORES MAGNÉTICOS DE FÁRMACOS



BIBLIOGRAFÍA

Smith W. “Fundamentos de la Ciencia e Ingeniería de Materiales”. McGraw-Hill, 2006.

Callister W. “Introducción a la Ciencia e Ingeniería de los Materiales”. Tomos I y II. Ed. Reverté, S.A., 1995.

Shackelford, James F. “Introducción a la Ciencia de Materiales para Ingenieros”. Prentice-Hall, Inc., 2005.

Askeland D. “La Ciencia e Ingeniería de los Materiales”. Grupo Editorial Iberoamericana, 1998.

Anderson, J.C. Leaver, K.D., Rawlings, R.D. y Alexander, J.M. “Ciencia de Materiales” (4ªed.) Chapman & Hall. London 1990; Trad. Limusa Noriega Editores (1998).

Streeter, V. Wylie, B. Bedford, K. “Mecánica de los Fluidos”. McGraw-Hill (2000).

SE CONTINUA EL ESTUDIO DE LOS MATERIALES MAGNETOACTIVOS EN LA PARTE (II).....



Curso de Magnetismo Aplicado - FNMT



Anisotropías magnéticas:

- Anisotropía magnetocristalina y de forma**
- Medida de anisotropías**
- Composición de anisotropías**
- Anisotropías inducidas (tensiones, recocidos, campo)**

Magnetostricción:

- Efectos magnetostrictivos y magnetoelásticos**
- Medida de la constante de magnetostricción:**
 - Métodos directos**
 - Métodos indirectos**
- Anisotropías magnéticas inducidas por recocidos locales por láser**

Anisotropía magnética

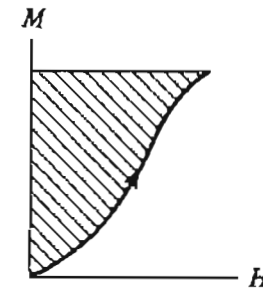
Las propiedades magnéticas de un material dependen de la dirección en que sean medidas.

Existen direcciones “fáciles” y difíciles”

En el estado desimanado, los dominios están orientados en las direcciones de los ejes fáciles

Energía de anisotropía: Trabajo que hay que hacer para imanar a saturación un material, desde el estado desimanado, bajo la aplicación de un campo magnético H

$$W = \mu_0 \int_0^M H dM$$



Intrínsecas

Inducidas

Magnetocristalina

Por tensiones elásticas

De forma

Por tratamientos térmicos

Anisotropía magnética

La anisotropía magnética de la muestra tiene un excepcional interés tecnológico

condiciona los procesos de imanación de la misma,
o si se prefiere“la respuesta” o “firma magnética”

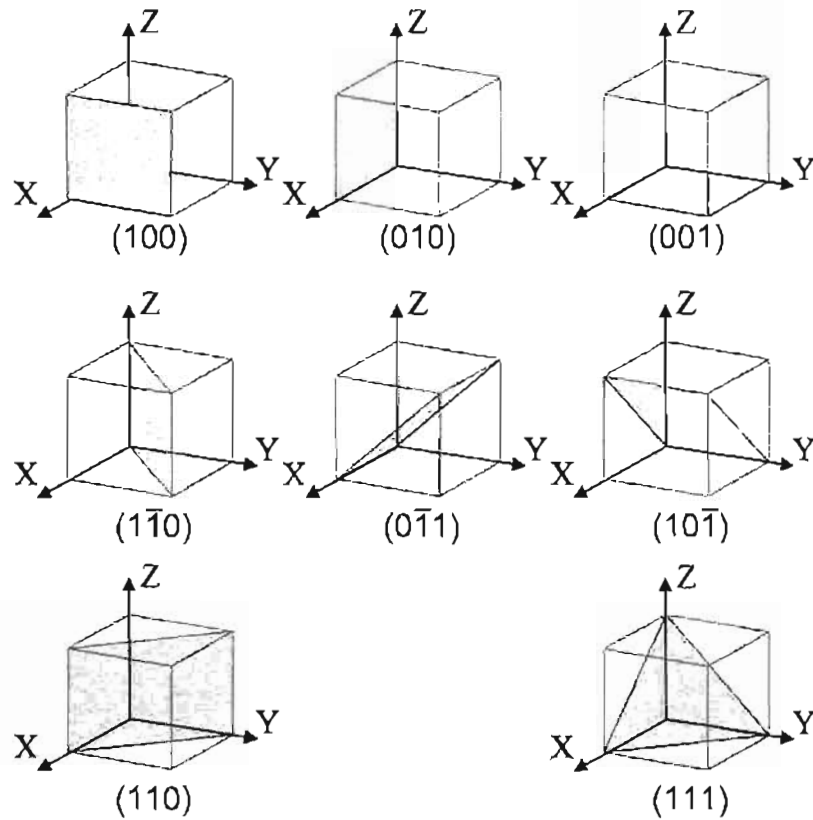
La posibilidad de inducir anisotropías y el control de las mismas permite

“diseñar magnéticamente” un material

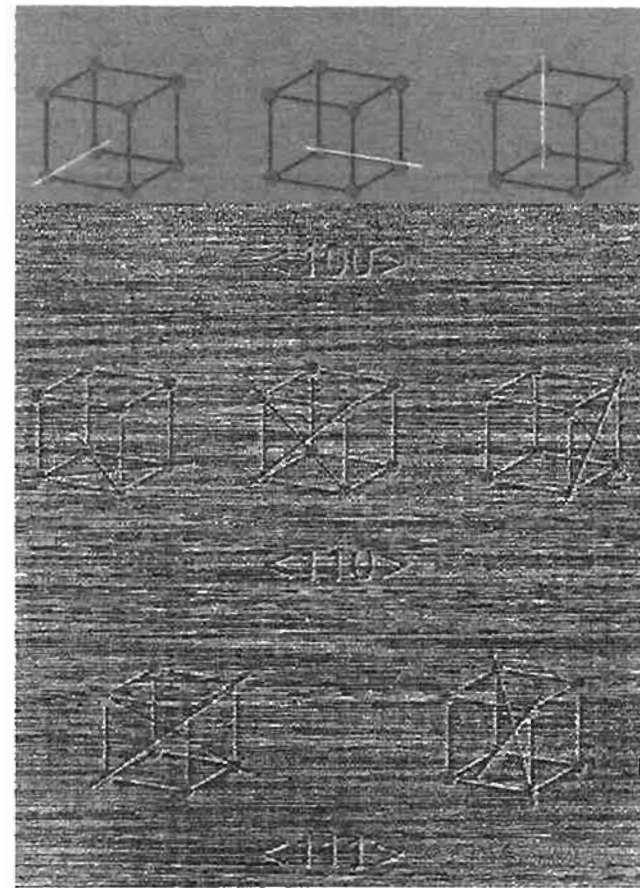
o si se prefiere hacerlo “a la medida” de la aplicación

Anisotropía magnética

Indices de Miller (planos cristalinos)

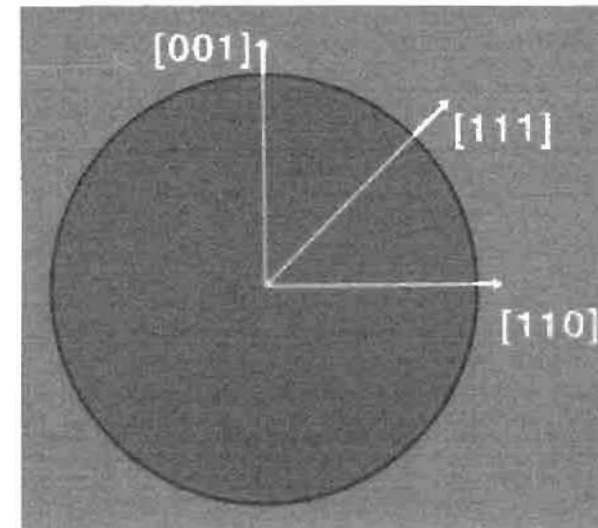
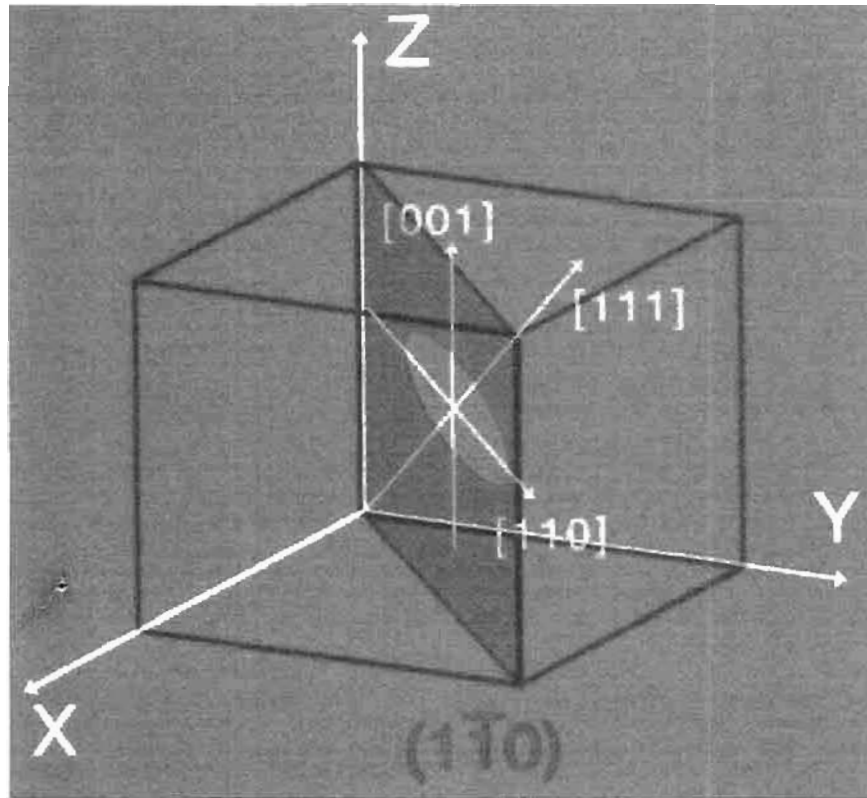


Direcciones



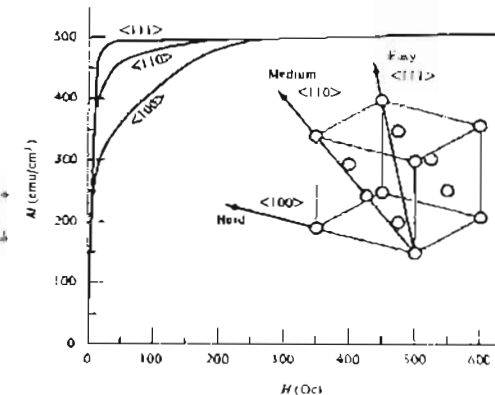
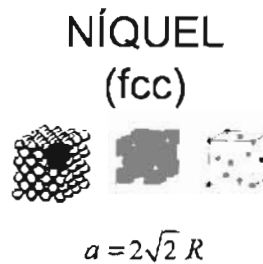
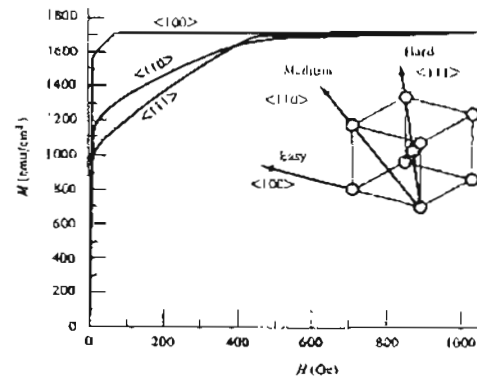
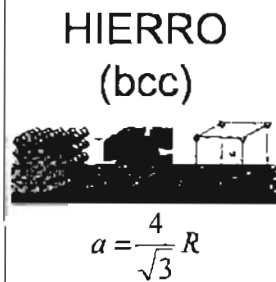
Anisotropía magnética

Williams, cristal cúbico de Fe-Si



Anisotropías magnéticas intrínsecas

Anisotropía magnetocristalina



En los cristales cúbicos:

La energía de anisotropía, por unidad de volumen, es:

$$E_k = K_0 + K_1 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_1^2 \alpha_3^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2) + K_2 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2) + \dots$$

siendo $(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$ los cosenos directores de M respecto a los ejes cristalográficos,

Si $K_1 > 0$ los ejes fáciles estarán en la dirección <100> (p.ej. hierro: $K_1 = 4.8 \cdot 10^4 \text{ J/m}^3$)

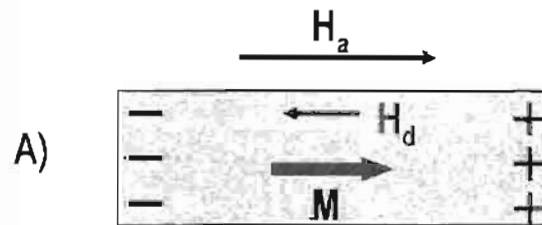
Si $K_1 < 0$ los ejes fáciles estarán en la dirección <111> (p.ej. níquel: $K_1 = -0.45 \cdot 10^4 \text{ J/m}^3$)

Si existe un único eje fácil (anisotropía uniaxial)

La energía de anisotropía, por unidad de volumen, es: $E_k = K_0 + K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta + \dots$
siendo θ el ángulo que forma M con el eje fácil

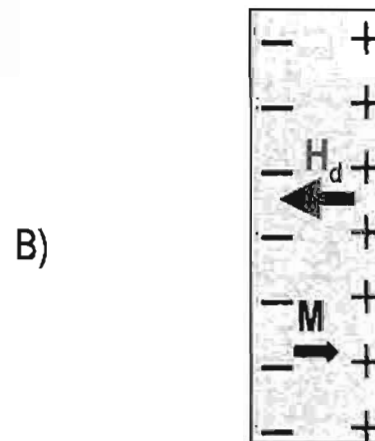
Anisotropías magnéticas intrínsecas

Anisotropía de forma



El campo desimanador ($H_d = -N M$)

es menor en A) que en B)

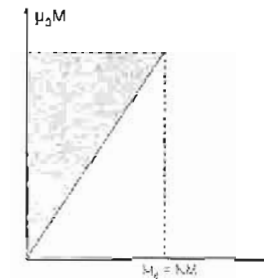


Es más fácil imanar la muestra cuando el campo se aplica a lo largo del eje largo,

que si se aplica en la dirección del eje más corto.

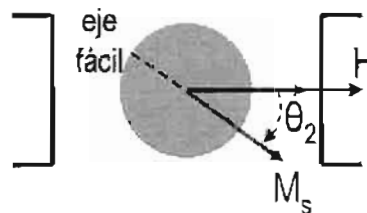
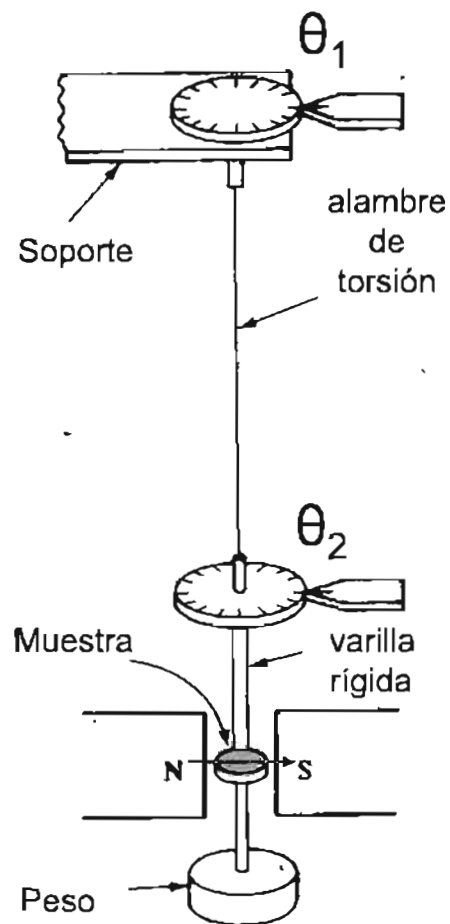
La energía de anisotropía de forma, por unidad de volumen, es:

$$E = \frac{1}{2} \mu_0 N M^2$$



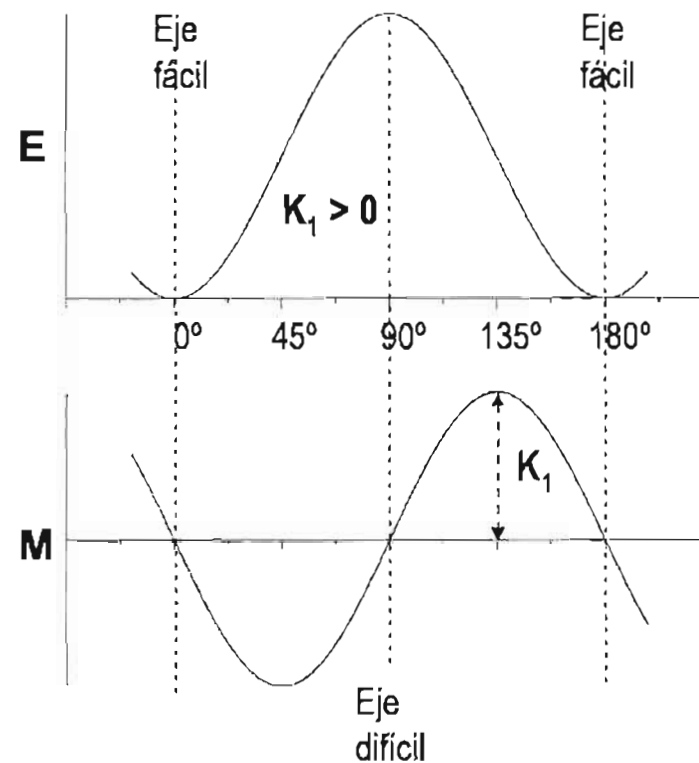
Medida de anisotropías (muestra uniaxial $E = K_1 \sin^2\theta$)

Magnetómetro de par



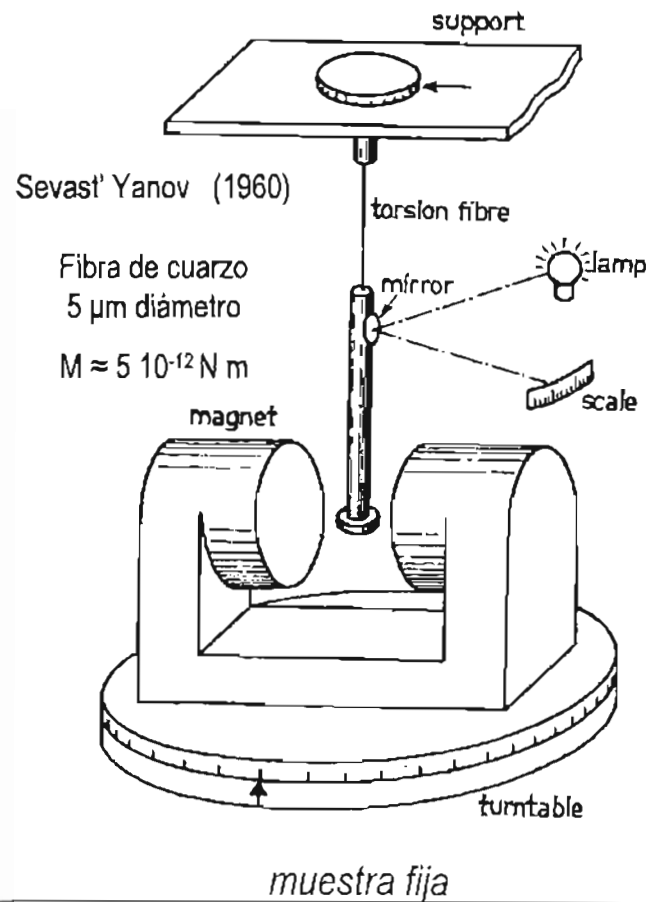
$$M = -\frac{dE}{d\theta} = -K_1 \sin 2\theta_2$$

$$M = -c(\theta_1 - \theta_2)$$

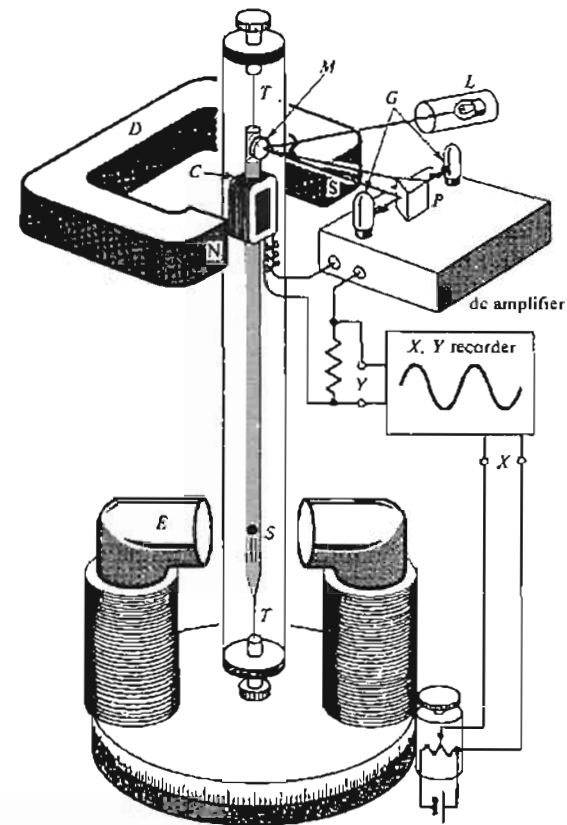


Medida de anisotropías (muestra uniaxial)

Magnetómetro de par de imán giratorio



Magnetómetro de par automático



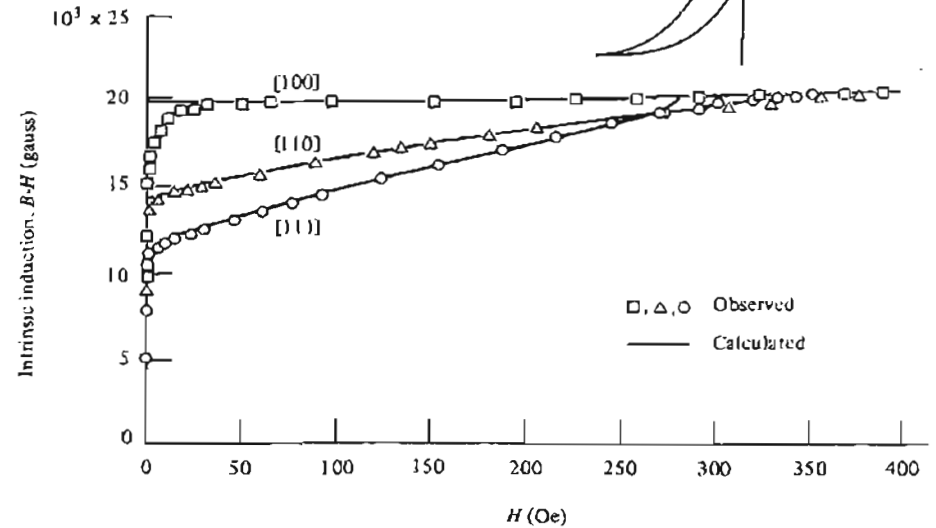
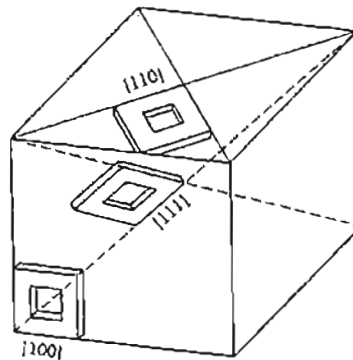
Medida de anisotropías

A partir de las curvas de imanación (sin campo desimanador)

$$E = K_0 + K_1 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_1^2 \alpha_3^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2) + K_2 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2) + \dots$$

Williams, cristal cúbico de Fe-Si

"picture frame"



Dirección [100] $\alpha_1 = 1; \alpha_2 = 0; \alpha_3 = 0; E_{[100]} = K_0$

Dirección [110] $\alpha_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}; \alpha_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}; \alpha_3 = 0; E_{[110]} = K_0 + K_1 \left(\frac{1}{4} \right)$

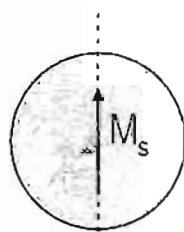
Dirección [111] $\alpha_1 = \frac{1}{\sqrt{3}}; \alpha_2 = \frac{1}{\sqrt{3}}; \alpha_3 = \frac{1}{\sqrt{3}}; E_{[111]} = K_0 + K_1 \left(\frac{1}{3} \right) + K_2 \left(\frac{1}{27} \right)$

$$K_1 = 2.6 \cdot 10^4 \text{ Jm}^{-3}, \quad K_2 = 1.7 \cdot 10^4 \text{ Jm}^{-3}$$

P. Sánchez

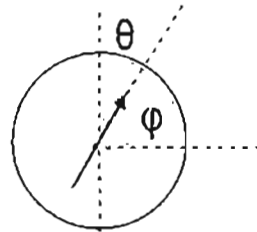
Medida de anisotropías

A partir de las curvas de imanación (anisotropía uniaxial) $E_k = K_0 + K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta + \dots$



eje fácil

$$H = H_{ext} - N M$$



eje fácil

$$E = K_0 + K_1 \cos^2 \varphi + K_2 \cos^4 \varphi - \mu_0 M_s H \cos \varphi$$

La posición de equilibrio:

$$H \frac{dE}{d\varphi} = -2 K_1 \cos \varphi \sin \varphi - 4 K_2 \cos^3 \varphi \sin \varphi + \mu_0 M_s H \sin \varphi = 0$$

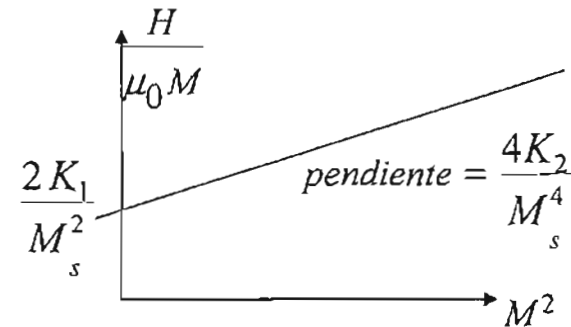
$$\sin \varphi = 0$$

$$\mu_0 M_s H = +2 K_1 \cos \varphi + 4 K_2 \cos^3 \varphi$$

Si se mide la imanación en la dirección del campo: $M = M_s \cos \varphi$

$$\mu_0 M_s H = +2 K_1 \frac{M}{M_s} + 4 K_2 \left(\frac{M}{M_s} \right)^3$$

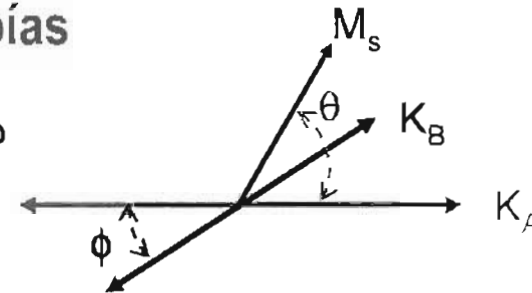
$$\frac{H}{\mu_0 M} = \frac{2 K_1}{M_s^2} + \frac{4 K_2}{M_s^4} M^2$$



Composición de anisotropías

Material sometido a dos anisotropías, K_A y K_B , que forman un ángulo ϕ

La anisotropía K_A forma, a su vez, un ángulo θ con la imanación M_s



La energía de anisotropía total es:

$$\begin{aligned}
 &= K_A \sin^2 \theta + K_B \sin^2 (\theta - \phi) = \\
 &= K_A \sin^2 \theta + K_B (\sin^2 \theta \cos^2 \phi + \cos^2 \theta \sin^2 \phi - 2 \sin \theta \cos \theta \sin \phi \cos \phi) = \\
 &= (K_A + K_B \cos^2 \phi) \sin^2 \theta + K_B \sin^2 \phi \cos^2 \theta - 0.5 K_B \sin 2 \theta \sin 2 \phi = \\
 &= (K_A + K_B \cos^2 \phi) \frac{1 - \cos 2 \theta}{2} + K_B \sin^2 \phi \frac{1 + \cos 2 \theta}{2} - 0.5 K_B \sin 2 \theta \sin 2 \phi = \\
 &= \frac{K_A + K_B}{2} + \frac{1}{2} \cos 2 \theta (-K_A - K_B \cos^2 \phi + K_B \sin^2 \phi) - \frac{K_B}{2} \sin 2 \theta \sin 2 \phi
 \end{aligned}$$

$$E = \frac{K_A + K_B}{2} - \frac{K_0}{2} \sin (2 \theta + \xi)$$

$$\begin{aligned}
 K_0 \sin \xi &= K_A + K_B \cos 2 \phi \\
 K_0 \cos \xi &= K_B \sin 2 \phi
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 K_0^2 &= K_A^2 + K_B^2 + 2 K_A K_B \cos 2 \phi \\
 \tan \xi &= \frac{K_A + K_B \cos 2 \phi}{K_B \sin 2 \phi}
 \end{aligned}$$

Las posiciones de equilibrio θ_0 se obtendrían haciendo: $\frac{\partial E}{\partial \theta} = 0 = K_0 \cos (2 \theta_0 + \xi)$ $\theta_0 = -\frac{\xi}{2} + (2n - 1) \frac{\pi}{4}$

Si se componen 2 anisotropías perpendiculares $\phi = \frac{\pi}{2}$ $K_0 = K_A - K_B$ $\xi = \pi/2$

$E = \frac{K_A + K_B}{2} - \frac{K_A - K_B}{2} \cos 2 \theta \longrightarrow$ Las posiciones de equilibrio son: $\sin 2 \theta = 0$ $2 \theta = 0, \pi$ $\theta = 0, \pi/2$

Mientras $K_A > K_B$ el equilibrio es 0° , y cuando $K_A < K_B$ el ángulo pasa bruscamente a ser 90°

Anisotropías magnéticas inducidas

Anisotropía inducida por tensiones

Six, Snoek, Burgess, 1934 (aleaciones de Fe-Ni)

En el laminado, en frío, se induce una fuerte anisotropía en el plano de la lámina.

El laminado produce dislocaciones y defectos que dificultan el movimiento de las paredes $\Rightarrow$

$\Rightarrow$ aumento del campo coercitivo $\Rightarrow$ "endurecimiento magnético" del material $\Rightarrow$

$\Rightarrow$ los ciclos de histéresis se hacen más anchos $\Rightarrow$ mayores pérdidas por histéresis

En cintas amorfas el laminado solo es posible hasta una reducción del 30-40 % en el espesor.

La anisotropía inducida es siempre uniaxial en el plano de la cinta laminada.

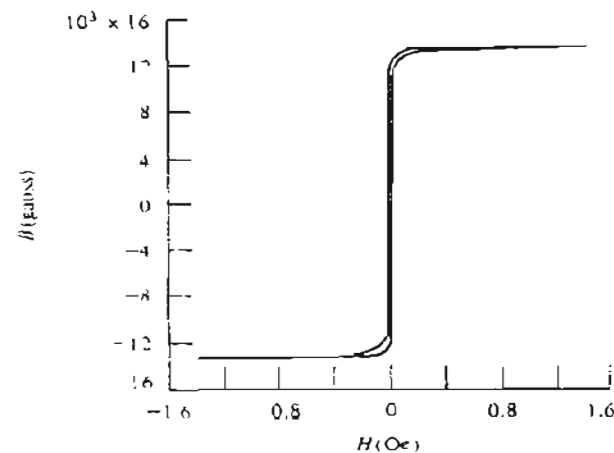
La influencia de las tensiones se verá más adelante... en magnetostricción

Anisotropías magnéticas inducidas

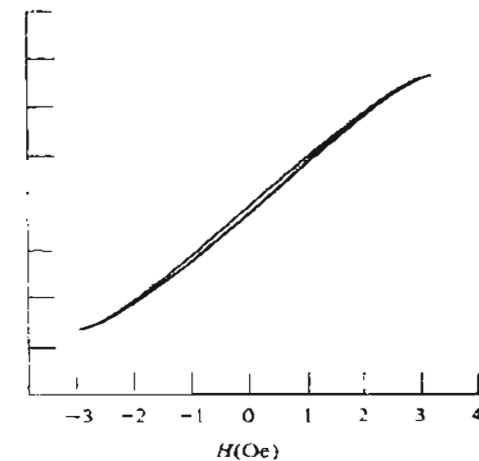
Anisotropía inducida por tratamientos térmicos, bajo la acción de campos magnéticos

Al aplicar un recocido ($T < T_{\text{Curie}}$), bajo la acción de un campo magnético saturante, y dejar enfriar, la muestra adquiere anisotropía uniaxial en la dirección del campo.

$T_{\text{Curie}} (^{\circ} \text{C})$	
Cobalto	1131
Alnico	887
$\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$	797
Hierro	770
Permalloy	596
Ferrita de Bario	447
Ferrita de Estroncio	447
Níquel	355
NdFeB	307
Gadolinio	16
Dysprosio	-118
Erbio	-241



Muestra de permalloy (65 Ni-35 Fe)
recocida a 1000 C y enfriada en un
campo longitudinal



Muestra de permalloy(65 Ni-35 Fe)
recocida a 1000 C y enfriada en un
campo transversal

Magnetic Anisotropy

The theory of ferro- and ferrimagnetism is based on electronic exchange forces. These forces are so strong that these material are spontaneously magnetized, even in the absence of an applied field. Yet, in the laboratory we need to apply magnetic fields to saturate a ferro- or ferrimagnetic material. In some cases, the material in bulk form has a remanence of nearly zero. This raises the question.

Why aren't all ferro- and ferrimagnetic materials magnetized to their saturated states, even in zero field?

To answer this question, it was postulated back in 1907, when the theory of ferromagnetism was first advanced, that ferromagnets are subdivided into many small subvolumes, called domains. Each domain is spontaneously magnetized to saturation, but the direction of magnetization varies from domain to domain. The net vector sum of all the domains therefore produce a total magnetization of near zero. It wasn't until the 1930's that domains were experimentally confirmed.

Before we study domains, we need to know a few facts about the influence of the crystal structure and the shape of grains on the direction of magnetization. The dependence of magnetic properties on a preferred direction is called magnetic anisotropy. There are several different types of anisotropy:

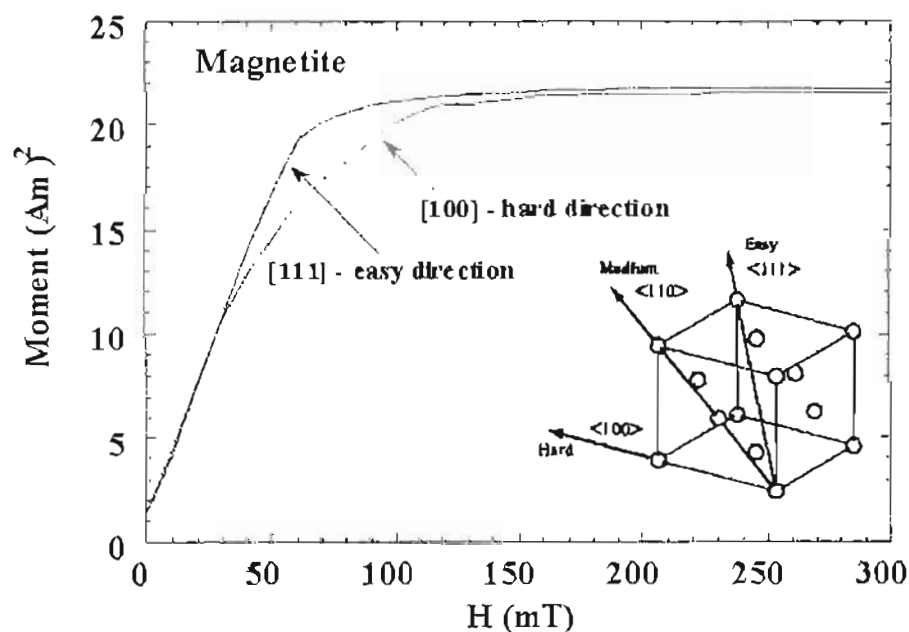
Type depends on

1. magnetocrystalline- crystal structure
2. shape- grain shape
3. stress- applied or residual stresses

Magnetic anisotropy strongly affects the shape of hysteresis loops and controls the coercivity and remanence. Anisotropy is also of considerable practical importance because it is exploited in the design of most magnetic materials of commercial importance.

Magnetocrystalline Anisotropy

Magnetocrystalline anisotropy is an intrinsic property of a ferrimagnet, independent of grain size and shape. It can be most easily seen by measuring magnetization curves along different crystal directions.



For example, here are magnetization curves for magnetite.

Depending on the crystallographic orientation of the sample in the magnetic field, the magnetization reaches saturation in different fields.

In magnetite, above 130 K,

<111> is the easy direction of magnetization

<100> is the hard direction of

magnetization

<110> is the intermediate direction of magnetization.

For a sphere of magnetite there will be six easy directions of magnetization corresponding to the three $[111]$ axes

Magnetocrystalline anisotropy is the energy necessary to deflect the magnetic moment in a single crystal from the easy to the hard direction. The easy and hard directions arise from the interaction of the spin magnetic moment with the crystal lattice (spin-orbit coupling).

In cubic crystals, like magnetite, the magnetocrystalline anisotropy energy is given by a series expansion in terms of the angles between the direction of magnetization and the cube axes. It is sufficient to represent the anisotropy energy in an arbitrary direction by just the first two terms in the series expansion. These two terms each have an empirical constant associated with them called the first- and second order anisotropy constants, or K_1 and K_2 , respectively.

At 300 K,

$$K_1 = -1.35 \times 10^3 \text{ ergs/cm}^3$$

$$K_2 = -0.44 \times 10^3 \text{ ergs/cm}^3$$

In hexagonal crystals, like hematite, the weak ferromagnetism lies in the basal plane, which is an easy plane of magnetization. The c-axis is the hard direction. It is extremely difficult to flip the magnetization out of the basal plane into the direction of the c-axis.

In these materials, saturation is usually never reached in fields normally used in the laboratory (1-2 Tesla). This behavior is useful to distinguish hematite from magnetite and other cubic magnetic minerals.

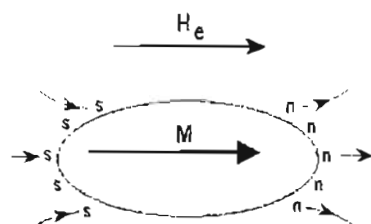
Stress Anisotropy

In addition to magnetocrystalline anisotropy, there is another effect related to spin-orbit coupling called magnetostriction. Magnetostriction arises from the strain dependence of the anisotropy constants. Upon magnetization, a previously demagnetized crystal experiences a strain that can be measured as a function of applied field along the principal crystallographic axes. A magnetic material will therefore change its dimension when magnetized.

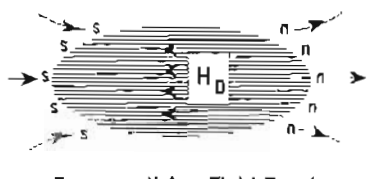
The inverse effect, or the change of magnetization with stress also occurs. A uniaxial stress can produce a unique easy axis of magnetization if the stress is sufficient to overcome all other anisotropies. The magnitude of the stress anisotropy is described by two more empirical constants known as the magnetostriction constants (λ_{11} and λ_{111}) and the level of stress.

Shape Anisotropy

The third type of anisotropy is due to the shape of a mineral grain. A magnetized body will produce magnetic charges or poles at the surface. This surface charge distribution, acting in isolation, is itself another source of a magnetic field, called the demagnetizing field. It is called the demagnetizing field because it acts in opposition to the magnetization that produces it.



Magnetization Produces Apparent Surface Pole Distribution



For example, take a long thin needle shaped grain. The demagnetizing field will be less if the magnetization is along the long axis than if it is along one of the short axes. This produces an easy axis of magnetization along the long axis. A sphere, on the other hand, has no shape anisotropy. The magnitude of shape anisotropy is dependent on the saturation magnetization.

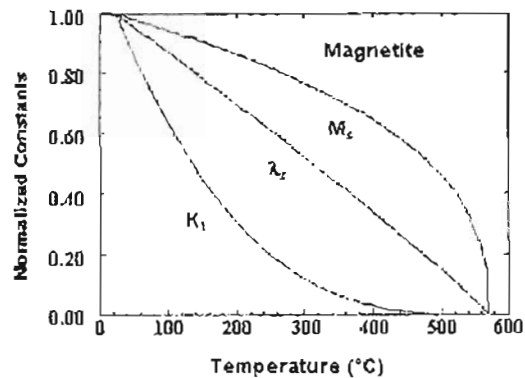
For magnetite, smaller than about 20 microns, shape anisotropy is the dominant form of anisotropy. In larger sized particles, shape anisotropy is less important than magnetocrystalline anisotropy.

For hematite, because the saturation magnetization is so low, shape anisotropy is usually never important.

Temperature Dependence of Anisotropy

Both the magnetocrystalline and magnetostriction constants are dependent on temperature and particle sizes and the presence of impurity atoms seem to suppress these transitions, particularly for hematite.

For magnetite above room temperature, the magnetocrystalline and magnetostriction constants decrease with temperature and vanish at the Curie Temperature.



On to next section: [Domain Theory](#)

Back to [Classes of Magnetic Materials](#)

Back to Hitchhiker's Guide to Magnetism [index page](#)



Eloísa López
Dpto Física de Materiales
Facultad de Física (UCM)

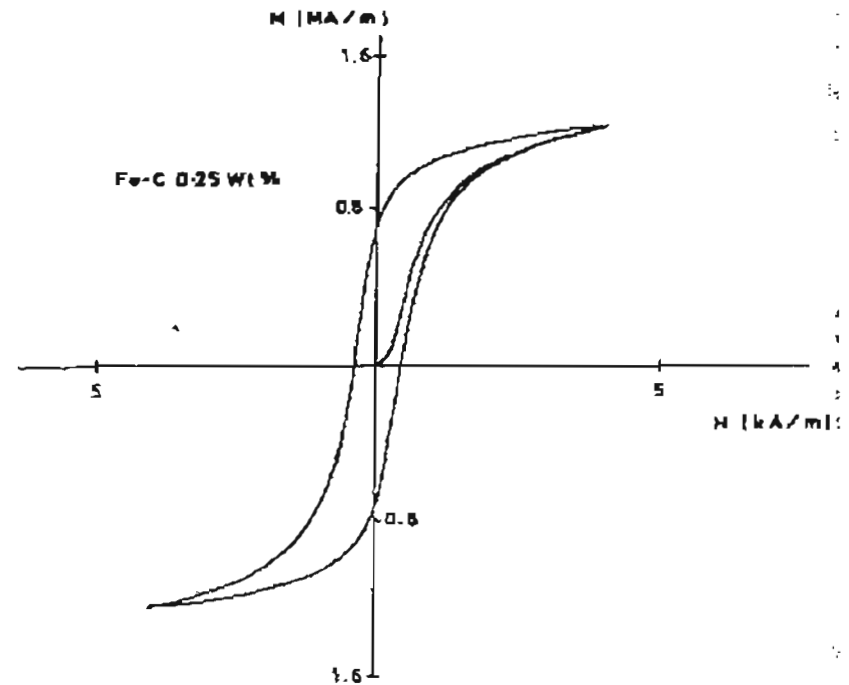
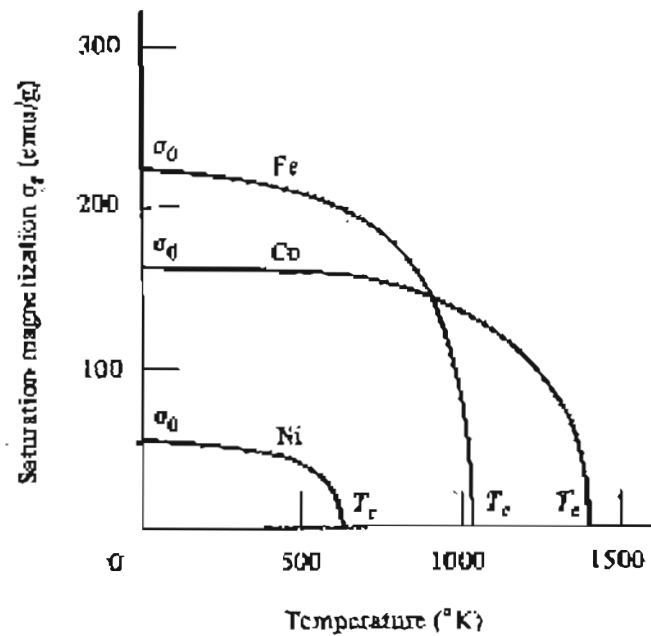
Dominios y Paredes. Procesos de imanación

- **Dominios magnéticos**
- **Paredes. Tipos de paredes**
- **Procesos de imanación**
- **Desplazamiento de paredes, reversible e irreversible**
- **Rotación de la imanación, reversible e irreversible**
- **Ciclos de histéresis**
- **Procesos dinámicos de imanación**
- **Pérdidas de energía en los procesos de imanación**

Dominios y Paredes magnéticas

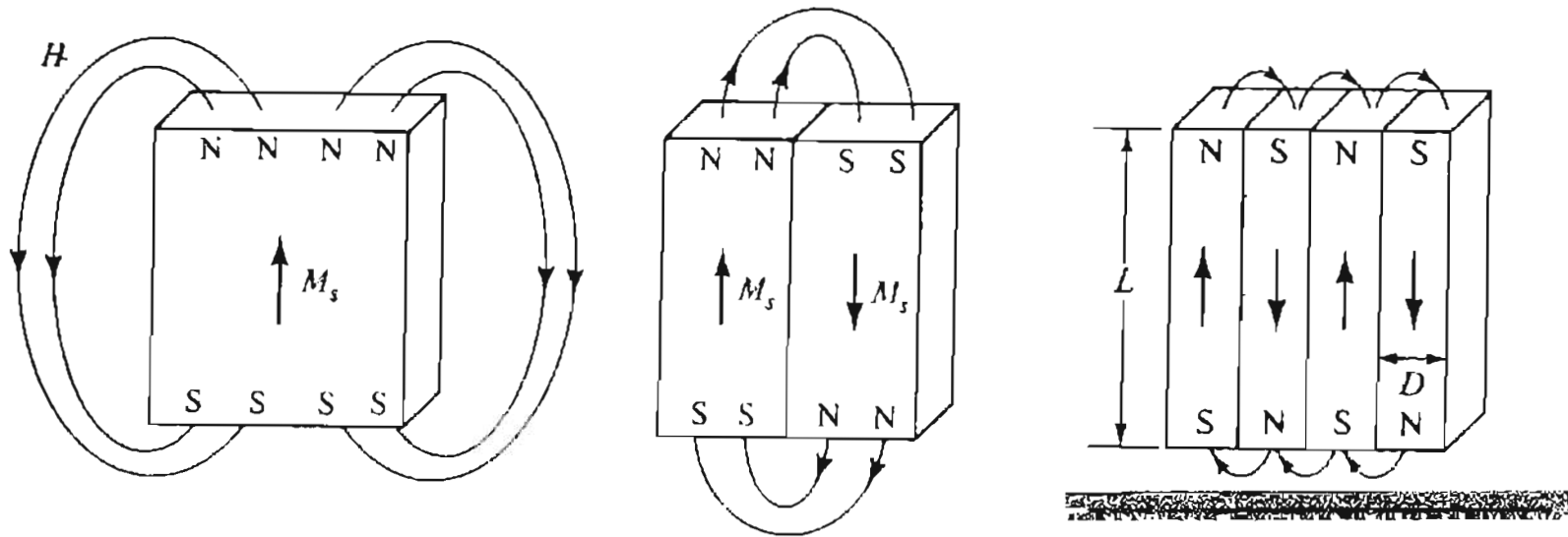
¿Que caracteriza a una sustancia ferromagnética?

MS(T), ciclo de histéresis



Siendo la interacción de canje tan fuerte ¿Como una sustancia ferromagnética puede estar desimanada?

Para disminuir la energía magnetostática la muestra se divide en dominios



$$W_m = 1/2 \mu_0 N M_s^2 \text{ Volumen}$$

La división no es indefinida ya que en las paredes se almacena energía (canje y anisotropía)

Experimento Barkhausen

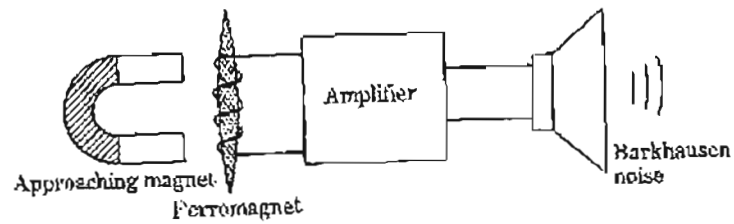
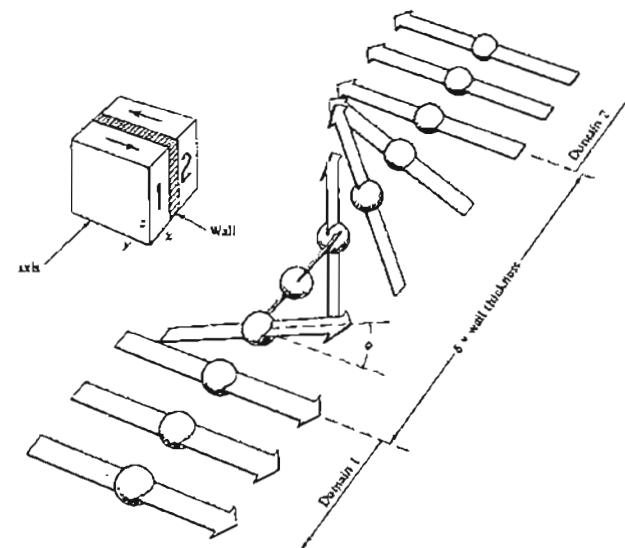
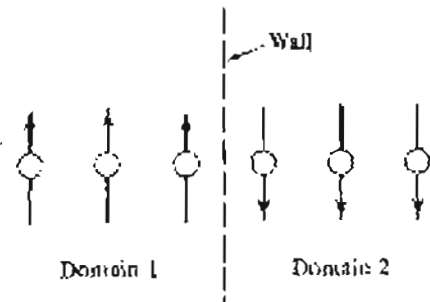
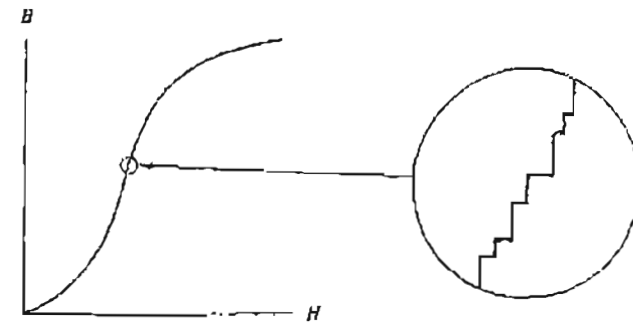


Fig. 15.1. Barkhausen effect.



La configuración de dominios es la que minimiza la energía magnética total del sistema

Energías que entran en juego

$$E_m = 1/2 \mu_0 N M_s^2 \text{ (magnetostática) } \text{Jm}^{-3}$$

$$E_{an} = K \sin^2 \theta \text{ (anisotropía) } \text{Jm}^{-3}$$

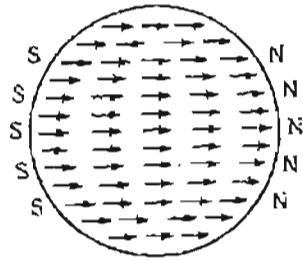
$$E_\sigma = 3/2 \lambda_s \sigma \cos \varphi \text{ (magnetoelástica) } \text{Jm}^{-3}$$

$$E_H = - \mu_0 M_s H \cos \varphi \text{ (campo exterior) } \text{Jm}^{-3}$$

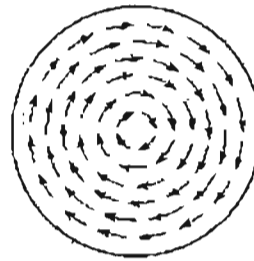
$$e_{ex} = - J S_i S_j \cos \varphi \text{ (canje) } \text{J}$$

$$\gamma_w = \text{(energía de la pared) } \text{Jm}^{-2}$$

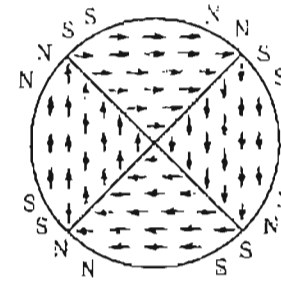
Estructuras de dominios de una muestra esférica ferromagnética uniforme



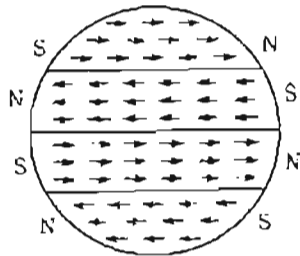
monodominio (E_m)



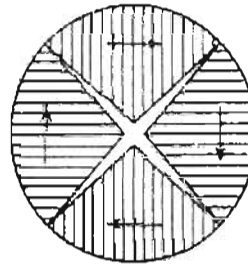
imaneación circular (E_{ex})



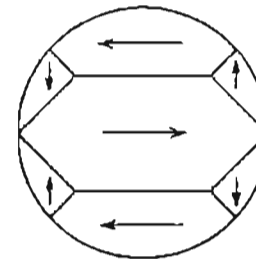
anisotropía cúbica



anisotropía uniáxica



tendencia a la deformación
($\lambda_s > 0$)



($\lambda_s > 0$)

Estructuras de dominios

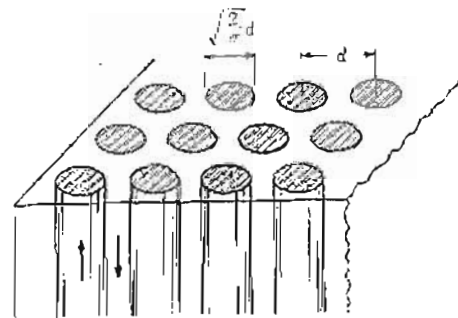
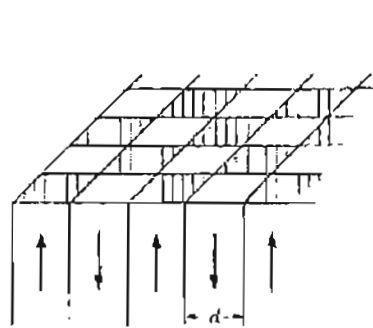
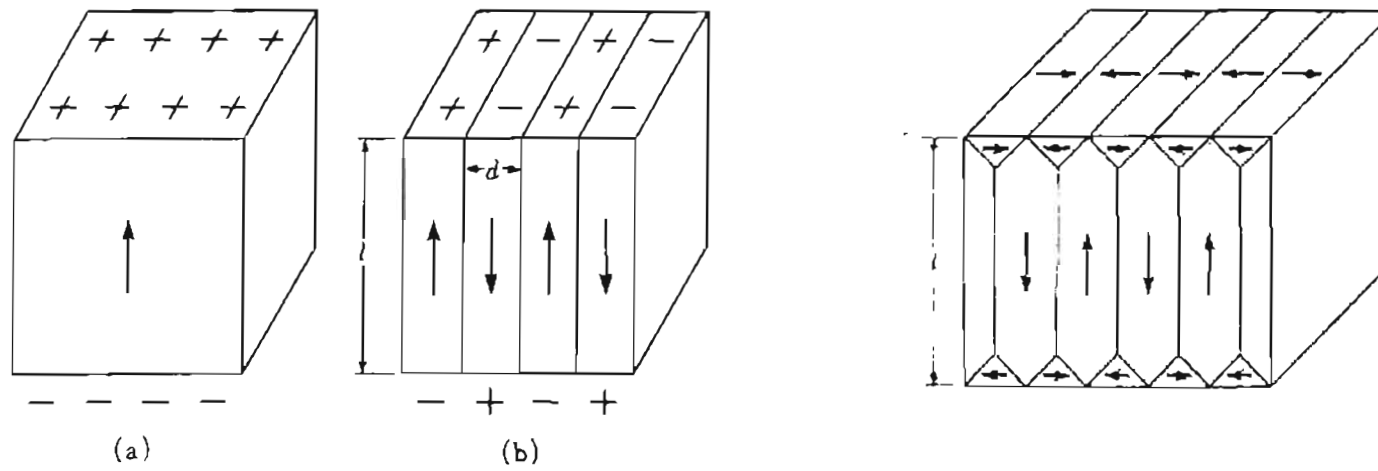


Fig. 17.3. Circular domain pattern.

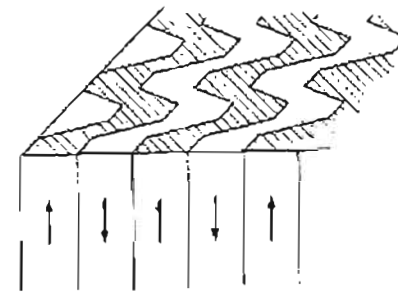
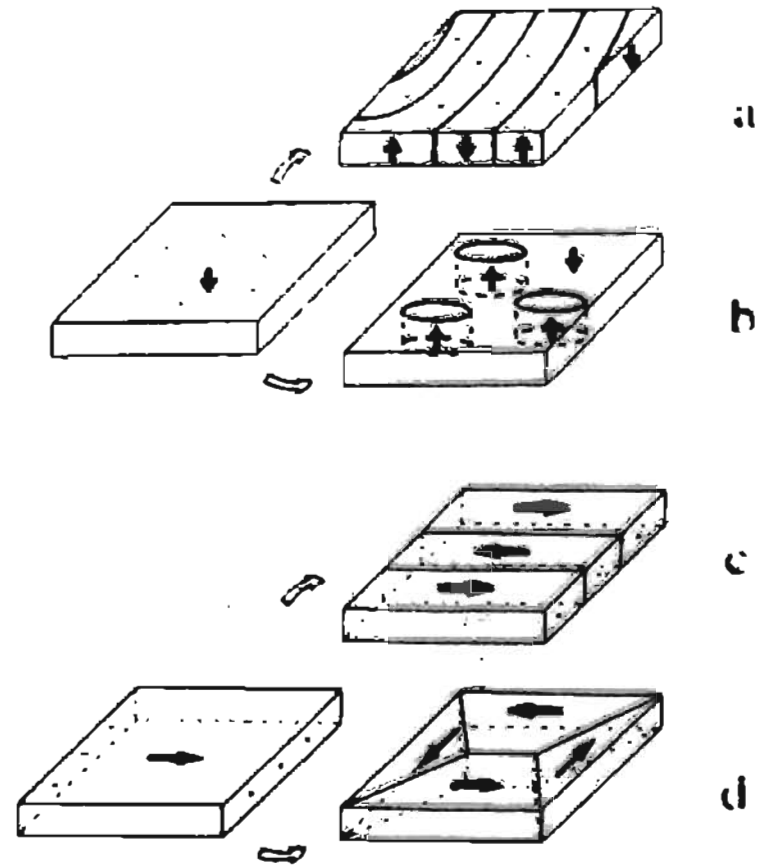


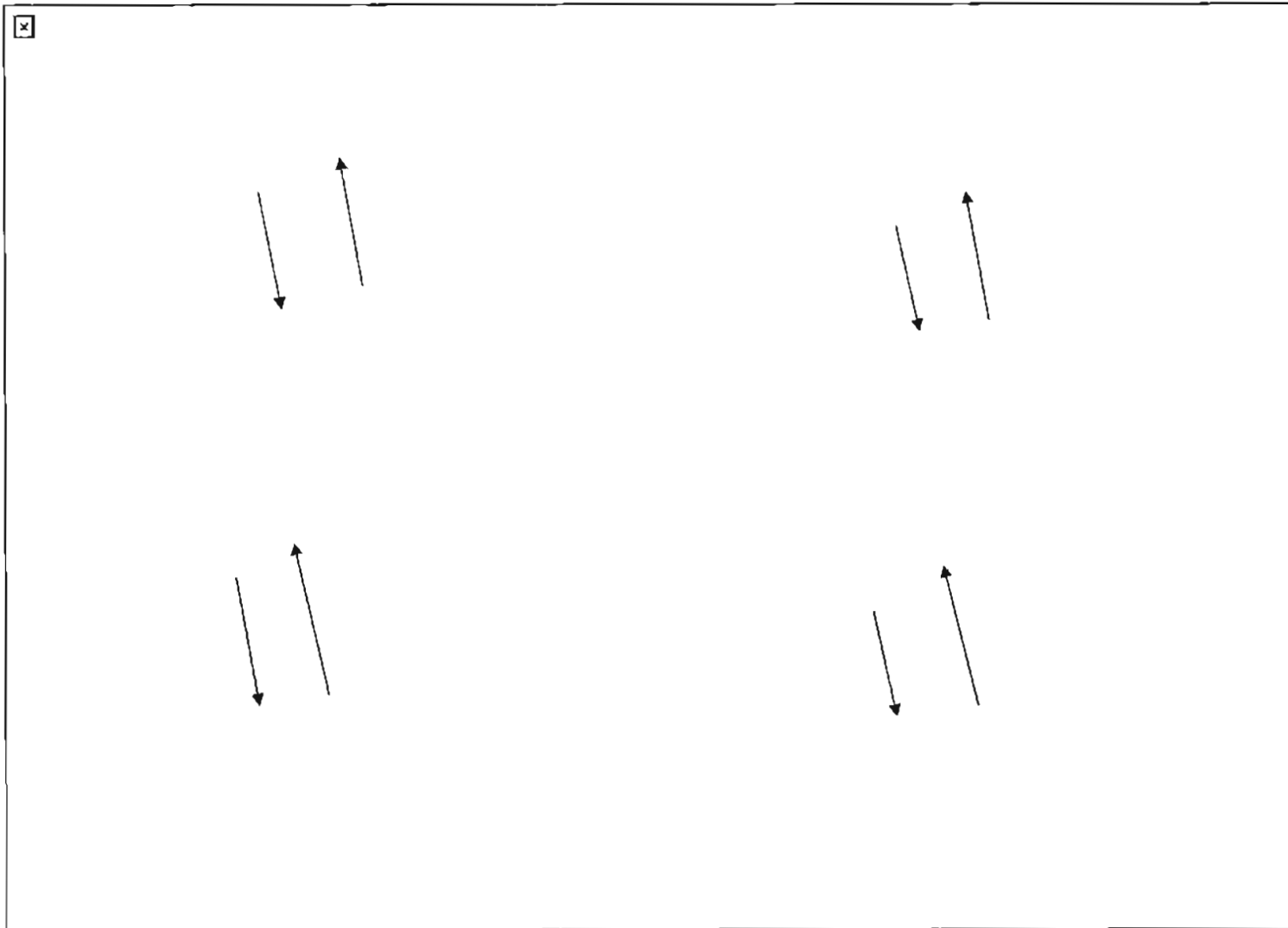
Fig. 17.4. Wavy domain pattern.

Dominios en películas delgadas

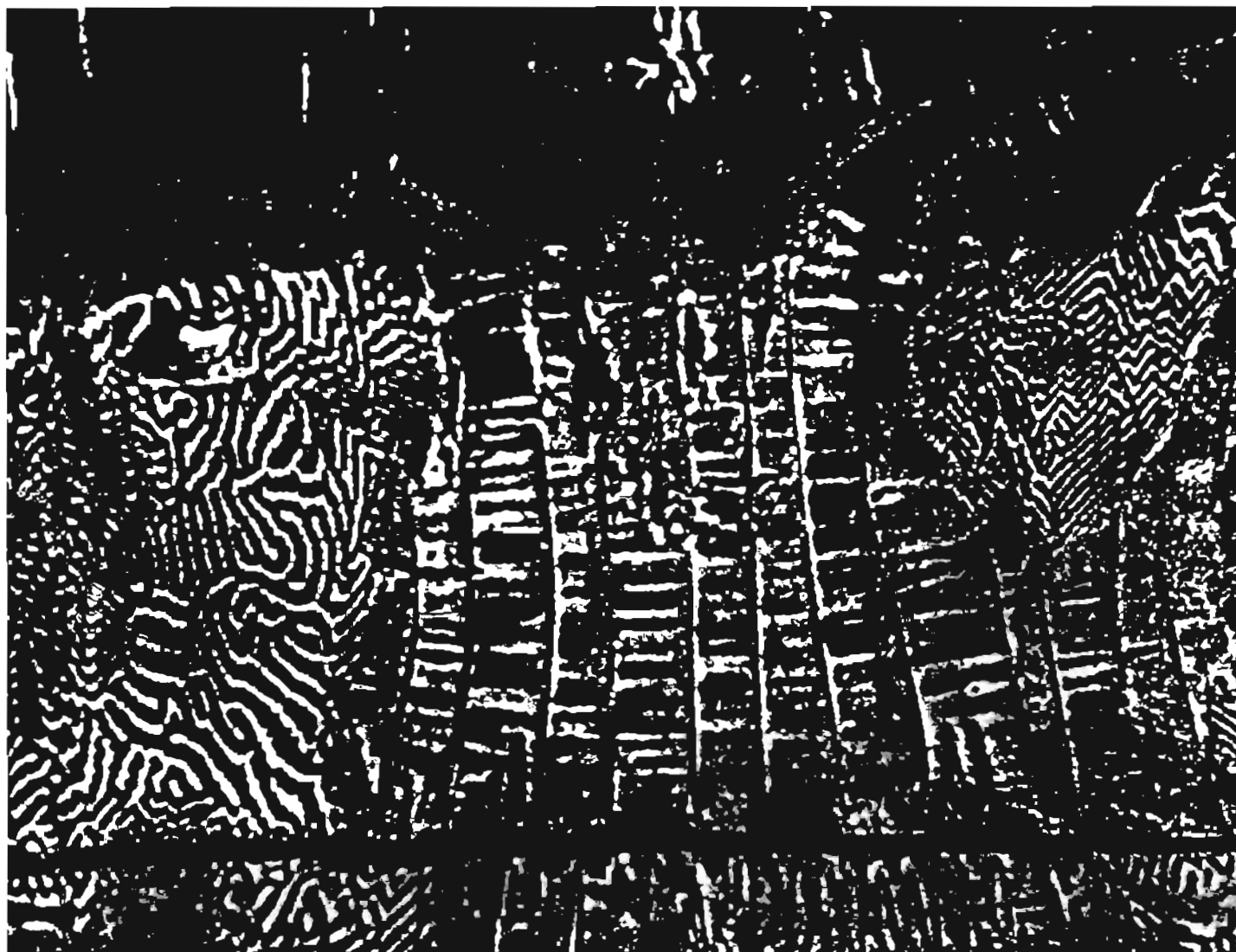


Basic domain types in thin films with a perpendicular (a, b), or in-plane (c, d) easy axis, termed stripes (a and c), magnetic bubbles (b) and closure domain pattern (d).

Metglas 2826

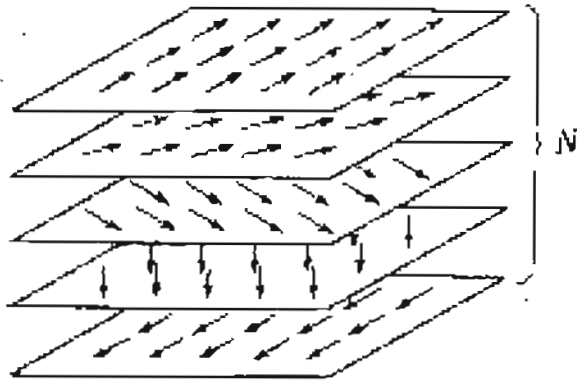


Metglas 2826



Paredes de 180°

El ancho de una pared de dominio es tal que minimiza la suma de energías de canje y de anisotropía



$$\delta = Na \quad a = \text{constante de la red}$$

$$\gamma_{ex} = \pi^2 \frac{A_{ex}}{\delta} \quad A_{ex} = JS^2/a \text{ (Jm}^{-1}\text{)}$$

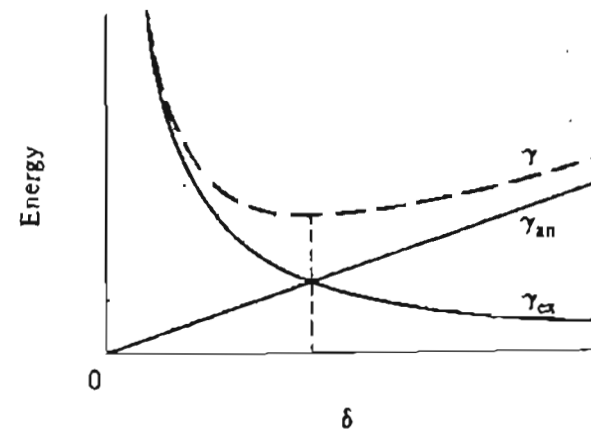
$$\gamma_K = K\delta$$

Fig. 16.8. Rotation of spins in the domain wall.

$$\delta = \pi \sqrt{\frac{A_{ex}}{K}} \quad \gamma_w = 2\pi \sqrt{A_{ex}K}$$

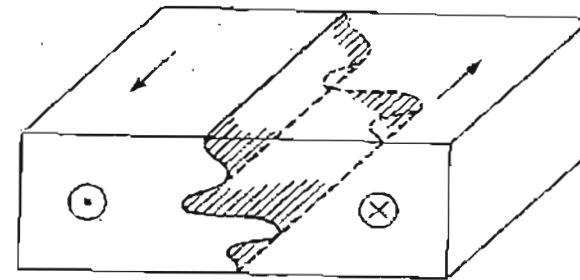
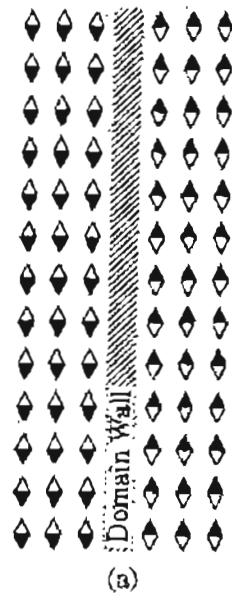
Fe, $\delta = 30 \text{ nm} = 120 \text{ átomos}$, $\gamma_w = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ J/m}^2$

Ni, $\delta = 72 \text{ nm} = 290 \text{ átomos}$, $\gamma_w = 0,7 \cdot 10^{-3} \text{ J/m}^2$



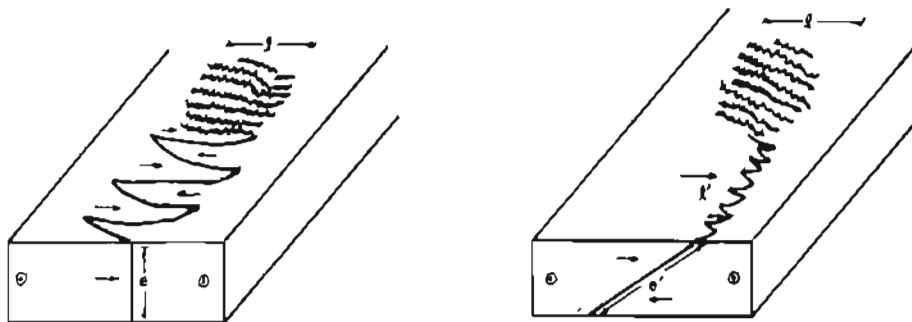
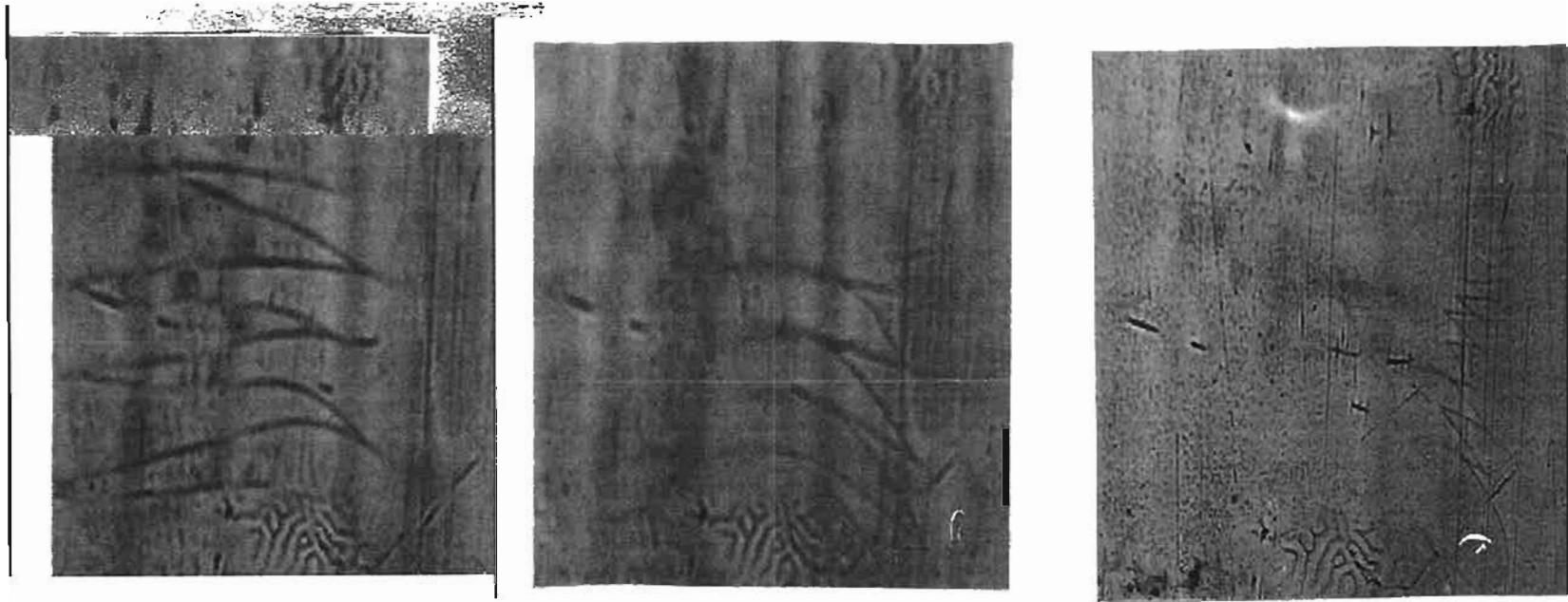
Paredes de 180°

Posible curvatura de las paredes



Paredes curvas (K pequeña)

Metglas 2826



Películas delgadas: Paredes de Bloch y de Néel

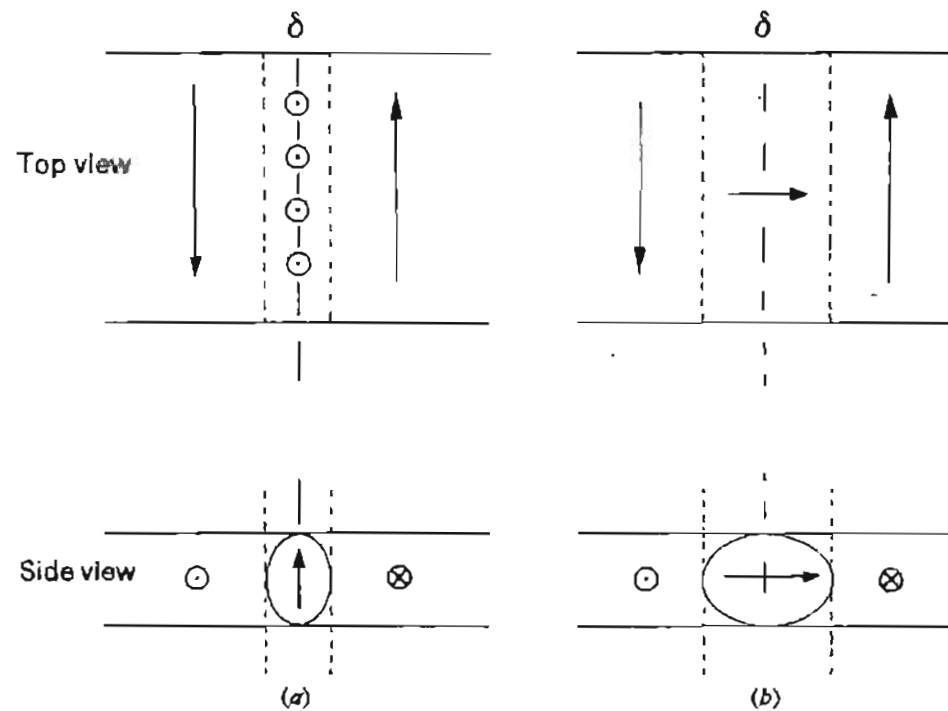
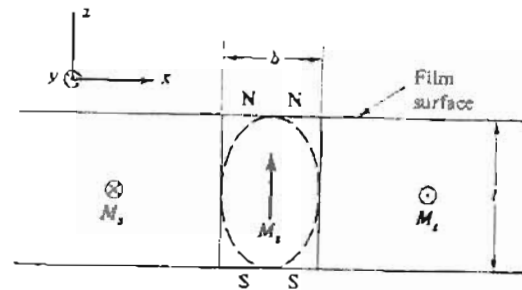


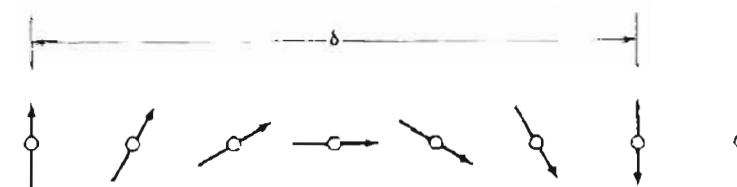
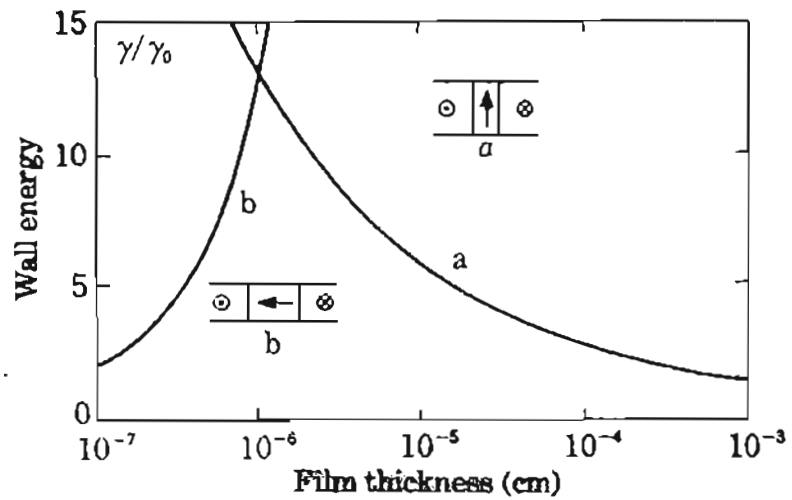
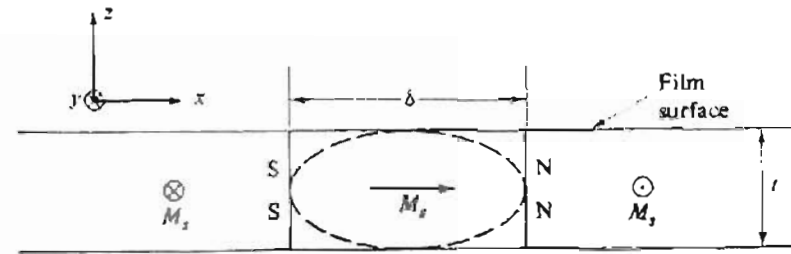
FIG. 9. Schematic representation of (a) Bloch wall and (b) Néel wall in a thin specimen. In each case the wall is approximated to a cylinder of elliptical cross-

Películas delgadas: Paredes de Bloch y de Néel

$$t \gg \delta$$



$$t \ll \delta$$



Pared de Néel

Paredes de cross-tie

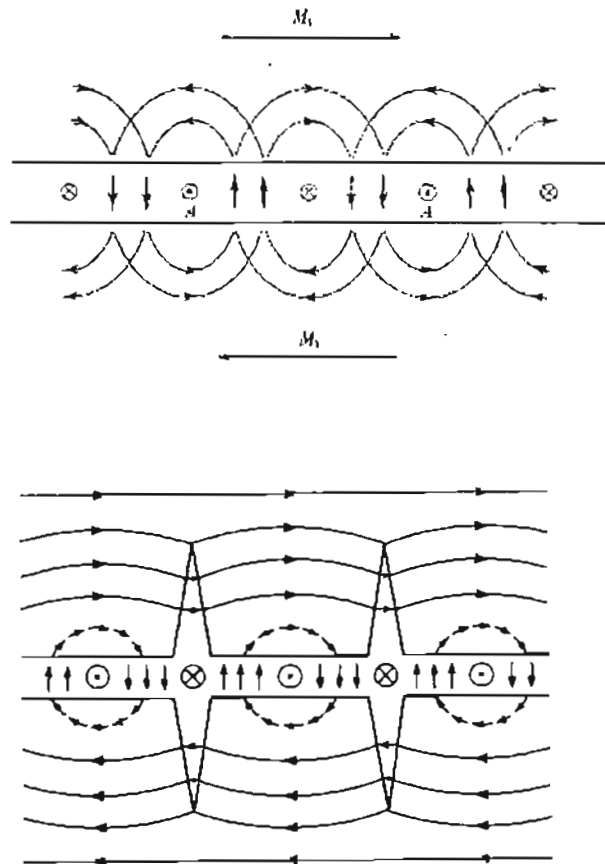
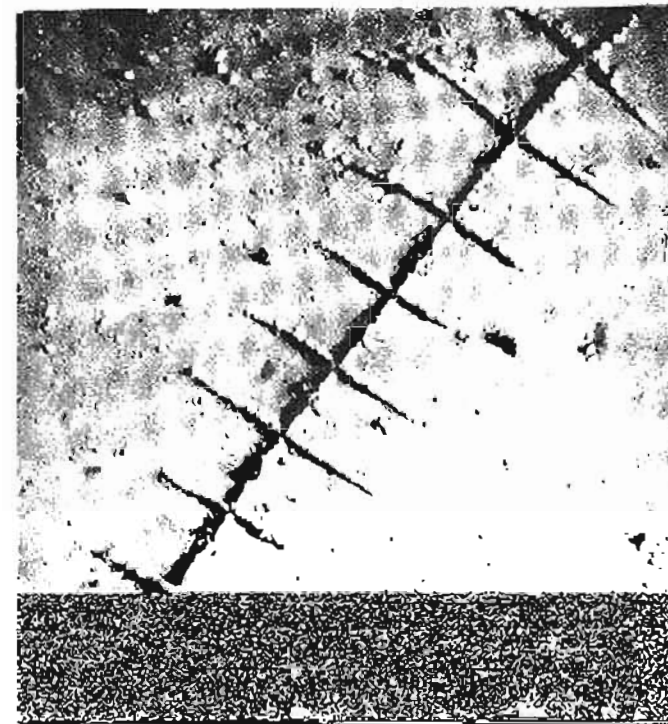
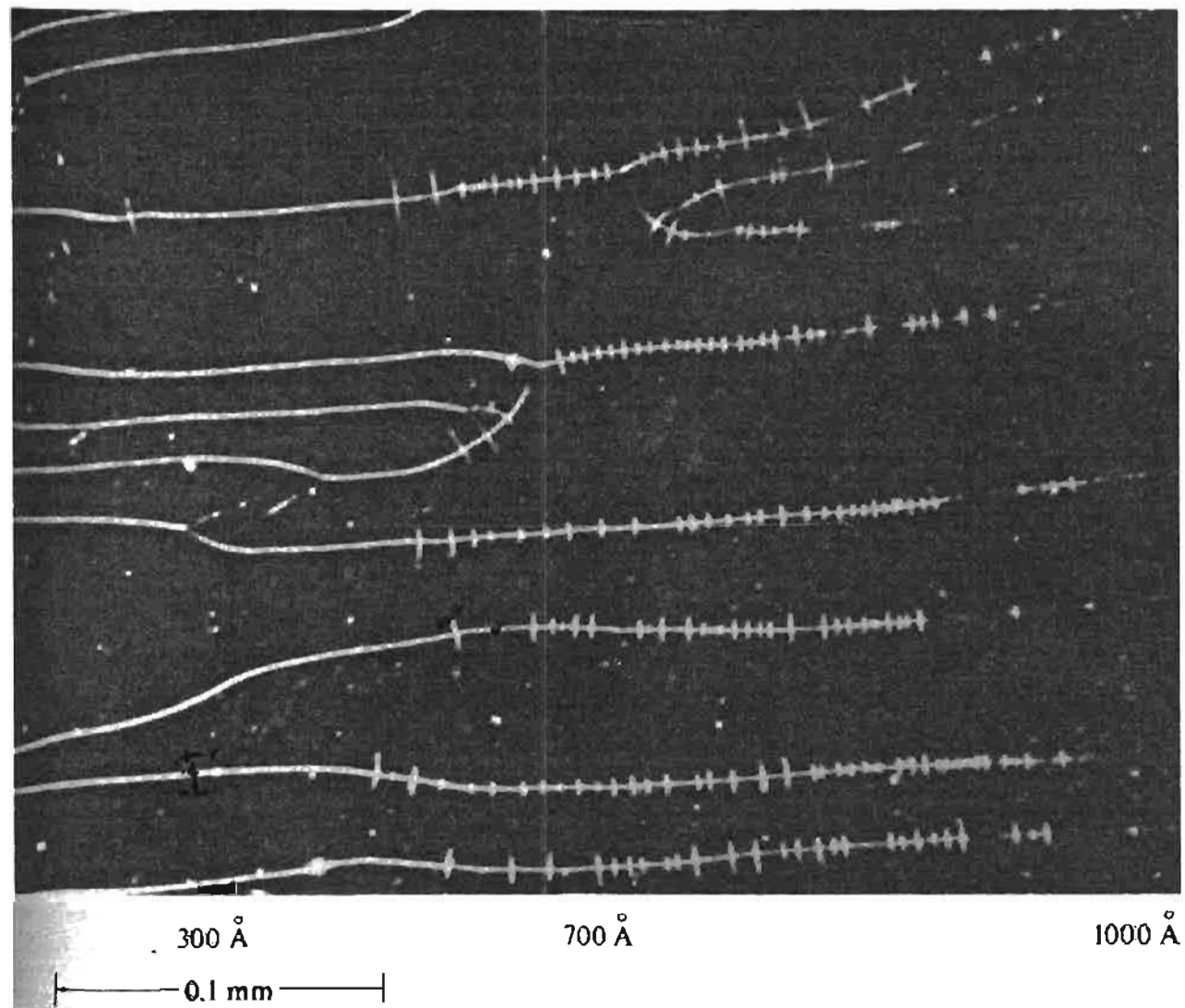


Fig. 16.29. Spin configurations inside and outside the cross-tie wall.¹¹



Película de Permalloy de espesor 30nm



Paredes de dominio en una película delgada de espesor variable

Magnetismo en los materiales magnéticos

Dos tipos de magnetismo en los materiales:

- el magnetismo intenso correspondiente a los metales de transición (Fe, Co, Ni)
- un magnetismo varios ordenes de magnitud menos intenso que el anterior y siempre inducido por un campo externo que llamaremos magnetismo débil y que corresponde al diamagnetismo y paramagnetismo.

En todos los casos los responsables de las propiedades magnéticas son los electrones y en la mayoría de los casos de interés los espines de los electrones.

Los electrones al actuar como imanes elementales llegan a producir un efecto macroscópico dependiendo del grado y longitud de correlación de alineamiento de sus momentos magnéticos. El ordenamiento de los espines electrónicos, que siempre conlleva una disminución de entropía, solo puede existir en equilibrio a bajas temperaturas.

Cuando el ordenamiento es debido a un campo magnético aplicado externamente, o debido a las interacciones *magnetostaticas* entre los momentos, el magnetismo que se obtiene es el magnetismo débil.

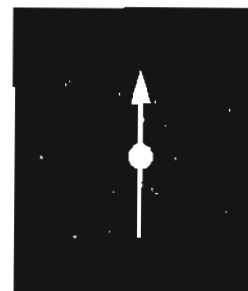
En el caso del magnetismo intenso, el ordenamiento de los espines no es originado por campo magnético alguno, ni campo externo ni campo interno debido a los momentos magnéticos de los electrones.

“Es el campo electrostático que actúa sobre los electrones, como consecuencia de sus interacciones con los protones y el resto de los electrones, el que determina la orientación de los espines, debido a la antisimetría que debe afectar a la función de onda electrónica total (espacial mas espin).”

Esta interacción es muy intensa y es, por tanto, capaz de mantener hasta altas temperaturas configuraciones de tan baja entropía cómo las que corresponden al orden magnético.

Energía dipolar

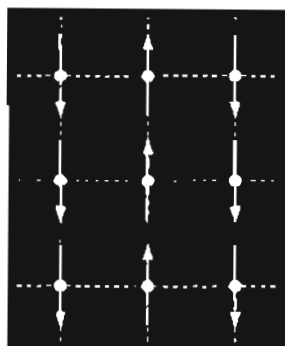
Un dipolo magnético genera un campo magnético B_{dip} en su entorno



La interacción de los momentos magnéticos de los átomos vecinos con el B_{dip} proporciona la energía dipolar.

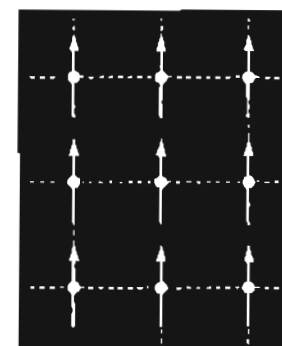


Configuración de mínima energía dipolar



$$E_{\text{dip}} \lll E_{\text{canje}}$$

Configuración de mínima energía de canje



Interacción de canje

En un sólido los átomos están muy próximos y los orbitales atómicos se solapan $\Rightarrow$ interacción electrostática entre electrones

$$E_p = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r_{12}^2}$$

Se desdoblan los niveles de energía en función de...

- la distancia interatómica

- la estructura electrónica de cada átomo

$$E_{\uparrow\uparrow} - E_{\uparrow\downarrow} = -2 J \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2$$

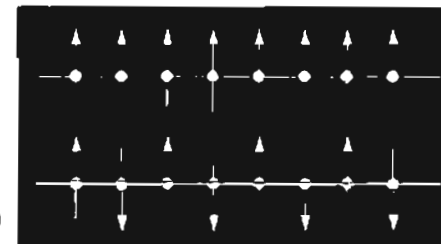
En materiales cuyos átomos tienen momento dipolar magnético

$$\vec{m}_{\text{atm}} \neq 0$$

según el signo de la integral de canje

$J > 0 \Rightarrow$ orden ferromagnético

$J < 0 \Rightarrow$ orden antiferromagnético



Materiales ferromagnéticos

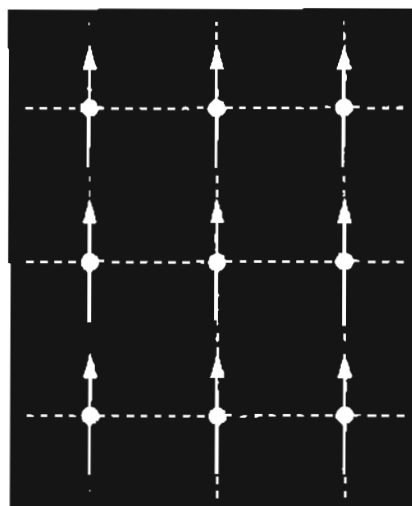
Son materiales que se caracterizan por tener...

momento magnético atómico no nulo $\vec{m}_{\text{atm}} \neq 0$

Interacción de canje fuerte $|J| \gg 0$

Integral de canje positiva $J > 0$

La configuración de mínima energía de un ferromagnético es la que tiene todos los momentos magnéticos paralelos



!!! A nivel local !!!

Temperatura de Curie

¿Cuándo la interacción de canje es suficientemente fuerte?

Cuando la energía térmica no es capaz de desordenar los momentos atómicos

$$2 J \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 \gg \frac{1}{2} k_B T$$

Todos los materiales ferromagnéticos tienen una temperatura en la que dejan de serlo Temperatura de Curie (T_C)

$T < T_C \Rightarrow E_{\text{canje}} > E_{\text{termica}} \quad \text{estado ferromagnético}$

$T > T_C \Rightarrow E_{\text{canje}} < E_{\text{termica}} \quad \text{estado paramagnético}$

La temperatura de transición a la fase ordenada mide la intensidad de la interacción responsable del orden.

La distribución de Boltzmann permite calcular dicha temperatura T_c a partir de la relación

$$k_B T_c = E_{\text{mag}}$$

Una energía magnética que ordene los momentos magnéticos puede describirse mediante un *campo efectivo* B_{ef} en la forma $m \cdot B$

Si igualamos ambas expresiones y como el momento magnético de los electrones se puede sustituir por un magneton de Bohr μ_B , se puede obtener dicho campo efectivo como.

$$B_{\text{ef}} = k_B T_c / \mu_B$$

(k_B constante de Boltzmann, μ_B magneton de Bohr)

Sustituyendo valores y teniendo en cuenta que el hierro pierde su carácter ferromagnético a una temperatura de $T_c = 1000^\circ\text{K}$ se obtiene un campo efectivo B_{ef} del orden de 1000 Teslas.

No existe posibilidad alguna de que pueda existir en el interior de la materia un campo de este orden de magnitud, debido a los momentos magnéticos.

En efecto:

el campo magnético que los electrones producen sobre los electrones de los átomos vecinos se puede estimar a partir de la expresión del campo magnético B_{dip} producido por un dipolo magnético de momento magnético μ_B que viene dado por la expresión

$$B = \mu_0 \mu_B / 4\pi r^3$$

Sustituyendo μ_B y r que es del orden de la distancia interatómica $\approx 1 \text{ \AA}$, sale un campo solo del orden de 0,1 T muy inferior varios ordenes de magnitud al campo efectivo

Por lo tanto la influencia de los campos magnéticos en la imanación macroscópica es muy distinta dependiendo de la clase de magnetismo del material.

En los materiales de magnetismo débil

el efecto del campo es el de vencer el desorden generado por la agitación térmica y alinear momentos separados entre si por distancias interatómicas.

En los materiales de magnetismo intenso,

los momentos magnéticos atómicos ya están espontáneamente alineados por interacciones electrostáticas en regiones con dimensiones de unas 10^7 distancias interatómicas (dominios magnéticos). En este caso el efecto del campo externo es el de producir la alineación entre los momentos magnéticos de una y otra de dichas regiones. Este es un proceso generalmente irreversible y da lugar a fenómenos de histéresis.

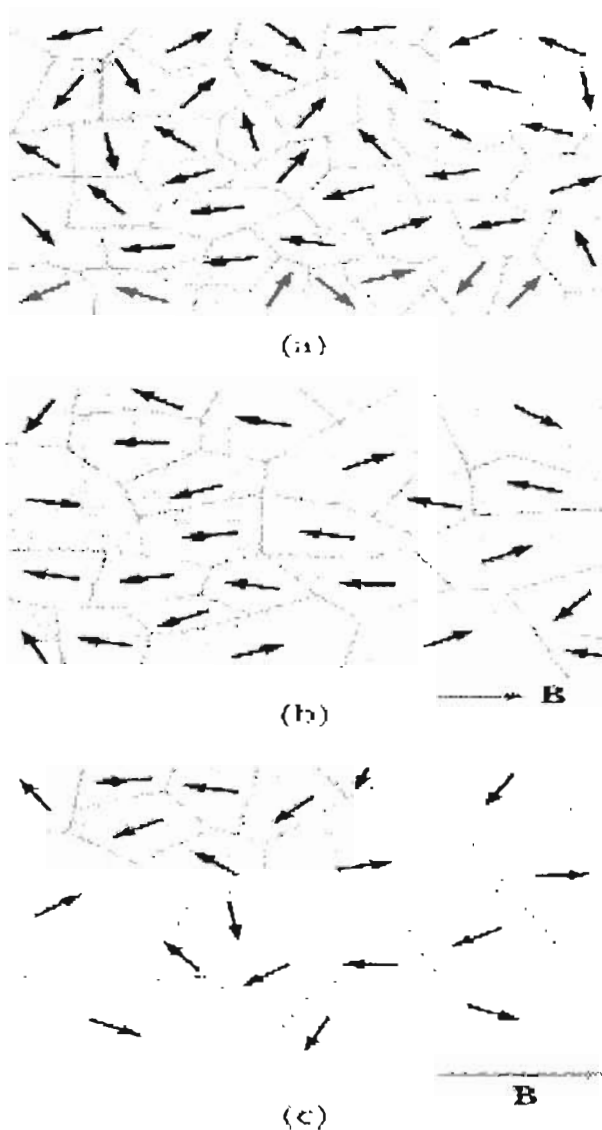
Un ferromagnético es pues una sustancia sólida constituida por átomos portadores de momento magnético entre los cuales se ejercen intensas interacciones;

es la intensidad de estas interacciones la que hace posible, aún a temperaturas relativamente elevadas, el paralelismo de los momentos atómicos necesarios para explicar el elevado valor de la imanación de esta clase de sustancias.

¿porqué una sustancia ferromagnética aparece usualmente desimanada?

Ello es debido a que la materia esta dividida en pequeños recintos, llamados dominios, cada uno de los cuales está espontáneamente imanado, pero el tamaño de dichos dominios, y las orientaciones de sus momentos magnéticos son diferentes, lo que da lugar a que el material aparezca desimanado en ausencia de campo externo

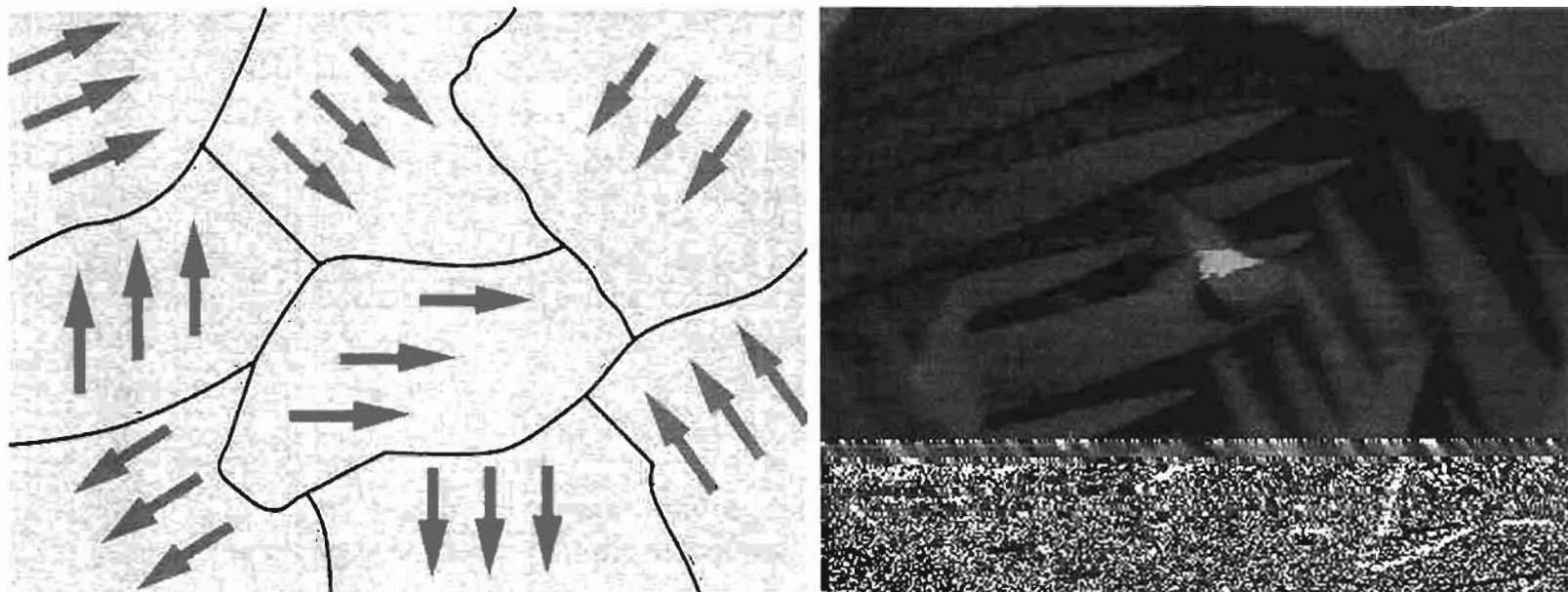
Dominios magnéticos



Los materiales ferromagnéticos contienen regiones microscópicas llamadas *dominios*, dentro de las cuales todos los momentos magnéticos están alineados. Los dominios tienen un volumen que va desde 10^{-12} a 10^{-8} m^3 y contienen de 10^{17} a 10^{21} átomos. Los límites entre dominios que tiene orientaciones distintas se llaman fronteras de dominios.

- a) $B = 0$, dominios al azar, $M = 0$
- b) se aplica campo B , los dominios con componentes de momento magnético en la dirección de B se hacen mayores.
- c) se aumenta B , los dominios con vectores de momento magnético no alineados con el campo externo se hacen muy pequeños.

Visualización de dominios magnéticos



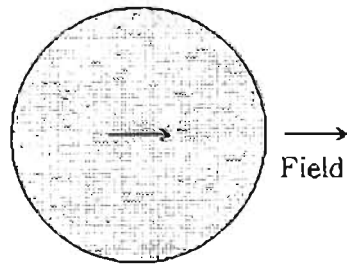
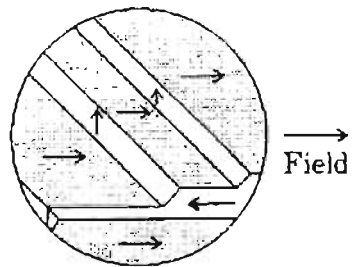
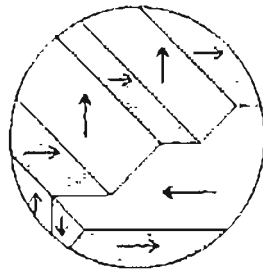
- a) Esquema de dominios ferromagnéticos en un material desimanado.
- b) Dominios magnéticos sobre la superficie de un cristal de (Fe-3%Si) observado mediante un microscopio electrónico de barrido con análisis de polarización. Los cuatro colores indican cuatro posibles orientaciones de los dominios.

En resumen:

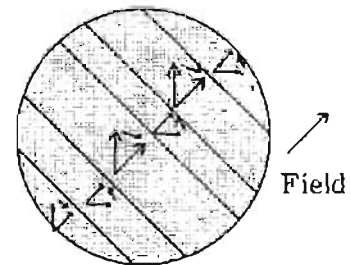
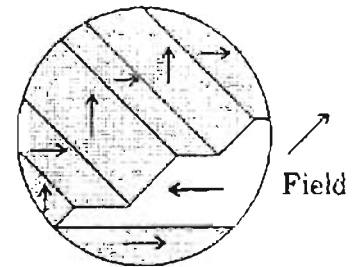
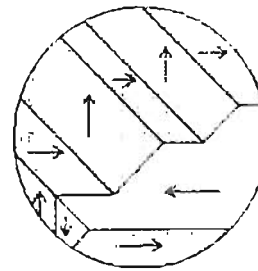
Las sustancias ferromagnéticas con los momentos magnéticos alineados paralelamente a causa de esa intensa interacción positiva decimos que presentan imanación espontánea M_{es} .

- 1. Las sustancias ferromagnéticas, como las paramagnéticas, se imanán en el sentido del campo aplicado, pero la χ tiene valores mucho más elevados y además no es constante.**
- 2. Se imanán con gran facilidad (χ grande), pues basta aplicar un campo pequeño H para que adquieran una imanación M grande.**
- 3. Por no ser constante la χ la relación entre la M y el campo H que la produce no es sencilla como indican sus curvas de imanación.**
- 4. Después de retirar el campo aplicado H la imanación M no se anula, es decir la sustancia queda convertida en un imán.**
- 5. A temperaturas superiores a una temperatura crítica, característica de cada sustancia, pierden las propiedades anteriores y se comportan como sustancias paramagnéticas.**

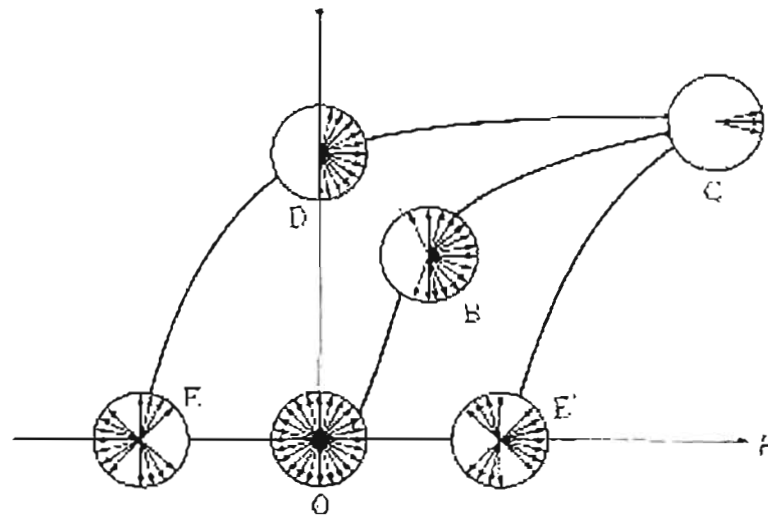
$H \parallel [100]$



$H \parallel [110]$



Distribución angular de la imanación de los dominios material policristalino uniáxico (Co policristalino)



$$M_r = \int_0^{\pi/2} M_S \cos \theta \sin \theta d\theta = \frac{M_S}{2}$$

Desplazamiento de paredes

La aplicación de un campo H da lugar a una presión sobre la pared

$$\Delta m = 2M_s \cos\theta \text{Area } s$$

$$\Delta W = \mu_0 H \Delta m = \mu_0 H 2M_s \cos\theta \text{Area } s$$

$$F = (\Delta W / \Delta s) = \mu_0 H 2M_s \cos\theta \text{Area}$$

$$p = (F / \text{Area}) = 2 \mu_0 M_s H \cos\theta$$

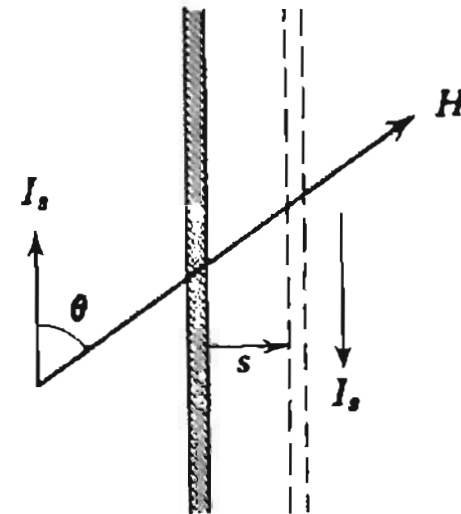
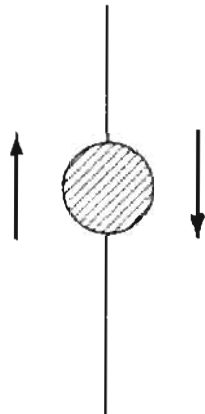


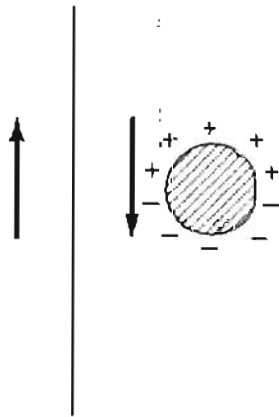
Fig. 13.5. Displacement of a 180° wall.

Movimiento de la pared

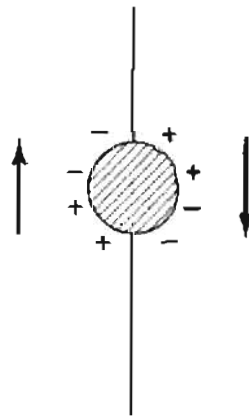


(b)

Defectos como inclusiones o microtensiones impiden el movimiento de la pared



(c)



(d)

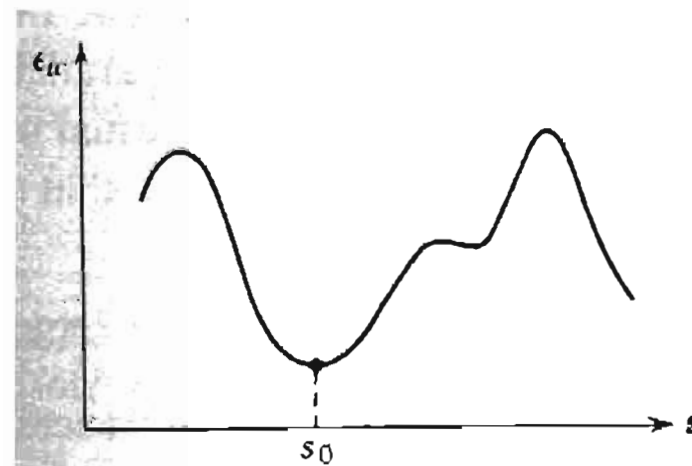


Fig. 13.4. Variation of the energy of domain wall as a function of the position of the wall.

$$\gamma_w = \frac{1}{2} \alpha s^2$$

$$\gamma_H = -2\mu_0 M_s H \cos \theta s$$

$$\gamma = \gamma_w + \gamma_H$$

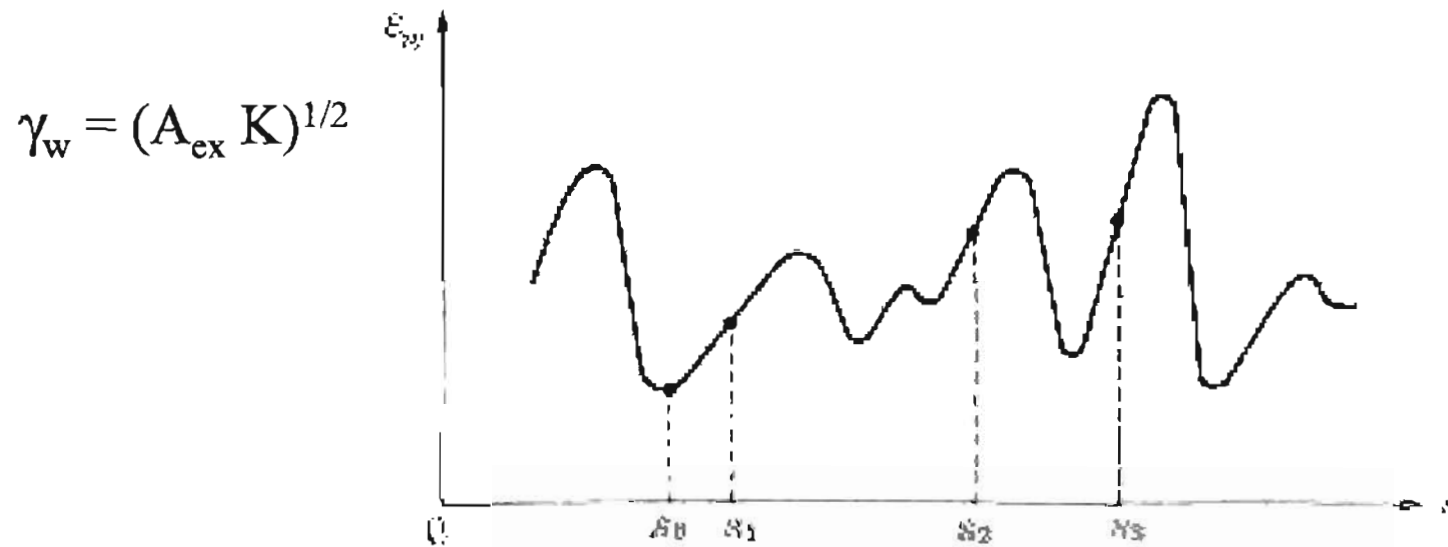
$$\frac{\partial \gamma}{\partial s} = 0$$

$$s = \frac{2\mu_0 M_s \cos \theta}{\alpha} H$$

Desplazamientos reversibles e irreversibles

Los procesos reversibles están relacionados con la permeabilidad inicial

Los procesos irreversibles están relacionados con el campo coercitivo

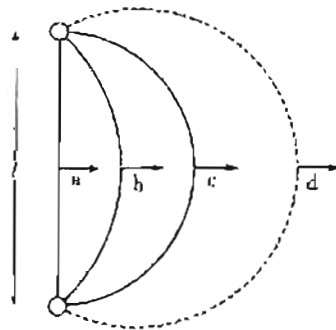
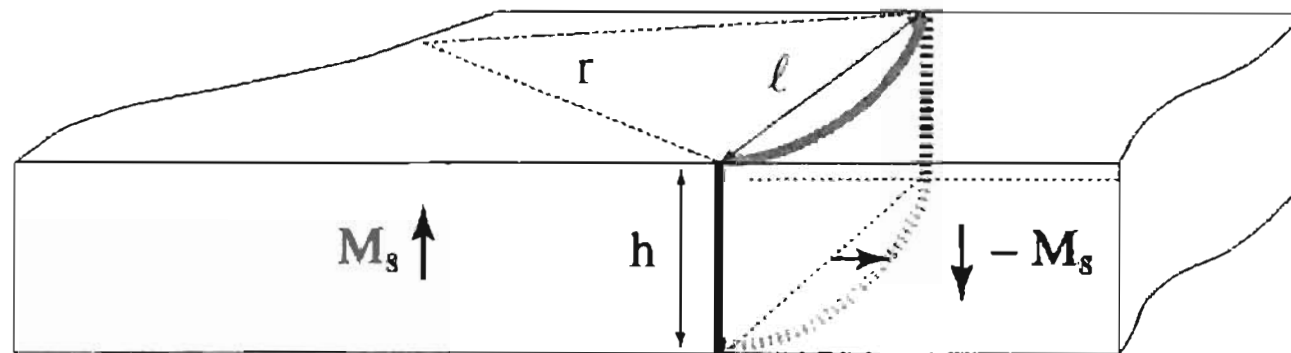


En el caso del Fe

$$\mu_i \cong \chi_i \cong 300$$

$$H_c \cong 400 \text{ Oe}$$

Pared deformable (γ pequeña, membrana elástica)

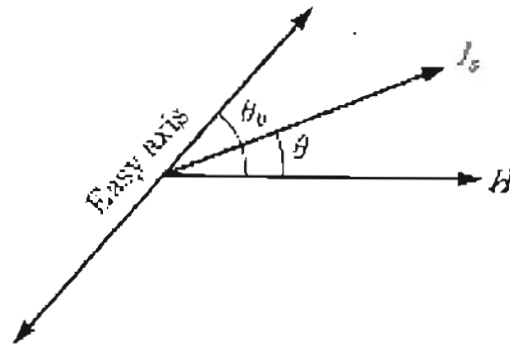


Pared enganchada, el desplazamiento consiste en una curvatura de la pared (mayor área) que da lugar a un aumento del dominio.

$$\mu_i \cong \chi_i \cong 51000$$

Rotación de la imanación

Rotación reversible



$$E = K \sin^2(\theta_0 - \theta) - \mu_0 M_s H \cos \theta$$

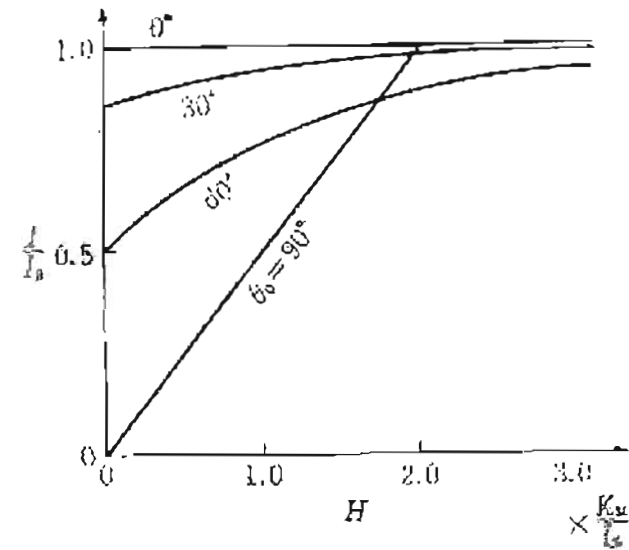
$$\frac{\partial E}{\partial \theta} = 0$$

$$\text{Si } \theta_0 = \frac{\pi}{2}$$

$$E = K \cos^2 \theta - \mu_0 M_s H \cos \theta$$

$$\frac{\partial E}{\partial \theta} = -2K \cos \theta \sin \theta + \mu_0 M_s H \sin \theta = 0$$

$$\cos \theta = \frac{\mu_0 M_s H}{2K}$$



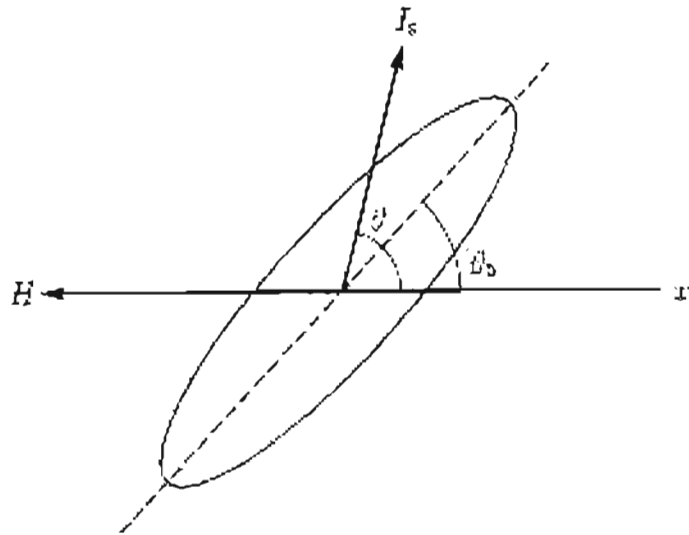
$$M = \frac{\mu_0 M_s^2}{2K} H$$

$$\chi_i = \frac{M}{H} = \frac{\mu_0 M_s^2}{2K}$$

$$\text{Fe, } \mu_i \cong \chi_i \cong 30$$

Rotación de la imanación

Rotación irreversible



$$E = K \sin^2 (\theta - \theta_0) + \mu_0 M_S H \cos \theta$$

$$\frac{\partial E}{\partial \theta} = K \sin 2 (\theta - \theta_0) - \mu_0 M_S H \sin \theta = 0$$

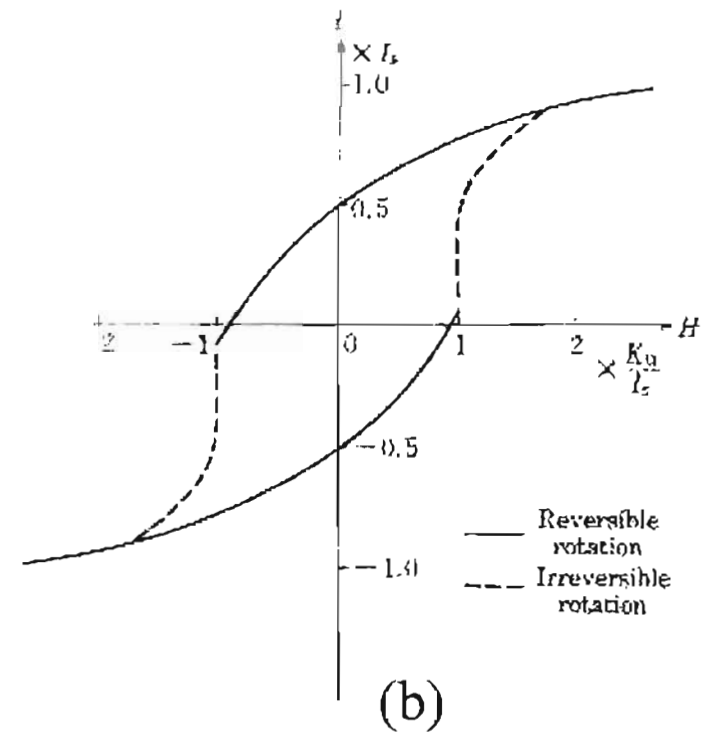
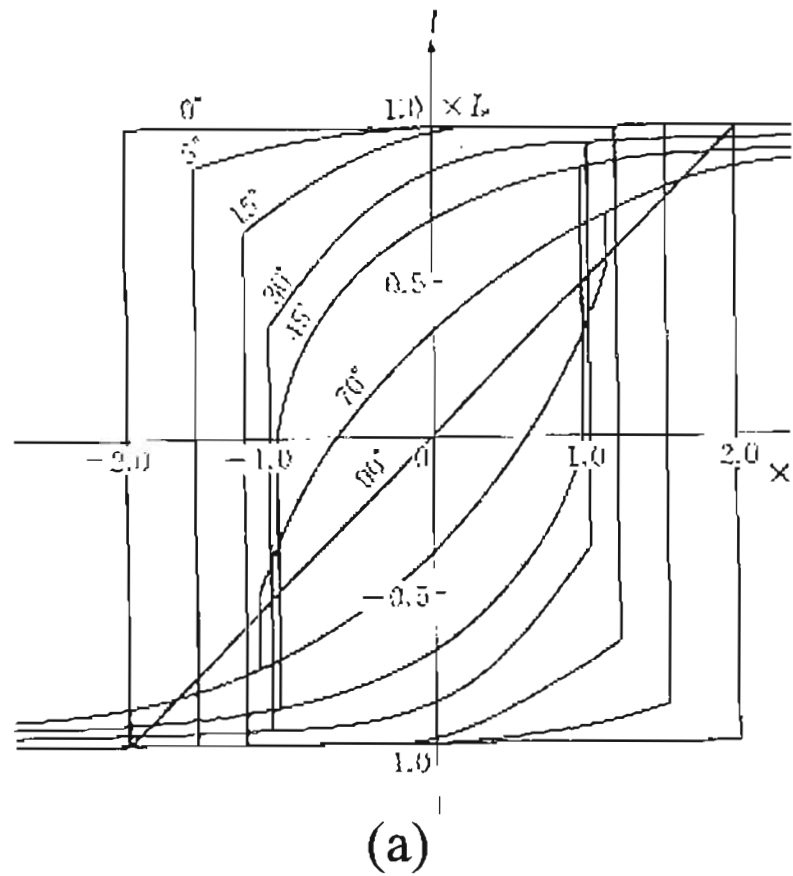
$$H_0 = \frac{2K}{\mu_0 M_S}$$

$$\mu_0 M_S \cong 1-2 \text{ T}$$

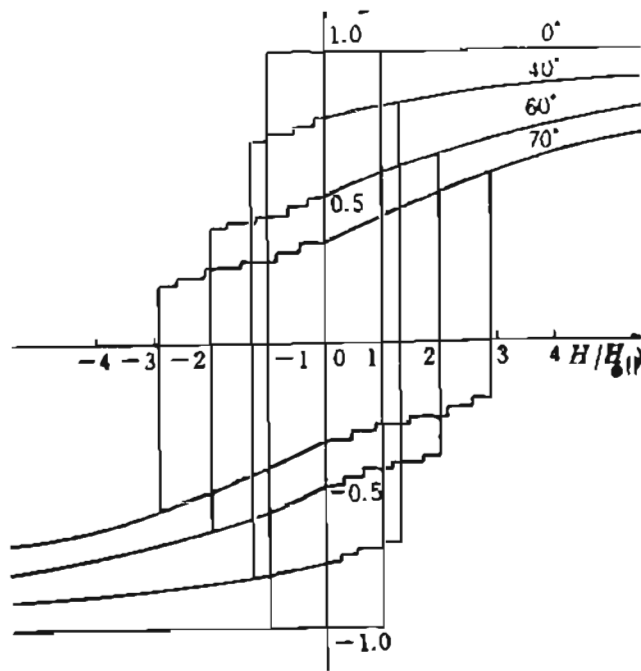
$$K = 10^4 \sim 10^5 \text{ Jm}^{-3}$$

$$H_0 = 10^4 \sim 10^5 \text{ Am}^{-1} = 10^2 \sim 10^3 \text{ Oe}$$

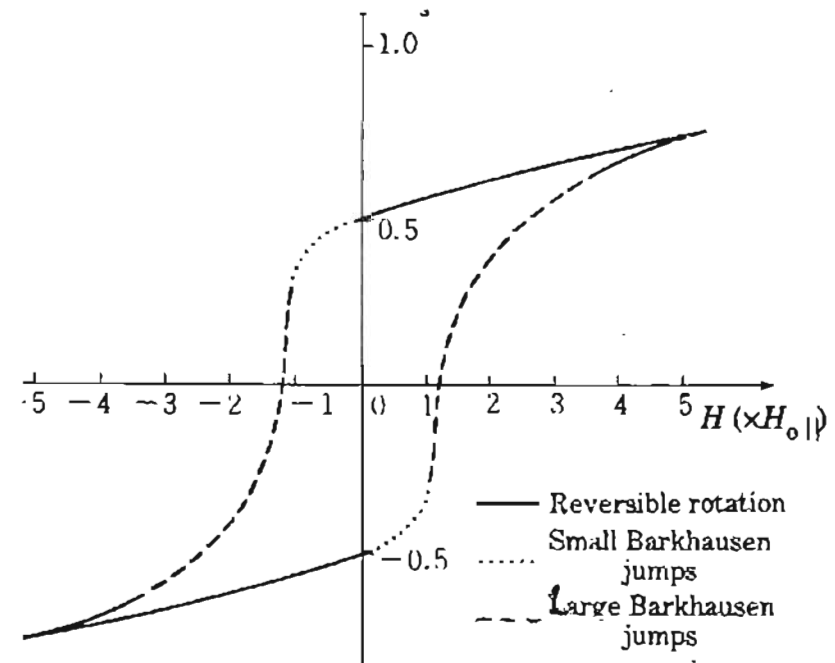
- a) Ciclos de histéresis de un conjunto de partículas monodominios con anisotropía uniáxica orientadas al azar (procesos de rotación de la imanación).
- b) Promediado de los ciclos.



- a) Ciclos de histéresis de un conjunto de partículas multidominios con anisotropía uniáxica orientadas al azar (procesos de imanación reversible y desplazamientos de paredes irreversibles).
- b) Promediado de los ciclos.

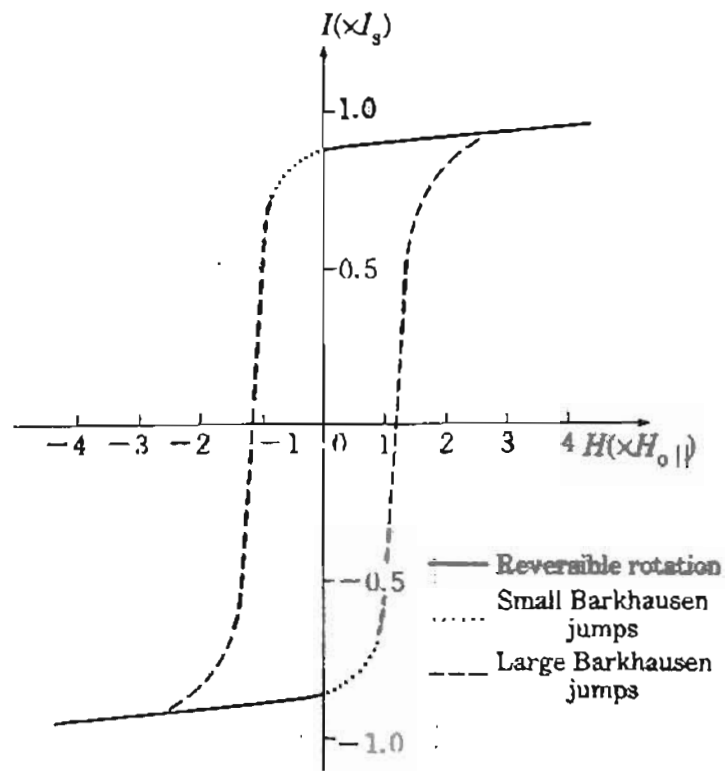


(a)

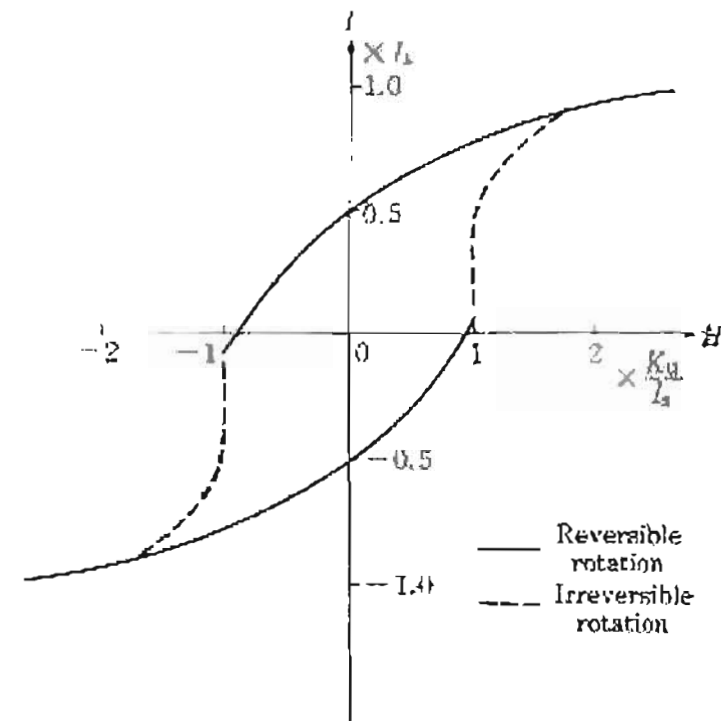


(b)

Ejemplos de ciclos de histéresis: a) desplazamientos y b) rotaciones

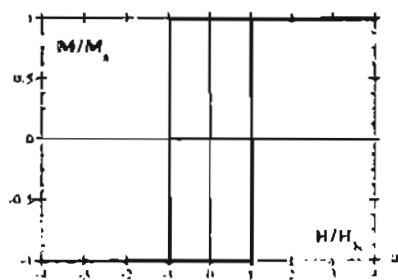
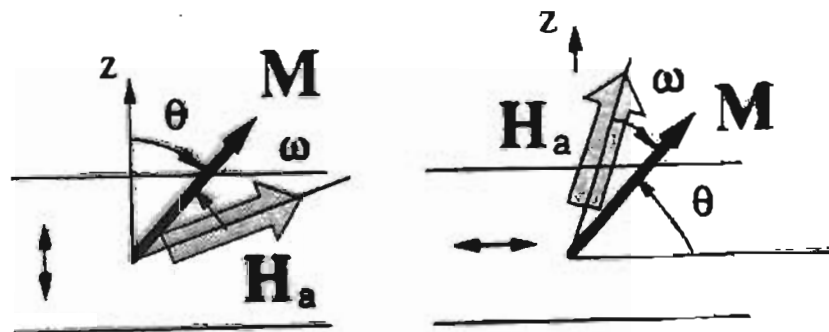


(a)

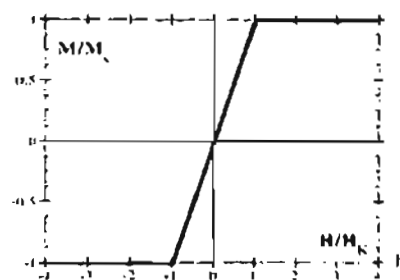


(b)

Películas delgadas



$H \parallel$ eje fácil



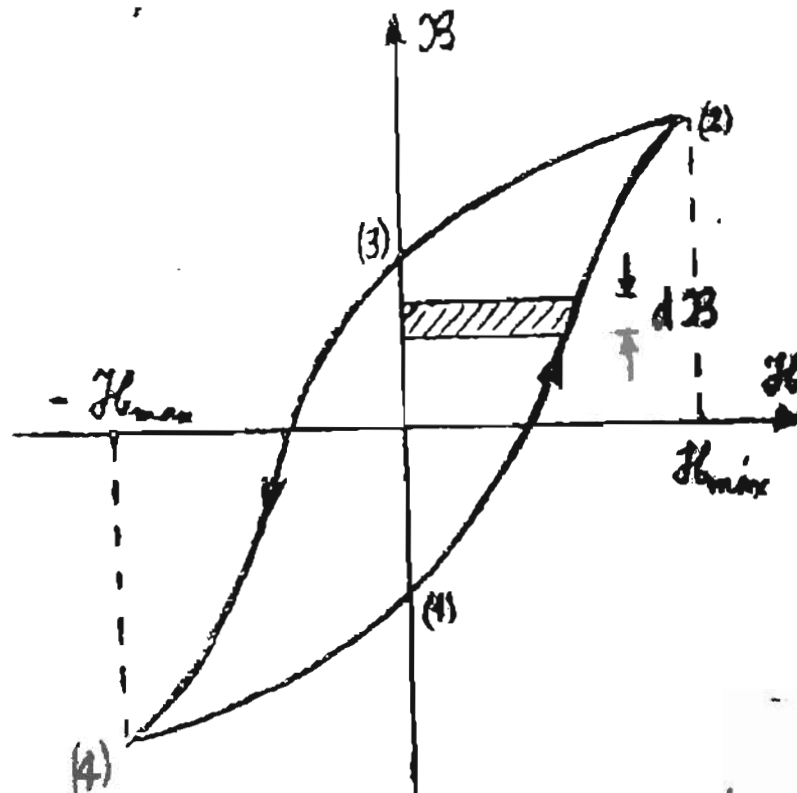
$H \perp$ eje fácil



H a 45° con eje fácil

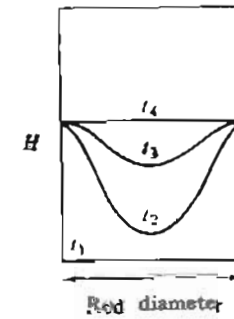
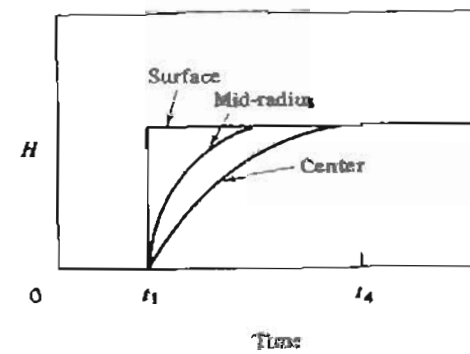
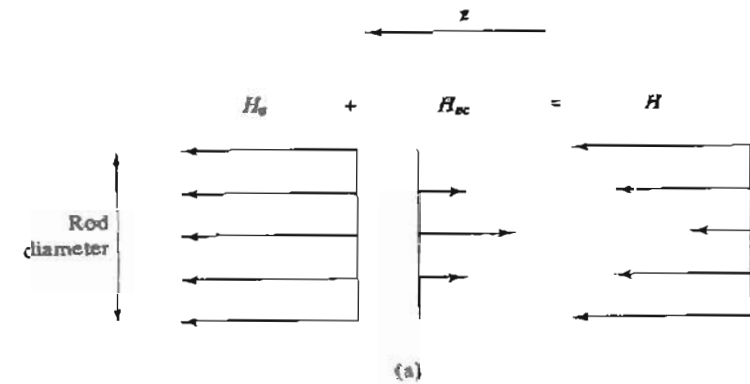
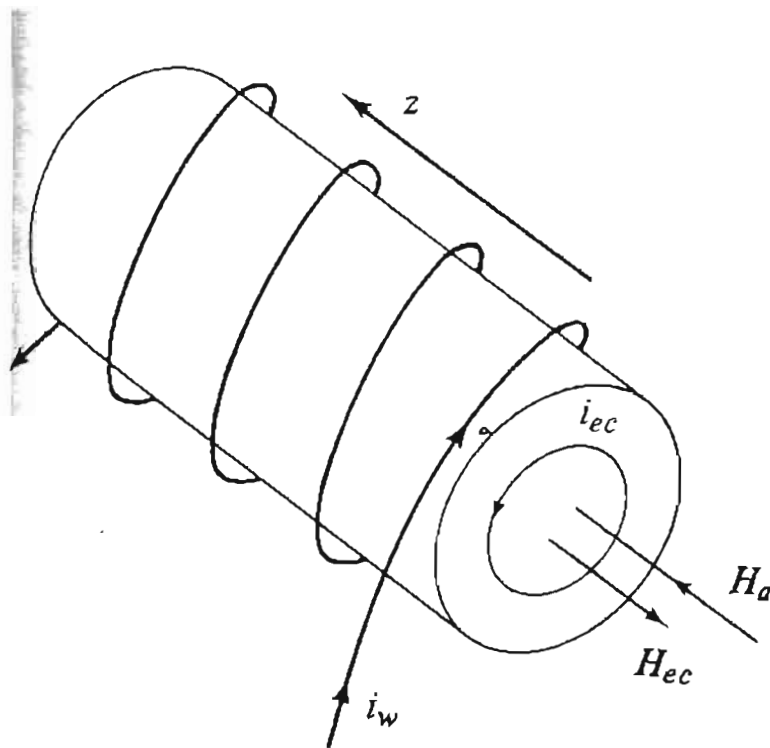
Energía disipada en un ciclo de histéresis

$$E = \int_1^2 H dB + \int_2^3 H dB + \int_3^4 H dB + \int_4^1 H dB = \oint H dB \quad E = \text{Area del ciclo (Jm}^{-3}\text{)}$$



Procesos dinámicos de imanación

¿Y si el campo aplicado es variable en el tiempo?

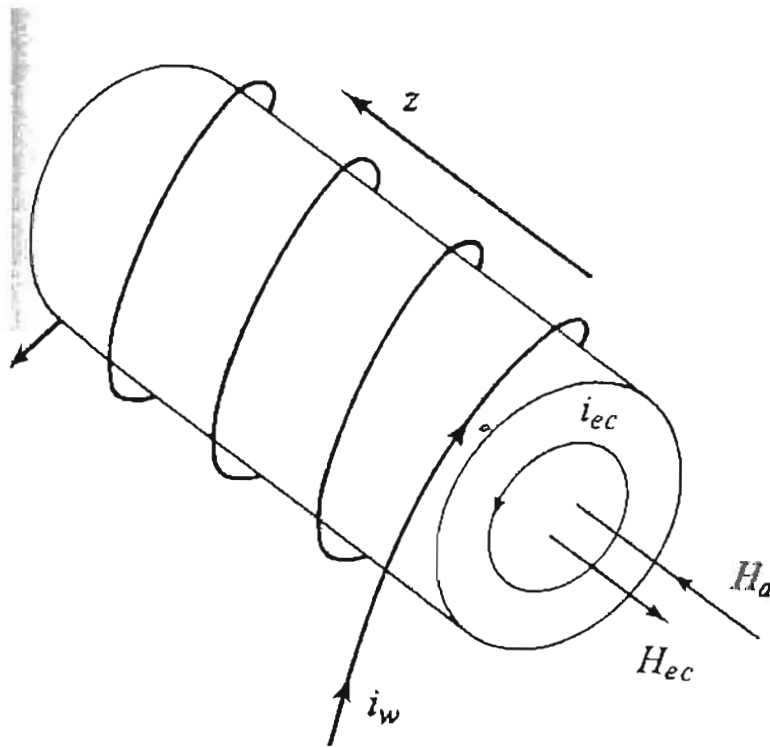


(b)

(c)

Potencia disipada por las corrientes inducidas

$$H = H_0 \cos \omega t$$

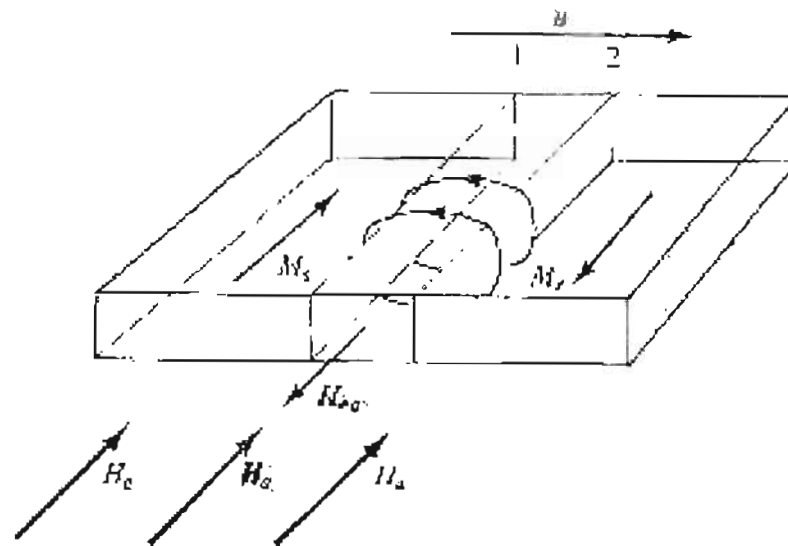


$$P = \int \sigma E^2 dV = \int \rho i_{ec}^2 dV$$

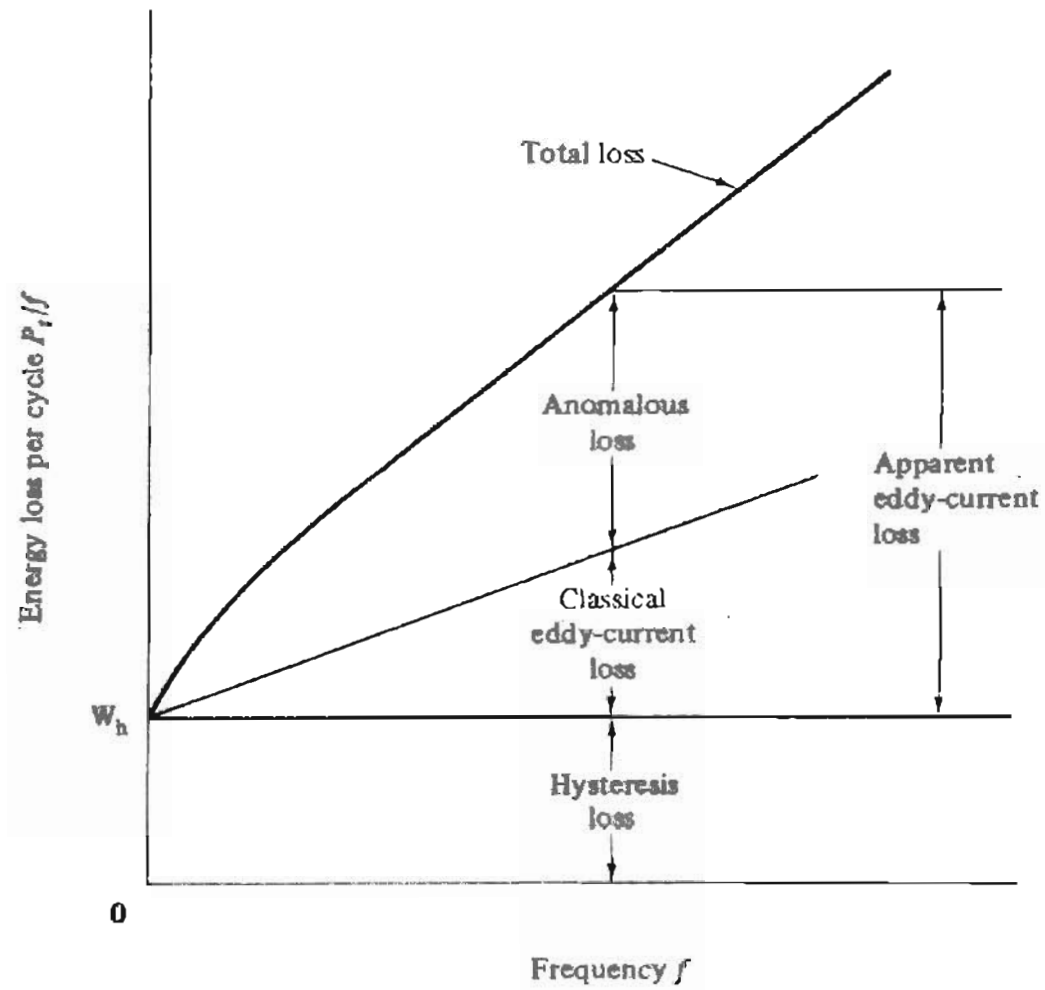
$$\frac{dP}{dV} = \frac{\mu_0 R^2 \omega^2 M_S^2}{8\rho}$$

$$\frac{dP}{dV} \approx \frac{r^2 \omega^2 M_S^2}{\rho}$$

Potencia disipada por las microcorrientes inducidas



Energía total disipada



Bibliografía

- S. Chikazumi, “Physics of Ferromagnetism”, Oxford Science (1997)
- B.D. Cullity ,“Introduction to magnetic materials”, Addison-Wesley (1977)
- E. Trémolet de Lacheisserie, “Magnétisme I, II”, EDP Sciences (2000)
- D. Jiles, “Introduction to Magnetism and Magnetic Materials, Chapman & Hall (1998)
- S. Velayos “Temas de Física”, Copigraf (1976)

¿Como se mide esta respuesta de un medio material a un campo magnético?

Un material magnético esta constituido por momentos magnéticos elementales (originados por sus electrones)

m_i momento magnético del átomo i ,

Σm_i : la suma de todos los momentos de todos los átomos contenidos en un elemento de volumen

Se llama vector imanación M al momento magnético por unidad de volumen

$$M = dm/dv \text{ (A.m}^2\text{/m}^3 = \text{A.m}^{-1}\text{)}$$

M es el mismo en todos los puntos, la materia esta uniformemente imanada

M es distinto en cada punto, la imanación no es uniforme

$M = 0$ en todos los puntos, la materia esta desimanada

¿Que es un campo magnético?

Cuando aparece o se genera un campo magnético en un volumen, significa que hay un cambio en la energía de ese volumen. Aparecen fuerzas o pares de fuerzas que actúan sobre las corrientes eléctricas o sobre los imanes.

¿Que produce un campo magnético?

Un campo magnético se produce cuando hay cargas eléctricas en movimiento. Tanto las corrientes reales como las corrientes de imanación, generan campos magnéticos.

¿Como responde un medio a un campo magnético?

Cuando un campo magnético que llamamos H es generado en un volumen, dicho volumen responde a ese campo excitador H con un campo magnético B.

B y H están relacionadas por una constante llamada permeabilidad μ que depende de las características del medio .

En el vacío: $B = \mu_0 \cdot H$

$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ (H.m}^{-1}\text{)}$ es la permeabilidad magnética del vacío, B es una función lineal de H.

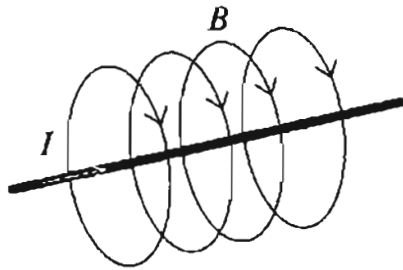
En un medio material: $B = \mu \cdot H$

μ es la permeabilidad magnética del medio. B es una función complicada de H.

B se mide en teslas (T) y H se mide en (Am^{-1})

Y así clasificaremos los distintos medios materiales según su respuesta con un campo B a un campo excitador H.

Campo magnético en general

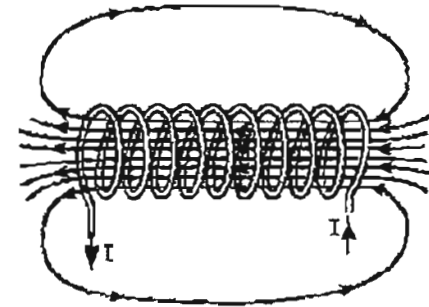


Ley de Biot – Savart

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 I d\vec{l} \times \vec{u}_r}{4\pi r^2}$$

Teorema de Ampere

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 \int \vec{j} \cdot d\vec{s}$$



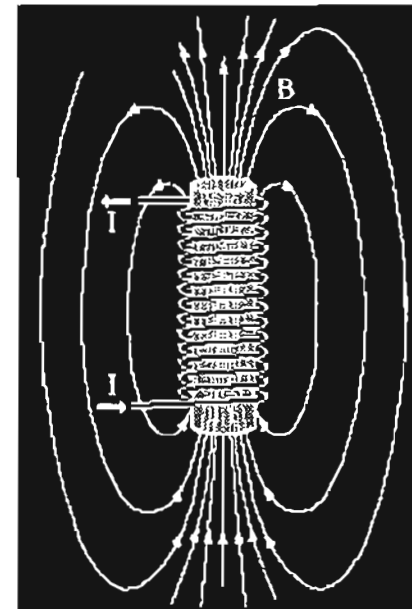
Las fuentes de campo magnético H son...

- las corrientes eléctricas
- los 'polos magnéticos'

El vector imanación M únicamente existe en el interior de los materiales

El campo magnético B es proporcional a la suma de los dos

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M})$$



Campo magnético en un material

La imanación de un material se representa mediante el vector imanación

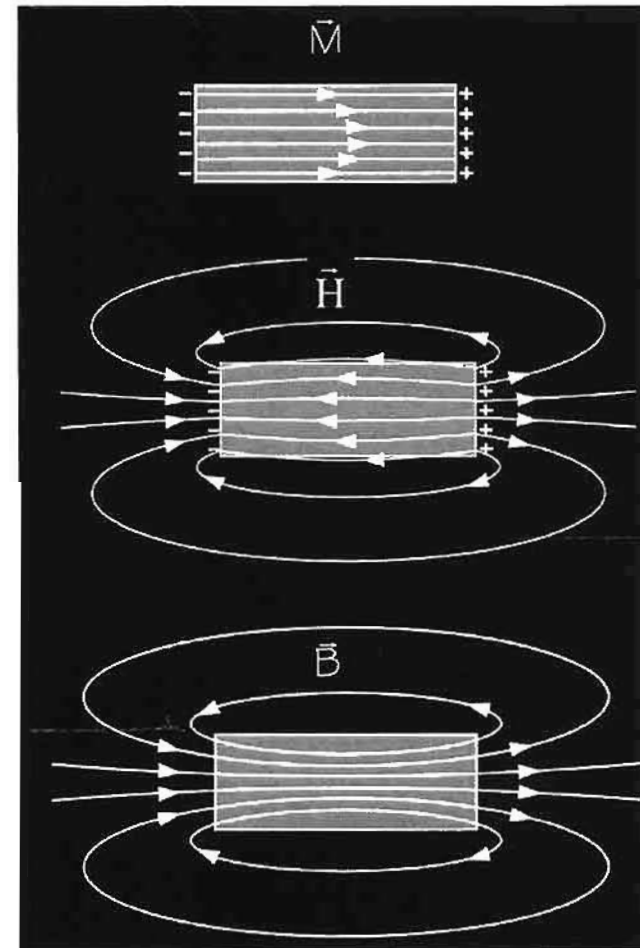
$$\vec{M} = \frac{\sum \vec{m}}{V} = \text{momento magnético medio por unidad de volumen}$$

La imanación forma 'polos magnéticos' donde se encuentra con la superficie

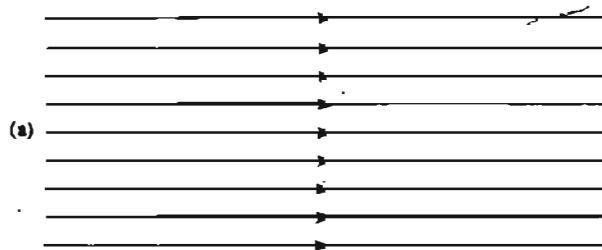
Los 'polos magnéticos' generan un campo magnético $\vec{H}$

El campo magnético $\vec{B}$ es proporcional a la suma de los dos

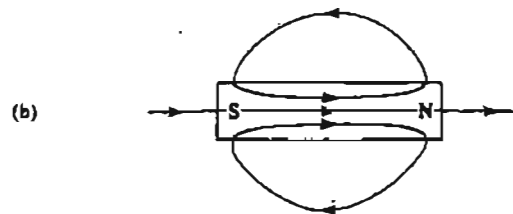
$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M})$$



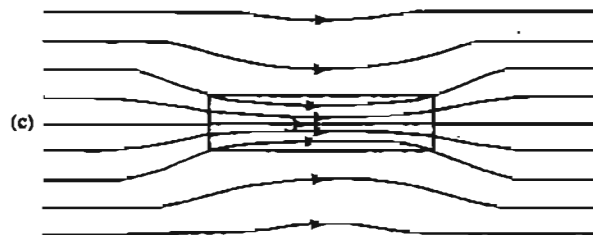
¿Qué ocurre al colocar un cuerpo imanado en un campo magnético uniforme?



a) **campo uniforme en el aire.**



b) **cuerpo imanado en campo exterior cero $\mu > 1$**



c) **se coloca el cuerpo b) en el campo a)**

Las líneas de flujo del campo B al colocar el imán tienden a atravesarlo, el imán en c) altera el campo uniforme en a). Ello da lugar a muchas aplicaciones.

¿Cuanto vale B en el caso general?

Corrientes reales o imanes, dan lugar a un campo H.

En el vacío, $B = \mu_0 H$

Si existe un medio material representado por el vector imanación M

$$B = \mu_0 (H + M)$$

Esta ecuación es cierta bajo cualquier circunstancia

H { generado por corrientes reales (ejemplo un solenoide) o por imanes (ejemplo electroimán)}

M { generado por momentos magnéticos atómicos}

En general en ausencia de H no aparece M (momentos compensados). Al aplicar H se orientan los momentos m en dirección de H y aparece M

$$M = \chi H \text{ (}\chi \text{ susceptibilidad magnética)}$$

Y así se puede poner

$$B = \mu_0 (H + M) = \mu_0 (H + \chi H) = \mu_0 (1 + \chi) H = \mu_0 \mu_r H = \mu H$$

$$B = \mu H \text{ (}\mu \text{ permeabilidad magnética absoluta)}$$

frecuentemente en lugar de la χ se emplea susceptibilidad másica χ_{mas} y la susceptibilidad molar χ_{mol} relacionadas con χ del modo siguiente:

$$\chi = \chi_{mas} \cdot \rho$$

$$\chi = \chi_{mol} \cdot \rho/M$$

Siendo ρ la densidad y M la masa molecular

¿ Como se pueden clasificar los elementos químicos respecto a su momento magnético?

- I. Elementos cuyos átomos presentan momento magnético (oxígeno, aluminio, platino.....)**
- II. Elementos o átomos que no tienen momento magnético, no se comportan como un imán (nitrógeno, cobre, plata, oro.....)**

¿Que ocurre cuando un campo magnético actúa sobre un átomo?

- I Efecto diamagnético. Se induce momento magnético antiparalelo al campo. Lo presentan todos los átomos.**
- II Se orientan todos los momentos magnéticos en la dirección del campo. (Lo presentan todos los átomos que tengan momento magnético previo).**

Esto es:

un campo magnético perturba la materia, la materia se imana, el grado de imanación viene dado por el vector M, y la forma en que se produce esta imanación que depende de la susceptibilidad magnética viene dada por:

$$M = \chi H$$

Anisotropía magnética

Direcciones preferentes de la imanación
Anisotropía cristalina
Anisotropía inducida, grabación de anisotropías, aplicaciones
Anisotropía de forma
Paredes magnéticas

Magnetostricción

Efecto magnetostrictivo, Ordenes de magnitud
Acoplamiento magnetoelástico
Proceso de imanación y magnetostricción
Anisotropías inducidas por tensiones mecánicas
Aplicaciones

Fuerzas y pares en los campos magnéticos

Fuerzas y pares sobre dipolos, fuerzas y pares sobre partículas
Energía magnetostática, formas y tamaños
Fuerzas entre materiales imanados
Aplicaciones

Hilos magnéticos

Técnicas de obtención
Efectos de forma, fuerzas y pares
Anisotropías
Paredes magnéticas, propagación
Aplicaciones

Películas Delgadas

Efectos de forma, anisotropías
Magnetorresistencia, Magnetorresistencia anisotrópica
Multicapas magnéticas, acoplamiento entre capas magnéticas
Magnetorresistencia gigante
Aplicaciones

Anisotropía magnética

Direcciones preferentes de la imanación

Anisotropía cristalina

Anisotropía inducida, grabación de anisotropías, aplicaciones

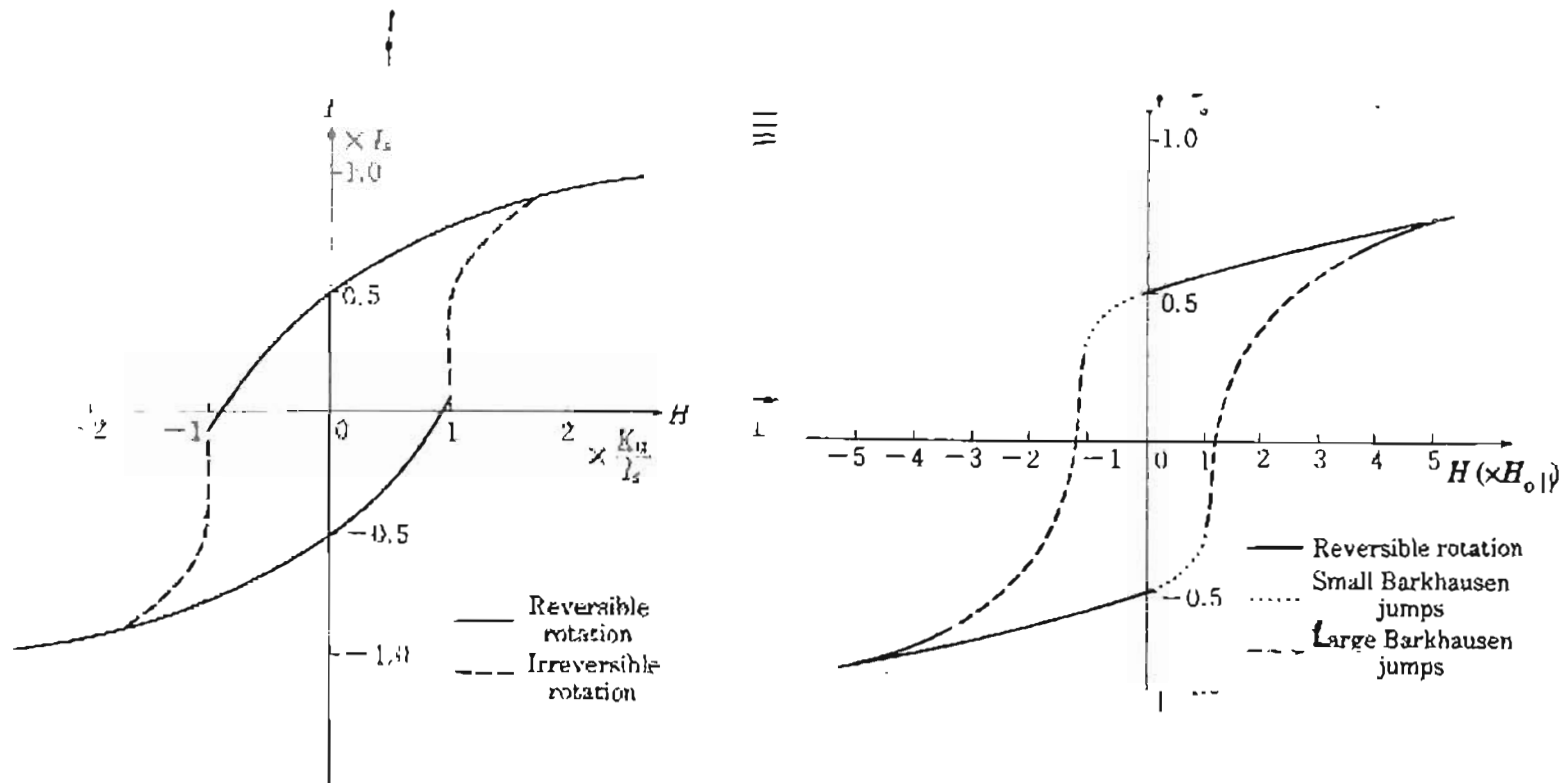
Anisotropía de forma

Paredes magnéticas

Anisotropía magnética

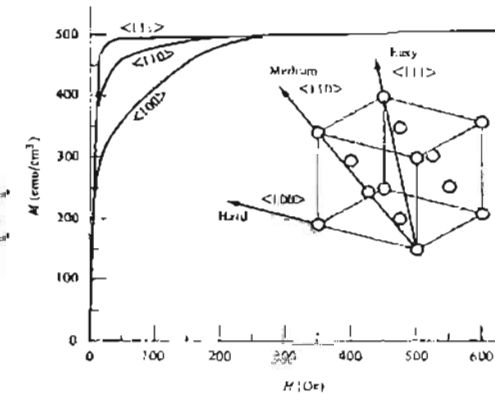
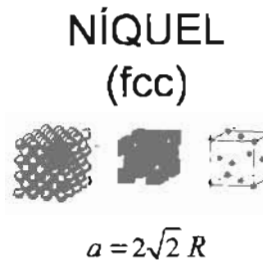
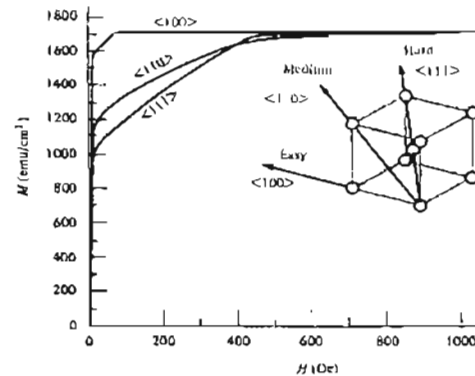
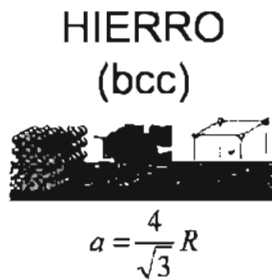
Las propiedades magnéticas de un material dependen de la dirección en que sean medidas.

Existen direcciones “fáciles” y “difíciles”



Anisotropías magnéticas intrínsecas

Anisotropía magnetocristalina



En los cristales cúbicos:

La energía de anisotropía, por unidad de volumen, es:

$$E_k = K_0 + K_1 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_1^2 \alpha_3^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2) + K_2 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2) + \dots$$

siendo $(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$ los cosenos directores de M respecto a los ejes cristalográficos,

Si $K_1 > 0$ los ejes fáciles estarán en la dirección $\langle 100 \rangle$ (p.ej. hierro: $K_1 = 4.8 \cdot 10^4 \text{ J/m}^3$)

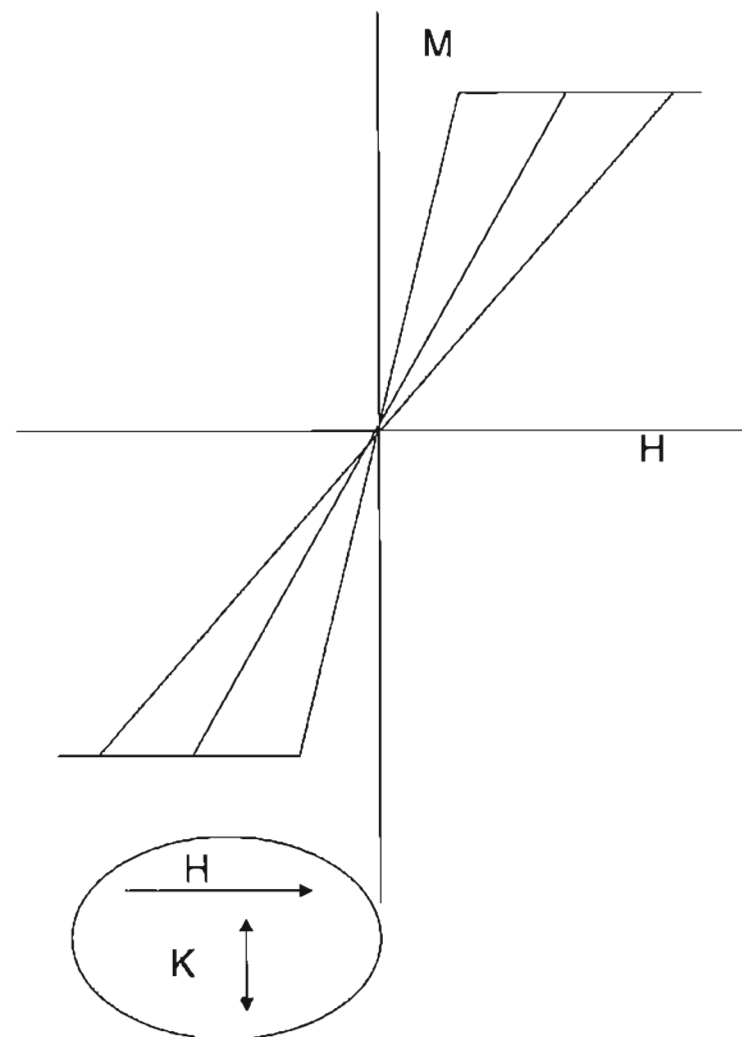
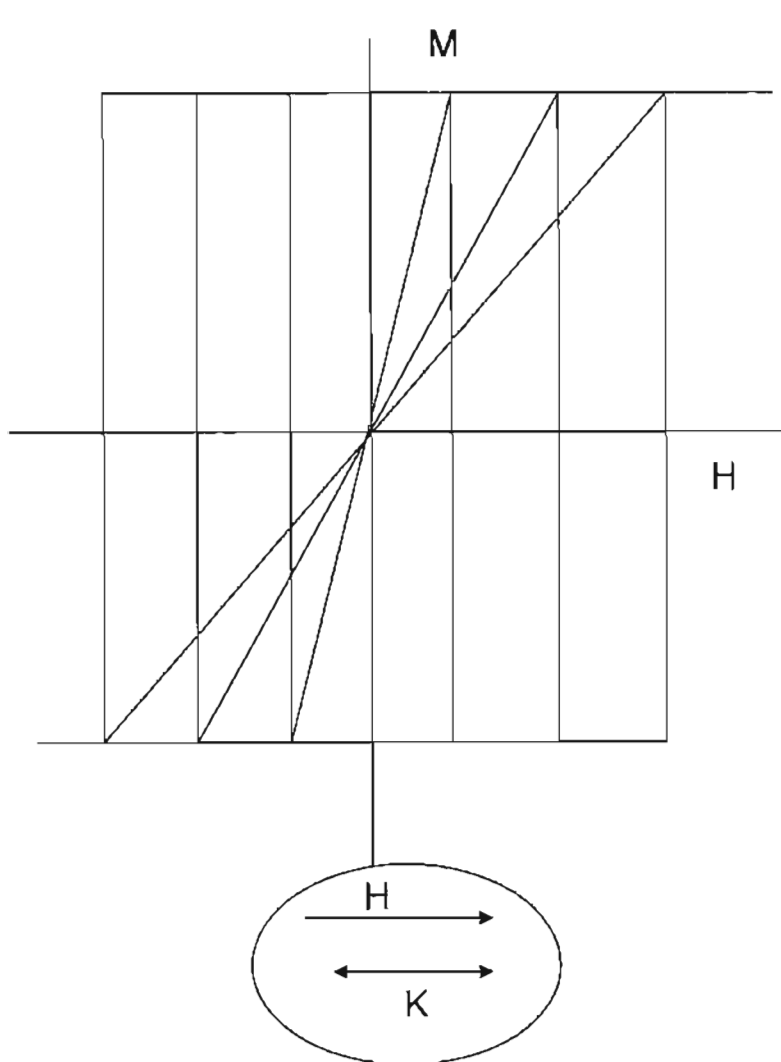
Si $K_1 < 0$ los ejes fáciles estarán en la dirección $\langle 111 \rangle$ (p.ej. níquel: $K_1 = -0.45 \cdot 10^4 \text{ J/m}^3$)

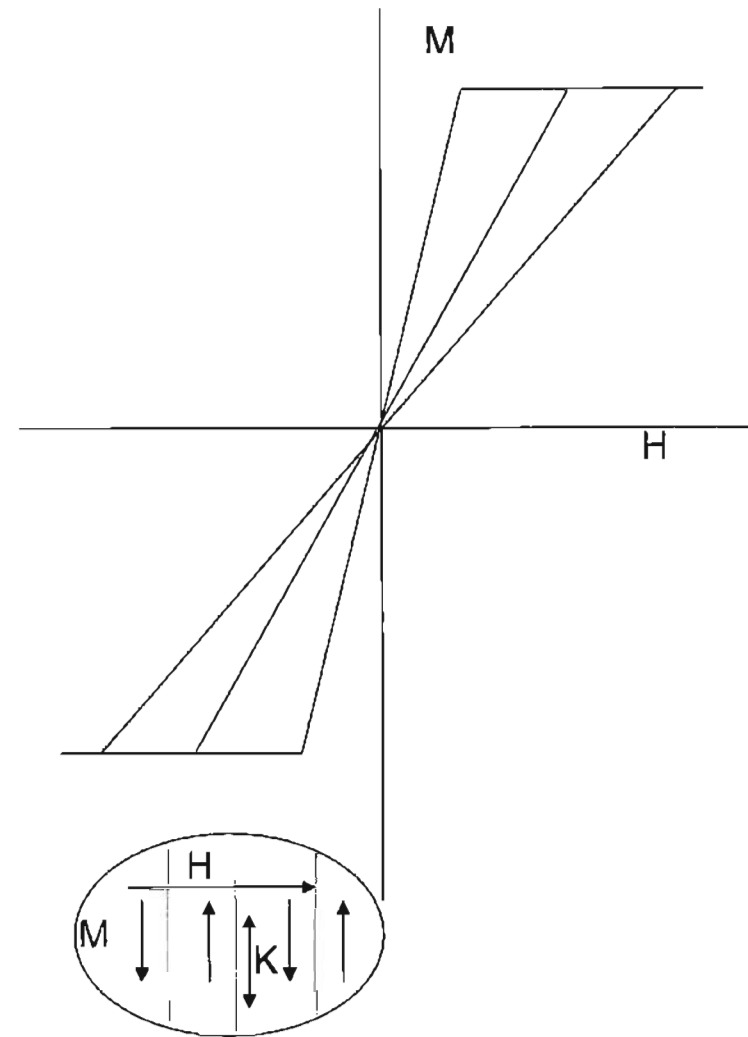
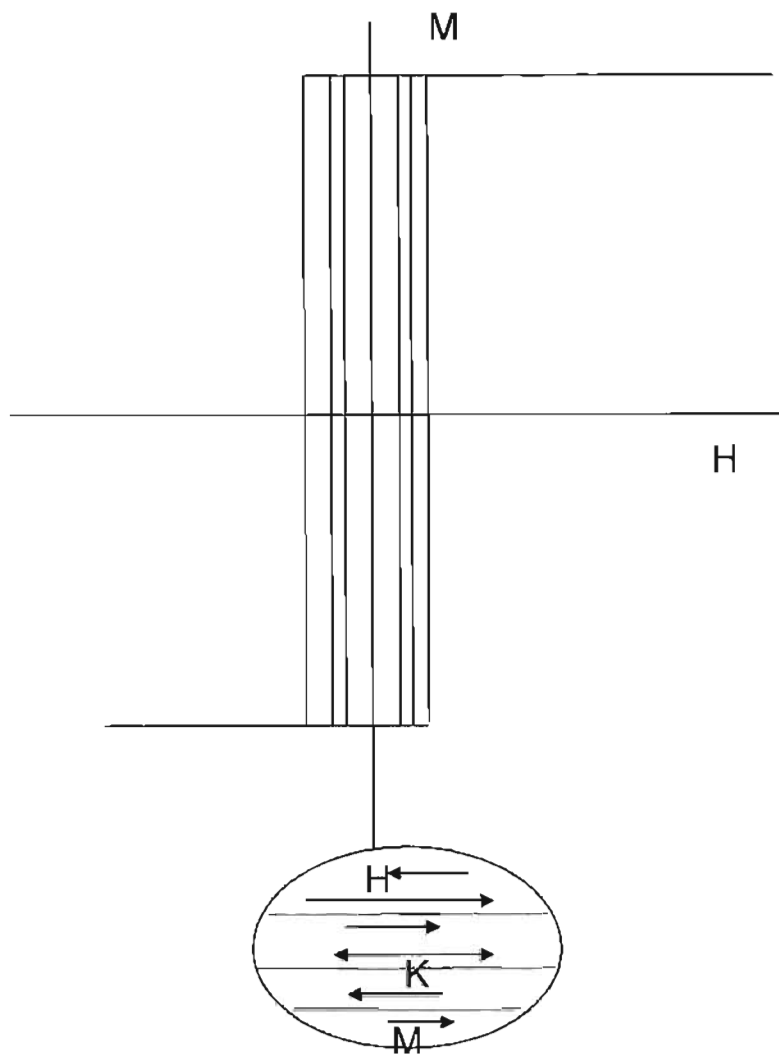
Si existe un único eje fácil (anisotropía uniaxial)

La energía de anisotropía, por unidad de volumen, es: $E_k = K_0 + K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta + \dots$

siendo θ el ángulo que forma M con el eje fácil

ayuda1 ayuda2

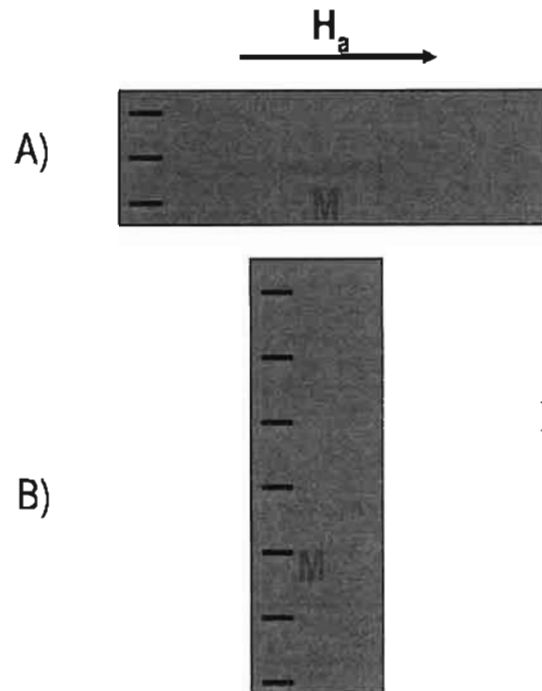




ayuda3

Anisotropías magnéticas inducida

Anisotropía de forma



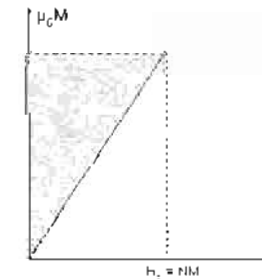
El campo desimanador ($H_d = -N M$)
es menor en A) que en B)

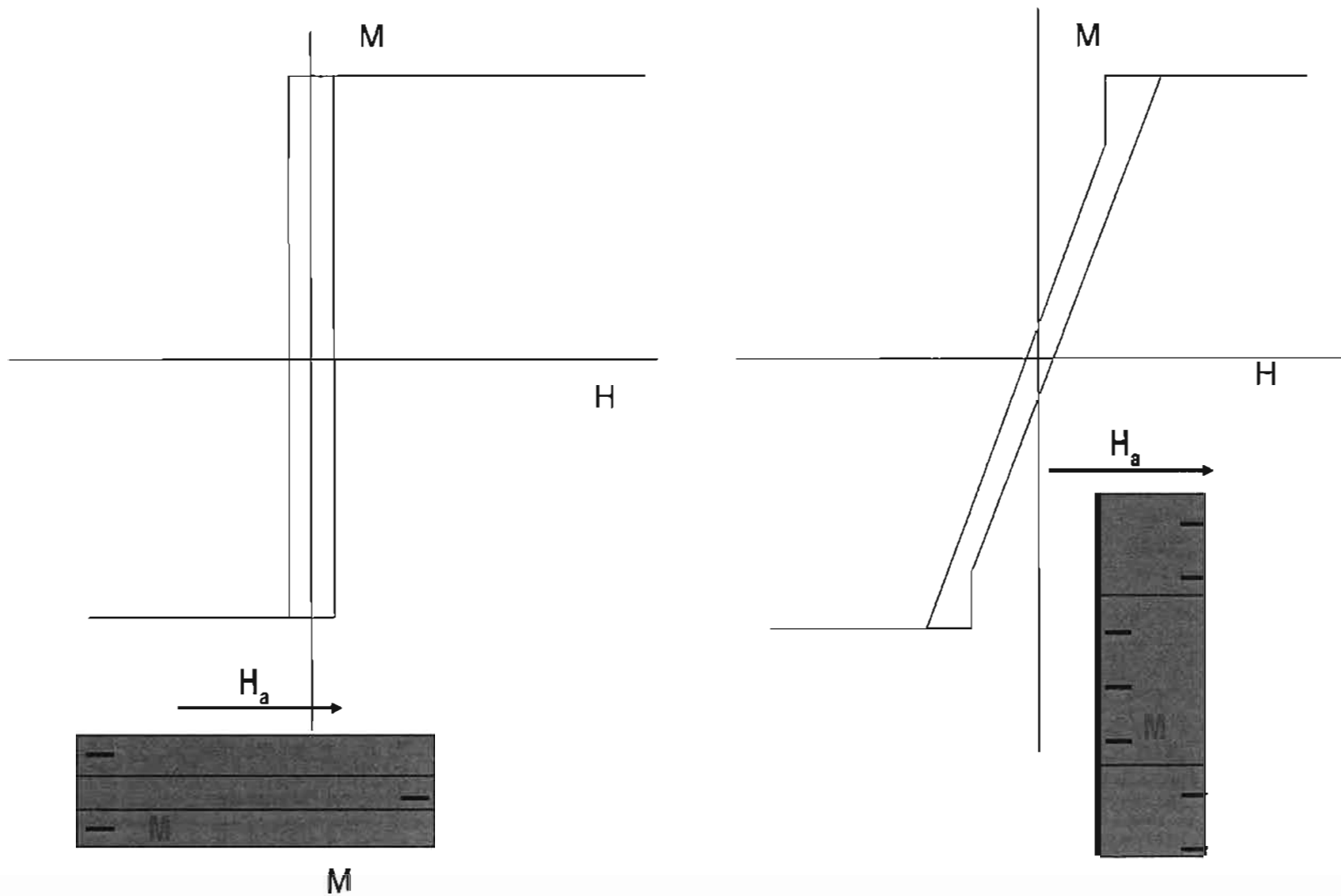


Es más fácil imanar la muestra cuando el campo se aplica a lo largo del eje largo,
que si se aplica en la dirección del eje más corto.

La energía de anisotropía de forma,
por unidad de volumen, es:

$$E = \frac{1}{2} \mu_0 N M^2$$



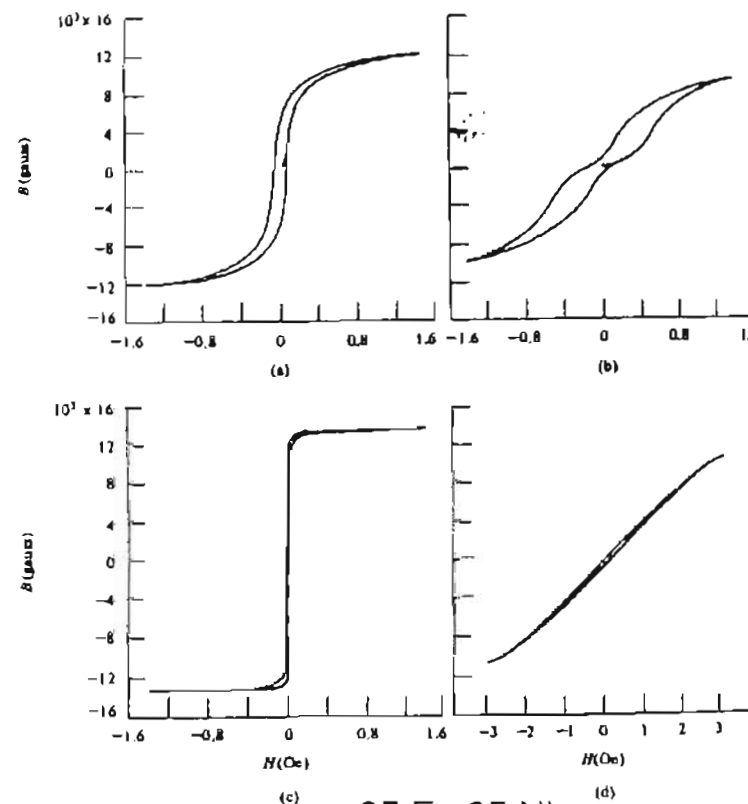


Anisotropías magnéticas inducidas

Anisotropía inducida por tratamientos térmicos, bajo la acción de campos magnéticos

Al aplicar un recocido ($T < T_{\text{Curie}}$), bajo la acción de un campo magnético saturante, y dejar enfriar, la muestra adquiere anisotropía uniaxial en la dirección del campo.

Al aplicar un recocido ($T < T_{\text{Curie}}$), bajo la acción de un campo magnético saturante, y dejar enfriar, la muestra adquiere anisotropía uniaxial en la dirección de la imanación.



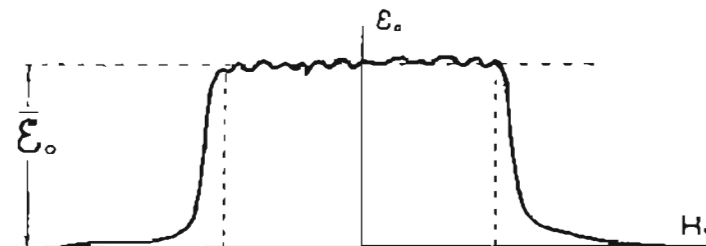
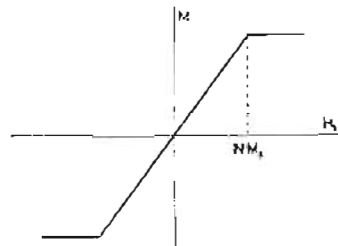
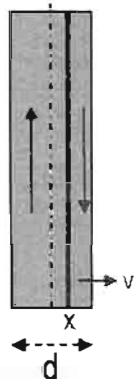
35 Fe 65 Ni

Anisotropías magnéticas inducidas

Anisotropía inducida helicoidal (IHA) Muestra metglas 2826 ($\text{Fe}_{40}\text{Ni}_{40}\text{P}_{14}\text{B}_6$) $45\ \mu\text{m} \times 1,2\ \text{mm} \times 8\ \text{cm}$

Pre-recocido a $300\ ^\circ\text{C}$, 1.5 h y enfriada a $5\ ^\circ\text{C}/\text{min}$, bajo una tensión de 200 MPa → 1 pared longitudinal

Se aplican un campo H_1 , de baja frecuencia ($= 0.1\ \text{Hz}$), y otro H_2 de alta frecuencia ($20\ \text{Hz} < f < 6000\ \text{Hz}$)

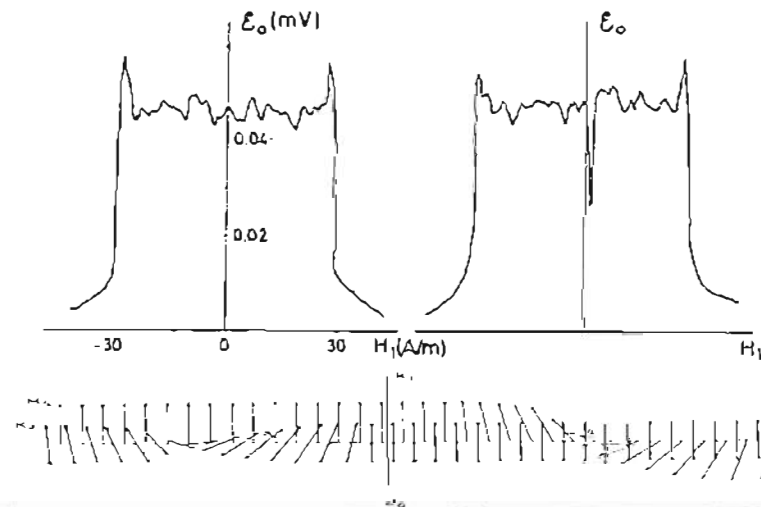


Recocido a $200\ ^\circ\text{C}$, 15 min, $\sigma = 103\ \text{MPa}$



A) en campo magnético alto
....muestra imanada a saturación

B) en campo magnético nulo
....IHA en el centro de la muestra



Anisotropías magnéticas inducidas

Anisotropía inducida por tratamientos térmicos locales, por pulsos de corriente

Flash-annealing:

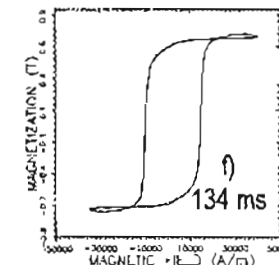
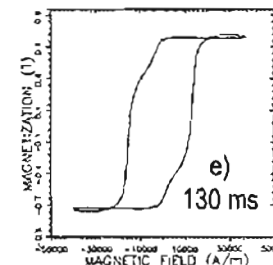
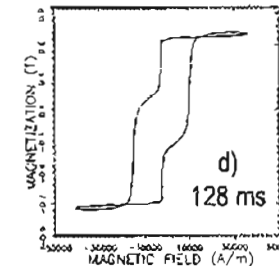
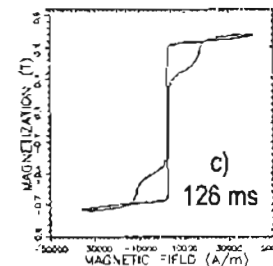
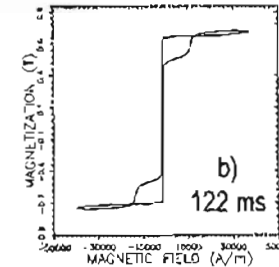
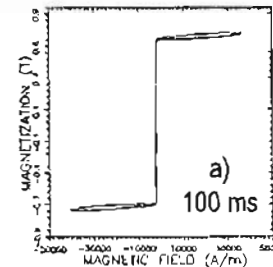
Pulsos muy cortos de corriente alta, a través de la muestra, en atmósfera de argón.

- a) no producen cristalización
- b), c) y d) cristalizaciones locales debidas al calor disipado por efecto Joule y las inhomogeneidades de la muestra
- e) y f) la muestra está prácticamente cristalizada

Hemos inducido 6 firmas magnéticas distintas en la misma muestra

Se pueden controlar las cristalizaciones mediante disipadores locales

Muestra metglas 2705M, 20 μm * 1,2 mm * 8 cm



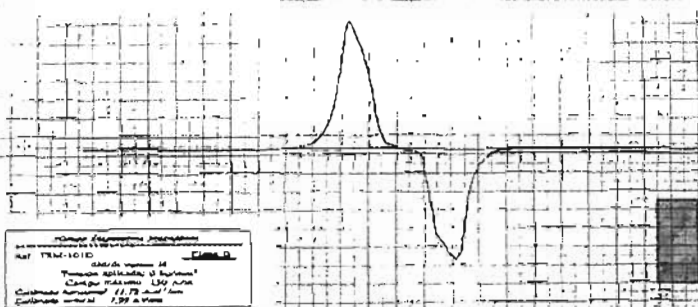
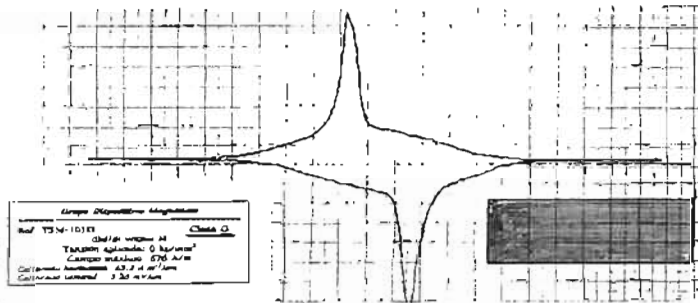
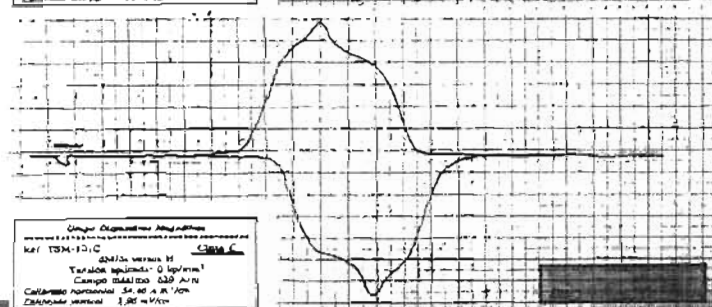
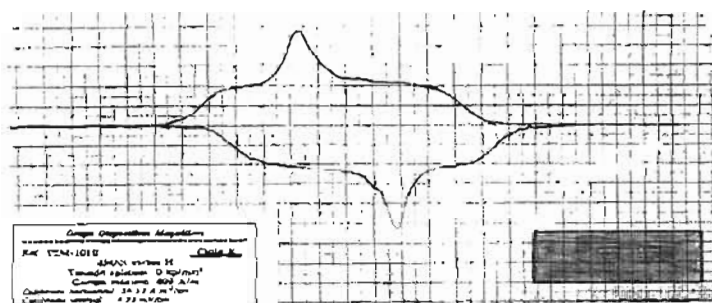
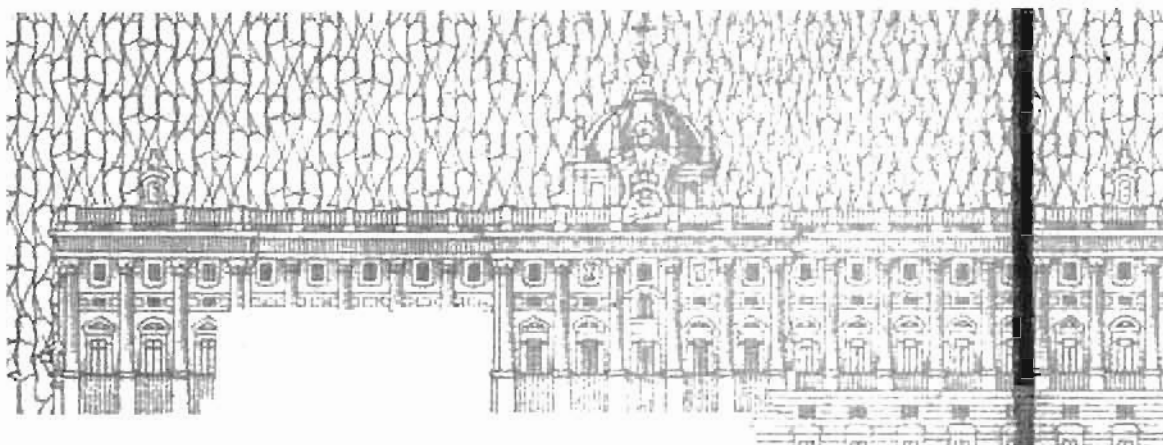
Corriente: 11 A



ISOM

APPLICATIONS (Security systems FNMT)

Materiales Magnéticos



Magnetostricción

Efecto magnetostrictivo, Ordenes de magnitud

Acoplamiento magnetoelástico

Proceso de imanación y magnetostricción

Anisotropías inducidas por tensiones mecánicas

Aplicaciones

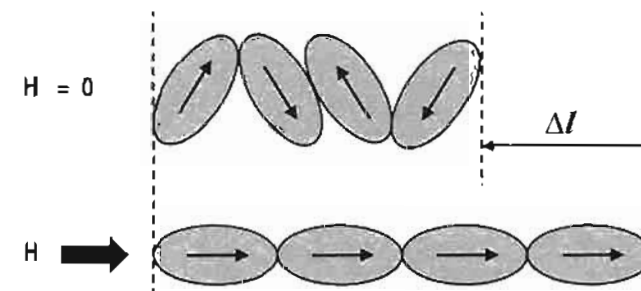
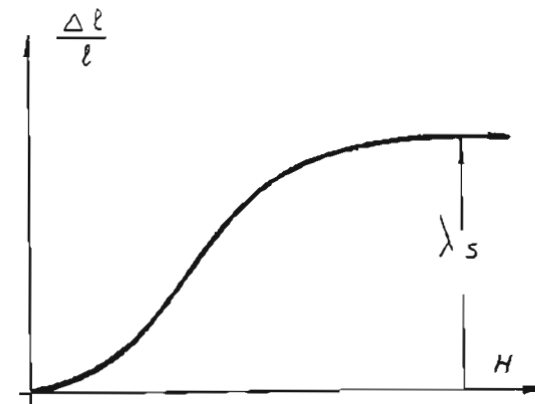
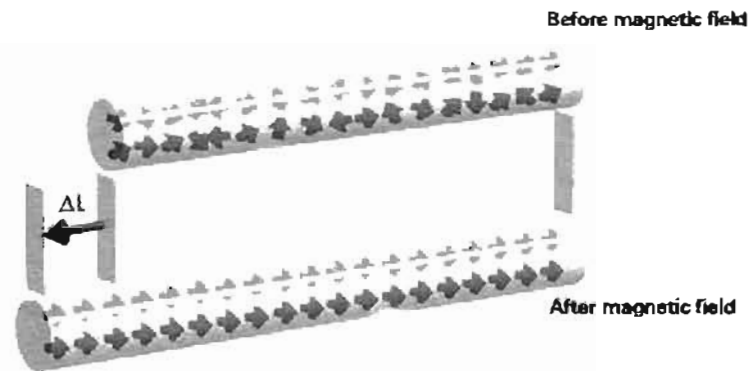
Magnetostricción

Efectos magnetostrictivos

La aplicación de un campo magnético a un material modifica sus dimensiones geométricas

Joule, 1842

Una varilla de hierro se estira con una variación relativa de longitud de 10^{-5} cuando se aplica un campo longitudinal.



Villari

Las tensiones mecánicas aplicadas al material producen cambios en los procesos de imanación

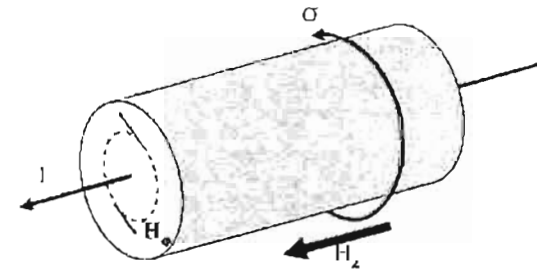
Magnetostricción

Efectos magnetostrictivos torsionales

Wiedemann, 1862

Al hacer pasar una corriente eléctrica por un hilo ferromagnético, fijo por un extremo, y aplicar un H longitudinal....el hilo se torsiona.

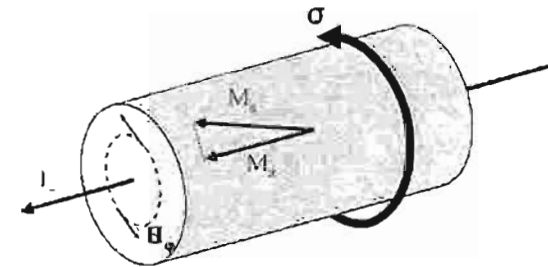
Un campo magnético helicoidal $\rightarrow$ una torsión en el hilo



Wiedemann Inverso

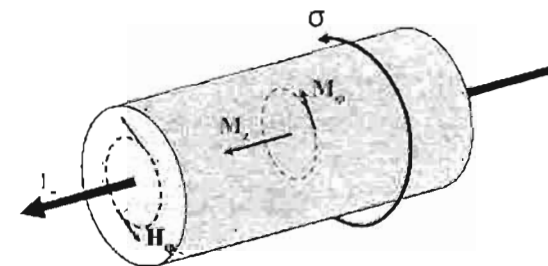
Por un hilo se hace pasar una corriente eléctrica alterna, que da lugar a un campo magnético alterno circular.

Al aplicar una torsión al hilo, varía la componente longitudinal de M



Matteucci

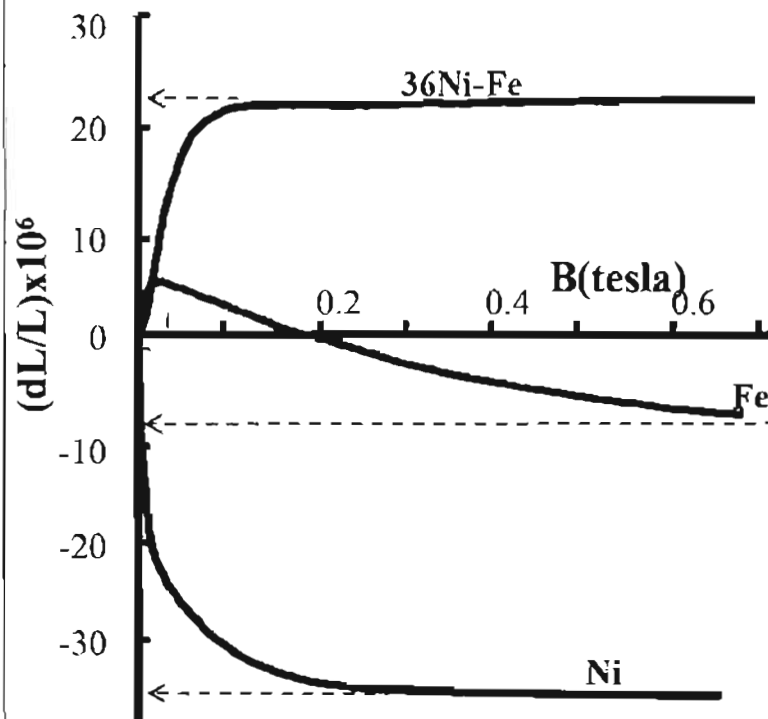
Un hilo está torsionado. Al hacer pasar una corriente eléctrica por él se produce una anisotropía helicoidal.



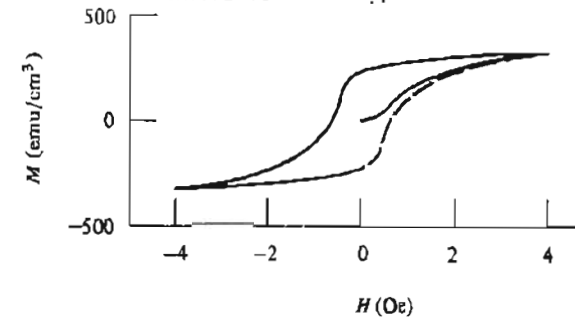
Magnetostricción

Efectos magnetostrictivos

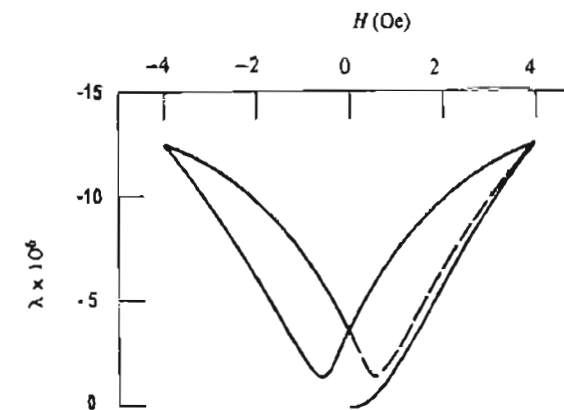
La aplicación de un campo magnético a un material modifica sus dimensiones geométricas



En un hilo de Níquel ($E_{Ni} = 21 \cdot 10^{10} \text{ Pa}$) de 1 mm de diámetro:
un campo magnético de 0.5 T produce una deformación relativa $\approx$
 $\approx$ un peso de 600 gramos



Níquel



Ciclo doble: $f_{\text{vibración}} = 2 f_{\text{campo}}$

Constante de Magnetostricción y Temperatura de Curie

<i>Material</i>	$\lambda_s(ppm)$	$T(^{\circ}C)$
<i>Fe</i>	- 20	+770
<i>Ni</i>	- 40	+358
<i>Tb</i>	8000	-43
<i>Dy</i>	7500	-188
<i>TbFe₂</i>	+1750	+430
<i>DyFe₂</i>	+430	+360
<i>SmFe₂</i>	-1560	+400
<i>Terfenol – D</i>	+1100	+380

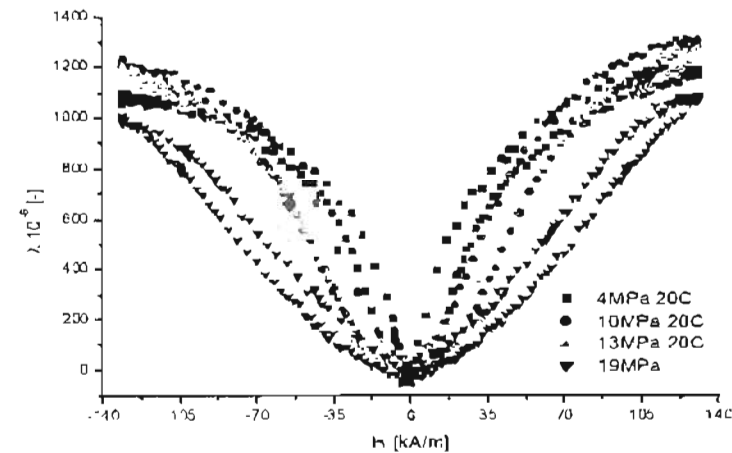
Magnetostricción (Efectos magnetostrictivos)

GMM (Giant Magnetostrictive Materials)

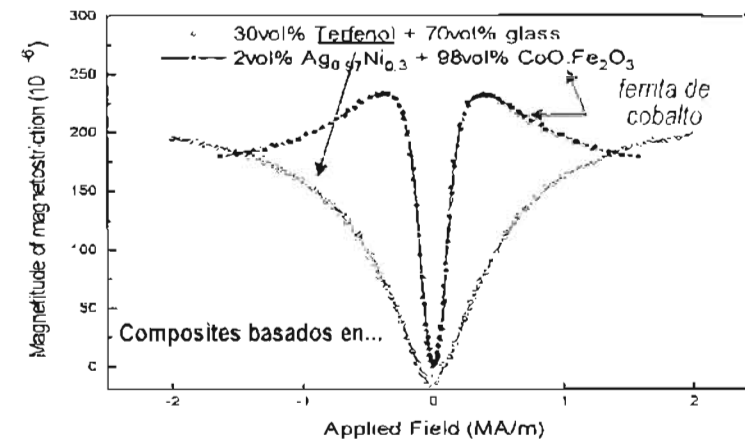


Terfenol D
 $(\text{Tb}_x\text{Dy}_{1-x})\text{Fe}_y$
 $(.27 < x < .30, .9 < y < 2)$

Naval Ordnance Laboratory, (≈ 1970 -..)



	Sensitivity $d\lambda/dH$ (A^{-1}m)	λ ($\times 10^{-6}$)	Cost/gram (\$)	Mechanical properties	Corrosion stability
Polycrystalline Terfenol	1.3×10^{-9}	1000	15.00	Poor	Poor
Terfenol- Based Composite	2×10^{-10} (50vol%)	200	5.00	Good	Good

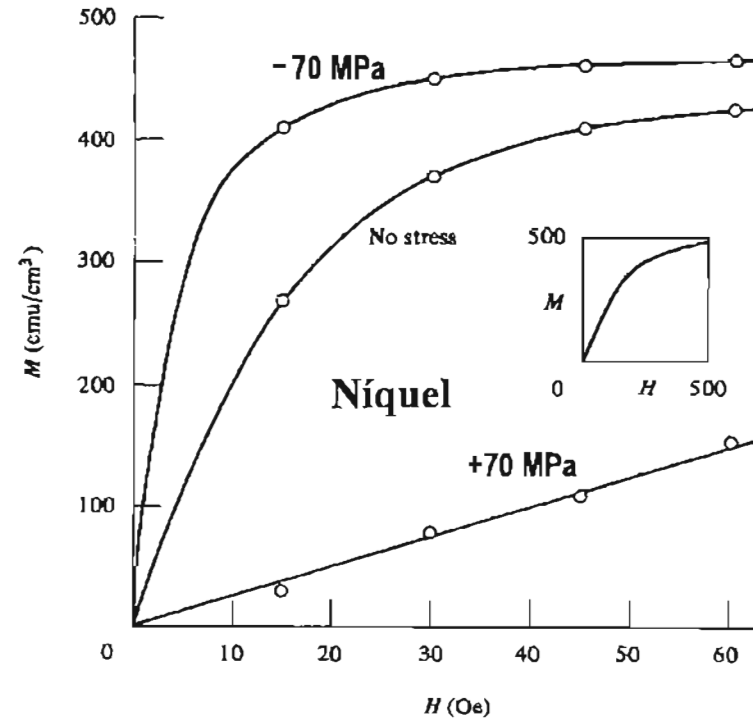
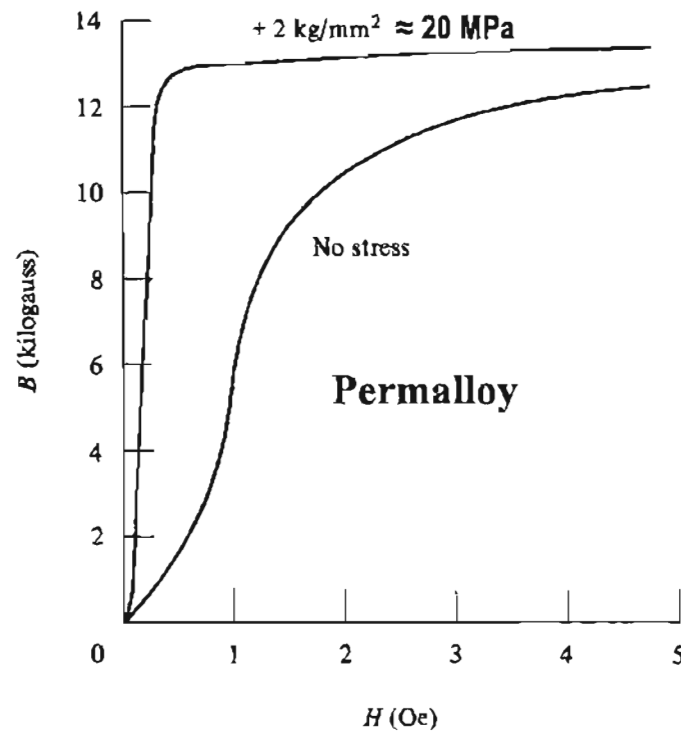


Magnetostricción

Efectos magnetoelásticos (Villari)

La aplicación de tensiones elásticas a un material modifica sus procesos de imanación.

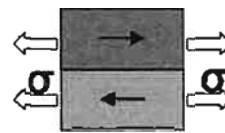
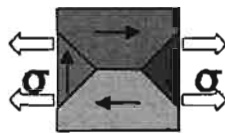
Ewin, 1900



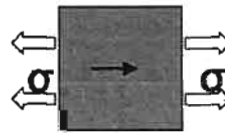
$$1 \text{ emu/cm}^3 \leftrightarrow 1 \text{ kA/m} \leftrightarrow 12,57 \text{ Oe} \leftrightarrow 12,57 \text{ G} \leftrightarrow 1,257 \text{ mT}$$

Magnetostricción (Efectos magnetoelásticos)

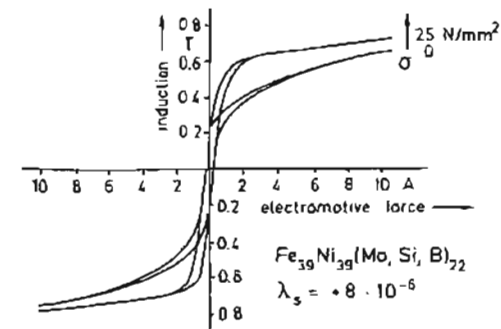
$$\lambda_s > 0$$



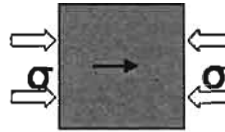
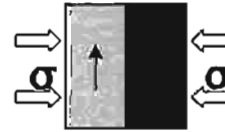
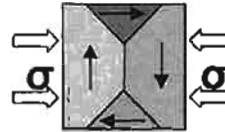
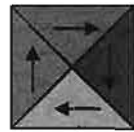
Anisotropia
uniaxial



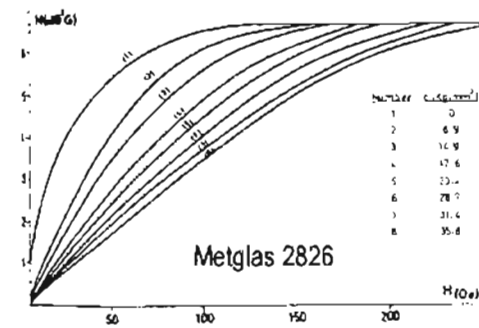
→ H



Estado desimanado



→ H



Magnetostricción (Efectos magnetoelásticos)

Energía de anisotropía magnetoelástica

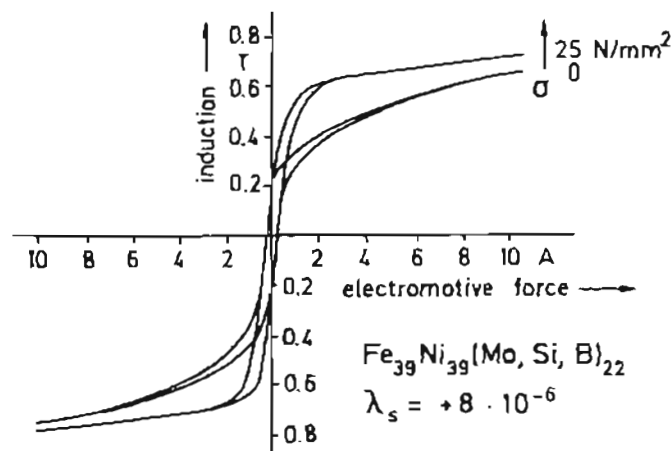
$$E_{\sigma} = \frac{3}{2} \lambda_s \sigma \sin^2 \varphi$$

$$\varphi = (M, \sigma)$$

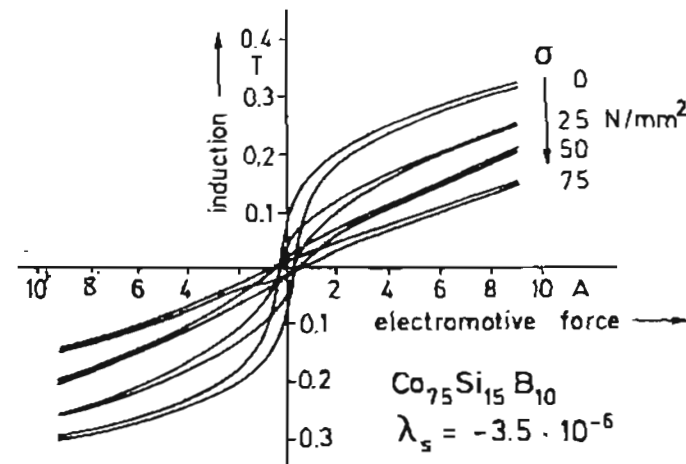
En materiales de baja
anisotropía cristalina

$\lambda_s \sigma > 0$ Se induce un eje fácil en la dirección de σ
 $\lambda_s \sigma < 0$ Se induce un plano fácil perpendicular a la dirección de σ

En un amorfo ($\lambda_s > 0$), la tensión $\sigma > 0$
facilita la imanación del material



En un amorfo ($\lambda_s < 0$), la tensión $\sigma > 0$
dificulta la imanación del material

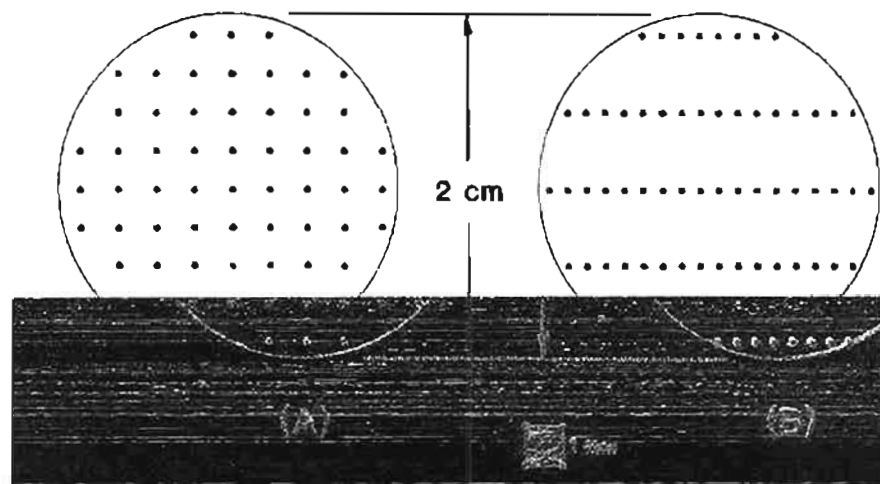
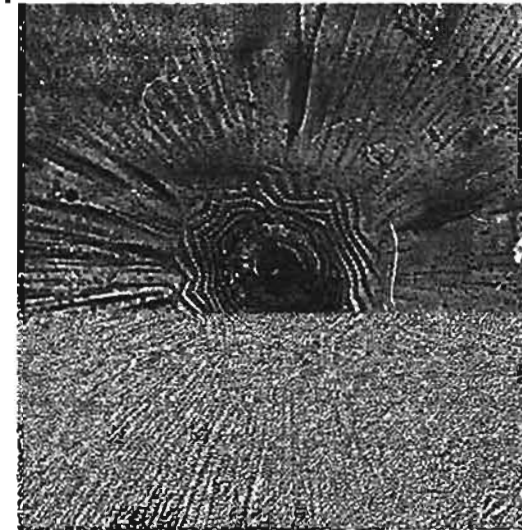
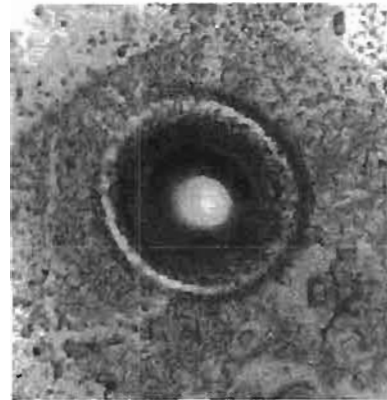


Anisotropías magnéticas inducidas por tensiones

Recocidos locales por láser

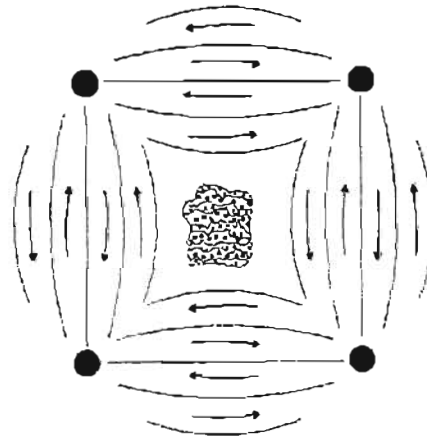
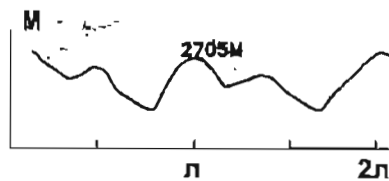
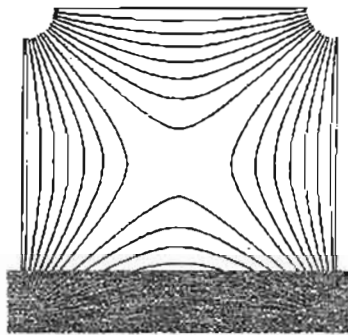
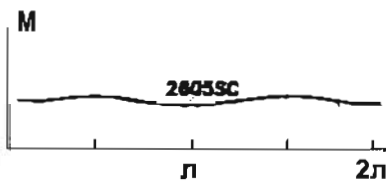
Láser Argón (continuo), 5 W

Pulsos de 0.5 s, 70 μm /diámetro



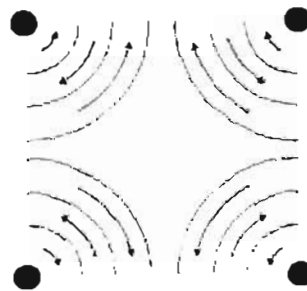
Anisotropías magnéticas inducidas por tensiones

Recocidos locales por láser



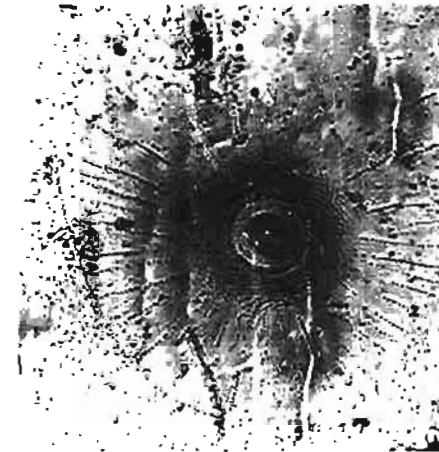
$$\lambda_s > 0$$

2605 S2

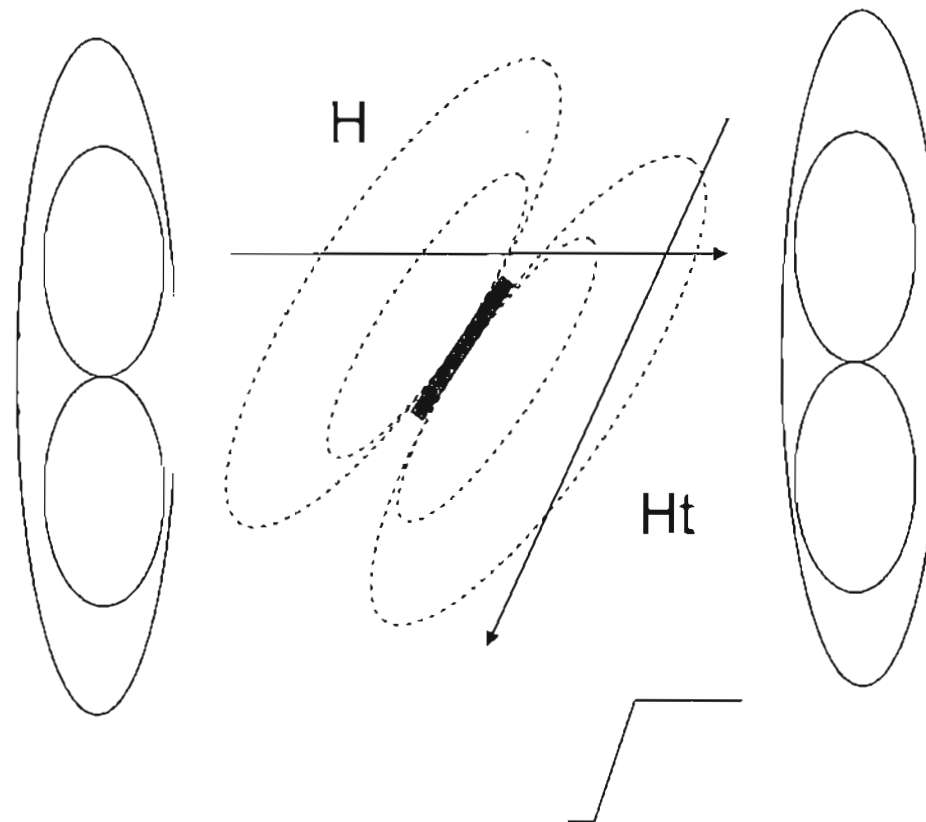


$$\lambda_s < 0$$

2705 M

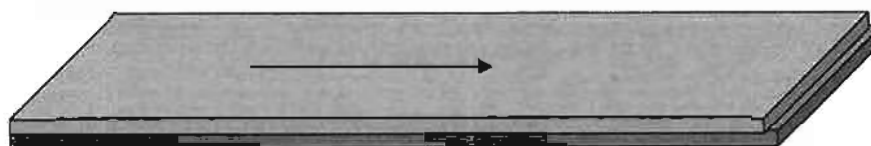
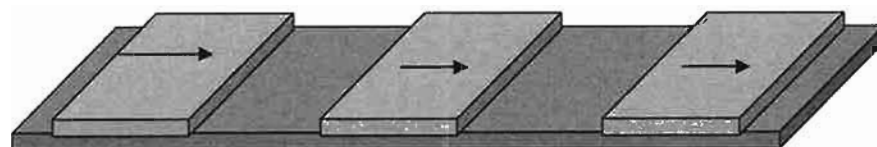


Seguridad

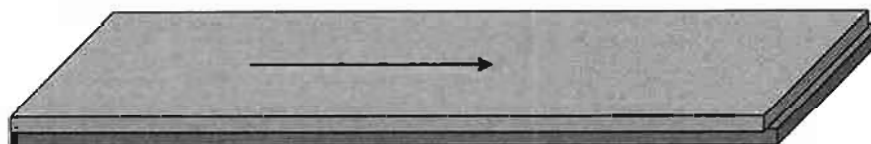
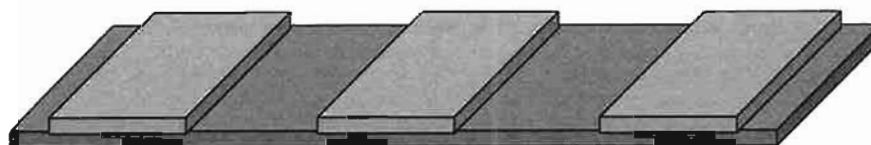


Seguridad

desactivado

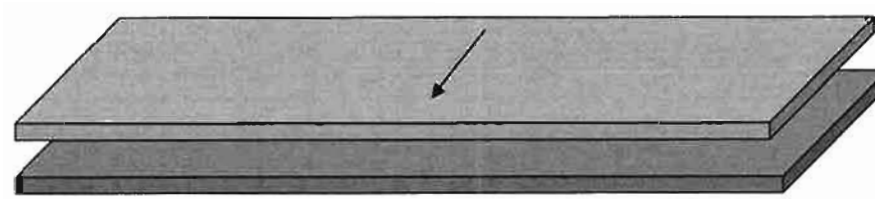


activado



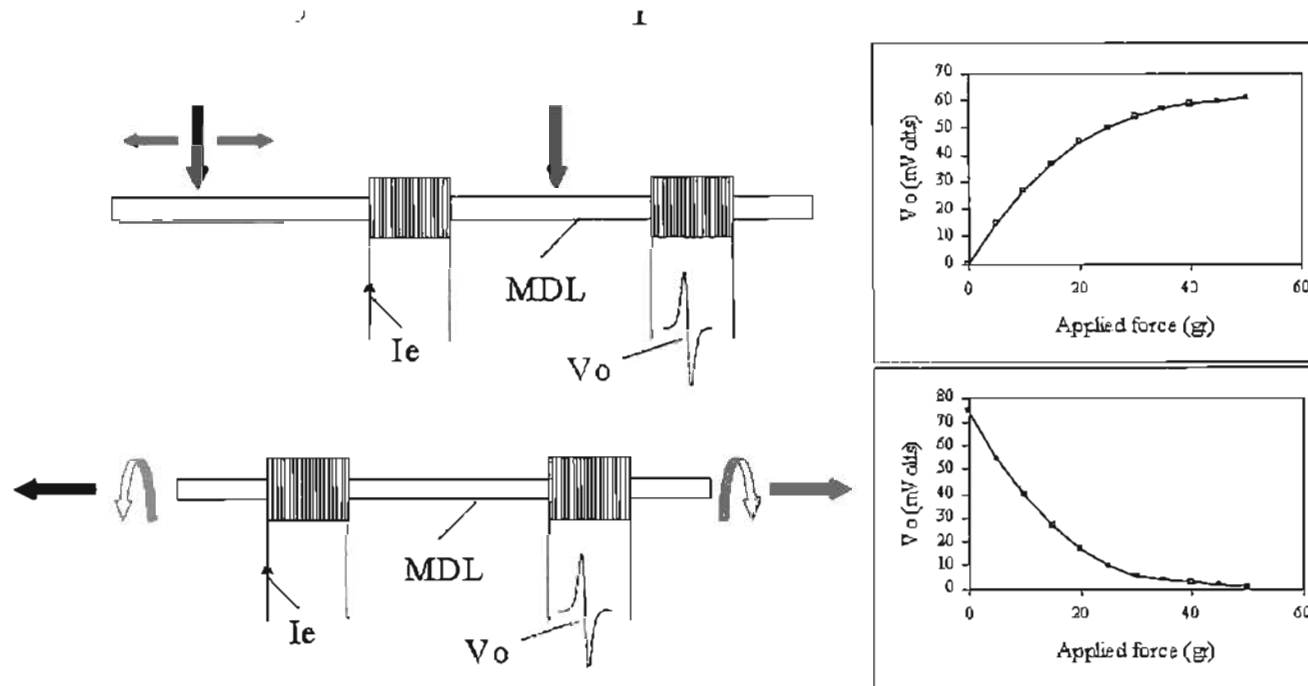
Seguridad

magnetostrictivo



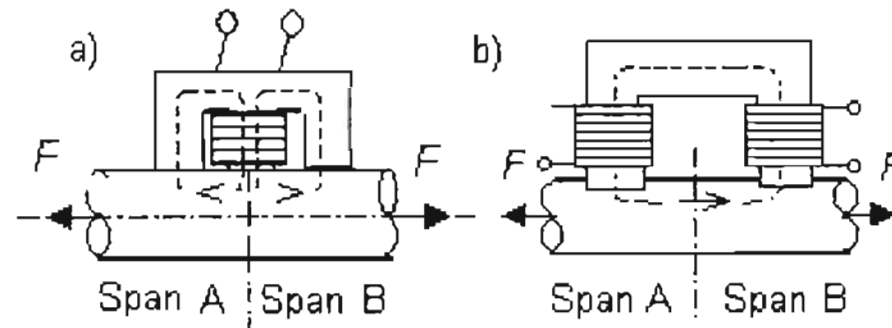
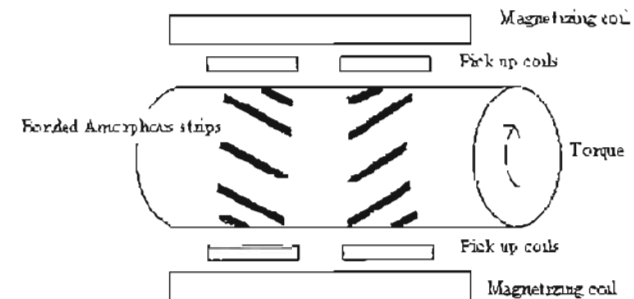
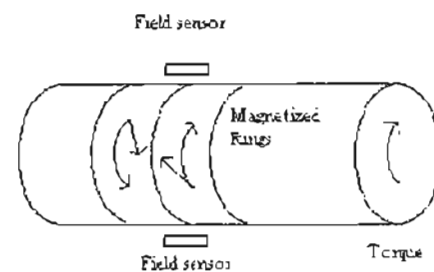
H

Sensores de deformacion



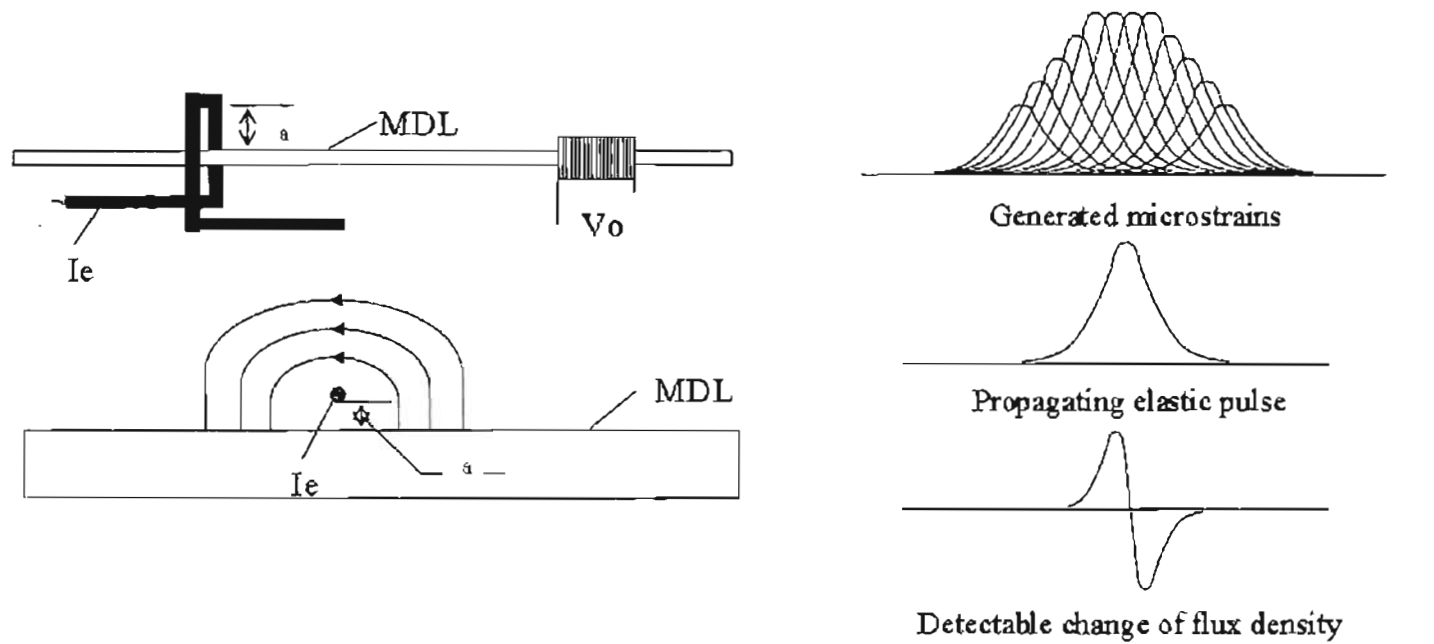
IEEE Sensors 2003 Conference - Toronto, Canada

Sensores de deformacion

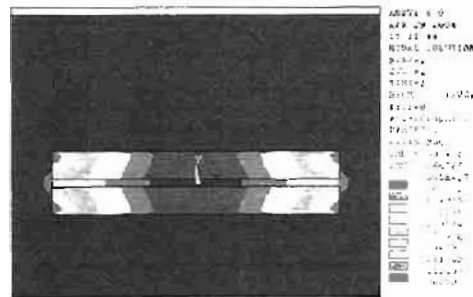


IEEE Sensors 2003 Conference - Toronto, Canada

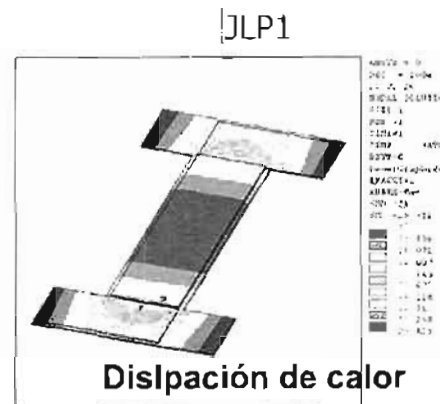
Líneas de retardo magnetostrictivas



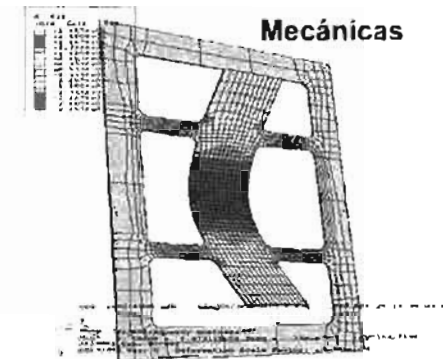
IEEE Sensors 2003 Conference - Toronto, Canada



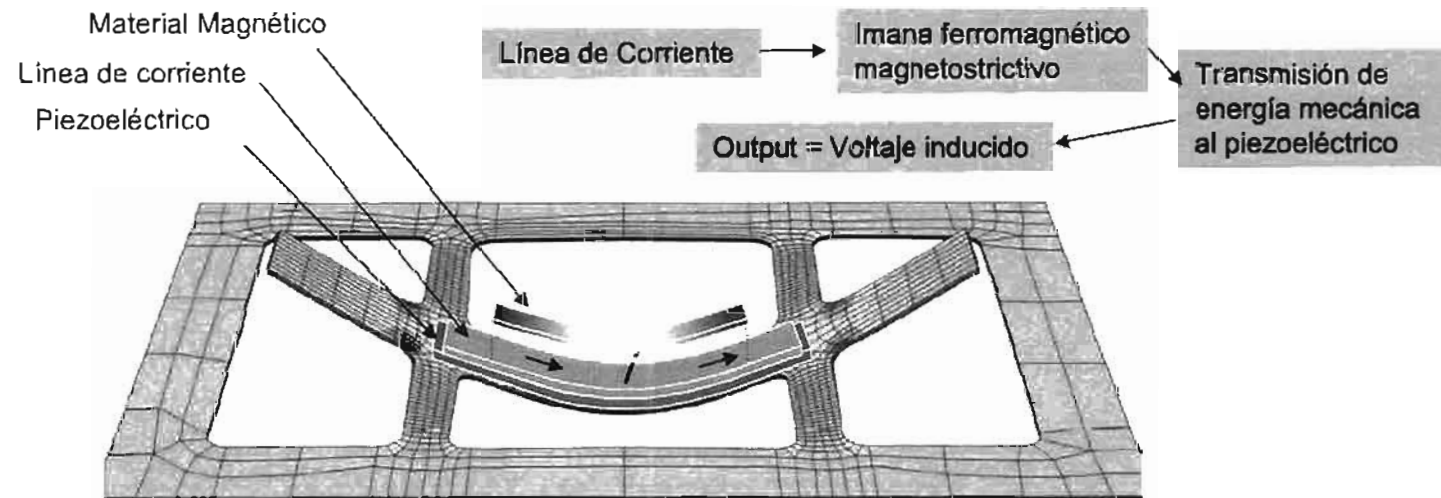
Simulaciones Magnéticas



Dislpación de calor



Mecánicas



Diapositiva 30

JLP1

Las simulaciones también se han hecho para corrientes pulsadas, lo que exige un modelo capacitivo de pérdidas etc.

Jose Luis Prieto, 11/06/2006

Bibliografía

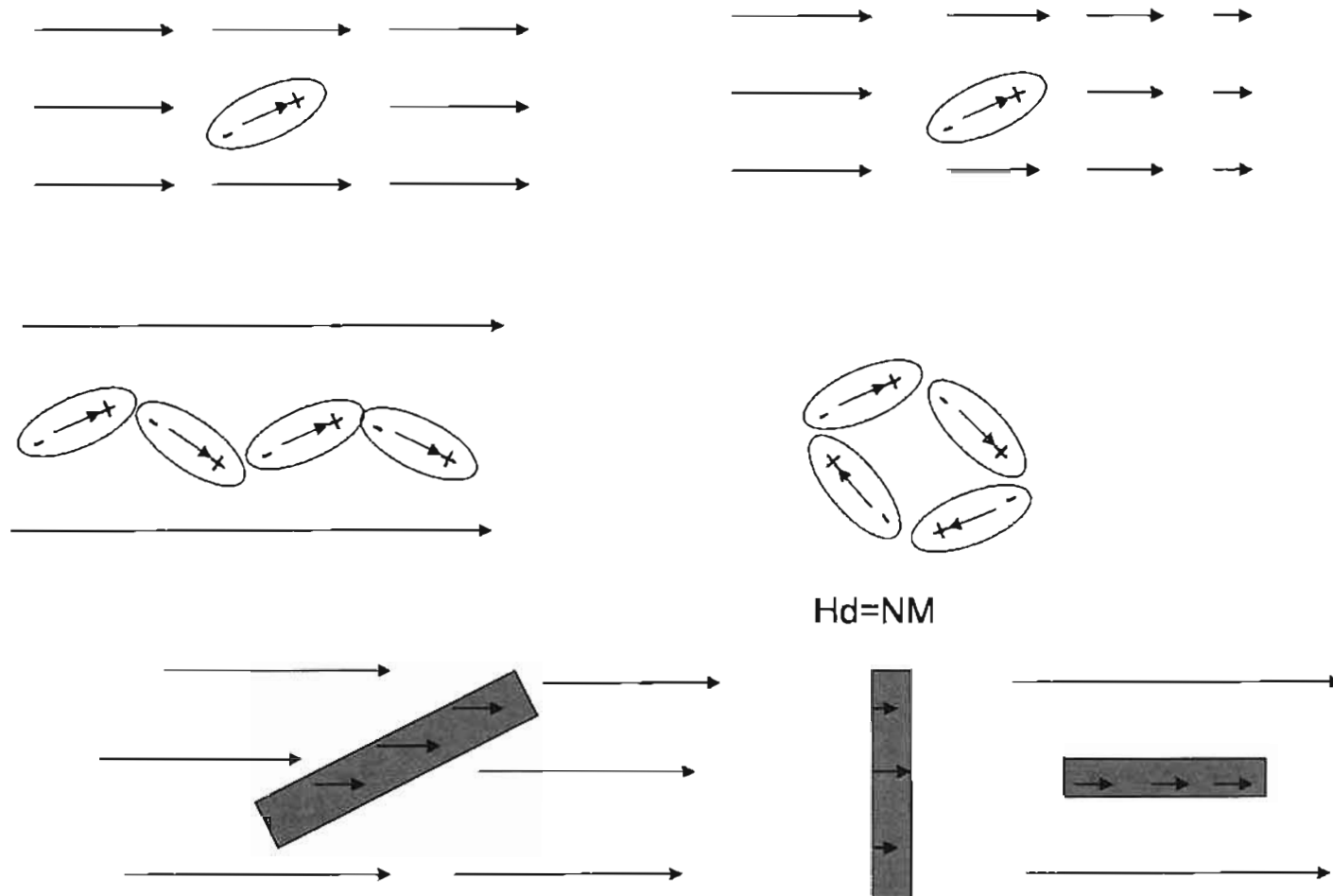
Libros:

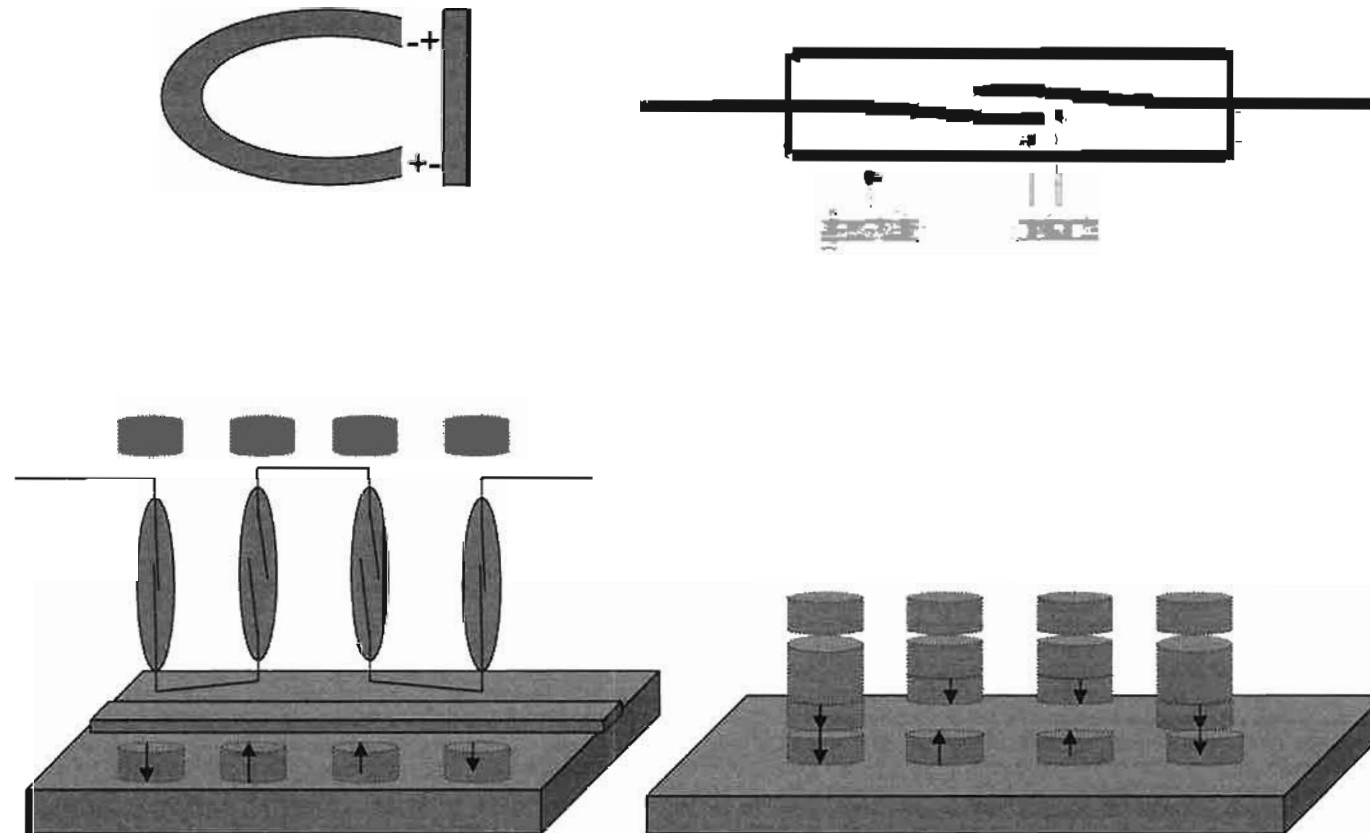
- B.D. Cullity *"Introduction to Magnetic Materials"*, Addison-Wesley, 1972
- S. Chikaluzmi *"Physics of Ferromagnetism"*, Oxford Science Publications, 1997
- E de T. de Lacheisserie *"Magnetostriction. Theory and applications of magnetoelasticity"*. CRC Press. Boca Raton, 1993.
- D. Ciudad Tesis doctoral *"Estudio de las propiedades magnéticas y magnetostrictivas de materiales magnéticos blandos desarrollados mediante tecnología multicapa. Aplicación a detectores y dispositivos"*. Universidad Politécnica de Madrid, 2008

Artículos

- E. Arakawa et al. *"Magnetostriction observed by x-ray diffraction in iron"*. IEEE Trans. Magn., **41**, 3718-3720, 2005.
- C. Aroca et al. *"Magnetoelastic effects in amorphous $\text{Fe}_{40}\text{Ni}_{40}\text{P}_{14}\text{B}_6$ alloys"* I.E.E.E. Trans. Magn. MAG-17, 1462-1467, 1981
- C. Aroca et al. *"Interaction of a Bloch domain wall with the helical anisotropy induced by itself"* Phys. Rev. B "Rapid Communication", **34**, 490-493, 1986
- C. Aroca et al. *"Induced anisotropies in ferromagnetic amorphous ribbons locally annealed by laser"* Phys. Rev. B, **42**, 11, 8086-8090, 1990
- J.J. Freijo et al. *"Matteucci and inverse Wiedemann effects in amorphous wires with enhanced circumferential domains"*. J. Appl. Phys. **85**, 5450-5452, 1999
- E. Klokholm *"The measurement of magnetostriction in ferromagnetic thin film"*. IEEE Trans. Magn., MAG-12 (6): 819-821, 1976.
- P. Sánchez et al. *"Application of the SAMR method to high magnetostrictive samples"* J. Mag. Mag. Mat., vol. **75**, 233-38, 1988
- P. Sánchez et al. *"Study of the dynamic interaction of a domain wall with a pinning plane"* IEEE Trans. Magn., **26**, 1139-1143, 1990
- P.T. Squire *"Magnetomechanical measurements of magnetically soft amorphous materials"*. Meas. Sci. Technol., **5**, 67-81, 1994.
- A.C. Tam and H. Schroeder. *"Precise measurements of a magnetostriction coefficient of a thin soft-magnetic film deposited on a substrate"*. J. Appl. Phys., **64**, 5422-5424, 1998.

- **Fuerzas y pares en los campos magnéticos**
- Fuerzas y pares sobre dipolos, fuerzas y pares sobre partículas
- Energía magnetostática, formas y tamaños
- Fuerzas entre materiales imanados
- Aplicaciones





Hilos magnéticos

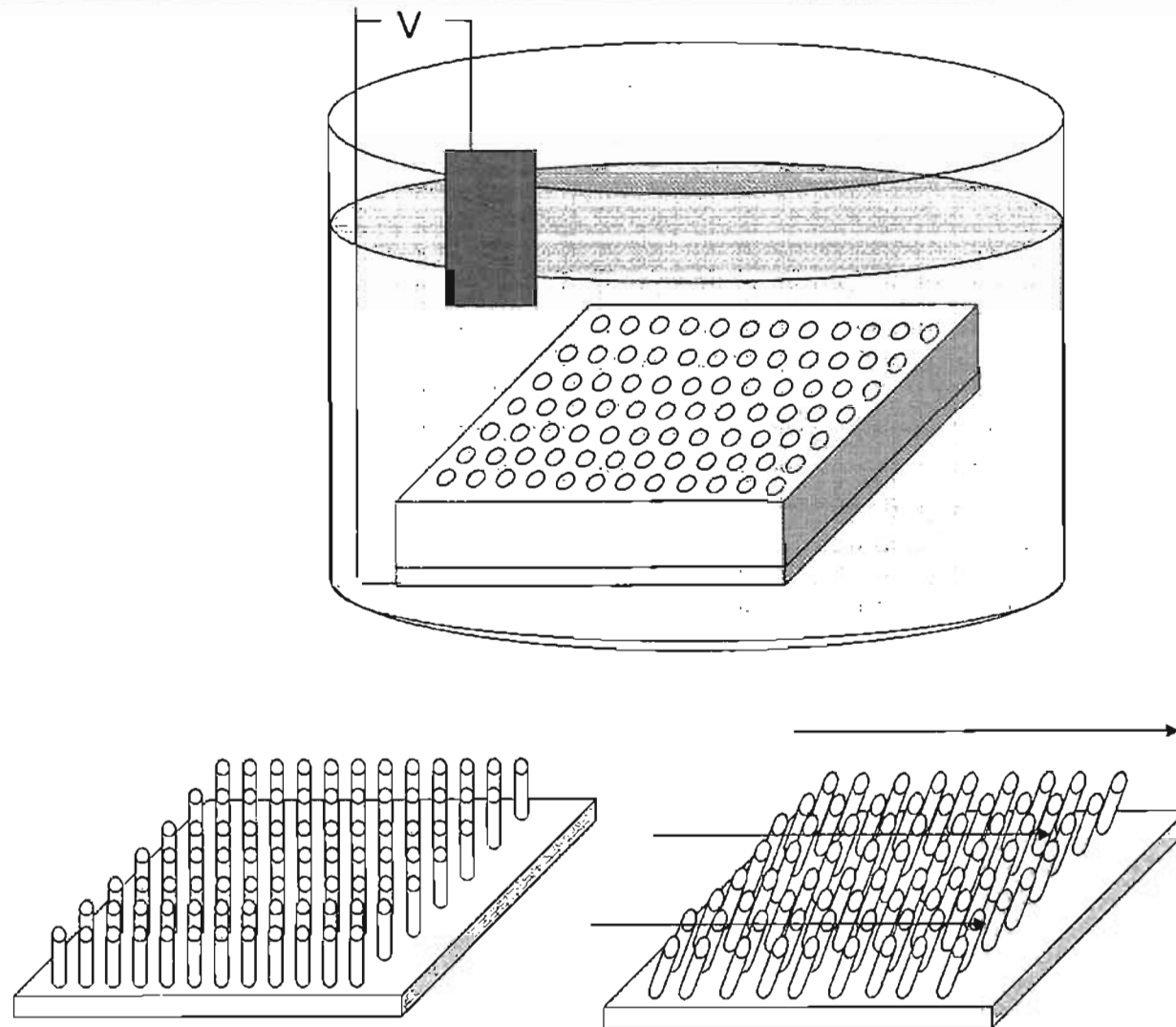
Técnicas de obtención

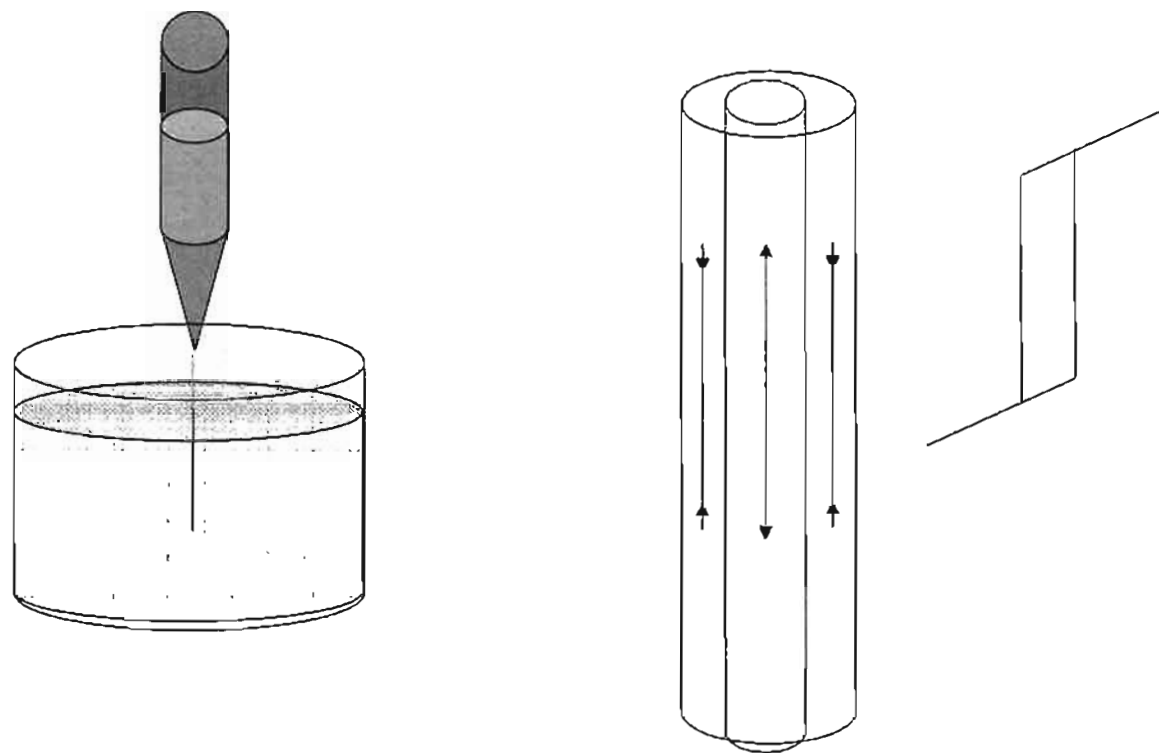
Efectos de forma, fuerzas y pares

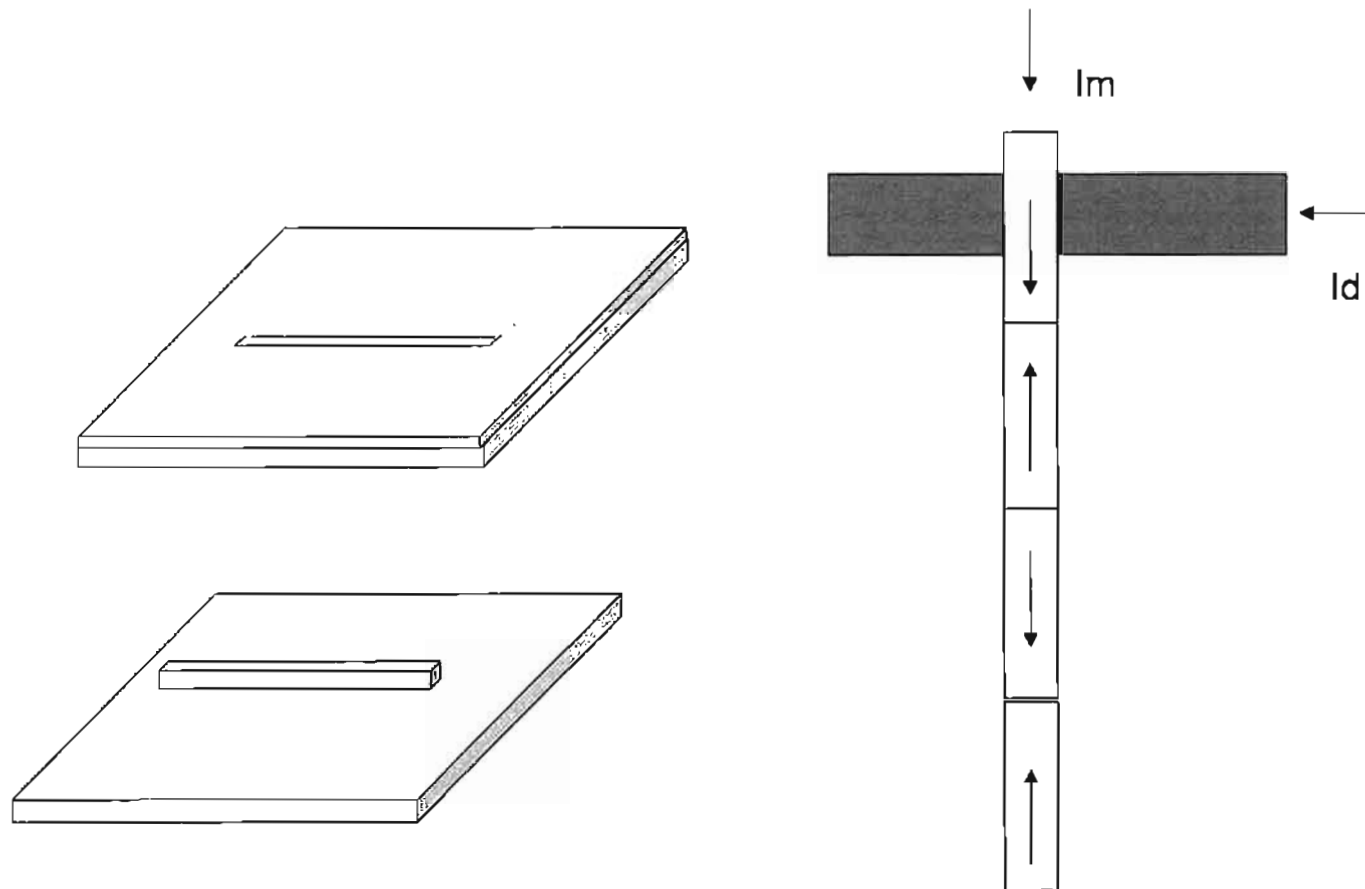
Anisotropías

Paredes magnéticas, propagación

Aplicaciones

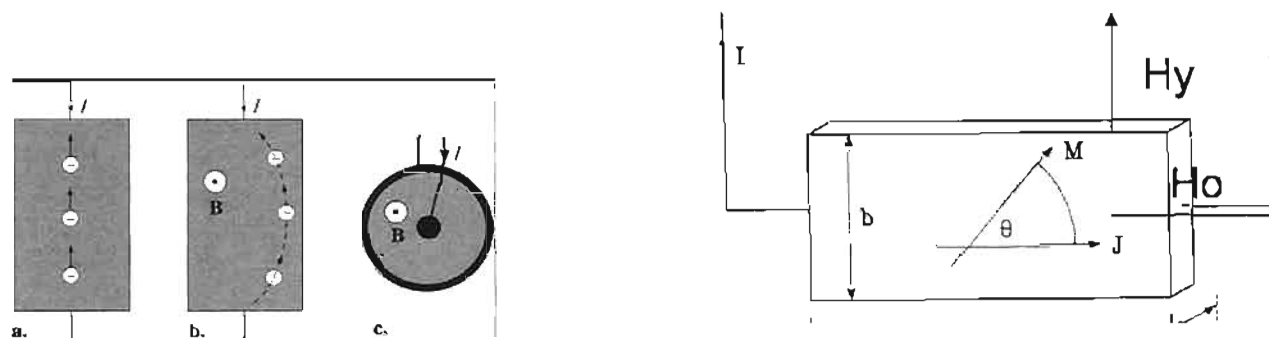




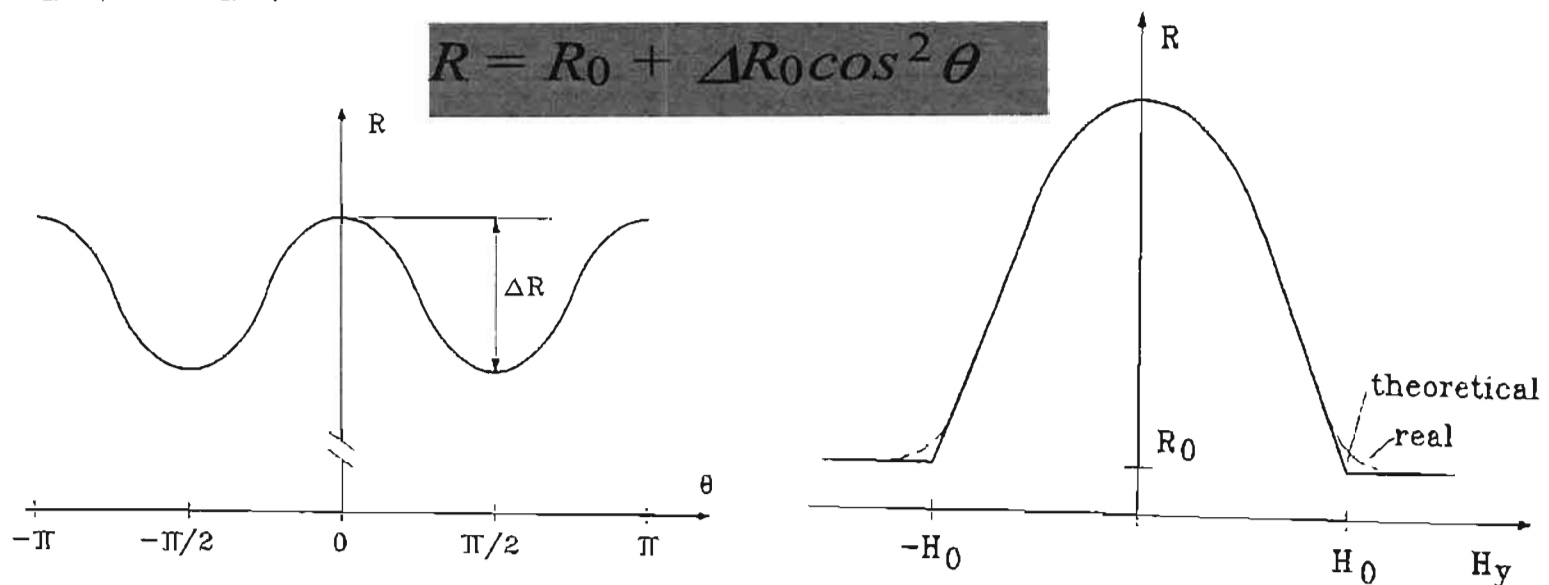


ayuda5

Sensores magnetoresistivos



$$R = R_0 + \Delta R_0 \cos^2 \theta$$



4.2 Dependence of the resistance R on the angle θ between $\mathbf{M}_s$ and $\mathbf{J}$.

R en función de H_y

Películas Delgadas

Efectos de forma, anisotropías

Magnetorresistencia, Magnetorresistencia anisotrópica

Multicapas magnéticas, acoplamiento entre capas magnéticas

Magnetorresistencia gigante

Aplicaciones

Sensores magnetoresistivos y curva de imanación

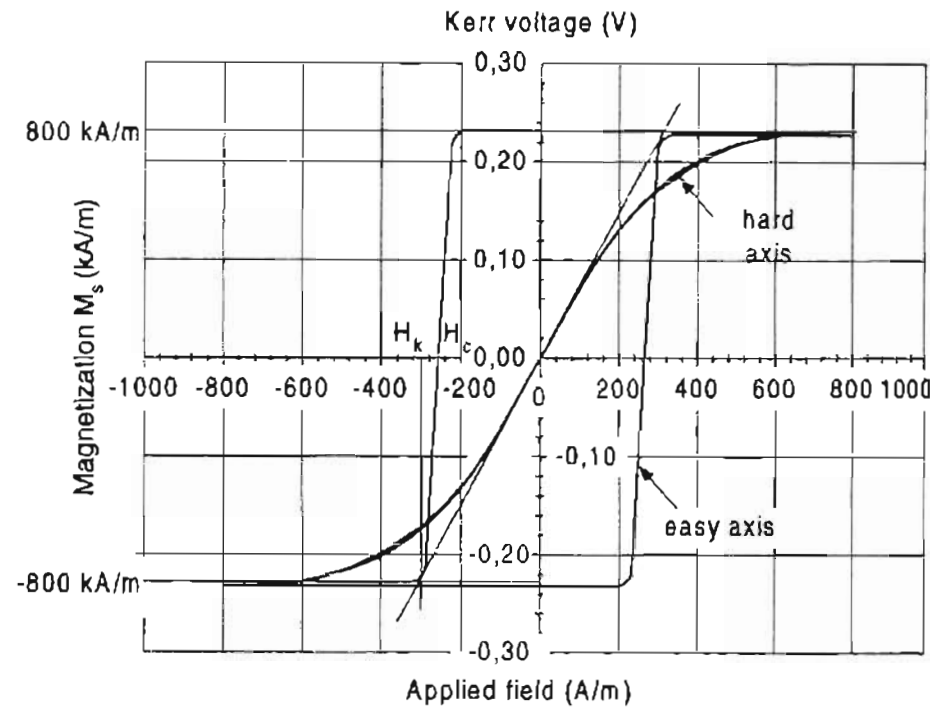
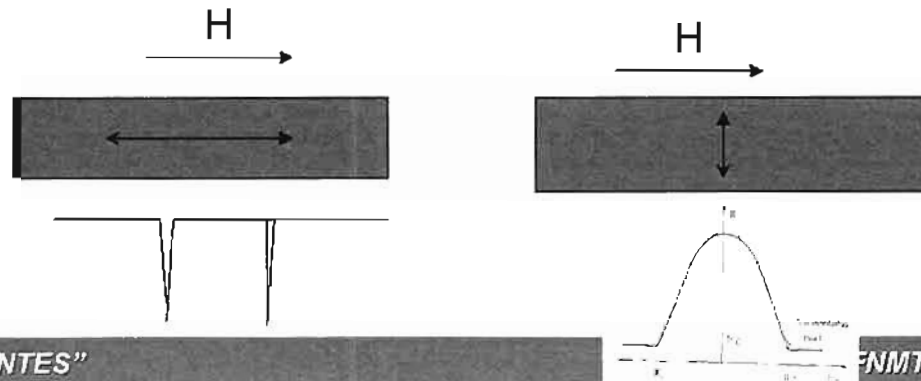
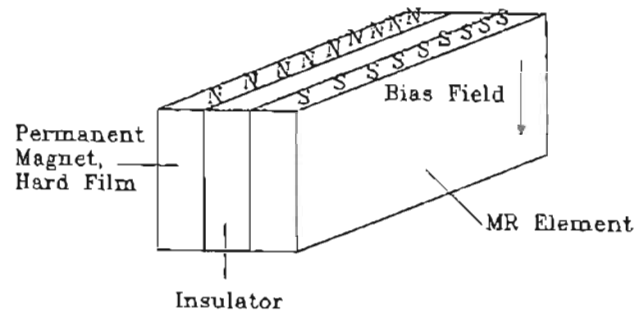


figure 4.4 Hysteresis loops $M_H(H)$ of a 20-nm thin Permalloy film ($\Delta\rho/\rho \approx 3.4\%$).



ayuda6

polarizacion de sensores magnetoresistivos



4.5 Perpendicular bias field generation by hard magnetic films.

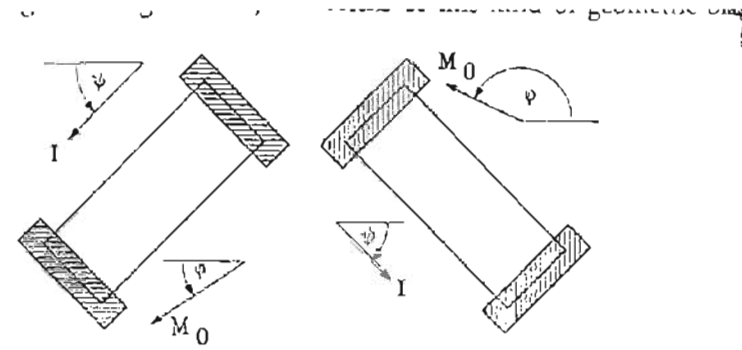
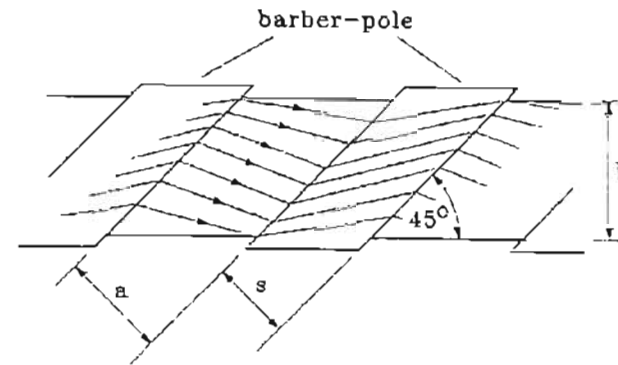
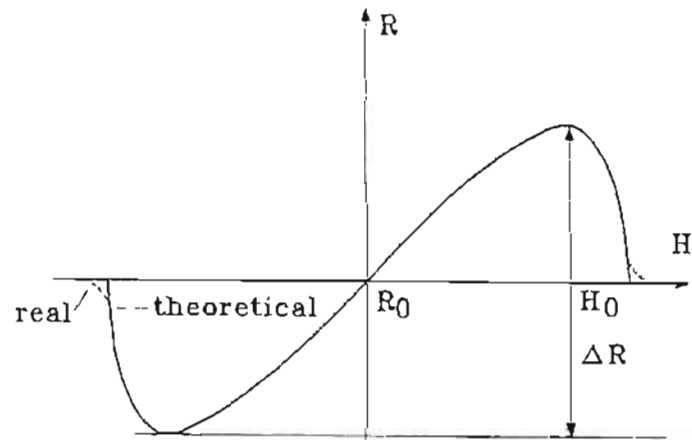
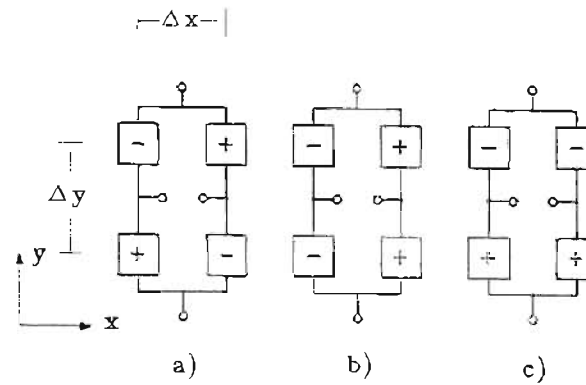


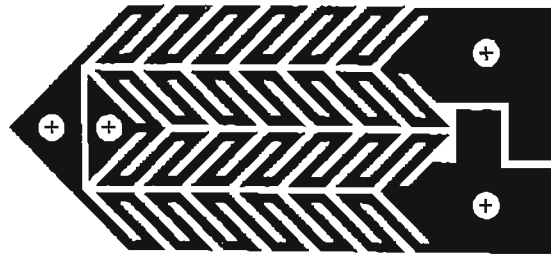
Figure 4.11 AMR elements with inclined easy axis by 45 degrees with respect to the longitudinal direction.



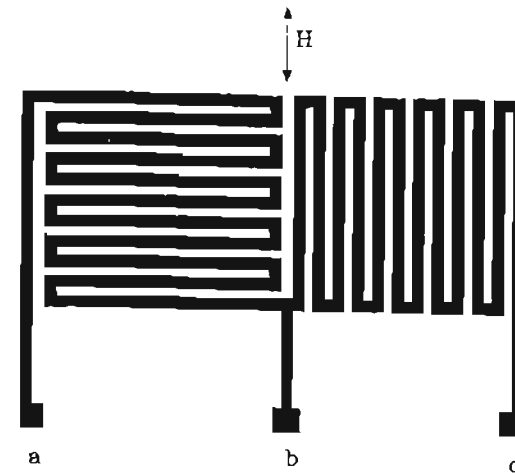
4.13 Barber-pole structure and directions of J in the AMR layer.



re 4.14 Bridge circuits. (a) magnetometer; (b) and (c) gradiometers.



re 4.15 Full-bridge heringbone sensor.



e 4.16 Half-bridge sensor with perpendicular elements.

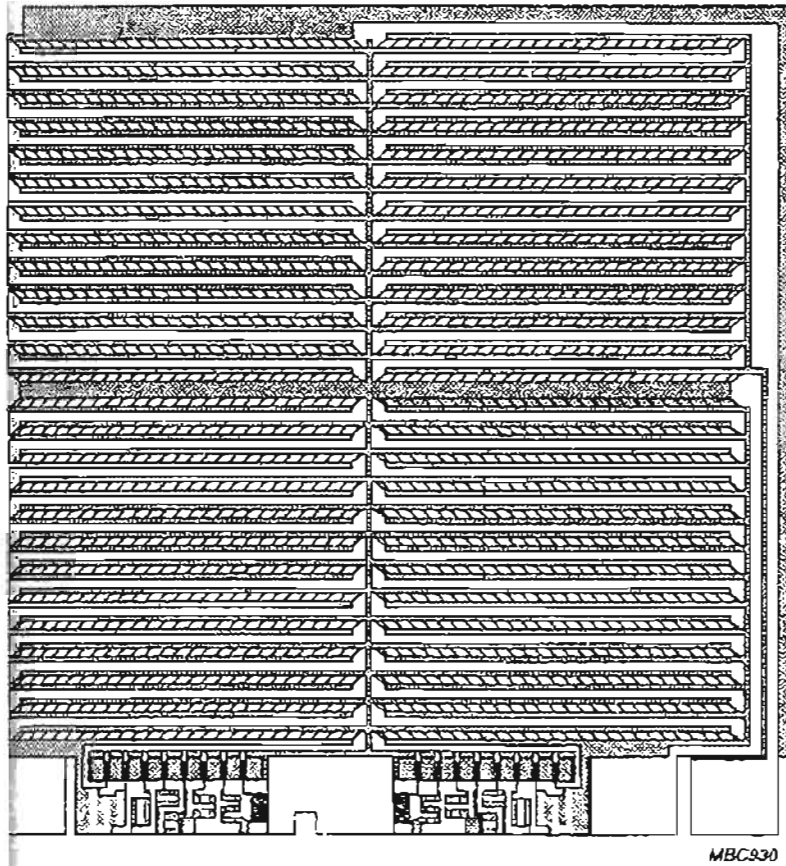


Figure 4.17 General purpose full bridge with barber-pole bias. (Courtesy of Philips.)

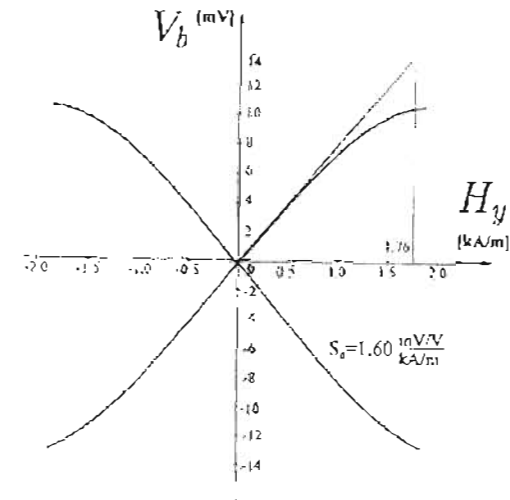


Figure 4.18 Mirror characteristics of a bridge, normal and flipped.

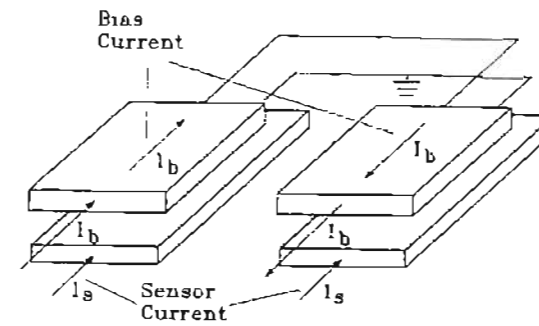


Figure 4.19 Switched bias differential sensor.

Magnetoresistencias

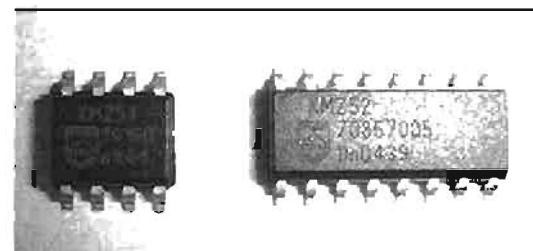
Table 5.3. Magnetoresistive materials and some of their properties.

Material	Resistivity $\rho = (1/\sigma) \cdot 10^{-8} \text{ Wm.}$	$\Delta\rho/\rho$
Fe19Ni81 (permalloy)	22	2.2
Fe14Ni86 (permalloy)	15	3
Ni50Co50	24	2.2
Ni70Co30	26	3.2
Co72Fe8B20	86	0.07

SENSOR TYPE	PACKAGE	FIELD RANGE (kA/m) ⁽¹⁾	V _{CC} (V)	SENSITIVITY (mV/V) (kA/m)	R _{bridge} (kΩ)	LINEARIZE MR EFFECT	APPLICATION EXAMPLES
KMZ10A	SOT195	-0.5 to +0.5	≤9	16.0	1.2	Yes	compass, navigation, metal detection, traffic control
KMZ10A1 ⁽²⁾	SOT195	-0.05 to +0.05	≤9	22.0	1.3	Yes	
KMZ10B	SOT195	-2.0 to +2.0	≤12	4.0	2.1	Yes	current measurement, angular and linear position, reference mark detection, wheel speed
KMZ10C	SOT195	-7.5 to +7.5	≤10	1.5	1.4	Yes	
KMZ51	SO8	-0.2 to +0.2	≤8	16.0	2.0	Yes	compass, navigation, metal detection, traffic control
KMZ52	SO16	-0.2 to +0.2	≤8	16.0	2.0	Yes	

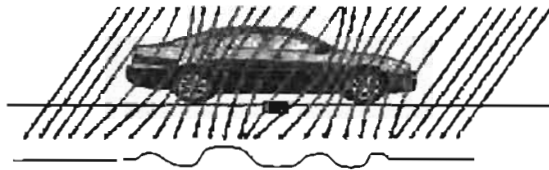
Notes

1. In air, 1 kA/m corresponds to 1.25 mT.
2. Data given for operation with switched auxiliary field.



MAGNETIC IDENTIFICATION AND INSPECTION OF VEHICLES

PROPOSED SOLUTION

INSPECTION OF VEHICLE
BOTTOMS USING AN HIPERFINE
MAGNETIC SCANNING