

MATERIALES MAGNÉTICOS

Origen de magnetismo: las cargas en movimiento, o sea las corrientes eléctricas

En la materia, las corrientes eléctricas que existen en forma permanente son fundamentalmente las que producen los electrones en su movimiento orbital y de spin, y las generadas por la rotación de las cargas nucleares

Cualquiera de ellas puede considerarse como una espira de corriente, las cuales generan campos magnéticos y reaccionan ante la presencia de esos campos

Conceptos y leyes básicas

$$\vec{F} \propto \frac{q_1 q_2}{r^2} \vec{r}$$

Observación experimental

Cargas en reposo producen interacciones eléctricas, descritas por la ley de Coulomb

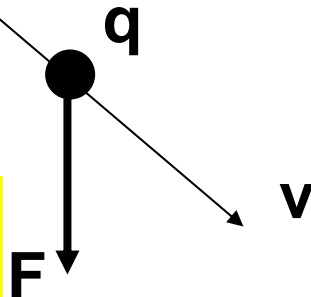
Cargas en movimiento producen otro tipo de interacción, conocida como magnética

Fuente de interacciones eléctricas: las cargas eléctricas

Fuente de interacciones magnéticas: las corrientes eléctricas

Experimentalmente:

Imán



$$F \perp v$$
$$F \propto \begin{cases} q \\ v \end{cases}$$

Idem si en lugar de un imán tengo un sistema de corrientes

Para q y v dados, F_{\max} en una dirección y $F=0$ en otra dirección

Como expresar matemáticamente lo anterior?

Suponiendo un intermediario de la interacción: el Campo Inducción Magnética B

Definimos $B = \frac{F_{\text{máx}}}{q v}$

$$[B] = \left[\frac{N}{c \frac{m}{s}} \right] = \left[\frac{N}{A m} \right] = \text{Tesla (T)}$$

En cgs la unidad es el Gauss: $1 \text{ T} = 10^4 \text{ G}$

$$F = q \vec{v} \wedge \vec{B}$$

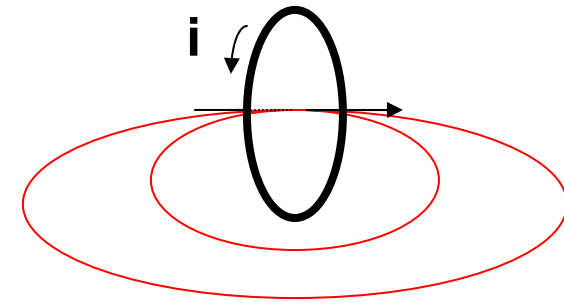
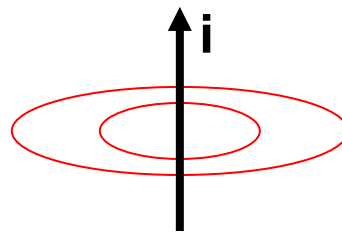
Cumple con lo observado

$$d\vec{F} = dq \vec{v} \times \vec{B}; \quad \vec{v} = \frac{d\vec{l}}{dy} \Rightarrow \vec{F} = i \vec{l} \times \vec{B}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} F \propto q, F \propto v \\ F \perp v \\ F = 0 \text{ si } v \parallel B \\ F \text{ máx. si } v \perp B \end{array} \right.$$

F siempre $\perp v$, de tipo centrípeta; no realiza trabajo

Leyes del Campo Magnético



Flujo

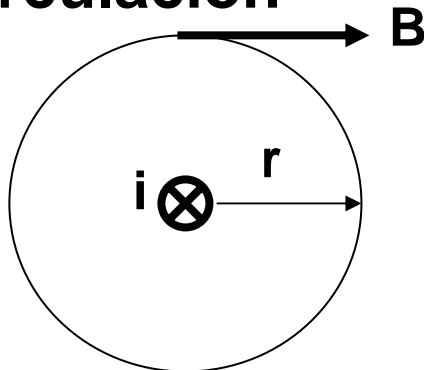
i crea B

$$\oiint \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0 \quad \nabla \cdot \vec{B} = 0$$

Ley de Gauss de B

Líneas de fuerza de B son cerradas; no existen fuentes ni sumideros (papel que juegan las cargas con E)

Circulación



$$B = \frac{\mu_0 i}{2 \pi r}$$

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 i$$

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \oint \frac{\mu_0 i}{2 \pi r} r d\theta$$

Ley de Ampere

Esta expresión vale cualquiera sea la trayectoria de integración

Ley no válida si hay materiales magnéticos

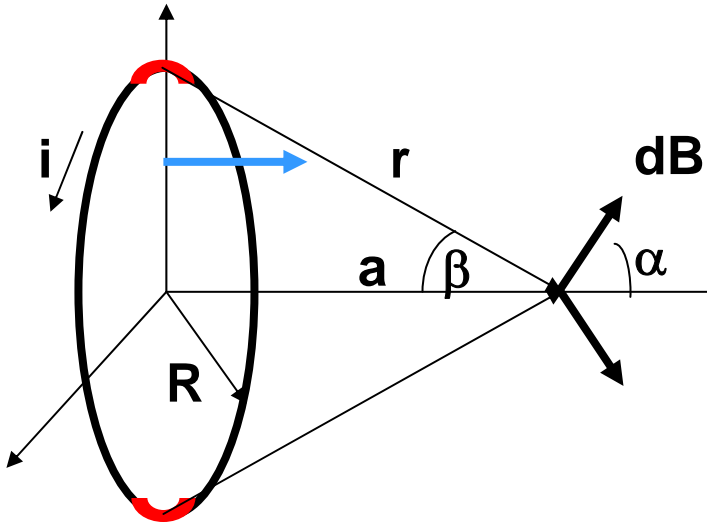
$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = 0$$

Si trayectoria no contiene i

Espiras crean B

en centro de una espira de corriente

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 i}{4\pi} \frac{d\vec{l} \wedge \vec{r}}{r^3}$$



$$B = \frac{\mu_0 i}{4\pi} \int \frac{ds}{(a^2 + R^2)} \cos \alpha$$

$$ds = R d\theta \quad \cos \alpha = \sin \beta = \frac{R}{r}$$

$$B = \frac{\mu_0 i R^2}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{d\theta}{(a^2 + R^2)^{3/2}}$$

$$B = \frac{\mu_0 i R^2}{2(a^2 + R^2)^{3/2}}$$

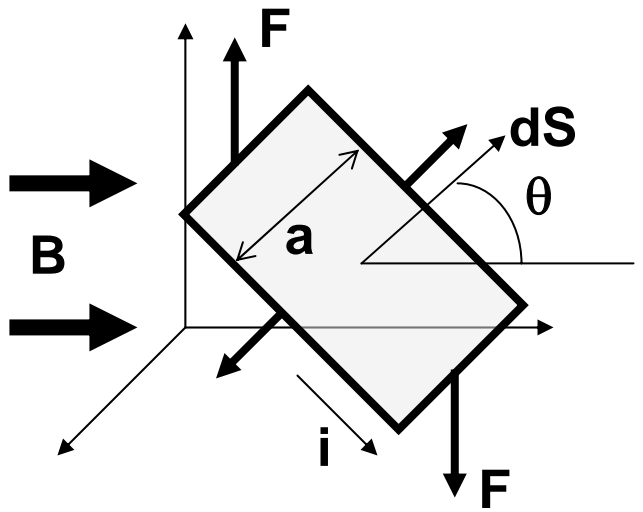
A distancia muy grande

$$B = \frac{\mu_0 i R^2}{2a^3}$$

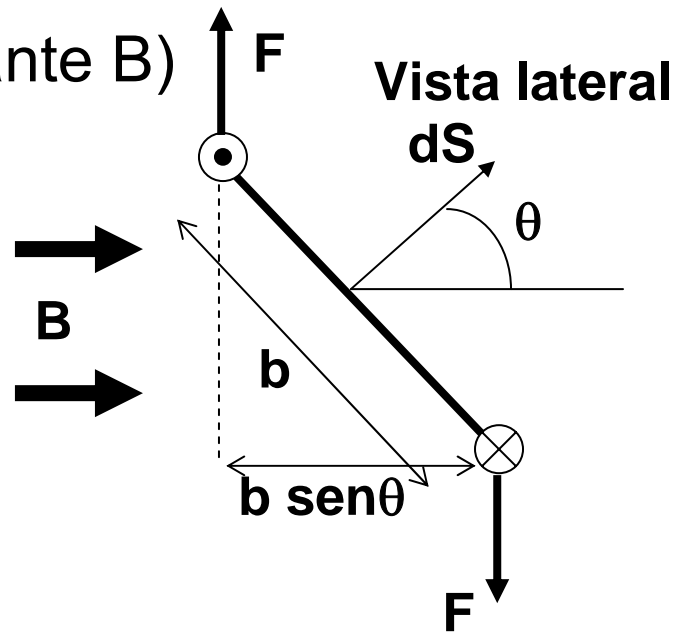
En el centro de la espira

$$B = \frac{\mu_0 i}{2R}$$

Dipolo magnético (espiras reaccionan ante B)



$$F = i \vec{l} \wedge \vec{B}$$



Fza Magnética sobre b (compensada)

$$F = i b B$$

Sobre a $F = i a B$

Torque $\tau = F b \text{ sen } \theta = i a B b \text{ sen } \theta = i S B \text{ sen } \theta$

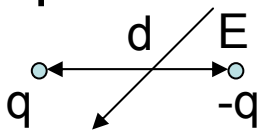
Momento dipolar magnético

$$\vec{m} = i \vec{S}$$

$$\vec{\tau} = \vec{m} \wedge \vec{B}$$

Regla
tirabuzón
derecha

Idem dipólo eléctrico



$$p = qd$$

$$\vec{p} = q \vec{E}$$

$$\vec{\tau} = \vec{p} \wedge \vec{E}$$

Espira de corriente = dipólo magnético que se alinea con B

$$dl = \frac{b}{2} d\theta$$

$$\Delta E_p = \int \vec{F} \cdot d\vec{l}$$

$$\Delta E_{PT} = 2 \int_{\theta_1}^{\theta_2} i a B \frac{b}{2} d\theta \cos \alpha$$

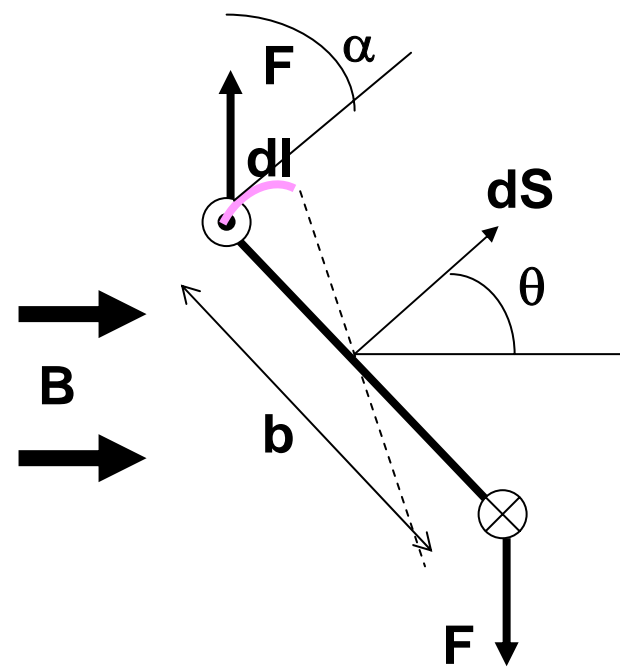
$$\cos \alpha = \sin \theta$$

$$\Delta E_p = \int \tau d\theta$$

$$\Delta E_p = -m B (\cos \theta_2 - \cos \theta_1)$$

Si $E_p = 0$ cuando $\theta = \pi / 2$

$$E_p = -\vec{m} \cdot \vec{B}$$

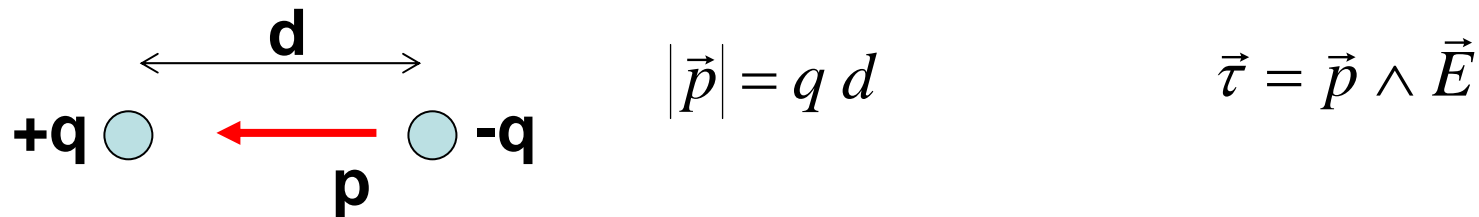


Espira de i crea B y reacciona frente a B

Idem dipólo eléctrico $E_p = -\vec{p} \cdot \vec{E}$

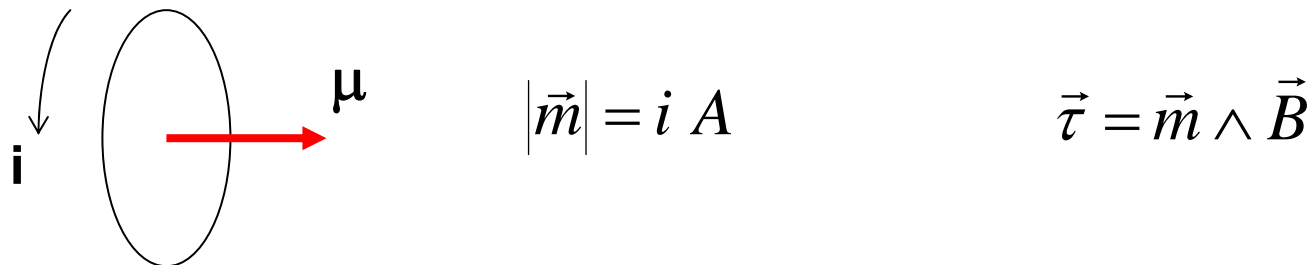
Electrostática: estructura de cargas mas sencilla es la carga aislada puntual (monopolo) que crea E y reacciona ante un E externo

Estructura algo mas compleja: dipolo eléctrico que reacciona ante un E externo orientándose en la **dirección de éste.**



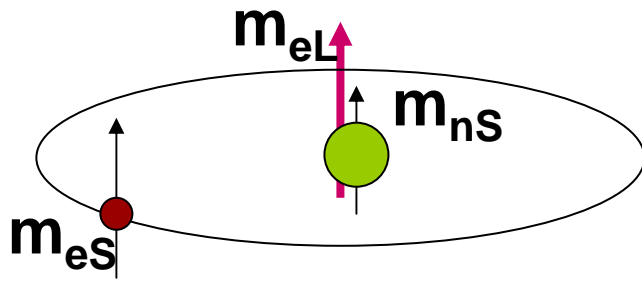
Magnetostática: no existe una estructura de corrientes equivalente al monopolo eléctrico. **No existen los monopolos magnéticos**

Estructura mas sencilla: dipolo magnético que reacciona ante un campo B externo orientándose en dirección a éste



Materiales magnéticos

3 momentos magnéticos



m_{eL} : orbital electrónico

m_{eS} : de spin electrónico

m_{nS} : de spin nuclear

Analizando m_{eL}

$$i = \frac{q}{T} = \frac{e}{2\pi r/v}$$

$$m = \frac{e v}{2\pi r} \pi r^2 = \frac{e v r}{2}$$

$L = M v r$ Momento angular \Rightarrow

$$m = \frac{e}{2 M} L$$

$$L = n \frac{h}{2\pi} \quad h = 6,626 10^{-34} \text{ J s}$$

$$m_B = \frac{e}{2M} \left(\frac{h}{2\pi} \right) = \frac{e h}{4\pi M}$$

Magnetón de Bohr

$$m_B = 9,274 10^{-24} \text{ A m}^{-2} (\text{J T}^{-1})$$

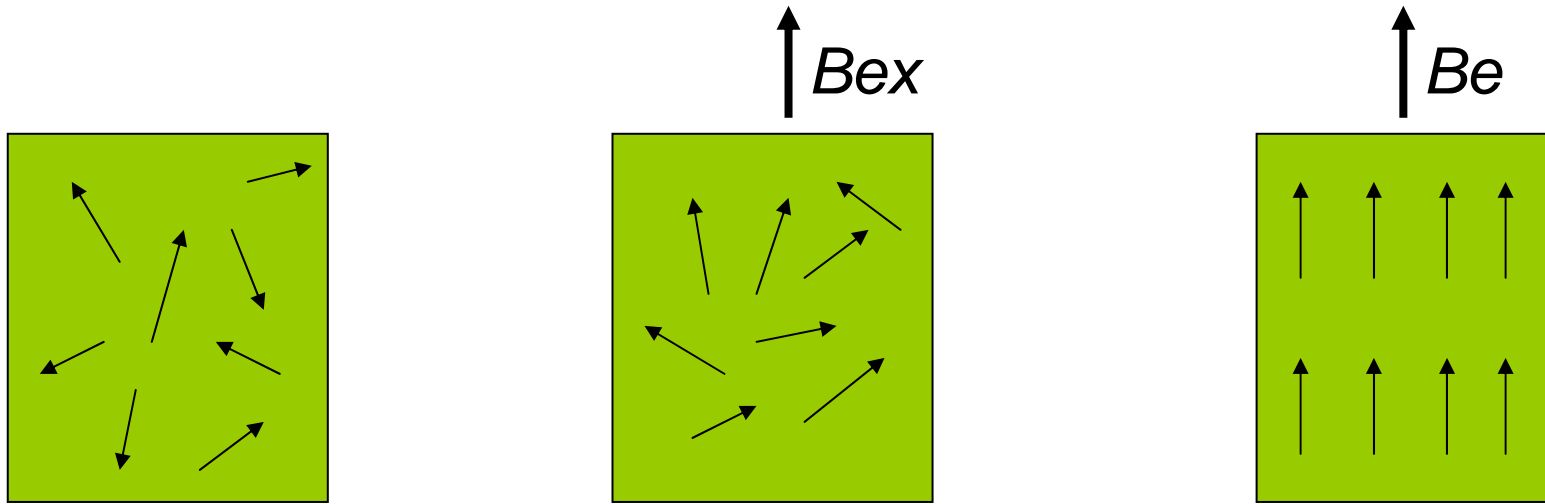
$$m_{eS} \cong 1,001 \mu_B$$

$$m_{nS} \cong (1/300) \mu_B$$

Ideas básicas

- Magnetismo de los materiales originado en momentos magnéticos de spin y orbitales de los e^- atómicos
- En niveles completamente ocupados los momentos magnéticos se compensan y no hay M resultante (Pr. Excl. Pauli)
- En mayoría de átomos con Nro. impar de e^- , el no apareado es el de valencia; al interactuar átomos para formar moléculas o compuestos los m de estos e^- se promedian $\Rightarrow M$ neto es cero
- Ciertos elementos (metales de transición por ej) tienen niveles de energía internos no totalmente ocupados (capa 3d, del Sc al Cu); presentan M (salvo el Cu: e^- no apareado es de valencia)
- Respuesta a un H_{ext} depende de forma que dipolos reaccionan. Mayoría ET los hacen $\ni M_T$ es cero
- Con Fe, Ni, Co, Gd es distinto: interacción de canje y M_T no nula

El comportamiento magnético de un material se puede estudiar analizando el de sus momentos magnéticos elementales



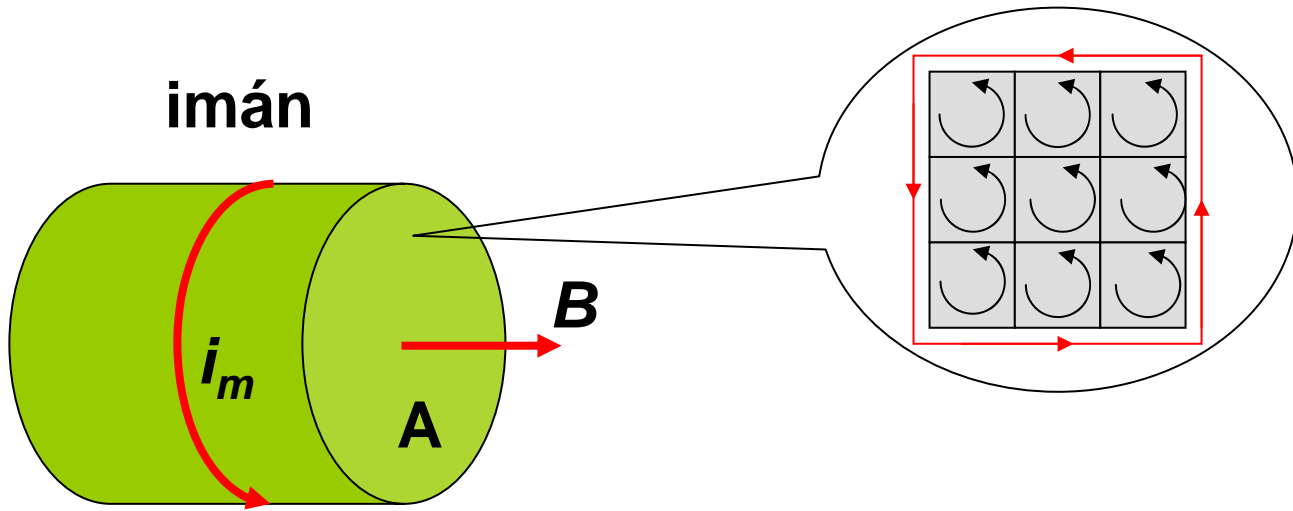
Orientación al azar por agitación térmica

Alineación parcial en campo débil

Saturación en campo fuerte

m neto de un material es la resultante de sus m elementales

M neto: definido por dos procesos competitivos: agitación térmica (T) y tendencia a alineación por B_{ex} y B internos



I_m : corriente imaginaria que produce el mismo B que el material magnetizado

I_m : i de magnetización

B puede pensarse como producida por i_m

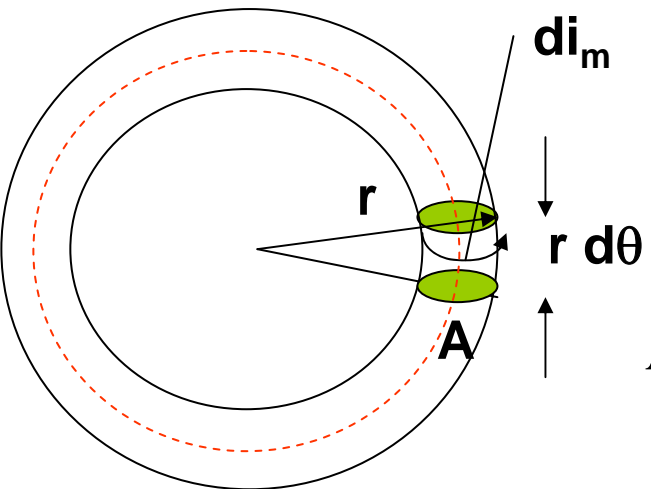
$$m_r = i_m A$$

Se define $\vec{M} = \frac{\vec{m}_r}{Vol}$

(análogamente a $\vec{P} = \frac{\vec{p}_T}{Vol}$)

Vector magnetización

Si M no es constante
 $d\vec{m}_r = \vec{M} dV \Rightarrow \vec{m}_r = \int M dVol$



$$dVol = A r d\theta \quad di_m = \frac{d\theta}{2\pi} i_m$$

$$M = \frac{A di_m}{A r d\theta} = \frac{di_m}{r d\theta} = \frac{i_m}{2\pi r}$$

$$i_m = \oint \vec{M} \cdot d\vec{l}$$

$$[M] = A/m$$

Si material está en toroide de N vueltas, B estará compuesto de dos componentes: el de las corrientes reales y el de las corrientes de magnetización

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 (N i + i_m) = \mu_0 (N i + \oint \vec{M} \cdot d\vec{l})$$

$$\oint \left(\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M} \right) \cdot d\vec{l} = N i$$

Si $\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M} = \vec{H}$ **Vector intensidad de campo magnético**

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

Equivalente a $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$

$$\oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = N i$$

H depende solo de las i reales

En vacío $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$

En material $\vec{M} \propto \vec{H} \Rightarrow \vec{M} = \chi \vec{H}$

χ : susceptibilidad magnética (adimensional)

$$\vec{B} = \mu_0 (1 + \chi) \vec{H} = \mu \vec{H}$$

μ : permeabilidad magnética

$$\mu = \mu_0 (1 + \chi) \quad (1 + \chi) = \frac{\mu}{\mu_0} = \mu_r$$

Permeabilidad relativa

$$\vec{B} = \mu \vec{H}$$

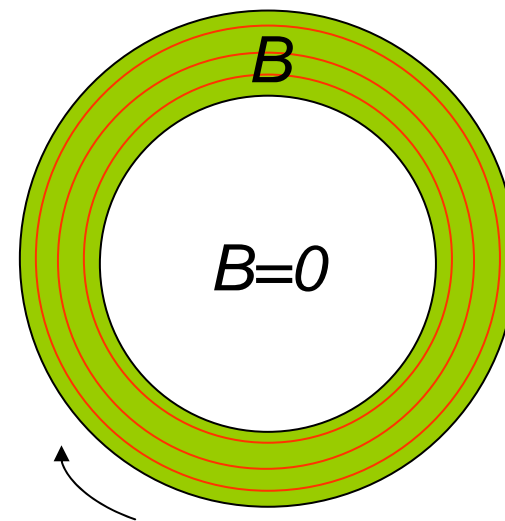
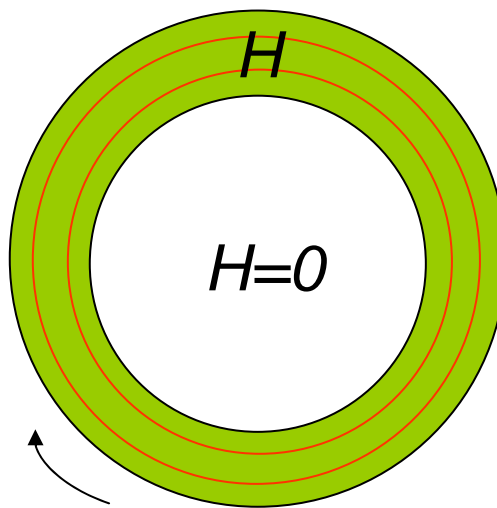
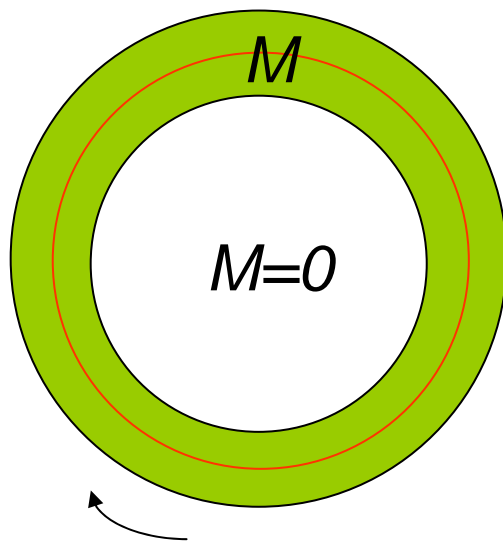
$$\vec{M} = \chi \vec{H}$$

Muestra toroidal uniformemente magnetizada

$$M=0$$

$$H=0$$

$$B=0$$



En material con $\chi > 0$, B aumenta respecto al valor en vacío

Energía del campo magnético

En una bobina $|\varepsilon| = \frac{d\phi}{dt} = L \frac{di}{dt}$

Potencia $P = \frac{dU}{dt} = \varepsilon i = L i \frac{di}{dt}$

$$U = \int P dt = \int L i di$$

$$U = \frac{1}{2} L i^2$$

Energía almacenada en los campos magnéticos de la bobina (cte. o variable según lo sea i)

Densidad de energía $u = \frac{U}{Vol} = \frac{\frac{1}{2} L i^2}{A S} = \frac{\frac{1}{2} \mu_0 n^2 l S}{l S} \frac{B^2}{\mu_0^2 n^2}$

$$u = \frac{1}{2\mu_0} B^2$$

Expresión válida en general

En material magnético $u = \frac{1}{2\mu} B^2$

Resumen de Relaciones Constitutivas

B: inducción magnética

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 i / \nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j}, \quad \oint \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0 / \nabla \cdot \vec{B} = 0$$

H: intensidad de campo magnético o fuerza desmagnetizante

$$\oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = i / \nabla \times \vec{H} = \vec{j} \quad H = Ni / l \quad \text{en bobinas,}$$

N: No. vueltas, l: long.

M (J): magnetización o polarización (Momento magnético por unidad de volumen)

$$\oint \vec{M} \cdot d\vec{l} = i_m$$

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

$$\vec{M} = \chi H \quad \mu = \mu_0 (1 + \chi) \quad \vec{B} = \mu H \quad \text{En material}$$

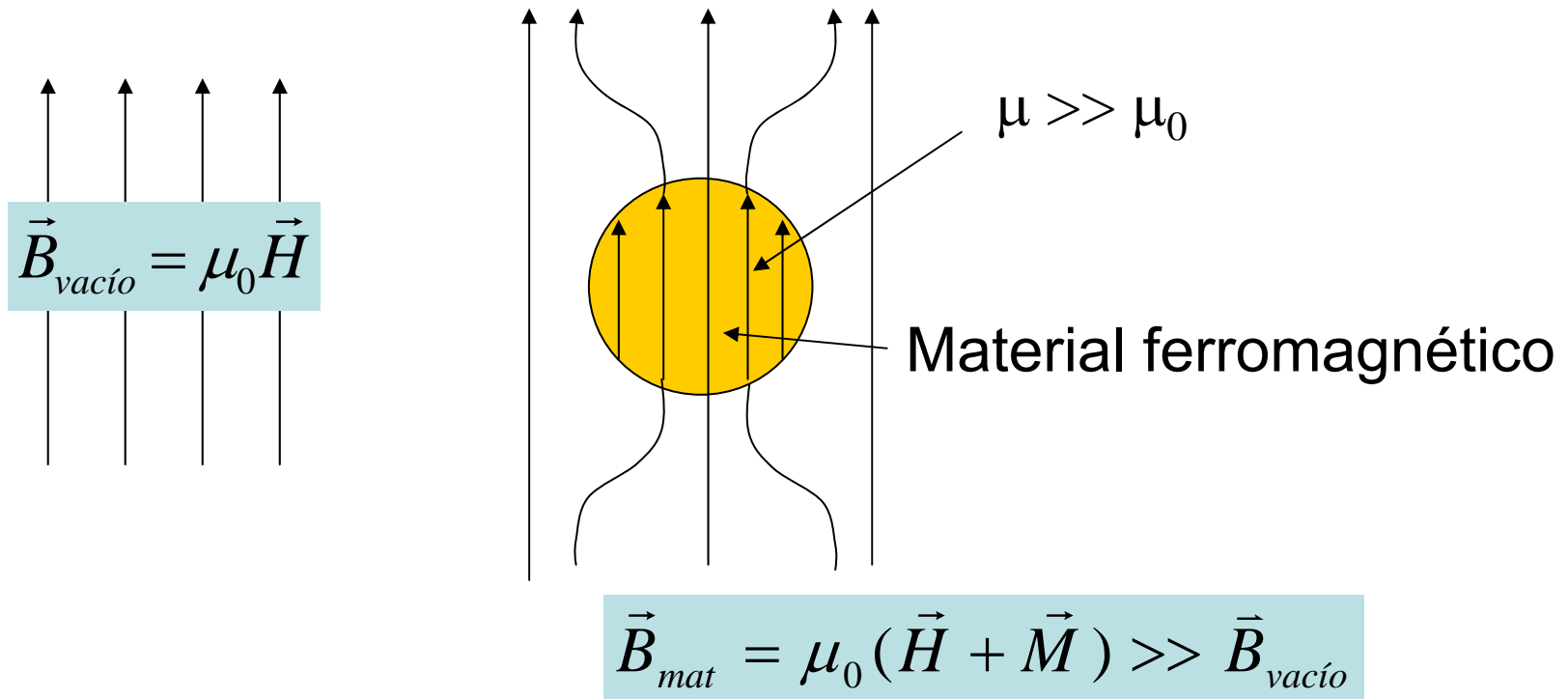
$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} \quad \text{En vacío}$$

$$\mu_i = \lim_{H \rightarrow 0} B / H \quad \text{Permeabilidad inicial}$$

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) = \mu_0(\vec{H} + \chi \vec{H}) = \mu_0(1 + \chi)\vec{H} = \mu \vec{H} \quad mks$$

$$\vec{B} = \vec{H} + 4\pi \vec{M} = \vec{H} + 4\pi \chi \vec{H} = (1 + 4\pi \chi)\vec{H} \quad cgs$$

$$\mu = \mu_r \mu_0 \quad \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Henry / m} \quad \mu_r = 1 + \chi$$



Resumen de Unidades

Unidad	cgs	SI	Conversión
B	gauss (g)	tesla (T) o W/ m^2	$1 T = 10^4$ gauss
H 3Oe	Oersted	A / m	$1 A/m = 4\pi \cdot 10^{-3}$ Oe
M	Oersted	A / m	$1 Oe = 79,6 A/m$
μ	gauss/Oe	$4\pi \cdot 10^{-4}$ weber/A.m (H/ m)	

Materiales con distinto comportamiento magnético básico

Paramagnético: $\chi > 0$, $\chi \sim 0,00001- 0,003$; alineación relativa de dipolos elementales debido a campo externo limitada por agitación térmica. Al quitar H la magnetización desaparece. Efecto presente en todos los materiales.

Diamagnético: $\chi < 0$, $\chi \sim -0,00029 - -0,00001$; alineación relativa de dipolos elementales debida a campo externo limitada por agitación térmica y con resultante opuesta a H. Al quitar H la magnetización desaparece. Efecto presente en todos los materiales pero en general “tapado” por paramagnetismo

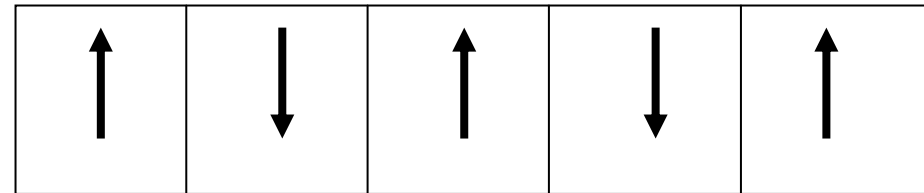
Ferromagnético: Fe, Co, Ni, Go o aleaciones que los contengan, $\chi > 5000$; alineación de los dipolos elementales con campo externo y entre si. Al quitar H queda magnetización remanente (Fe, Co, Ni: $(Ar)4s^23d^6$, $(Ar)4s^23d^7$, $(Ar)4s^23d^8$)

Otras categorías

Antiferromagnético: $\chi \gg 1$

En Fe, Co, Ni, Gd. Fuerte acoplamiento de m_s por energía de canje (electrostática) que depende de distancia interatómica. Si esta es chica la energía es negativa y se tiene Antiferromagnetismo con magnetización neta cero

Estado natural con spines atómicos de átomos adyacentes opuestos; Ej Fluoruro de Mn (MnF) bcc, OMn bcc



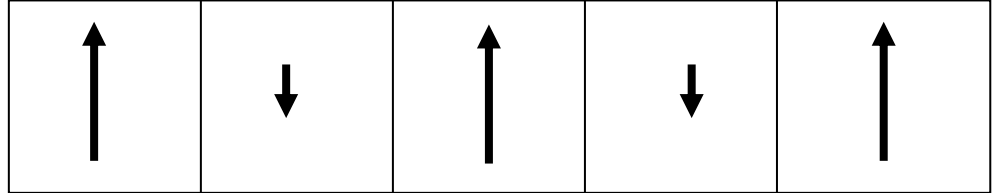
A una temperatura conocida como Temperatura de Neel se vuelven Paramagnéticos

Compuesto	T_N [K]	Compuesto	T_N [K]
CoCl ₂	25	MnO	122
CoF ₂	38	MnSe	173
CoO	291	MnTe	310-323
Cr	475	NiCl ₂	50
Cr ₂ O ₃	307	NiF ₂	78-83
FeCl ₂	70	NiFeO	180
FeF ₂	79-90	NiO	533-650
FeO	198	TiCl ₃	100
FeMn	490	UCu ₅	15
a-Fe ₂ O ₃	953	V ₂ O ₃	170
MnF ₂	72-75		

Ferrimagnético: $\chi \gg 1$

Dos subredes con distinta estructura magnética, con momentos alineados en cada red pero antiparalelos entre ellas.

M puede ser muy alto; Ej.
Magnetita (Fe_3O_4), Ferrita



Paramagnetismo: $\chi > 0$ y $< 1,1$ (Na, K, Mg, Al)

En elementos con Nro. impar de e⁻, MT desde grupo Sc hasta grupo Fe + lantánidos

Poseen m_s de e⁻ desapareados superpuesto al orbital (siempre presente)

Interacción entre e⁻ de valencia débil

En ciertos rangos $M \propto H$

$M \propto 1 / T$ χ disminuye con T por la agitación térmica

$$M \propto \frac{H}{T}$$

Ley de Curie

Susceptibilidades a T=20 °C

Material	$\chi \cdot 10^{-5}$
Uranio	40
Platino	26
Aluminio	2,2
Sodio	0,72
Oxígeno gaseoso	0,19

Diamagnetismo: $\chi < 0, |\chi| < 1,1$ (at. Grandes Cs, Cu, Ag, Au)

En elementos con Nro par de e⁻ y capas interiores completas los m_s (spin) cancelados, y solo los momentos magnéticos orbitales contribuyen a la magnetización del material

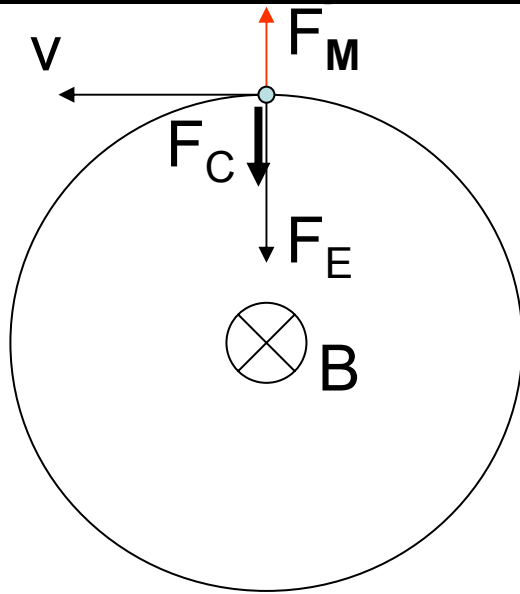
$\chi \sim$ independiente de T

Susceptibilidades a T=20 °C

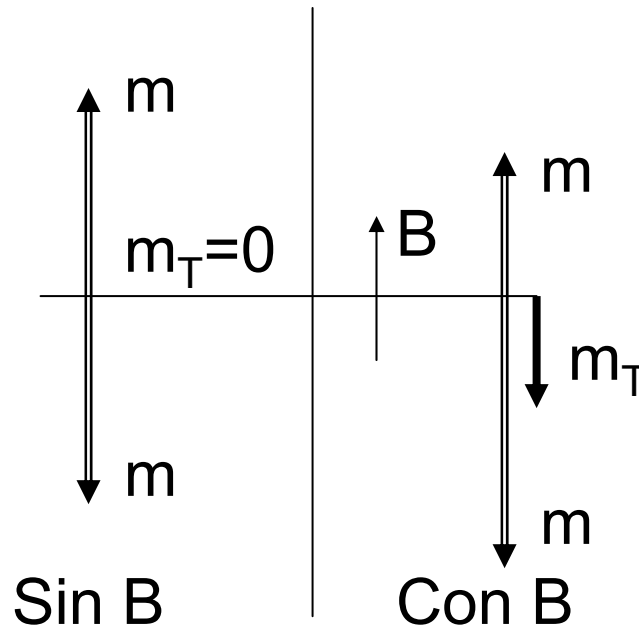
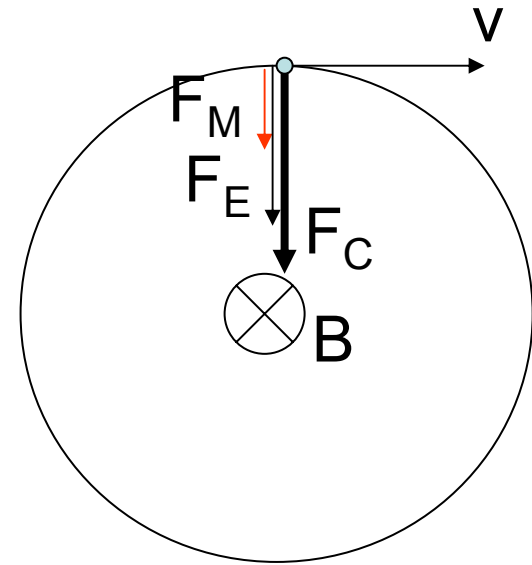
Material	$\chi \cdot 10^{-5}$
Bismuto	-16,6
Mercurio	-2,9
Plata	-2,6
Plomo	-1,8
Cobre	-1,0

Origen del diamagnetismo

Principio de exclusión de Pauli



$$F_C = M \frac{v^2}{r}$$



Magnetismo débil: para y diamagnetismo

$\chi_m \pm 10^{-4}$ a 10^{-6} ; no hay acoplamiento entre momentos atómicos

Como responde el momento paramagnético a un campo $B \sim 1\text{T}$?

$$U = -\vec{m} \cdot \vec{B} \approx 10^{-23} \text{ J} = 6 \cdot 10^{-5} \text{ eV} \ll \text{que energía térmica a temperatura ambiente}$$

$$k_B T \approx 4 \cdot 10^{-21} \text{ J} = 0,025 \text{ eV}$$

Lo que explica por que χ_m es tan pequeña: el campo tiene solo un débil efecto lineal en la alineación de los momentos pues la energía térmica es grande comparada con la energía magnética

Tabla de permeabilidades

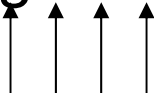
Paramagnéticos			Diamagnéticos	
	10200.00	Neodimio (Nd ₂ O ₃)	-248.00	Colesterol (C ₂₇ H ₄₆ O)
	7200.00	Oxido ferroso (FeO)	-122.00	Zirconio (Zr)
	4900.00	Oxido de cobalto (CoO)	-38.20	Carbonato de calcio(CaCO ₃)
	1860.00	Samario (Sm)	-30.30	Cloruro de sodio (ClNa)
	660.00	Oxido de níquel (NiO)	-24.10	Mercurio (Hg)
	529.00	Manganeso (Mn)	-15.50	Azufre (S)
	395.00	Uranio (U)	-6.70	Boro (B)
	13.00	Magnesio (Mg)	-5.46	Cobre (Cu)
	0.00	Lutecio (Lt)		

Ferromagnetismo: caracterizado por un orden de largo alcance de los momentos atómicos, aun en ausencia de campo externo, que produce magnetización espontánea (o sea M sin H_{ext}) que es máxima a $T=0K$, decrece con T y se anula arriba de una cierta T_c (Temperatura de Curie) (material=>paramagnético)

Campos grandes (1-2 T) se pueden conseguir con H chicos (~ 100 A/m, ~ 10 vueltas/cm con $I=0,1$ A!). La magnetización completa, $M\sim 10^6$ A/m (SmCo), se consigue con la alineación total de dipolos

Explicación: (P. Weiss) fuerte campo molecular o campo medio, que alinea todos los momentos de forma que $M\cong n.m=M_S$ (no afectada por agitación térmica). Debajo de la T_c tienen magnetización espontánea $M_S(T)$

Esto es producto de una compleja interacción cuántica (interacción de canje de Heisenberg) que minimiza la energía magnética si los momentos magnéticos iónicos son paralelos y cooperativamente alineados



Interacción de canje

Heisenberg (1928): Interacción de canje para explicar la intensidad de los campos magnéticos moleculares en los sistemas ferromagnéticos, 10^3 veces mayores que el que puede producir la magnetización del material

Además de las interacciones electrostáticas coulombianas (por ej. en la fuerza que une el átomo de H_2) existe otra fuerza no clásica que depende de la orientación relativa de los spines de los e^- : la fuerza de canje que es consecuencia del principio de exclusión de Pauli: la energía electrostática coulombiana se modifica por la orientación de los spines

Ej.: en H_2 si s son antiparalelos, la suma de todas las fuerzas (e-e, p-p, e-p y de canje) resulta atractiva y se forma molécula

Dos átomos con momentos angulares de spin $S_i = \hbar/2$ tienen una energía de canje

$$E_{ex} = -2 J_{ex} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad J_{ex} \text{ Integral de canje}$$

Si $J_{ex} > 0$: E_{ex} es mínima con $S //$

Si $J_{ex} < 0$: E_{ex} es mínima con S anti // (moléculas)

Ferromagnetismo: es consecuencia del alineamiento de los momentos de spin de átomos adyacentes:

condición $J_{ex} > 0$

Fuerzas de canje dependen fundamentalmente de las distancias atómicas y no de posiciones atómicas: la cristalinidad no es condición para el ferromagnetismo

Primer amorfo ferromagnético (Co y Au codepositados a 77 °K y con ferromagnetismo que se mantiene a temp. ambiente) fue reportado en 1965

Origen de la interacción de canje (o de intercambio)

Organización de la materia: desde punto de vista electrónico por la configuración de capas, de energía creciente a medida que se alejan del núcleo

Principio de exclusión de Pauli: no puede haber dos electrones en estados de movimiento descritos por los mismos números cuánticos (nc)

n: nc principal, define la energía de la capa (K:1, L:2, M:3, N:4, O:5, P:6, Q:7)

l: nc orbital, define la cuantificación del momento angular, s:0, p:1, d:2,..., n-1, en unidades de $h/2\pi$)

m_l: nc magnético (define la cuantificación del momento magnético, -l, -l+1,..., 0,..., l-1, l)

m_s: nc de spin

Capas se llenan de acuerdo a $2n^2$, 1ra máximo 2, 2da 8, 3ra 18..

Niveles principales contienen subcapas u orbitales, cuyo número total es igual a n (0=s, 1=p, 2=d, 3=f)

Representación:

H $1s^1$

O $1s^2, 2s^2, 2p^4$

Al $1s^2, 2s^2, 2p^6, 3s^2, 3p^1$

Fe $1s^2, 2s^2, 2p^6, 3s^2, 3p^6, 3d^6, 4s^2$

Orbitales se llenan hasta un máximo dependiendo de la capa:

s:2 (He), p:6 (Ne), d:10 (Ar), f:14(Yb)

Metales de transición (Fe, Co, Ni,..)
caracterizados por capa 3d
incompleta

Configuración de electrones

Elemento	Número atómico	Notación electrónica	Alineación del spin
H	1	$1s^1$	\uparrow
He	2	$1s^2$	$\uparrow\downarrow$
Li	3	$1s^2 2s^1$	$\uparrow\downarrow$ \uparrow
Be	4	$1s^2 2s^2$	$\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$
B	5	$1s^2 2s^2 2p^1$	$\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$ \uparrow
C	6	$1s^2 2s^2 2p^2$	$\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$ \uparrow \uparrow
N	7	$1s^2 2s^2 2p^3$	$\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$ \uparrow \uparrow \uparrow
O	8	$1s^2 2s^2 2p^4$	$\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$ \uparrow \uparrow
F	9	$1s^2 2s^2 2p^5$	$\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$ \uparrow
Ne	10	$1s^2 2s^2 2p^6$	$\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$
Na	11	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^1$	$\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$ \uparrow
Mg	12	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2$	$\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$
Al	13	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^1$	$\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$ \uparrow
Si	14	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^2$	$\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$ \uparrow \uparrow
P	15	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^3$	$\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$ \uparrow \uparrow \uparrow
S	16	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^4$	$\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$ \uparrow \uparrow
Cl	17	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^5$	$\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$ \uparrow
Ar	18	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6$	$\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$

Regla de Hund: se requiere + energía para colocar dos e- en el mismo orbital con rotaciones opuestas que la que se requiere para colocarlos en orbitales \neq con rotaciones iguales.
Ej. orbitales 2p del N

En Fe, Ni, Co,... si en la capa 3d de un átomo tienen 2 e⁻ con sus m_l distintos => sus m_s pueden ser paralelos (apareados)

Se sabe que la magnetización de un átomo ferromag. se debe al paralelismo de los momentos magnéticos de spin y no a los momentos dipolares magnéticos orbitales ($g=2$; Factor de Lande, que da una relación entre M y L)

O sea 2 e⁻ de capa 3d permanecen en promedio más alejados si sus m_s son paralelos, y de esa manera su repulsión coulombiana es menor

También existe una fuerte interacción de intercambio entre átomos adyacentes de la red que conduce al acoplamiento de spin, pero es más complicada que la existente dentro del átomo por razones geométricas, por lo que la energía es menor cuando los spines de pares de átomos adyacentes son paralelos (ferromagnetismo) o antiparalelos (antiferromagnetismo)

Únicos elementos ferromagnéticos: Fe, Co, Ni, Ga y Dy

En estos elementos, la existencia de spines no compensados en capas electrónicas incompletas profundas (3d), que no son afectados cuando los átomos se unen para formar un sólido, dejan un momento magnético atómico neto, y la interacción de canje entre esos m atómicos es la causa de ferromagnetismo

Se emplea la permeabilidad relativas $\mu_r = \mu / \mu_0 = (1 + \chi)$ más que la susceptibilidad para caracterizar las propiedades magnéticas

Por que los materiales ferromagnéticos en ciertas condiciones no presentan magnetización? => por existencia de dominios magnéticos (zonas $> 0,1 \mu\text{m}$ donde todos los momentos están esencialmente alineados, separados entre si por “paredes” (regiones de 10 a 100 nm), donde la magnetización rota, que se compensan entre si

Dominios magnéticos

La magnetización dentro de los dominios magnéticos es paralela a los ejes cristalográficos

La dependencia de M con los ejes cristalográficos se denomina anisotropía magnetocristalina y se simboliza con K (J/m³)

Tomando un átomo de H con el modelo de Bohr para estimar valores

$$m = IA \approx e(\omega/2\pi)\pi r^2 \quad \omega = v/r \quad v = (2E/M)^{1/2}$$

E energía de 1s
M masa

$$m = m_B = IA \approx 9,27 \cdot 10^{-24} \text{ Am}^2$$

Si en material magnético $n \approx 10^{29}$ at/m³, c/u con I circulando

$$M = nm \approx 10^6 \text{ A/m} \Rightarrow B = \mu_0 M \approx 1 \text{ T}$$

Por comparación, si todos los momentos están alineados

$$B_s = \mu_0 M_s \approx 2,2 \text{ (Fe)}; 1,7 \text{ (Co)} \text{ y } 0,6 \text{ (Ni)} \quad T$$

Superparamagnetismo:

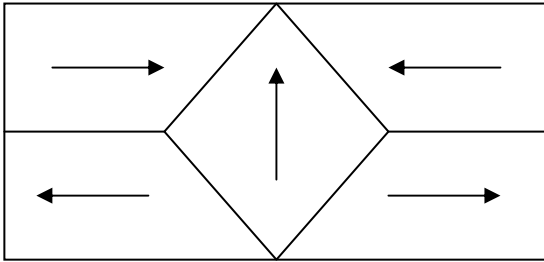
Comportamiento magnético asociado a tamaño de partículas ferromagnéticas; Si el volumen es muy pequeño => la energía de canje puede ser menor que la energía térmica y el dominio puede estar alternando su magnetización en las direcciones fáciles incluso sin H_{ex}

Paramagnetismo: cada partícula tiene un $m=M_S V$ que tiende a alinearse con H_{ex} mientras que la energía térmica tiende a desalinarlo. Momento magnético de átomo o ión es de algunos m_B

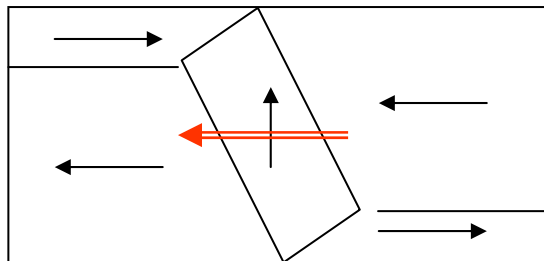
Pero una partícula esférica de Fe de 50 Å tiene alrededor de 6000 átomos y su M es de unos 12000 m_B !!
(superparamagnetismo)

Dominios ferromagnéticos

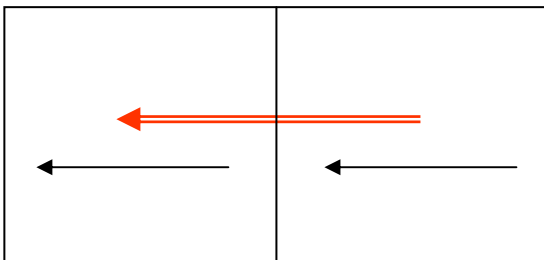
Fuertes interacciones magnéticas (de intercambio) entre m átomos producen alineaciones totales en regiones llamadas “dominios magnéticos” ($\sim 10^{-6}$ m hasta mm) aun sin campo exterior (Los dominios tienen tamaños entre 10^{-12} y 10^{-8} m^3 y contienen entre 10^{21} y 10^{27} átomos).



$B_{ext}=0$, dominios orientados al azar

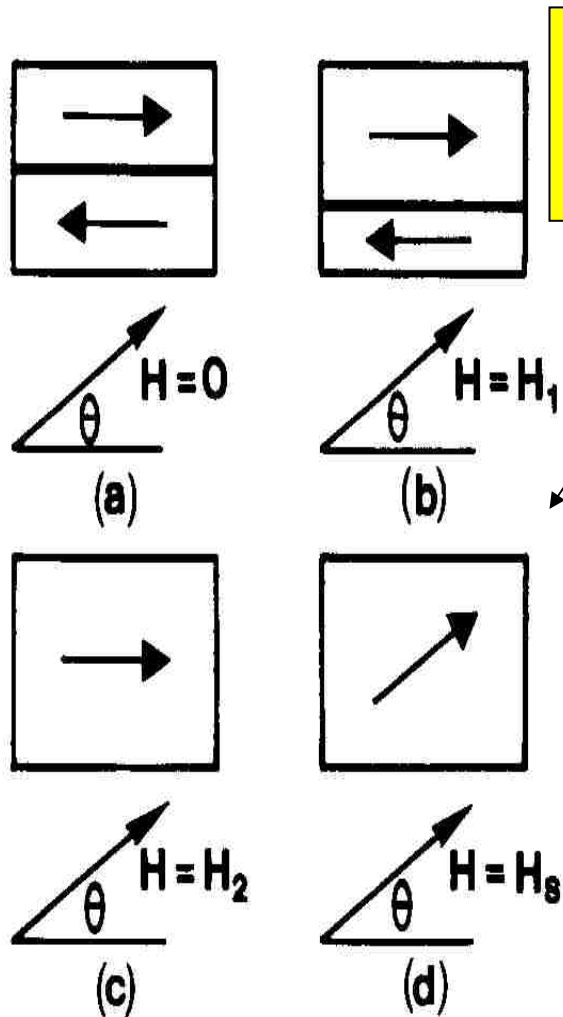


$B_{ext} \neq 0$, crecen dominios con orientaciones favorables a expensas de los otros (desplazamiento de paredes de dominios)



B_{ext} lo suficientemente intenso como para producir alineación total de dominios

Curva de Histéresis



Rotación de paredes de dominios

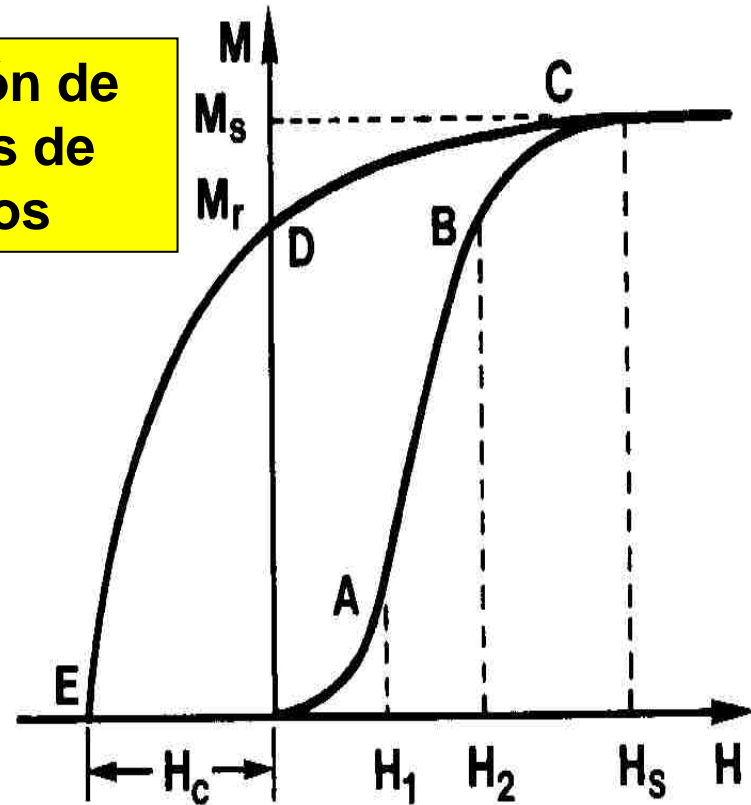
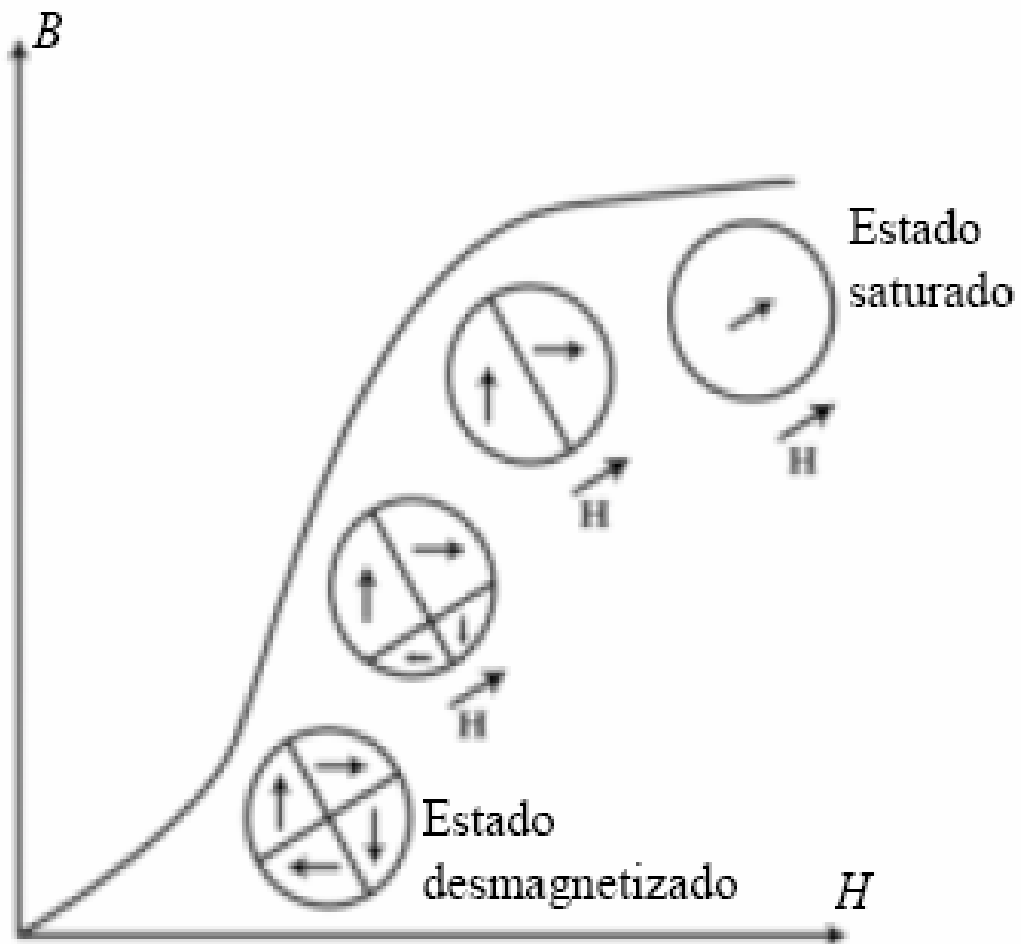
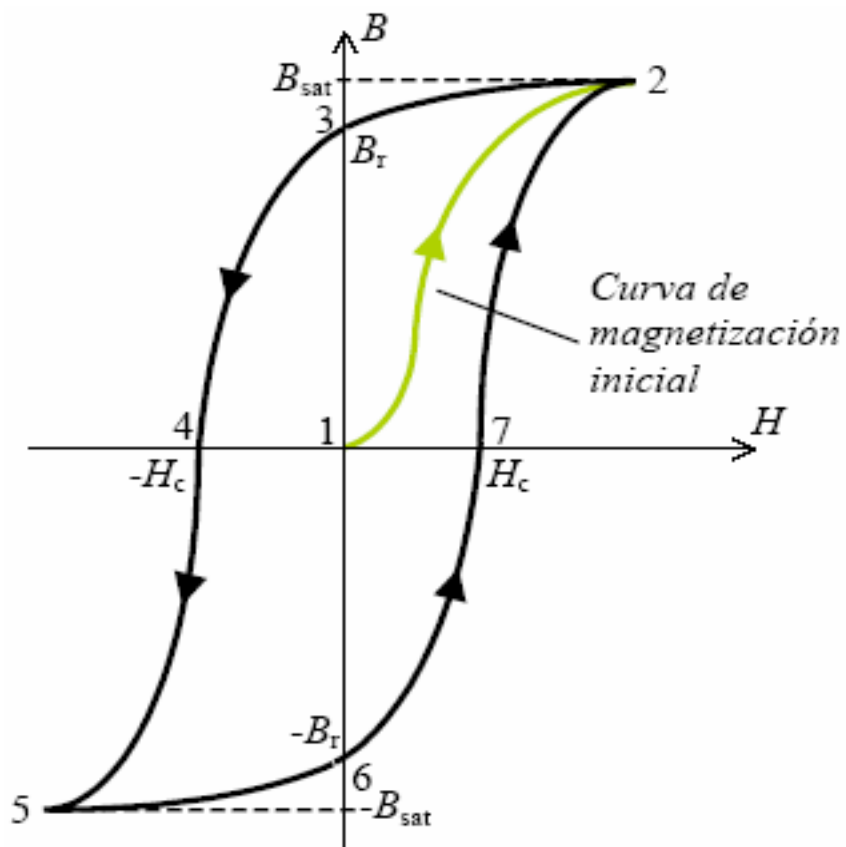
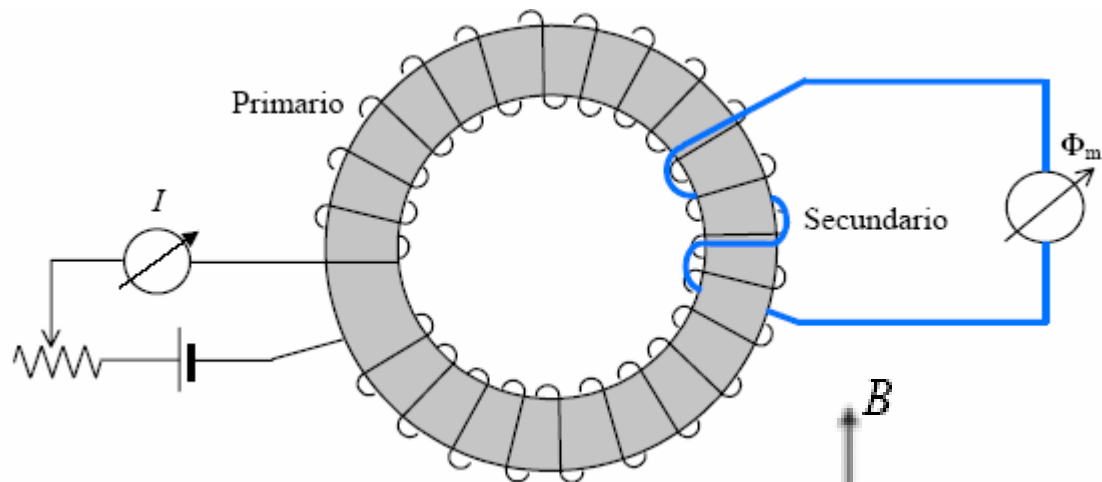


Fig. 1.8 Initial magnetization curves for a crystal with the simple domain structure shown in Fig. 1.7. Note the hysteresis as shown by the curve CDE. At E the magnetization is reduced to zero in a reverse applied field H_c known as the coercivity.

Fig. 1.7 Changes in domain structure with increasing applied field.



1.13 y 1.14 curvas

Energías involucradas en procesos de alineación

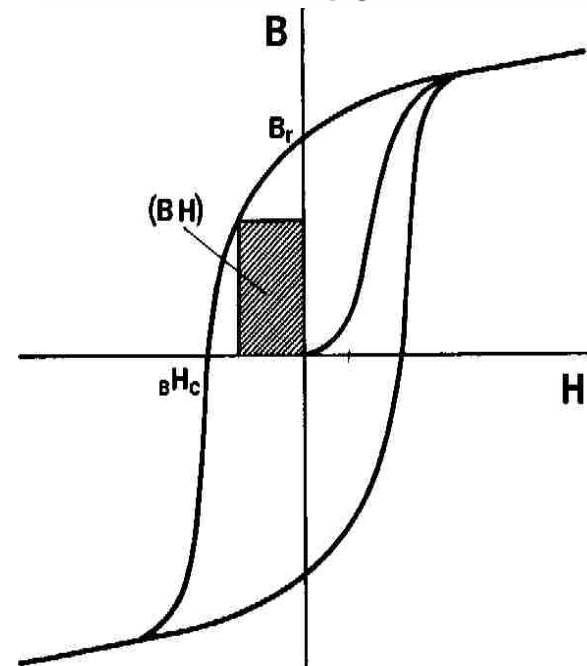
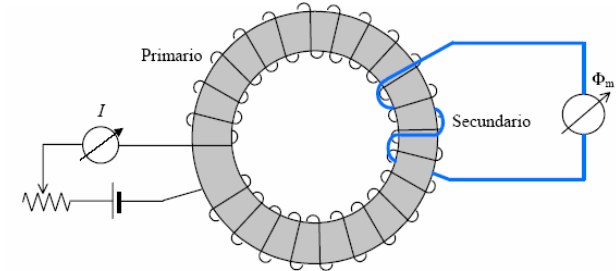
Si M de material magnetizado en toroide colapsa porque se pone en cc los bornes de la bobina

$$dU_m + \varepsilon i dt = dU_m - N \frac{d\phi}{dt} i dt = 0$$

$$d\phi = A dB \quad H = \frac{N i}{2 \pi r} = \frac{N i}{l}$$

$$dU_m = H l A dB = H Vol dB$$

$$\frac{\Delta U_m}{Vol} = \int H dB$$



Energía disipada en cada ciclo por unidad de volumen es proporcional al área encerrada por la curva de histéresis

En la siguiente tabla se presentan propiedades de materiales magnéticos de uso común. Se utilizan unidades no SI para comparar con las tablas de materiales comerciales modernos que presentamos más abajo (recordar que $1T = 10^4G$ y $1A/m = 4\pi \times 10^{-3}Oe$):

Material	BHmax (MG Oe)	Br (G)	Hc (Oe)
Acero Cromo2	0.20	10000	50.3
Oxido de Hierro-cobalto3	0.60	2000	905
Alnico 124	1.51	6000	955
Alnico 25	1.71	7000	563
Alnico 56	4.52	12500	553
Platino-Cobalto (77%Pt, 23%Co)	6.53	6000	3644

Propiedades de compuestos comerciales de SmCo (DexterMag Co.)

Material	BH_{\max} (MGOe)	B_r (G)	H_c (Oe)	H_{ci} (Oe)
90A (1-5)	16	8200	7500	15000
90B (1-5)	18	8700	8200	15000
96A (1-5)	20	9000	8300	15000
96B (1-5)	22	9400	8800	15000
R24EA (2-17)	22	9900	7500	9250
R26H (2-17)	27	10600	9250	11500
R26HE (2-17)	26	10400	9250	12250
R26HS (2-17)	27	10700	9800	18000
R28E (2-17)	25	10350	8000	9250
H-30CH (2-17)	28	10900	9000	9500
R32H (2-17)	31	11600	9500	14000
RE26 (2-17)	26	10150	7500	10500
S2/150 (1-5)	19	8900	8600	20000
S3/225 (2-17)	26	10400	9500	16000

Se observa que la energía máxima y la coercividad son mucho mayores que en los materiales de Alnico o hierro de la tabla precedente.

Propiedades de Compuestos comerciales de Nd-Fe-B (DexterMag Co.)

Material	BH_{max} (MGOe)	B_r (Gauss)	H_c (Oe)	H_{ci} (Oe)
2630	26	10500	10900	30000
3520	35	12000	11500	20000
34B	34	12000	11000	14000
4014	40	12900	12100	14000
94EA	28	10850	10350	17000
94EB	32	11600	11050	17000
97CB	36	12300	11800	16500
N36	37	12300	11500	13500
N36H	36	12200	10500	16000
N36SH	37	12200	11700	21000
N37A	35	12100	11600	14500
N38H	39	12700	11900	17000
N45	44	13550	10500	11500
N48	47	13750	10300	11000

Se observa que todos los parámetros son superiores al de los tipos vistos previamente. La posibilidad ya mencionada de tener proporciones diversas de los distintos materiales y de agregar otros átomos para alterar las propiedades magnéticas por cambios en la red cristalina hace que existan numerosas líneas de investigación en el desarrollo de nuevos materiales sintéticos.

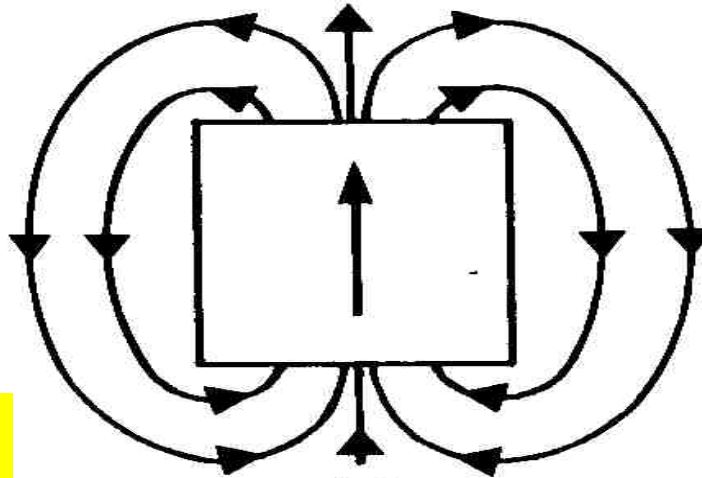
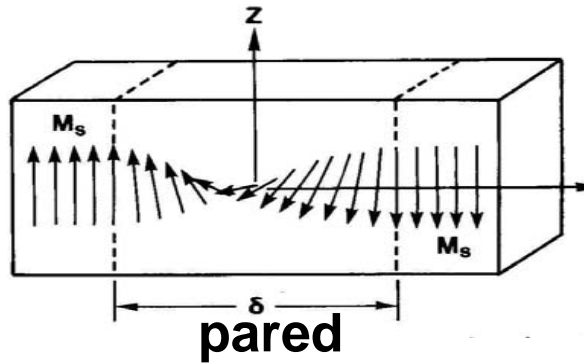
Comparación de Propiedades de Compuestos comerciales (DexterMag Co.)

Material	Temp. máxima de Operación	Máxima Energía Magnética	Costo Relativo	Resistencia a la Desmagnetización
NdFeB	150° C	48 MGOe	Alto	Alta
SmCo	300° C	32 MGOe	Muy Alto	Muy Alta
NeoForm-B NdFeB moldeado	150° C	10 MGOe	Alto	Alta
Alnico	550° C	7.5 MGOe	Moderado	Baja
Ferrita Cerámica	300° C	4 MGOe	Muy Bajo	Moderada

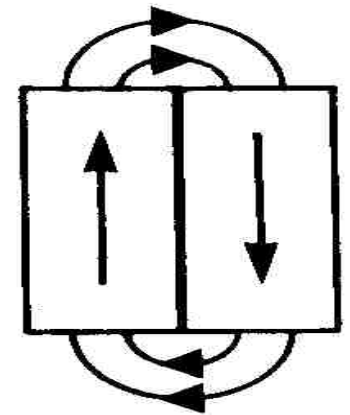
Por que se forman los dominios magnéticos?

Formación espontánea de dominios en materiales ferromagnéticos de manera de reducir la energía asociada con la pérdida de flujo magnético en el espacio circundante

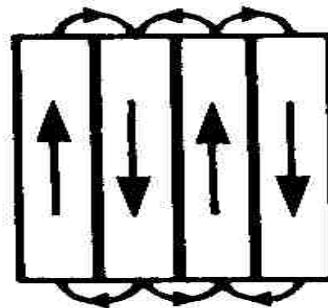
$$u_M = \frac{1}{2} \mu_0 B^2$$



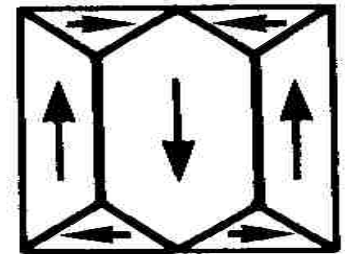
(a)



(b)



(c)



(d)

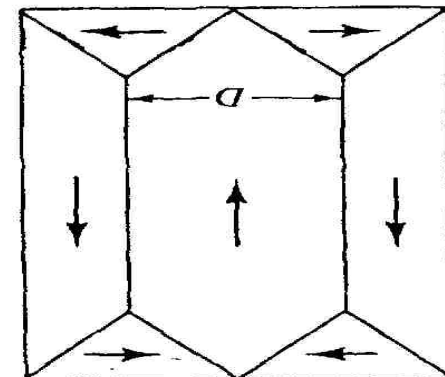
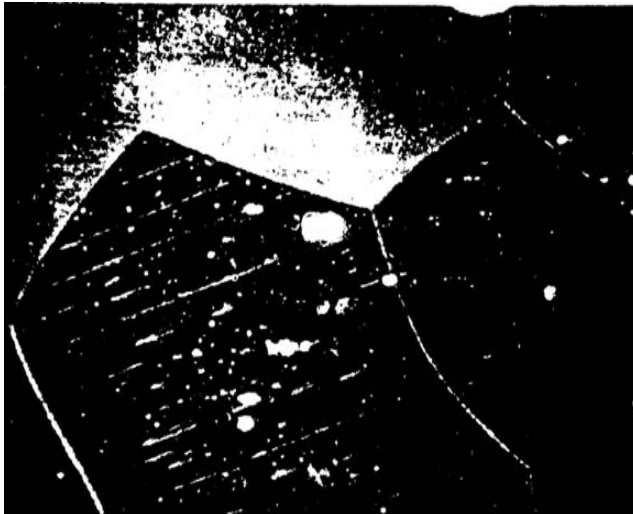
Proceso continua hasta que la energía necesaria para formar nuevos dominios (energía de las paredes) es mayor que que la reducción de energía que se logra

En cristales cúbicos el proceso tiende a ser más complicado pues existen 3/4 ejes fáciles (dependiendo del signo de K_1). En este caso

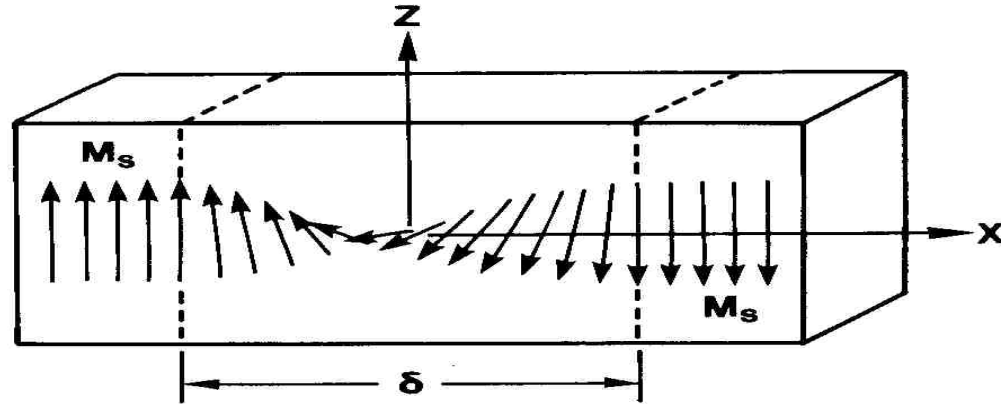
el flujo puede cerrarse dentro del material

no se forman polos superficiales o interiores por lo que la energía magnetoelástica es cero

se forman dominios triangulares llamados dominios de clausura



Paredes separan dominios orientados a 180°



δ : ancho de la pared o longitud de canje magnético $\delta \sim 10-100$ nm

Desagregación de un volumen magnético



1 cm³ de material: $\sim 10^{10}$ cristales

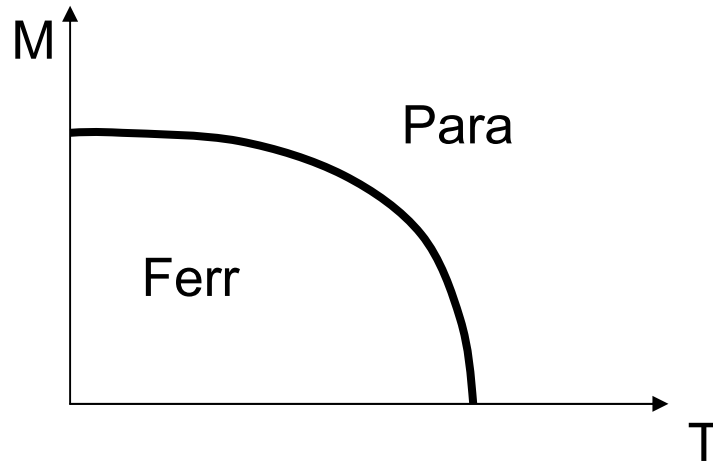


cristal: 10^6 dominios



dominio: 10^{15} átomos; $> 0,1 \mu\text{m}$

Existe una temperatura para cada material ferromagnético (T_c ; *Temperatura de Curie*) por encima de la cual se vuelve paramagnético



Magnetización espontánea en Materiales FM desaparece a la T_c , o sea la alineación de m individuales es destruida con la energía térmica kT_c . Se define un parámetro de canje magnético A como una medida de la intensidad del acoplamiento magnético entre momentos separados por el espaciamiento a de la red a T_c

Temperatura de Curie

Fe 770 °C

Co 1127 °C

Ni 358 °C

Ga 16 °C

Di -168 °C

Ferritas

NiFe₂O₄ 585°C

CuFe₂O₄ 455°C

NiAlFeO₄ 198°C

$$A = \frac{kT_c}{a}$$

En materiales útiles A no varía más que un factor 4

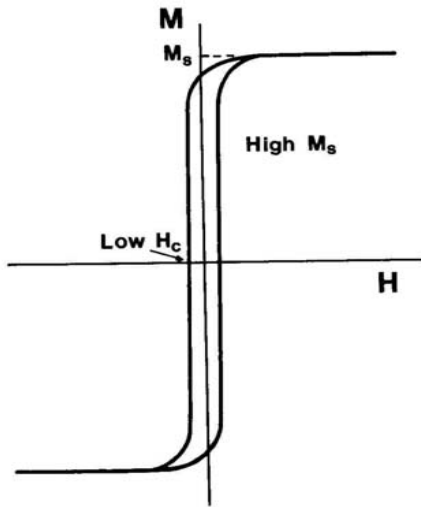


Fig. 1.9 $M-H$ hysteresis loop.

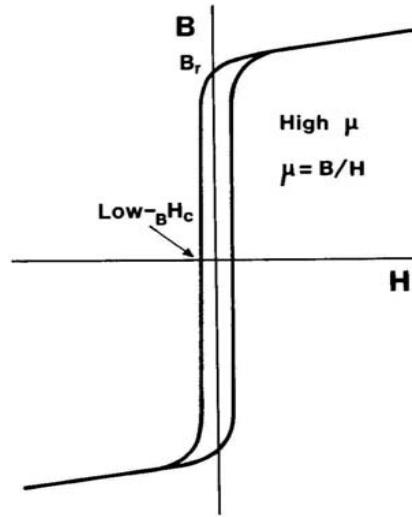
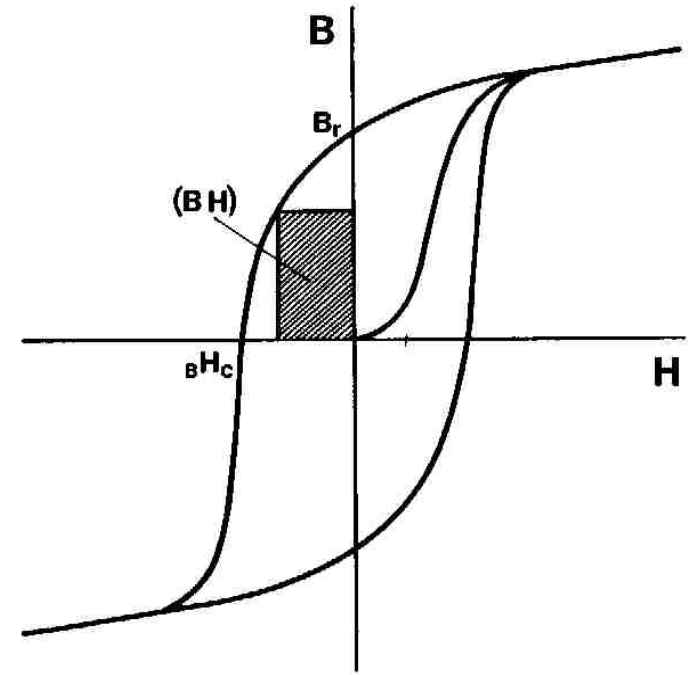


Fig. 1.10 $B-H$ hysteresis loop. Note that this curve does not saturate, because B continues to increase with H even after the material magnetization has reached saturation, $B = \mu_0(M + H)$, so $B = \mu_0(M_s + H)$.

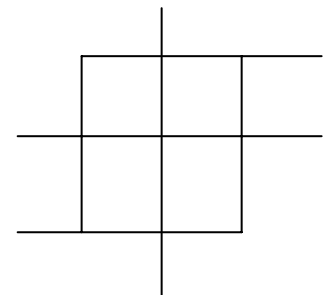


1-10 Am^{-1} materiales muy blandos
 $>10^6 \text{Am}^{-1}$ materiales duros SmCo_5

Magnetos blandos: núcleos en campos alternativos

Magnetos duros: imanes permanentes

Memorias magnéticas: histéresis rectangular



Ejes de fácil magnetización

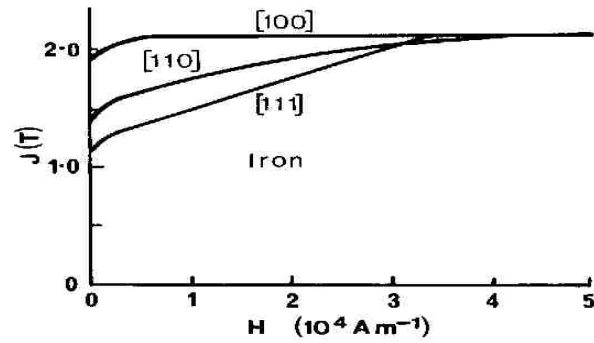
En presencia de H , M depende de la intensidad de H y dirección cristalográfica en que éste se aplica: dependencia de propiedades magnéticas de direcciones cristalográficas se conoce como *anisotropía magnetocristalina* ($K \text{ joule/m}^3$)

Con H suficientemente grandes $M \rightarrow M_s$, que es igual para todas las direcciones cristalográficas (m han rotado y son \parallel a H)

Dirección cristalográfica en la cual se alcanza M_s con el menor H son *direcciones de fácil magnetización*

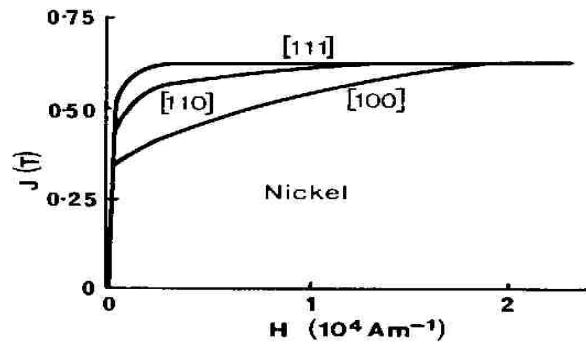
Ejes de fácil magnetización son los ejes de magnetización espontánea de dominios en ausencia de H

bcc

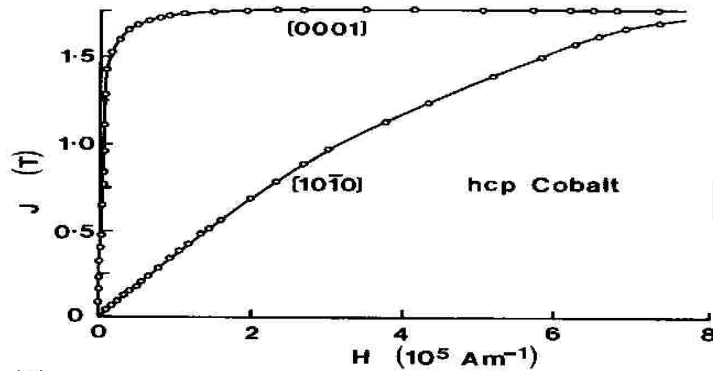


(a)

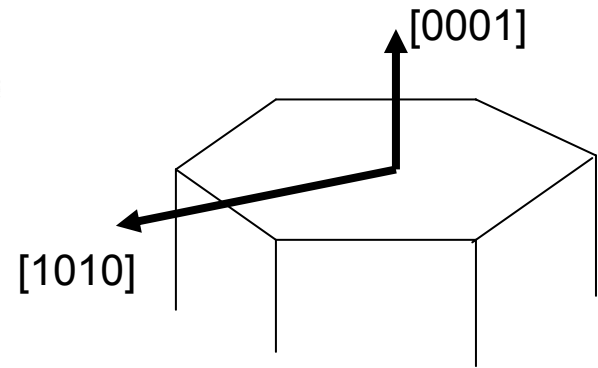
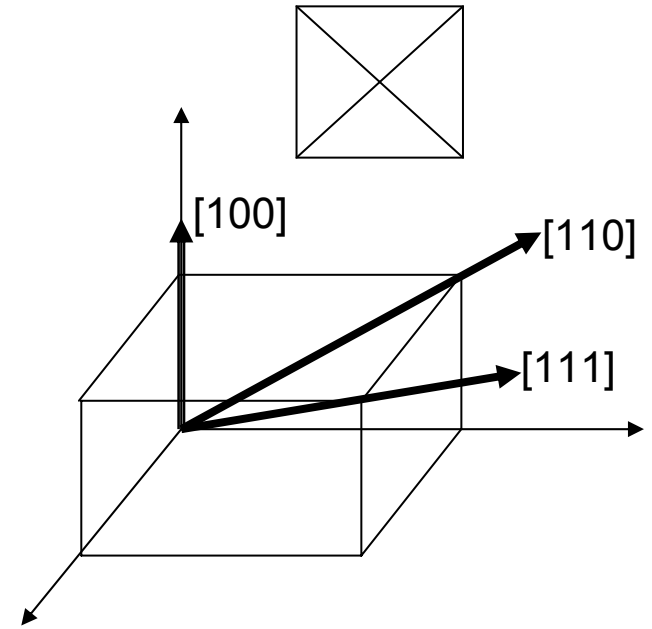
fcc



(b)



(c)



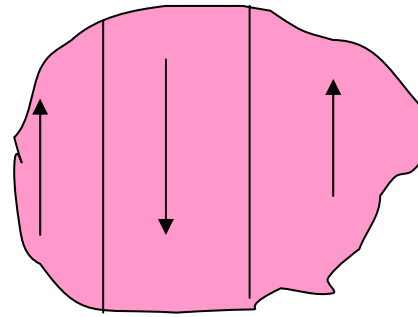
$J \propto B$

Fig. 1.15 Magnetization curves in various crystallographic directions to illustrate magneto-crystalline anisotropy of (a) iron; (b) nickel; (c) cobalt.

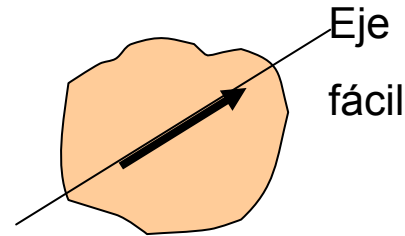
Influencia del tamaño de grano

Materiales ferromagnéticos extensos ($D \rightarrow \infty$)

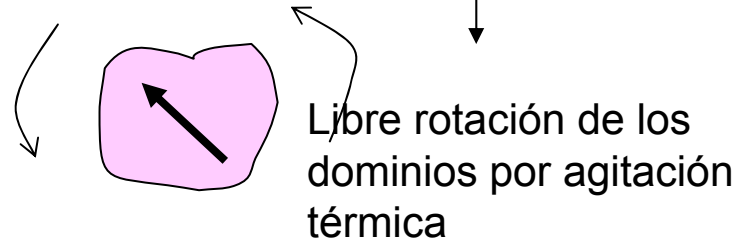
partículas finas con dominios



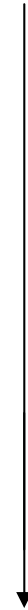
monodominio



régimen superparamagnético

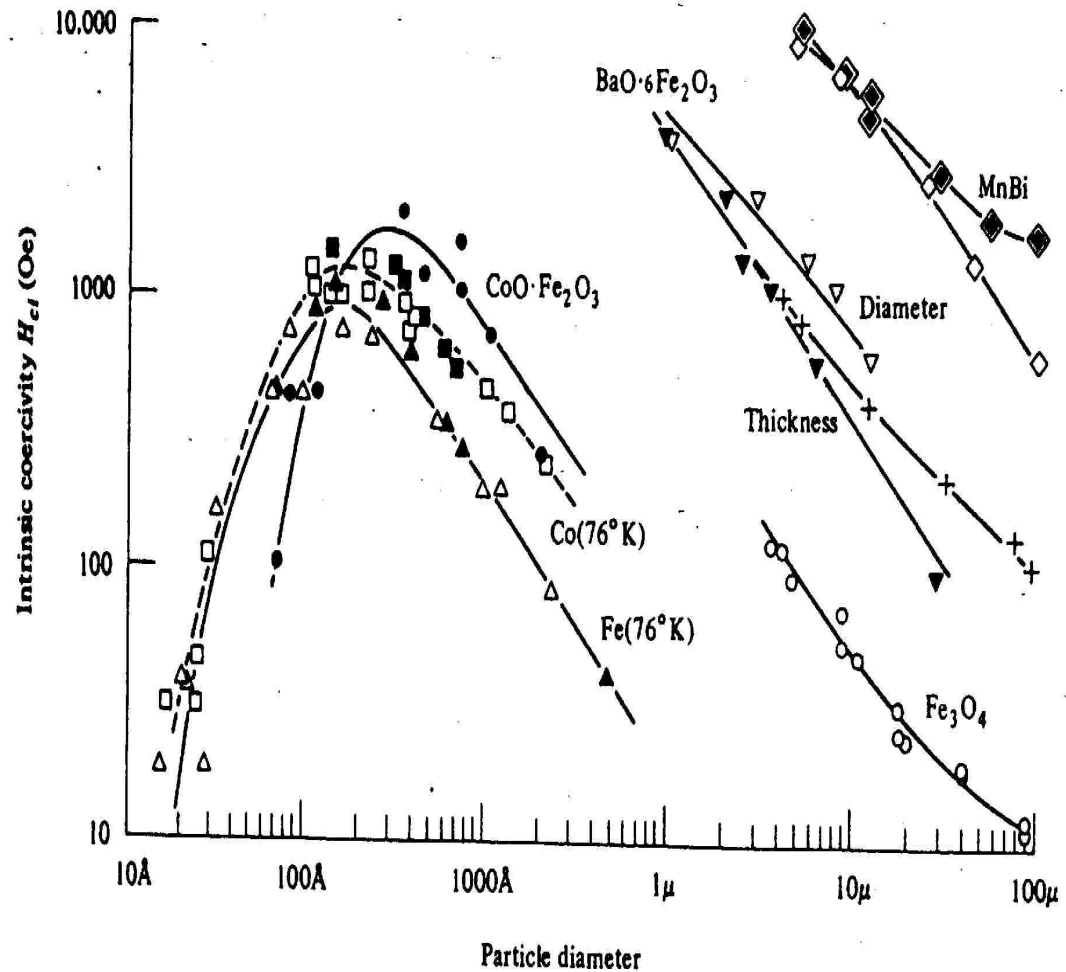
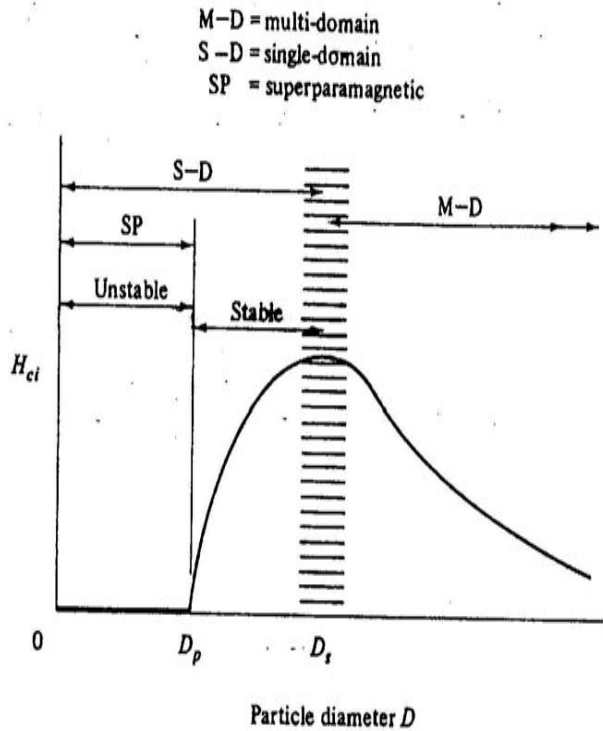


Disminución
de D



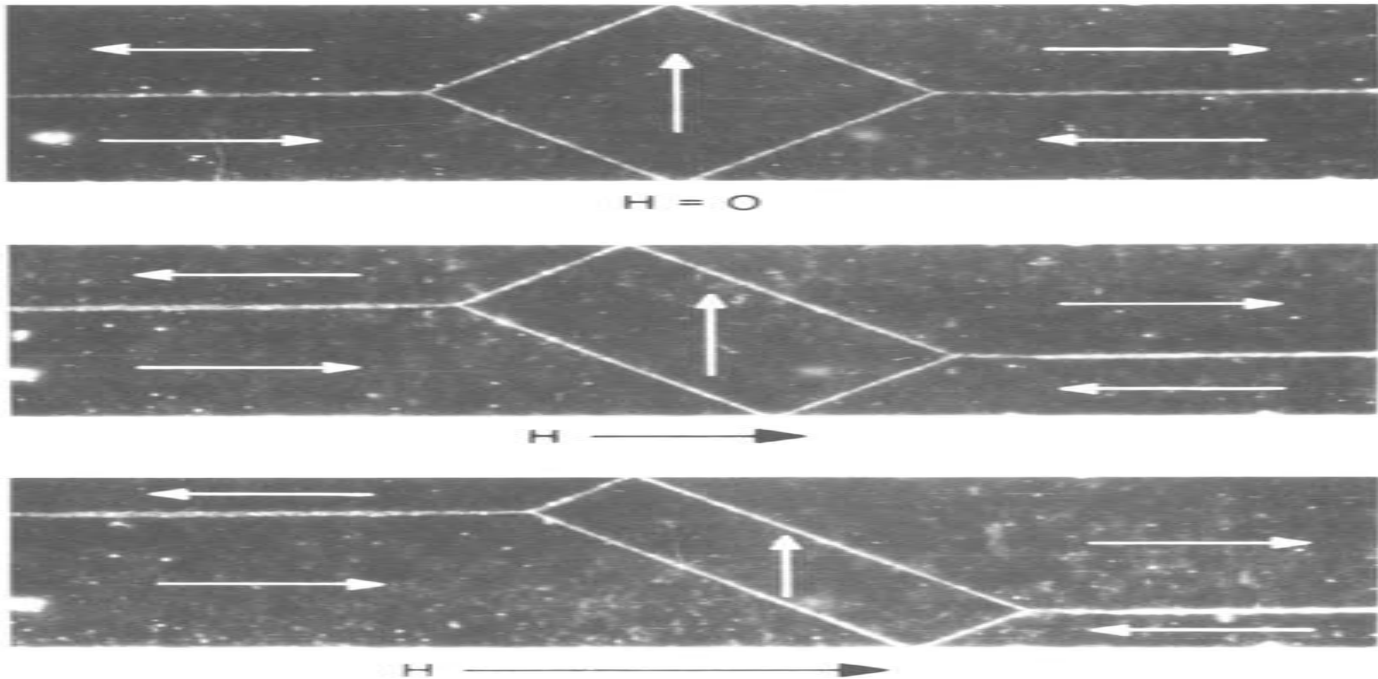
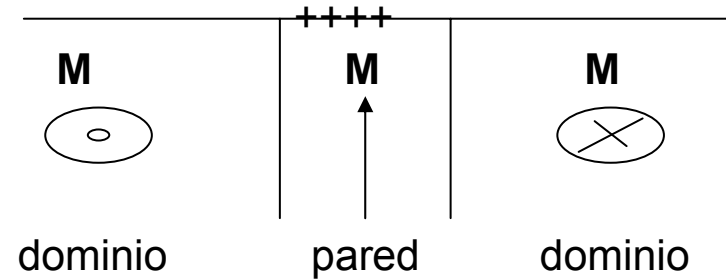
Antigua ley de la metalurgia: si tamaño de grano decrece las propiedades magnéticas blandas del material se deterioraban.

H_C muestra fuerte dependencia con el tamaño de los granos en los sistemas policristalinos



Técnicas de Observación de Dominios

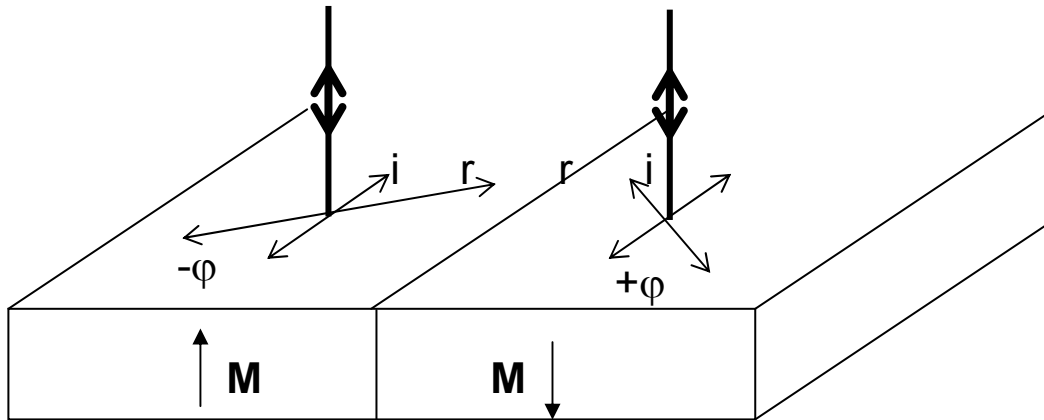
Técnica Bitter: suspensión coloidal de finas partículas de magnetita (Fe_3O_4)



Photomicrographs of an iron single crystal, showing magnetic domains and their change in shape as a magnetic field (H) is applied. The magnetization direction of each domain is indicated by an arrow. Those domains that are favorably oriented with the applied field grow at the expense of the unfavorably oriented domains. (Photomicrographs courtesy of General Electric Research Laboratory.)

Efectos Magneto-ópticos

- Por rotación de la polarización de la luz
 - reflejada (efecto Kerr), para superficies
 - transmitida (efecto Faraday), para volúmenes (películas delgadas)



Microscopía electrónica de transmisión (TEM) (películas delgadas hasta 1000 Å)

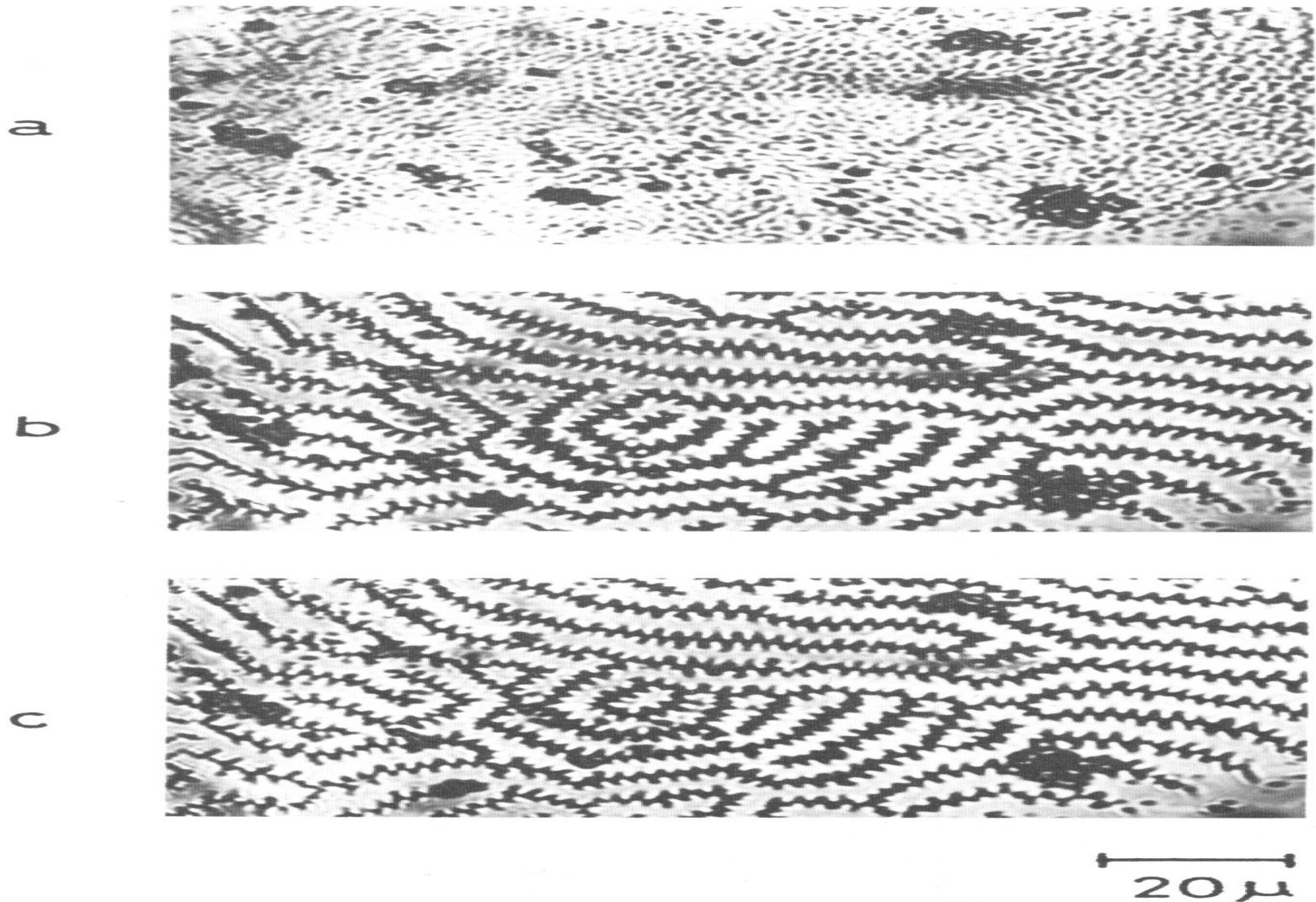


Figure 16.2 Magnetic domains by means of Bitter technique. The figures shown here are the so-called maze domains appearing on the same ribbon surfaces as in Figure 16.1 : (a) without external field ; (b) with a field 100 Oe applied perpendicularly to the ribbon surface ; (c) with the same field but applied opposite to the direction for (b) (after Obi *et al.*²)

Energía asociada a la magnetización

La energía libre total (E_T) de un material ferromagnético se compone de varios términos

$$E_T = E_K + E_M + E_\sigma + E_{PD}$$

E_K : energía de anisotropía magnetocristalina

E_M : energía de anisotropía de forma o energía magnetoestática

E_σ : energía magnetoelástica

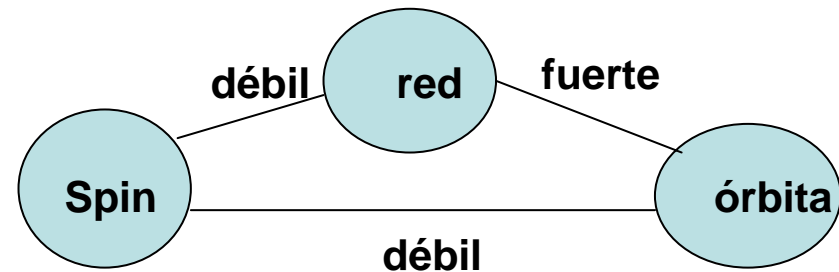
E_{PD} : energía de las paredes de los dominios

E_K :Energía de anisotropía magnetocrislalina (existente fundamentalmente en materiales cristalinos)

La magnetización en \neq direcciones cristalográficas tiene asociada \neq energías (*anisotropía magnetocrislalina*). O sea, existe dependencia de la energía interna con la dirección de magnetización respecto a la dirección de magnetización espontanea

Anisotropía magnética se debe al acoplamiento spin-órbita.
Basicamente, cuando H_{ex} tiende a rotar los S de e^- también tiende a rotar sus órbitas, y como las órbitas están fuertemente acopladas a la red cristalina, esto requiere energía

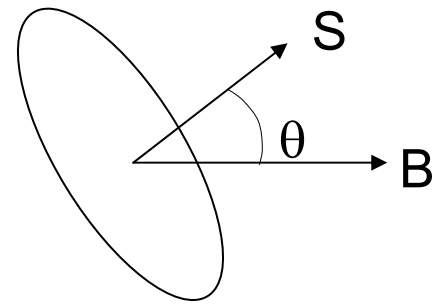
la energía requerida para rotar un sistema de spines de un dominio fuera de los ejes fáciles (E_K) es la energía necesaria para superar la interacción spin-órbita. Acoplamiento spin-órbita es débil pues H_{ex} de pocos Oe pueden rotar los spines



En general

$$\vec{\tau} = \vec{m} \wedge \vec{B}$$

$$E_p = -\vec{m} \cdot \vec{B}$$



$$\Delta E_p = \int \tau d\theta = \int m B \sin\theta d\theta = -\vec{m} \cdot \vec{B}$$

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) \Rightarrow \Delta E_p = -\mu_0 \vec{m} \cdot (\vec{H} + \vec{M}) = -\mu_0 \vec{m} \cdot \vec{H} - \mu_0 \vec{m} \cdot \vec{M}$$

La variación de la energía del material tiene una componente que depende de H (cpos. externos) y otra que depende de M (magnetización del material). Ésta última a su vez se puede dividir en 2

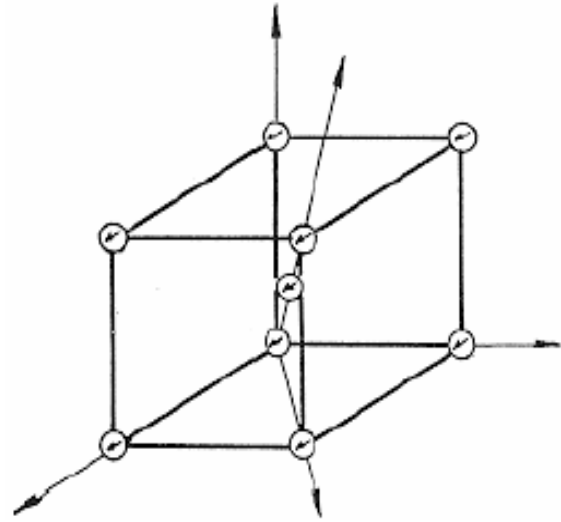
$$\Delta E_{PMat} = -\mu_0 \vec{m} \cdot \vec{M} = -\mu_0 m M \cos\theta = -\mu_0 m M \left(1 - 2 \sin^2 \frac{\theta}{2}\right)$$

Una parte de esta variación de energía depende del cambio en la posición del dipolo, mientras que la otra no ($-\mu_0 m M$)

$$E_k = 2 \mu_0 m M \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

Energía de anisotropía magnetocristalina, mínima para situación de equilibrio, lo que define direcciones preferenciales de \mathbf{m} en la red ($\theta=0$). E_k máxima para π (estado inestable)

Estructuras cristalinas reales tienen expresiones de E_K más complicadas. En el caso del Fe (bcc) el análisis es simple



Direcciones preferenciales de magnetización espontánea (estados estables para un dipolo dado: E_K mínimo) se encuentran cuando m está alineado con las aristas de un cubo ($\theta=0$ o cada $\pi/2$) e inestabilidad ocurren sobre diagonales (cada $\pi/4$) $\Rightarrow E_K$ se modifica

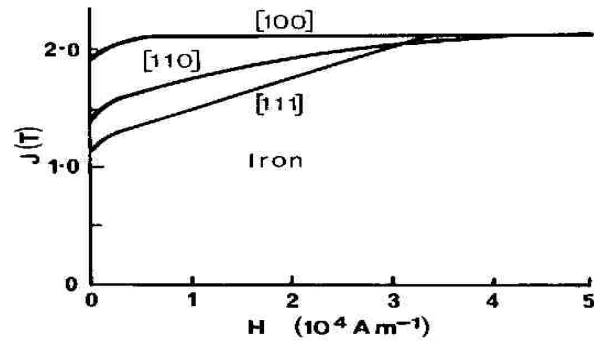
M vs H en
Fe (Diap)54

$$E_K = 2 \mu_0 m M \sin^2 2\theta = \frac{1}{4} K_1 \sin^2 2\theta \quad K_1 = 8 \mu_0 m M$$

K_1 : Constante cristalográfica del material o coeficiente de anisotropía

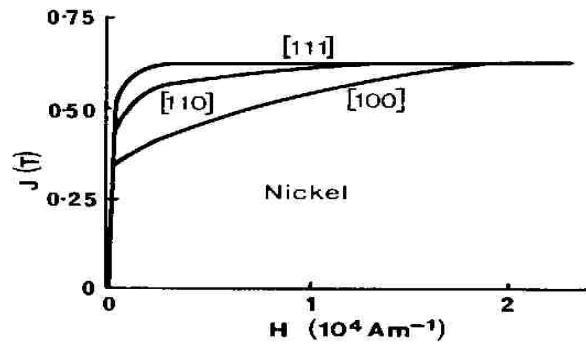
Para minimizar esta energía todos los dipolos elementales de un volumen del material deben alinearse en la dirección preferencial. Cuando esto ocurre (sin tener en cuenta fluctuaciones por agitación térmica) se tiene un máximo: M_S (Magnetización de saturación)

bcc

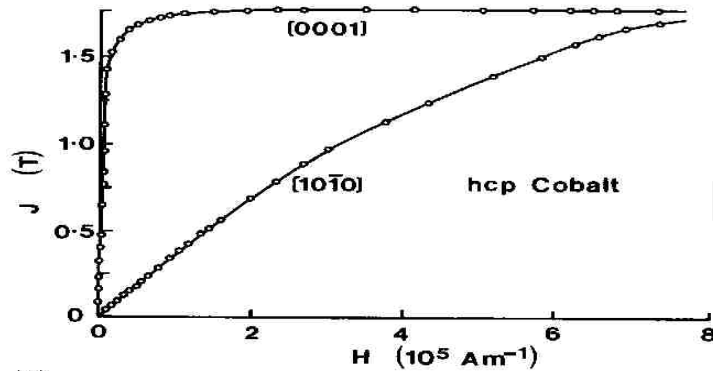


(a)

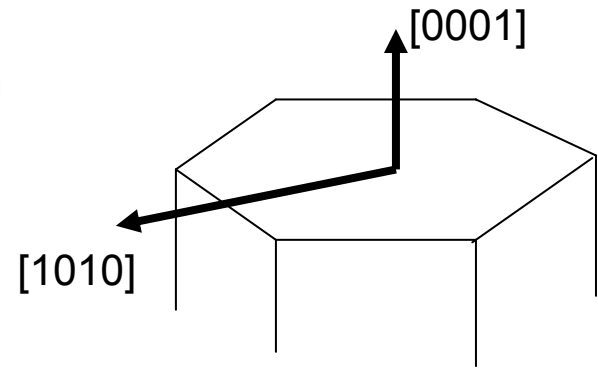
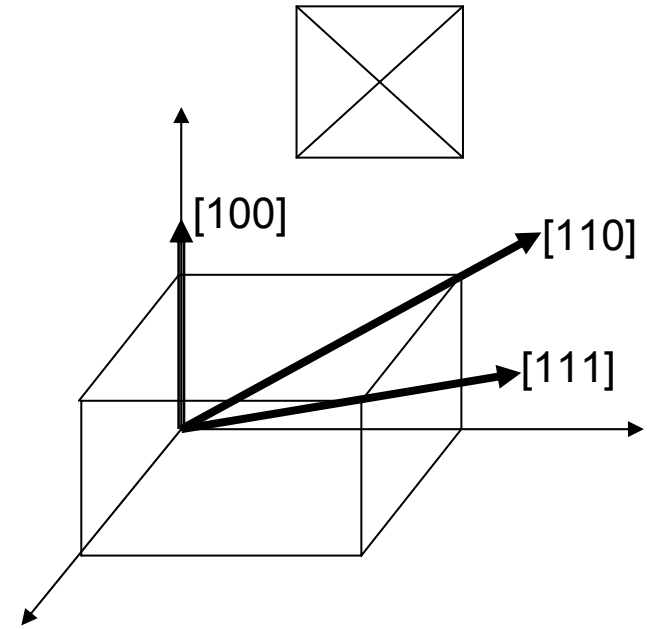
fcc



(b)



(c)

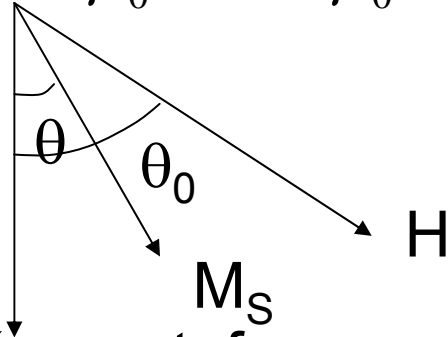


$J \text{ es } B$

Fig. 1.15 Magnetization curves in various crystallographic directions to illustrate magneto-crystalline anisotropy of (a) iron; (b) nickel; (c) cobalt.

La energía total es el trabajo realizado por H para alinear los dipolos (o sea al vector M_S) más la que está asociada al material

$$E_P = -\mu_0 \vec{m} \cdot \vec{H} - \mu_0 \vec{m} \cdot \vec{M}$$



$$E_P = -\mu_0 M_S H \cos(\theta - \theta_0) + \frac{1}{4} K_1 \text{sen}^2 2\theta - \mu_0 M_S H$$

El último término en general ignorado ya que interesa ΔE cuando rota M_S

Imán: mat. ferrom. magnetizado en dirección preferencial tal que su M no se vea afectada por H_{ext} , cuya influencia desmagnetizadora es máxima si aplicado a π respecto a M

H necesario para que mínimo de energía deje de serlo? $\frac{d^2 E_P}{d\theta^2} = 0$

$$\frac{dE_P}{d\theta} = \frac{K_1}{4} 2 \text{sen}(2\theta) \cos(2\theta) 2 + \mu_0 M_S H \text{sen}(\theta - \theta_0) = \frac{K_1}{2} \text{sen}(4\theta) + \mu_0 M_S H \text{sen}(\theta - \theta_0)$$

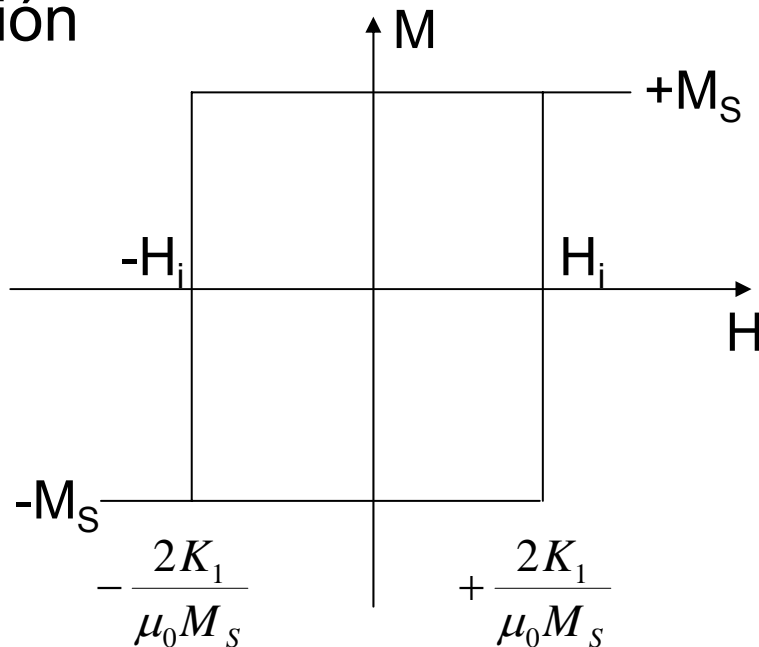
$$\begin{aligned} \frac{d^2 E_P}{d\theta^2} &= K_1 [\cos(2\theta) 2 \cos(2\theta) - \text{sen}(2\theta) \text{sen}(2\theta) 2] + \mu_0 M_S H \cos(\theta - \theta_0) \\ &= 2K_1 \cos(4\theta) + \mu_0 M_S H \cos(\theta - \theta_0) \end{aligned}$$

Para H en contra de M_S $\theta_0 = \theta + \pi$

$$\frac{dE_P}{d\theta} = 0 \Rightarrow \frac{K_1}{2} \text{sen}(4\theta) - \mu_0 M_S H \text{sen}\pi = 0 \Rightarrow \theta = 0$$

$$\frac{d^2 E_P}{d\theta^2} = 0 \Rightarrow 2K_1 - \mu_0 M_S H = 0 \quad H_i = \frac{2K_1}{\mu_0 M_S}$$

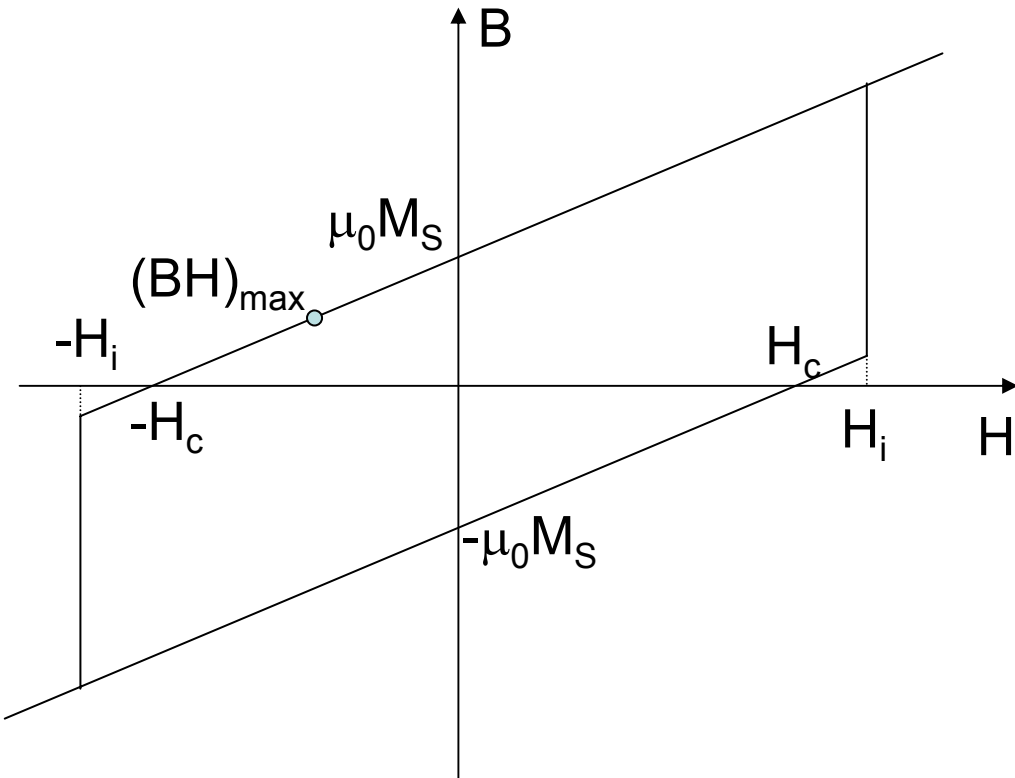
Coercitividad intrínseca: H necesario para desestabilizar la magnetización del material y cambiarla de sentido. Depende solo de la anisotropía magnetocristalina y de la magnetización de saturación



1er cuadrante: curva de magnetización

2do cuadrante: curva intrínseca de desmagnetización

Teniendo en cuenta que $B = \mu_0(H + M)$, se puede graficar



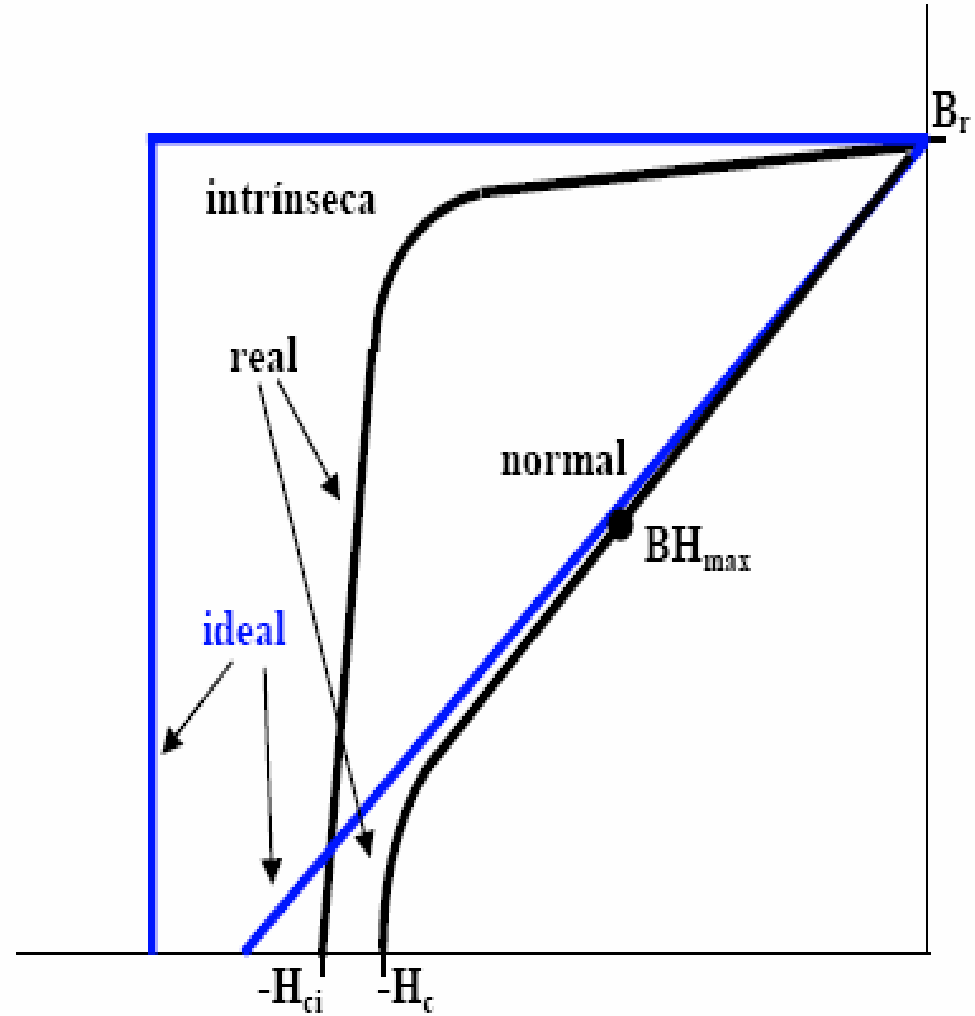
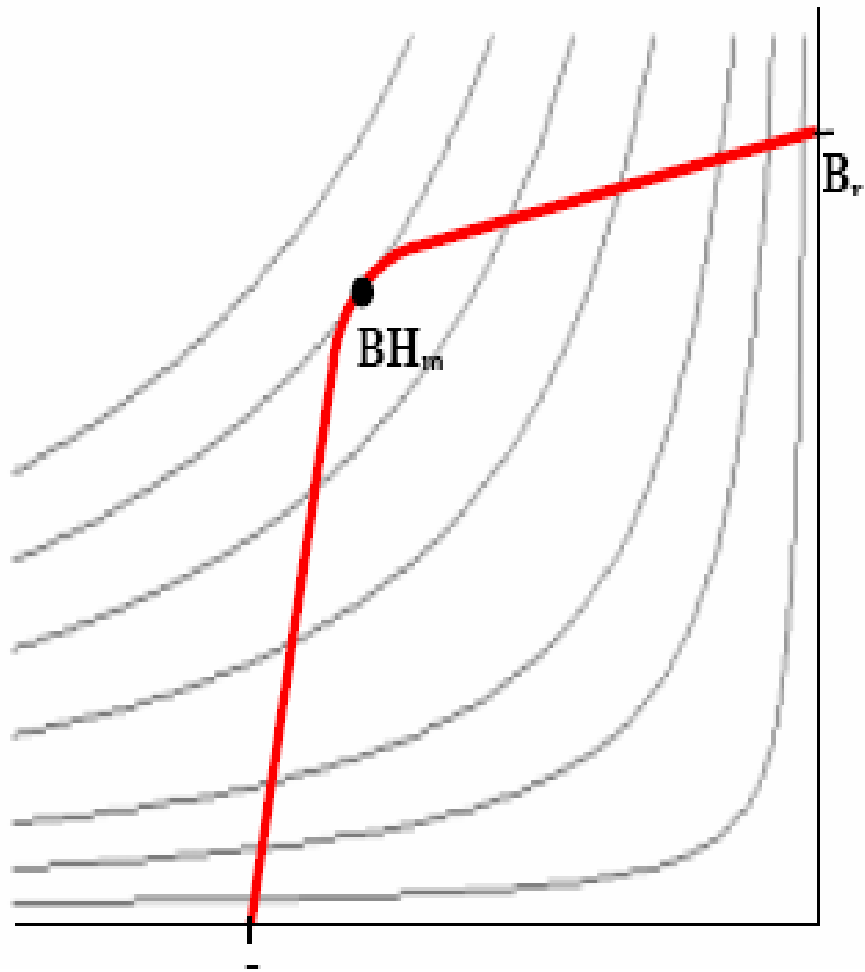
Remanencia ideal: $B_r = \mu_0 M_S$;
en realidad es el valor de B
cuando $fmm = 0$

Coercitividad ideal: $H_C = M_S$;
en realidad es la fmm neces-
aria para anular el flujo
magnético en el material.
Ojo: $H_C < H_i$ en general

Máximo producto de energía: $(BH)_{max}$: punto del 2do cuadrante
donde BH máximo, y que indica la mayor densidad de energía
almacenada en el material. En curva ideal a mitad de camino con

$$(BH)_{max} = \mu_0 \left(\frac{1}{2} M_S \right)^2$$

Comportamiento de imanes reales; 2do cuadrante: curva de desmagnetización



La anisotropía magnetocristalina K se define por medio de coeficientes K_0 , K_1 y K_2 ; K_i (J/m^3) ctes. de c/material; K_2 a veces $\ll 1$.

Para crisales cúbicos (Fe, NiFe, FeCo, SiFe) la energía de magnetización o magnetocristalina por unidad de volumen para una dirección dada (α_i : cos directores de magnetización respecto a ejes cristalinos) se define como

$$E_K = K_0 + K_1[(\alpha_1\alpha_2)^2 + (\alpha_1\alpha_3)^2 + (\alpha_2\alpha_3)^2] + K_2(\alpha_1\alpha_2\alpha_3)^2 + \dots$$

donde los K_i son constantes empíricas que dependen del material y la temperatura

Para crisales uniaxiales (exagonales: Co y SmCo_5 , tetragonales: NdFeBe) la energía de magnetización en dirección θ respecto eje fácil es

$$E_K = K_0 + \sum K_i \text{sen}^{2i} \theta = K_0 + K_1 \text{sen}^2 \theta + \dots$$

En todos los casos las series son cortas ya que K_i decrece rápidamente con i . El orden de magnitud de las energías magnetocristalinas (de los cambios) está dado por K_1 (ref: Akulov 1929, Introduction to Magnetic Materials B. D. Cullity)

Valores característicos de la primera constante de anisotropía K_1

Material	K_1 (j m ⁻³)
Fe	$4,7 \times 10^4$
Co	$4,1 \times 10^5$
Ni	$5,1 \times 10^3$
SmCo ₅	$1,1 \times 10^7$

K_0 es independiente del ángulo: en general ignorado ya que interesa ΔE cuando rota M_s

En cristal cúbico

$$E_K = K_0 + K_1 \text{sen}^2 \theta + \dots$$

	a	b	c	α_1	α_2	α_3	E
[100]	0	$\pi/2$	$\pi/2$	1	0	0	K_0
[110]	$\pi/4$	$\pi/4$	$\pi/2$	$1/2^{1/2}$	$1/2^{1/2}$	0	$K_0 + K_1/4$
[111]	$54,7^\circ$	$54,7^\circ$	$54,7^\circ$	$1/3^{1/2}$	$1/3^{1/2}$	$1/3^{1/2}$	$K_0 + K_1/3 + K_2/27$

Si $K_2=0$, dirección de fácil imanación determinada por signo de K_1 (coeficiente de anisotropía)

$K_1 > 0$, $E_{100} < E_{110} < E_{111}$, $\langle 100 \rangle$: ejes fáciles

$K_1 < 0$, $E_{111} < E_{110} < E_{100}$, $\langle 111 \rangle$: ejes fáciles

En general $K_1 \gg K_2$

Fe y ferritas cúbicas con Co tienen $K_1 > 0$

Ni y ferritas cúbicas sin Co tienen $K_1 < 0$

Si $K_2 \neq 0$, ejes fáciles determinados por K_1 y K_2 (ref: Cullity).

Caso de cristal exagonal

$$E_K = K_0 + K_1 \text{sen}^2 \theta + \dots$$

$$E_{//} = K_0$$

M paralelo a eje fácil ($\theta = 0^\circ$)

$$E_{\perp} = K_0 + K_1$$

M perpendicular a eje fácil ($\theta = 90^\circ$)

$\Rightarrow \Delta E = E_{\perp} - E_{//} = K_1$ (J/m³) es energía por unidad de volumen necesaria para rotar \vec{M} 90° desde eje fácil.

El campo externo (H_K) necesario sale de

$$K_1 = \frac{1}{2} B H_K$$

$$H_K = \frac{2K_1}{\mu_0 M_s}$$

Una fórmula similar se deriva para cristales cúbicos

K_1 y H_K (aunque discutidos a partir de cristales simples) son de gran importancia en propiedades magnéticas de materiales policristalinos y de grano orientado

Magnetos permanentes:

Se requiere que la energía de anisotropía magnetocristalina (K) sea uniaxial y lo más grande posible para que exista una fuerte preferencia de M a lo largo de una dirección (eje fácil). Esta preferencia y otros efectos permiten resistir la desmagnetización

Ej.: $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$, $\text{SrFe}_{12}\text{O}_{19}$, SmCo_5 , $\text{Sm}_2(\text{Co}, \text{Fe}, \text{Cu}, \text{Zr})$ y NdFeB

Magnetos blandos: se requiere que la energía de anisotropía magnetocristalina sea lo menor posible para que cambios de M ocurran a los menores H posibles y tan rápido como se necesite (50-60 Hz para núcleos de transformadores)

Ej.: SiFe o aleaciones de NiFe (Mumetals, Radiometals, Permalloys)

No claro como calcular las constantes de anisotropía de primeros principios

Métodos de medición de la anisotropía magnetocristalina

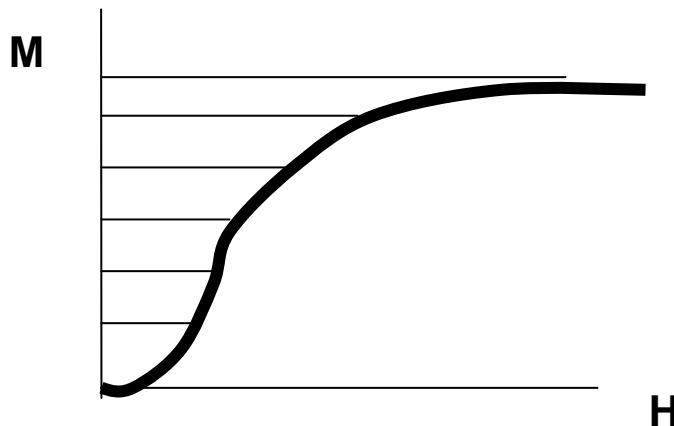
Curvas de torsión

Resonancia magnética

Curvas de magnetización

Cálculo de E_K a partir de curvas de magnetización

E_K es la energía almacenada en un cristal cuando está magnetizado a saturación en dirección no fácil y es igual al trabajo para llevar a ese estado



$$W = \int_0^{M_s} H \cdot dM = K_u$$

E_M : Energía de Anisotropía de Forma o Energía magnetostática

Medida de la diferencia de energía asociada a la magnetización en las direcciones mayores y menores del cuerpo

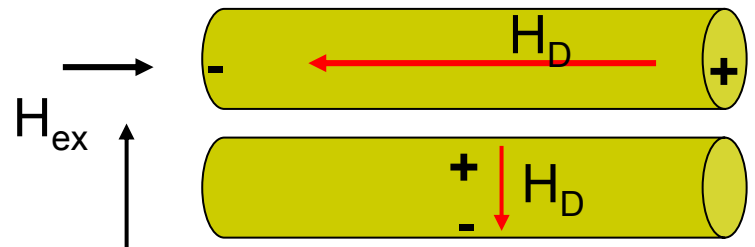
Resultado de la interacción entre la magnetización y el campo demagnetizante (H_D) generados por los polos inducidos por la magnetización no nula del material

Modelo simple: un cilindro largo tiene mayor EM cuando está magnetizado en dirección perpendicular al eje del cilindro que cuando está magnetizado en dirección paralela al mismo;

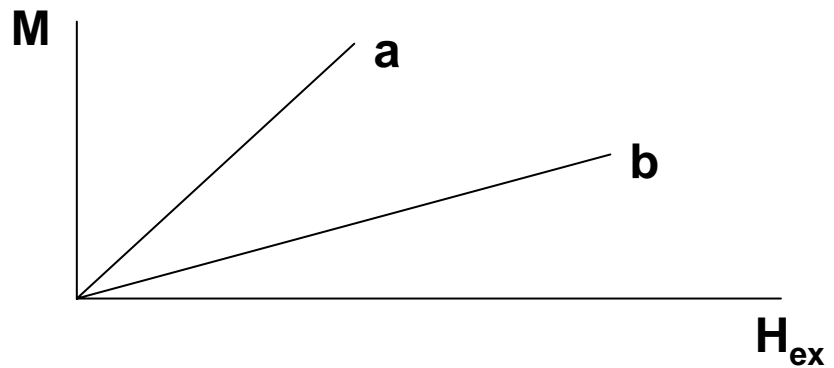
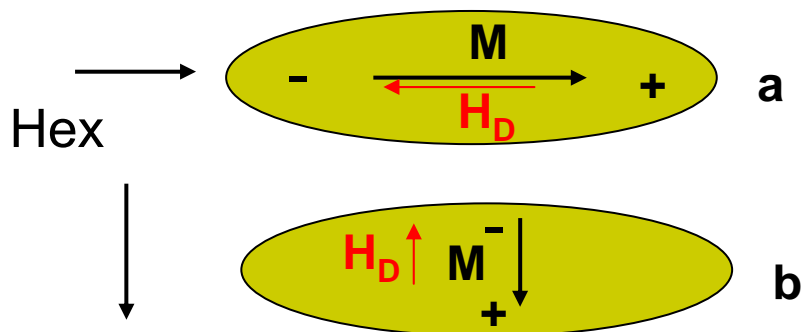
Razón: en dirección paralela los polos magnéticos están muy separados y EM es baja => los ejes largos son ejes fáciles para la anisotropía de forma; Vector magnetización tiene siempre preferencia por los ejes largos fáciles

Polos separados, baja E_M

Polos cerca, alta E_M



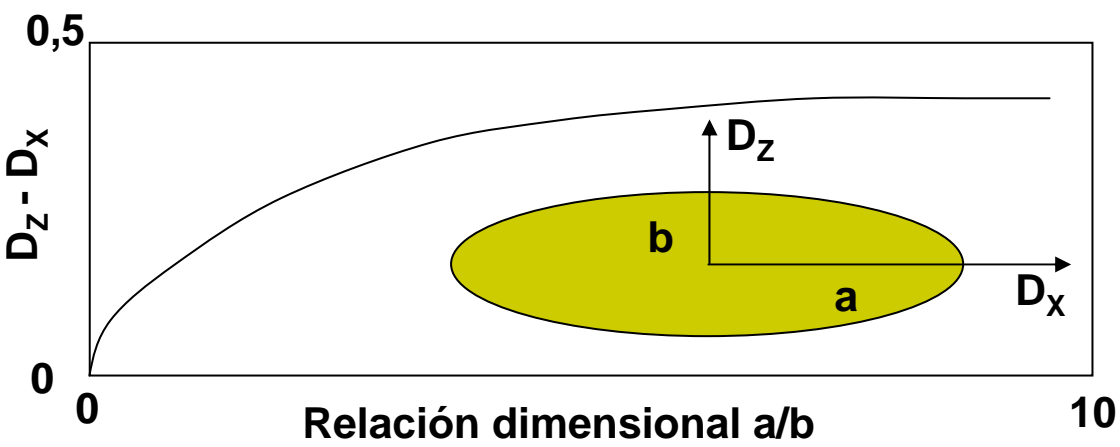
En general



$$H_D = NM \quad N_a \ll N_b \quad \underline{H}_D: \text{campo demagnetizante}$$

$$H_{ef} = H_{ex} - H_D \quad N: \text{Nro. Polos}$$

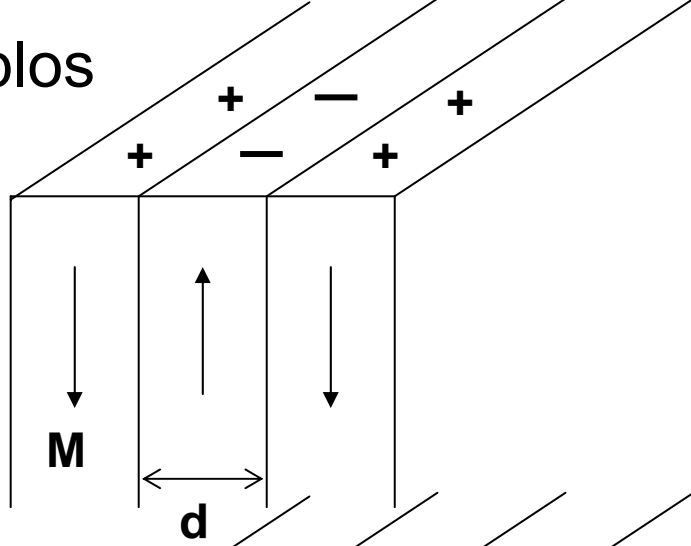
Con elipsoide de revolución



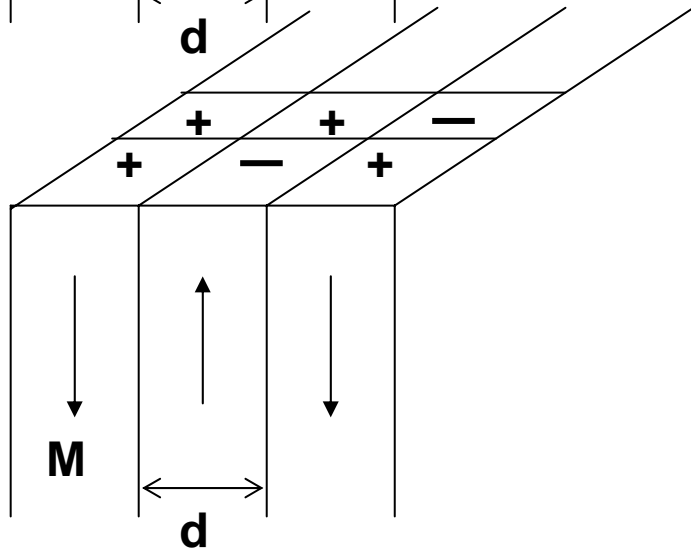
$$E_M = \frac{1}{2} \mu_0 (D_Z - D_X) M_S^2$$

\underline{D}_i : factores demagnetizantes, dependen de la forma de la muestra; \underline{M}_S : magnetización de saturación

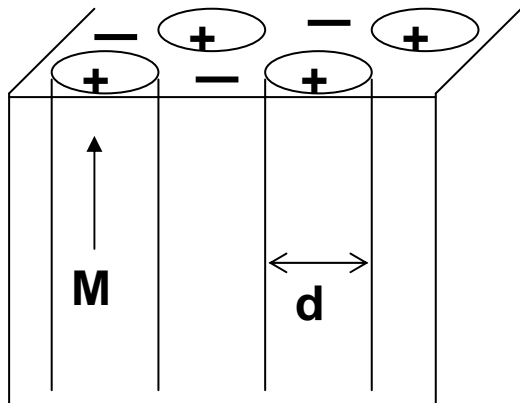
Ejemplos



$$E_M = 0,85 M_s^2 d$$



$$E_M = 0,53 M_s^2 d$$



$$E_M = 0,37 M_s^2 d$$

E_{σ} : Energía Magnetoelástica:

Expresa la interacción entre tensiones internas (σ) y la magnetización del material y está íntimamente ligada a una propiedad magnética intrínseca del material: magnetostricción

Magnetostricción

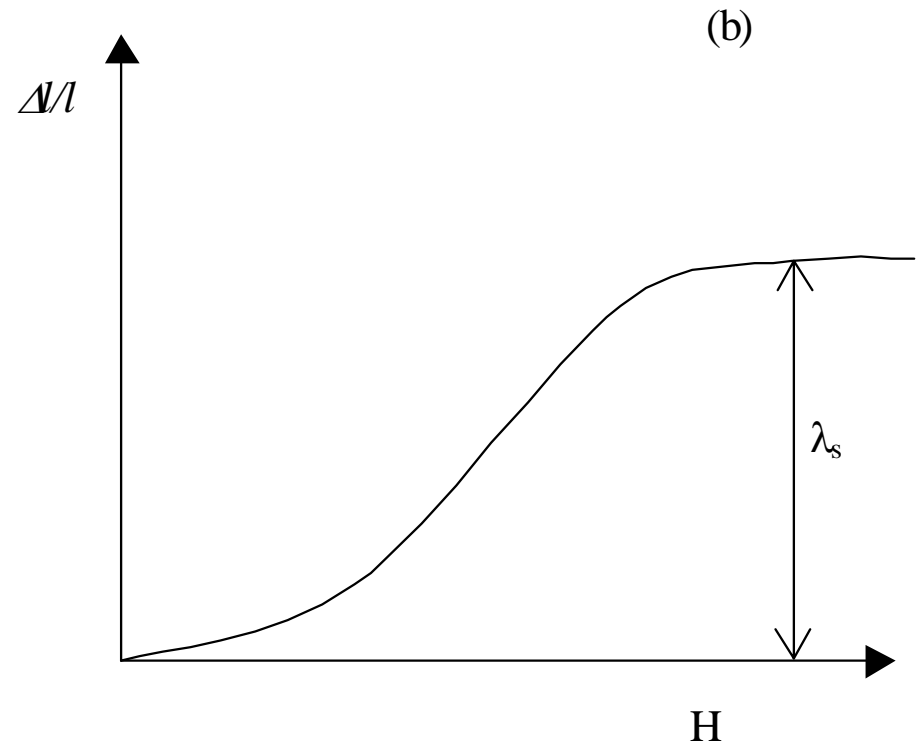
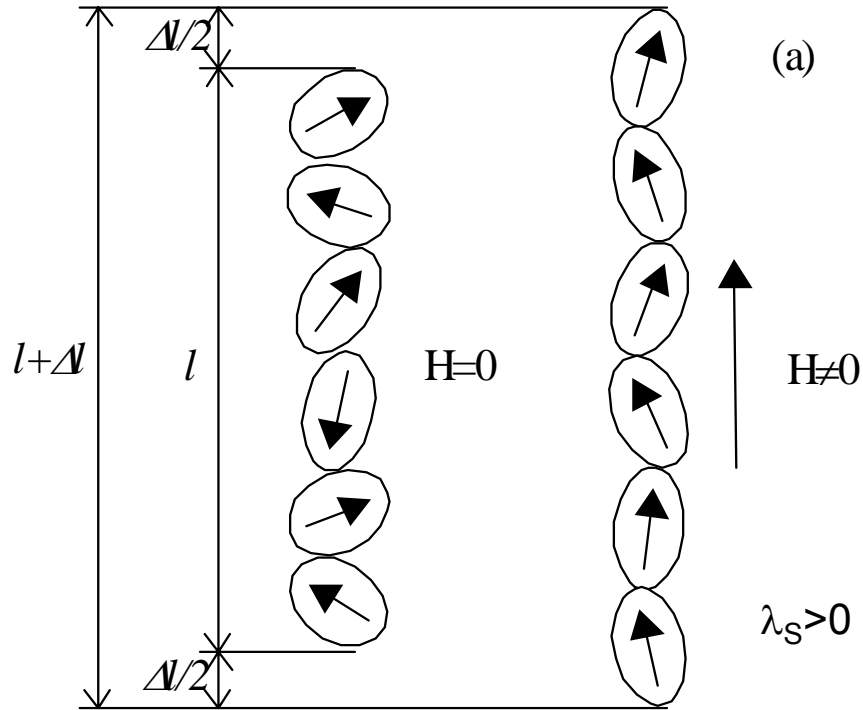
Cuando el estado de magnetización de un MF se cambia por aplicación de H_{ex} hay un pequeño cambio en las dimensiones (si parte/todo el cambio se debe a rotación de M)

Efecto complejo, anisotrópico y dependiente de H

Tipicamente $\lambda = \frac{\Delta l}{l} \sim 10^{-5}$; para $TbFe_2$ $\lambda \approx 200 \cdot 10^{-5}$. λ_s : saturación

Valores de $\lambda_s >, =, < 0$

En cristales λ_s depende fuertemente de direcciones en que se mide Δl y en que se aplica H_{ex}



λ_s : Cte magnetostricción a saturación

λ : Constante lineal de magnetostricción

$$\lambda = \frac{\Delta l}{l}$$

l : longitude de la muestra

Δl : cambio magnetostrictivo

Magnetostricción: relacionada con interacción spin-órbita (Cullity)

Energía magnetoelástica (E_σ) expresa la interacción entre tensiones internas (σ) y magnetostricción del material

En cristal cúbico
$$\lambda_s = \frac{3}{2} \lambda_{100} \sigma \sum_1^3 (\alpha_i^2 \gamma_i^2) - 3 \lambda_{111} \sigma \sum_{i \neq j=1}^3 (\alpha_i \alpha_j \gamma_i \gamma_j)$$

λ_s en direc. γ

α_i cos directores de M_s

λ_{ijk} : λ_s en $\langle ijk \rangle$

Con magnetostricción isotrópica

$$\lambda_{100} = \lambda_{111} = \lambda_s$$

$$E_\sigma = -\frac{3}{2} \lambda_s \sum_i \sigma_{ii} \alpha_i^2$$

σ_{ii} : i-esima componente del tensor de tensiones diagonalizado; α_i : cos director de M_s respecto a la i-esima coordenada

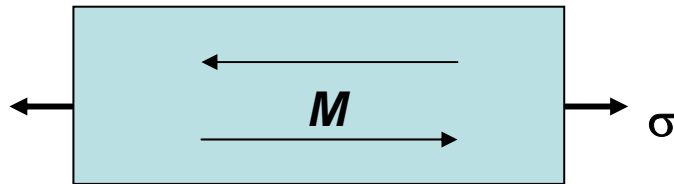
Si σ_{ii} es una tensión uniaxial (σ)

$$E_{\sigma} = -\frac{3}{2}\lambda_S \sigma \cos^2 \phi, \quad \phi(\angle: M_S, \sigma), \quad [J/m^3]$$

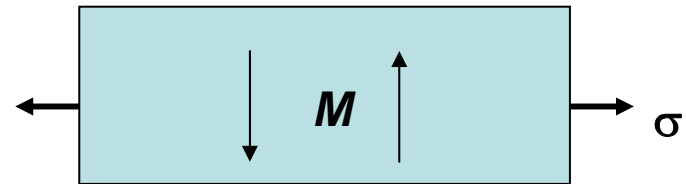
eje fácil

$$\phi = 0 (\lambda_S > 0)$$

$$\phi = 90 (\lambda_S < 0)$$



$$\lambda > 0$$



$$\lambda < 0$$

Si tensión mecánica en material magnético de $\lambda_s \neq 0$, la imanación espontánea M tiende a rotar en dirección de la tensión aplicada si $\lambda_s > 0$, y en dirección contenida en el plano transversal al determinado por la dirección de la tensión si $\lambda_s < 0$.

La aplicación de esa carga mecánica produce un almacenamiento de dos tipos de energía: una mecánica (elástica) y otra magnética (magneto-elástica).

De acuerdo con la ley de Hook, la energía elástica viene dada por la ecuación:

$$E_{elast} = \frac{1}{2} E \varepsilon^2$$

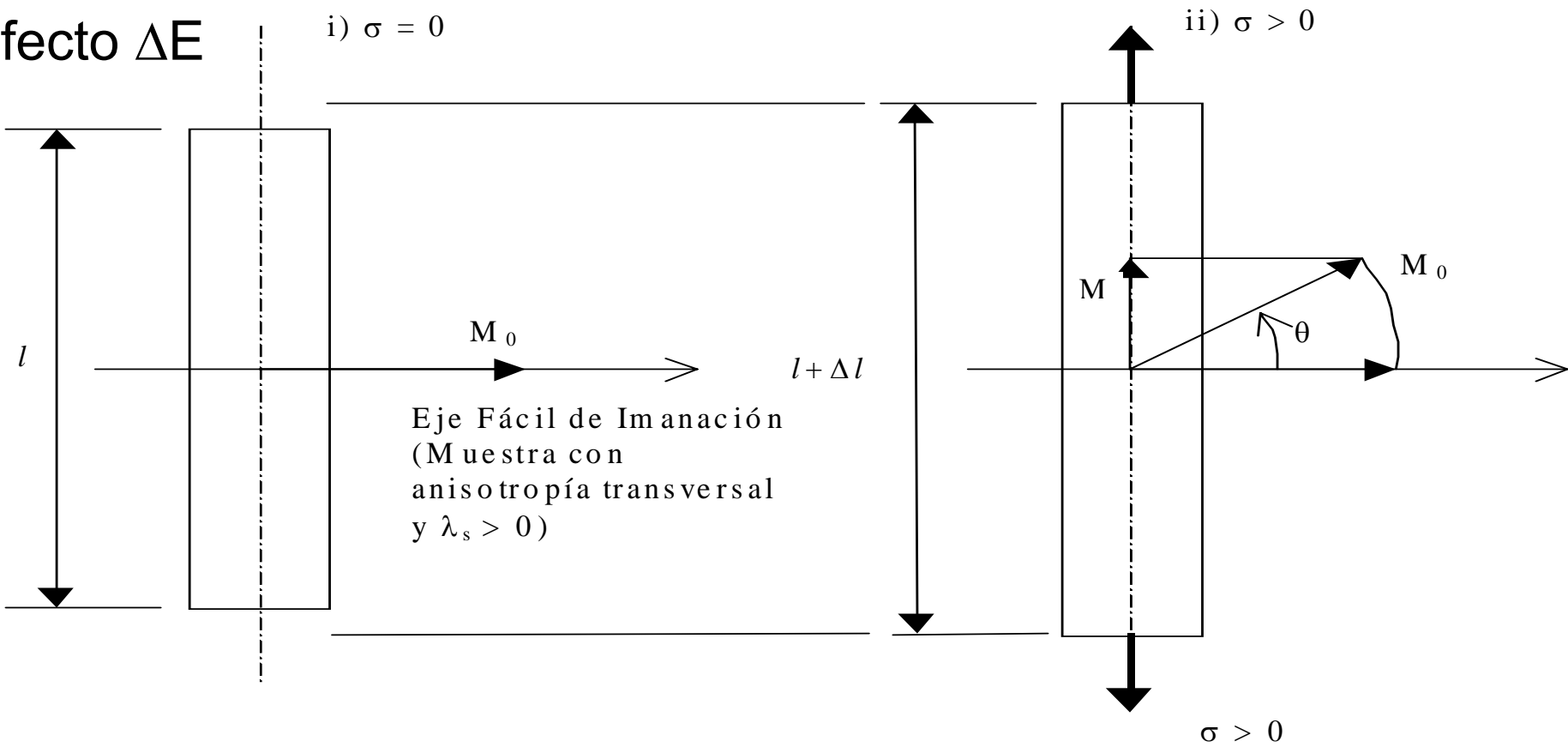
$E (= \sigma/\varepsilon)$ módulo de Young

$\varepsilon (= \Delta l/l)$ deformación específica en sentido de tensión σ

Y la energía magnética por

$$E_M = \frac{3}{2} \lambda_s \sigma \sen^2 \phi$$

Efecto ΔE



Con tensión aplicada, la energía elástica aportada al material tendrá una componente mecánica y otra magnética, o sea, dos contribuciones a la deformación del material: e_{mec} y e_{mag}

$$\sigma = E \cdot \varepsilon = E \cdot (\varepsilon_{mec} + \varepsilon_{mag})$$

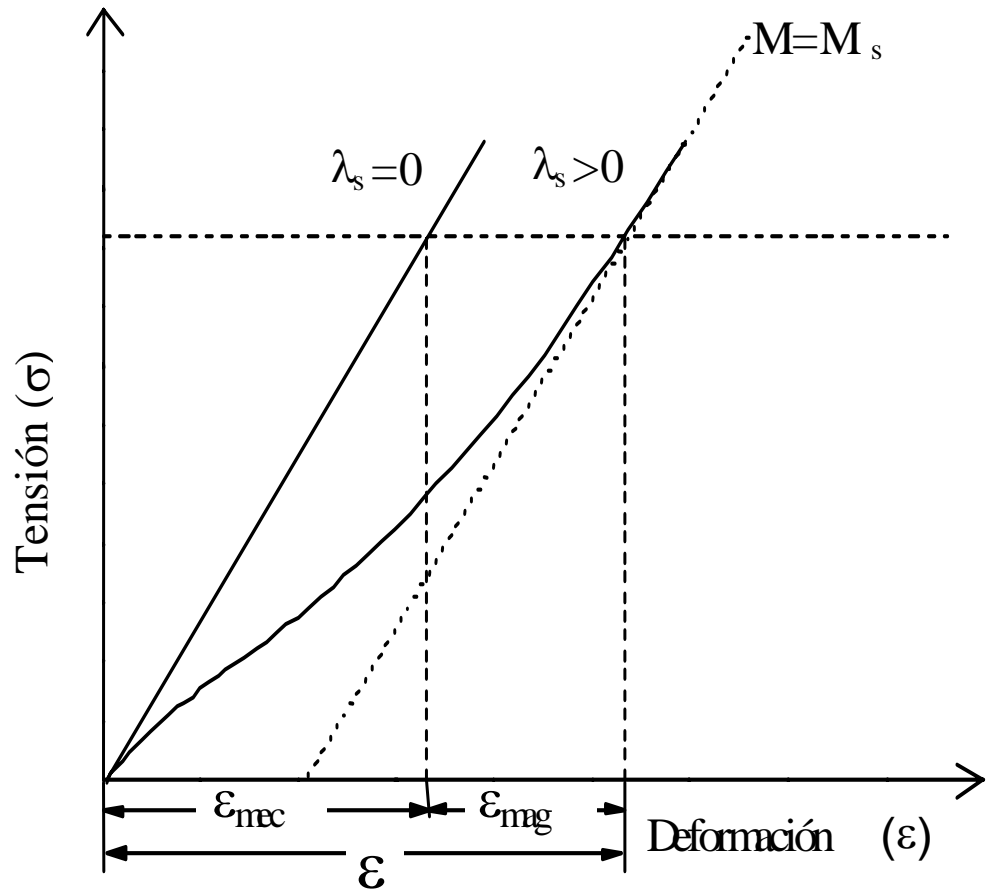
Si $\lambda_s > 0$	ε_{mag} positivo
$\lambda_s < 0$	ε_{mag} negativo

ε ($=\Delta l/l$) deformación específica en sentido de tensión σ

Ej.: $\lambda_s > 0$: contribución magnética a la deformación del material e_{mag} resulta en una reducción del valor de E .

El comportamiento magnetoelástico de los materiales se ve claramente a través de ensayos de tracción (tensión-deformación; σ - ϵ)

Curva con $\lambda_s > 0$ posee pendiente (módulo de Young) menor. Este efecto es conocido como efecto ΔE (diferencia entre el módulo de Young del material en el estado desimanado y un estado determinado de imanación, como por ejemplo el imanado a saturación E_s , es decir $\Delta E = E_s - E_0$)



El efecto ΔE puede expresarse (Chikazumi, Physics of Magn)

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{E_s - E_0}{E_0} = \frac{-2\lambda_s E_s}{5\sigma_i}$$

E_s : Mod. Young de material imanado a saturación ($M = M_s$)

E_0 : idem desimanado

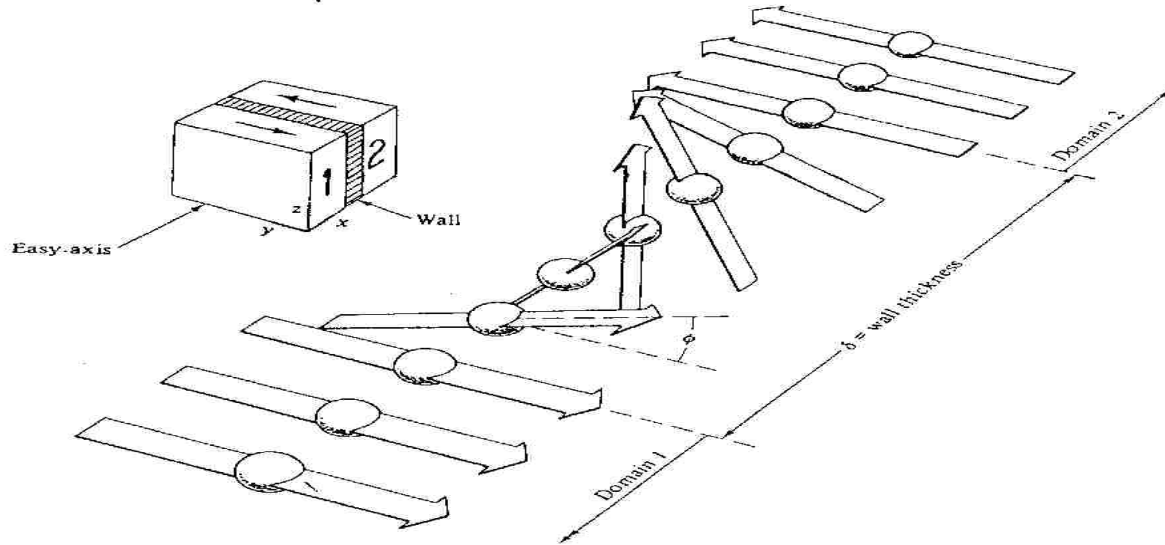
σ_i : tensiones internas

Tensiones internas del material pueden reducirse mediante tratamientos térmicos. Se puede medir E en función de la temperatura de recocido (T_{rec}) para el material desimanado y así tener E vs. σ

$$\frac{E(T_{rec}) - E_q}{E_q} = \frac{2\lambda_s}{5} \left[\frac{1}{\sigma_q} - \frac{1}{\sigma(T_{rec})} \right] \left[\frac{1}{E_s} + \frac{2\lambda_s}{\sigma(T_{rec})} \right]^{-1}$$

Materiales amorfos y nanocristalinos quedan muy tensionados por el método de producción por lo que este tipo de tratamientos se torna crucial

E_{PD} : Energía de las paredes de los dominios



Rotación de m entre dominios a 180° implica un incremento de energía. Se puede estimar que la energía de las paredes de los dominios debido a esa rotación por unidad de área es

$$\gamma = 4(A K_1)^{1/2} = 4 \left(\frac{k T_C K_1}{a} \right)$$

Donde A es el parámetro de canje magnético

$$A \approx \frac{k T_C}{a}$$

Importante porque si hay pequeñas variaciones de A o K_1 dentro del material (por bordes de grano, segundas fases, inclusiones o defectos) $\Rightarrow \delta$ dependerá de la posición de la pared

Se puede demostrar que

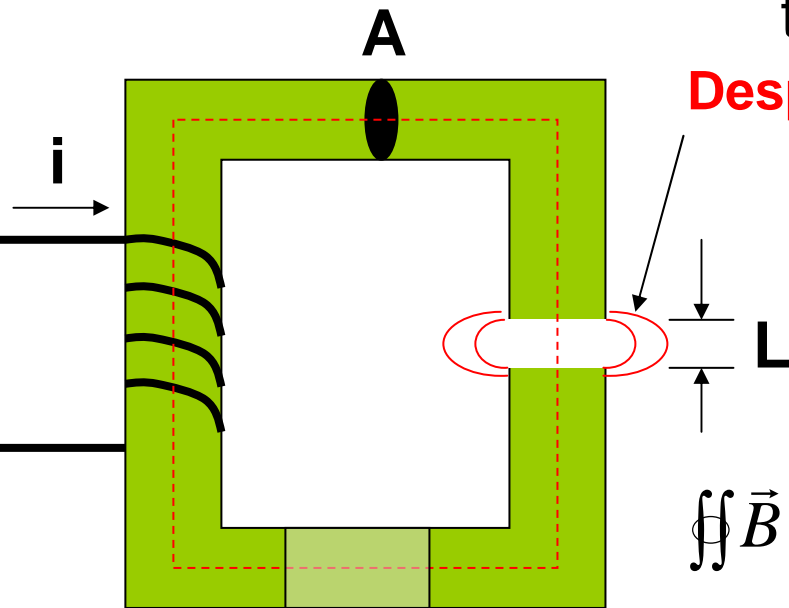
$$\delta = \pi \left(\frac{A}{K_1} \right)^{1/2} = \pi \left(\frac{k T_c}{a K_1} \right)^{1/2}$$

Si K_1 aumenta δ disminuye por lo que los imanes permanentes tienen dominios con paredes delgadas

Propiedades magnéticas intrínsecas aproximadas de un imán duro (SmCo ₅) y uno blando (Fe)			
Propiedad	SmCo ₅	Fe	Unidad
Polarización de saturación ($\mu_0 M$)	1	1	T
Coefficiente de anisotropía K_1	$1,1 \cdot 10^7$	$4,7 \cdot 10^4$	J m ⁻³
Campo de anisotropía H_A	$2 \cdot 10^7$	$5 \cdot 10^4$	A m ⁻¹
Parámetro de interacción de intercambio A	$2 \cdot 10^{-11}$	$2 \cdot 10^{-11}$	J m ⁻¹
Energía de la pared γ	$5 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-3}$	J m ⁻²
Ancho de la pared δ	$5 \cdot 10^{-9}$	$5 \cdot 10^{-8}$	m

Circuitos magnéticos

Líneas de B confinadas dentro del material ferromagnético si μ sufic. alto



Despreciando efectos de borde

Si material compuesto por varias partes de long l_j y permeabilidad μ_j

$$\oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = \sum_j H_j l_j = N i$$

$$\oiint \vec{B} \cdot d\vec{A} = 0 \Rightarrow \phi = \iint \vec{B} \cdot d\vec{A} = B A = \mu H A = cte$$

$$H_j = \frac{\phi}{\mu_j A_j} \quad \sum_j \frac{\phi}{\mu_j A_j} l_j = N i$$

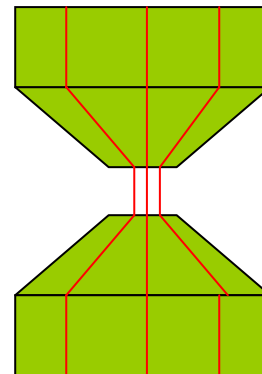
$$\phi R = f_{mm}$$

f_{mm} : fuerza magnetomotriz
 R : reluctancia

En nuestro caso

$$B A = \frac{N i}{\frac{l}{\mu A} + \frac{L}{\mu_0 A}}$$

$$B = \frac{\phi}{A}$$



Con geometría de las piezas polares se puede controlar intensidad de B

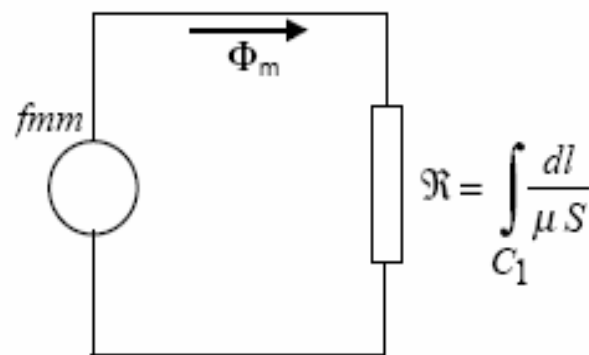
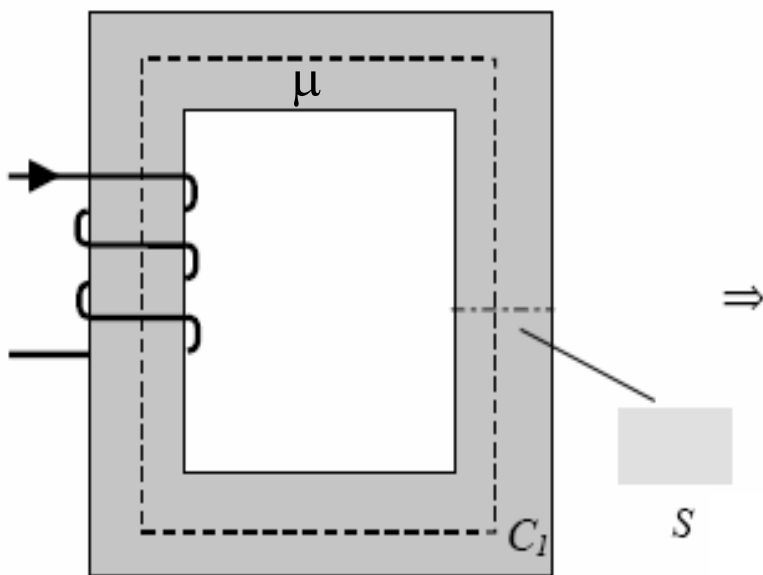
$$\phi R = f_{mm}$$

Ec. formalmente igual a la de Ohm; R (reluctancia; $\propto 1/\mu$) mide la resistencia del material al flujo magnético \Rightarrow líneas de campo se concentran en las zonas de mayor permeabilidad

$$R = \sum \frac{l_j}{\mu_j S}$$

$$N i = \phi \sum_j \frac{l_j}{\mu_j A_j} \Rightarrow f_{mm} = \phi R$$

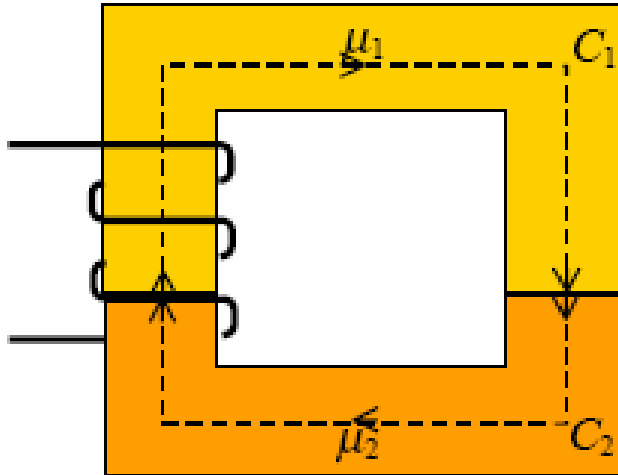
Se puede usar la misma metodología de cálculo que se emplea en circuitos



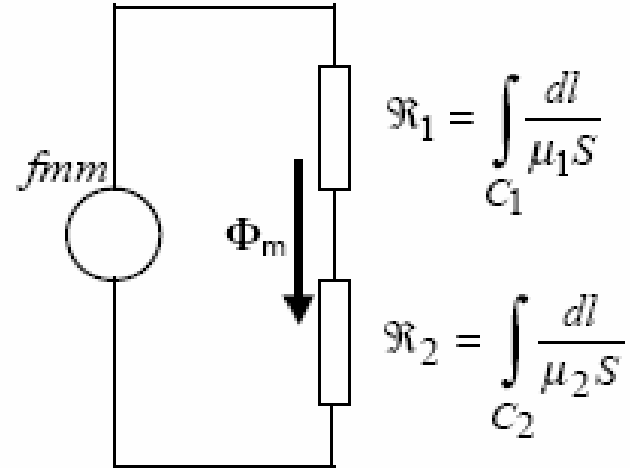
Reluctancias en serie

$$\phi R = f_{mm}$$

$$Ni = \phi \int \frac{dl}{\mu S}$$

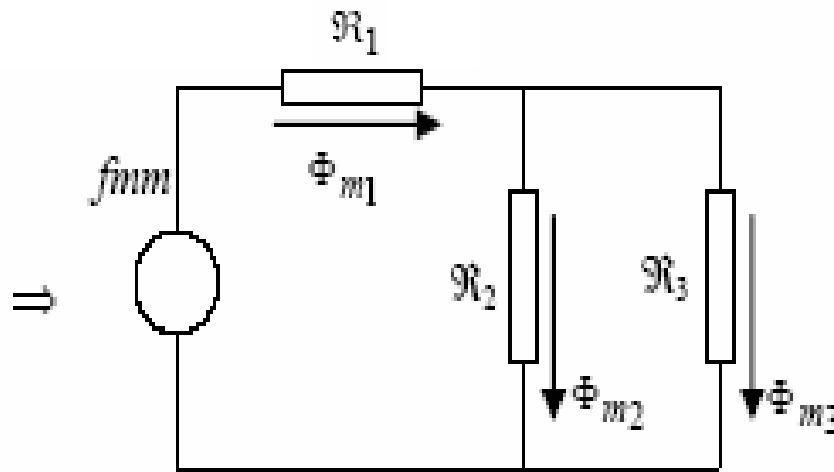
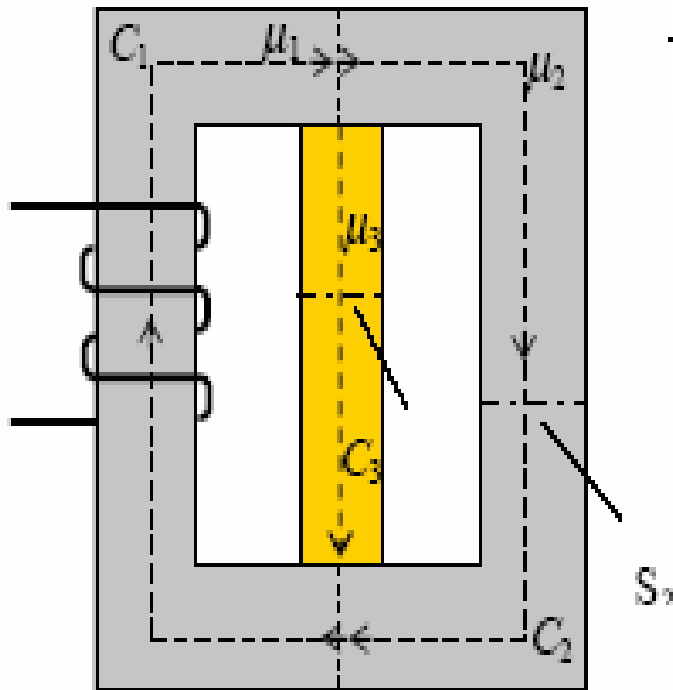


\Rightarrow



$$N i = \phi \sum_j \frac{l_j}{\mu_j S_j} \Rightarrow f_{mm} = \phi R \Rightarrow Ni = \phi \left(\int_{C_1} \frac{dl}{\mu_1 S} + \int_{C_2} \frac{dl}{\mu_2 S} + \right)$$

Reluctancias en paralelo



$$\mathcal{R}_1 = \int_{C_1} \frac{dl}{\mu_1 S_1}$$

$$\mathcal{R}_2 = \int_{C_2} \frac{dl}{\mu_2 S_2}$$

$$\mathcal{R}_3 = \int_{C_3} \frac{dl}{\mu_3 S_3}$$

$$Ni = \phi_1 R_1 + \phi_2 R_2 \quad \Rightarrow \quad \phi_2 R_2 = \phi_3 R_3$$

$$Ni = \phi_1 R_1 + \phi_3 R_3$$

$$\phi_1 = \phi_2 + \phi_3$$

$$Ni = (\phi_2 + \phi_3) R_1 + \phi_2 R_2 = \left(\phi_2 + \phi_2 \frac{R_2}{R_3} \right) R_1 + \phi_2 R_2 \Rightarrow Ni = \phi_2 \frac{R_1 R_3 + R_1 R_2 + R_3 R_2}{R_3}$$

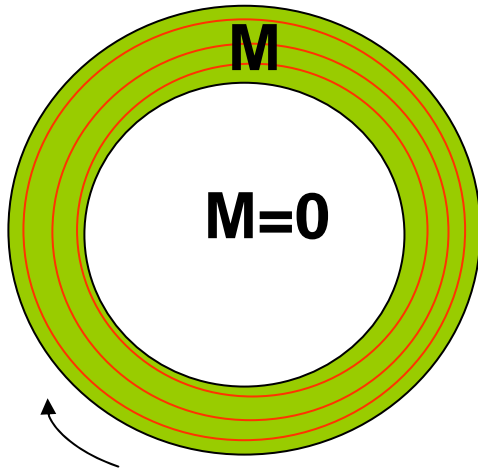
$$Ni = (\phi_2 + \phi_3) R_1 + \phi_3 R_3 = \left(\phi_3 \frac{R_3}{R_2} + \phi_3 \right) R_1 + \phi_3 R_3 \Rightarrow Ni = \phi_3 \frac{R_1 R_3 + R_1 R_2 + R_3 R_2}{R_2}$$

$$\phi R = f_{mm}$$

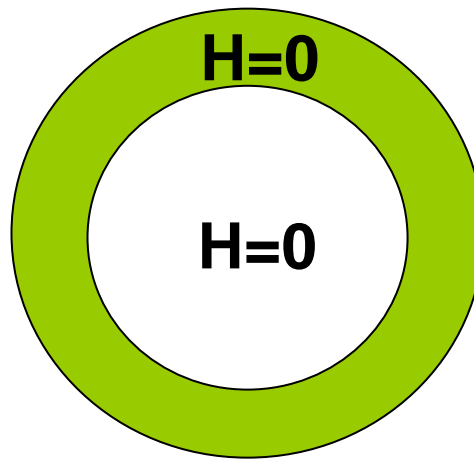
$$Ni = \phi \int \frac{dl}{\mu S}$$

Imanes permanentes Al quitar i el material queda magnetizado

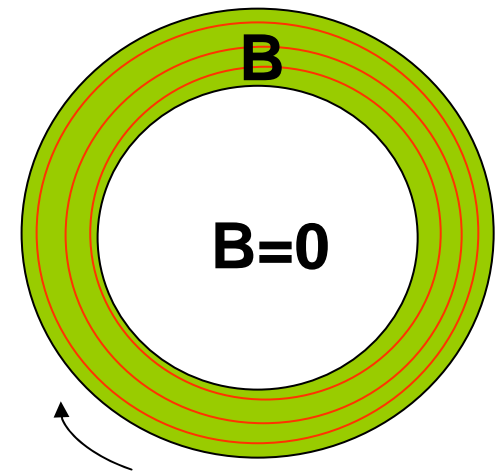
M=0



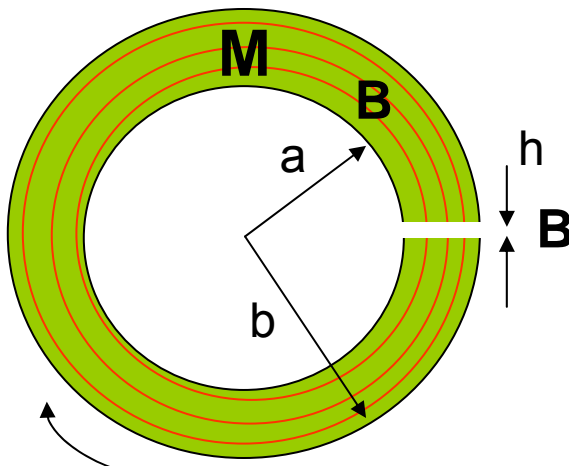
H=0



B=0

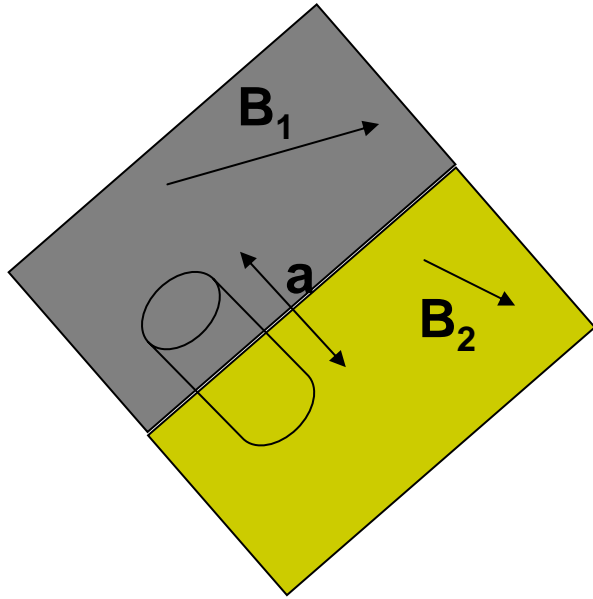


Con entrehierro, M en material no cambia y en e-h $M=0$; B producido por i_m que se redujo en $\Delta i_m = (\Delta\theta/2\pi)i_m$ cambia poco en el material si $\Delta\theta$ es chico respecto al valor anterior ($\mu_0 M$) y fuera idem, salvo distorsión



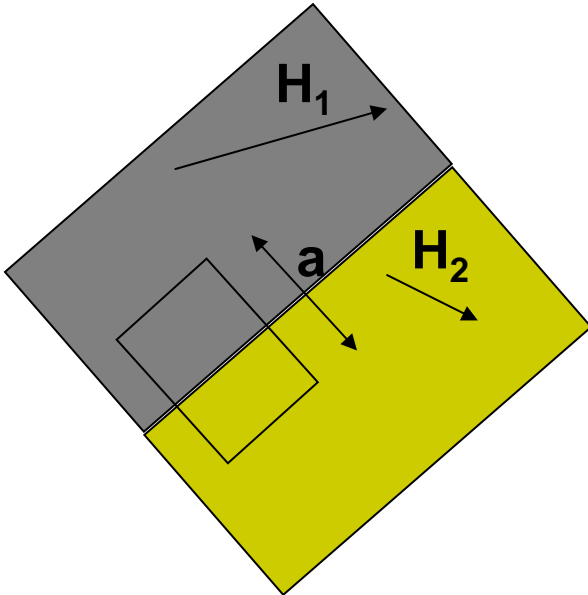
Que pasa con H en el material?

Condiciones de borde



$$\oiint \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0 \Rightarrow a \rightarrow 0$$

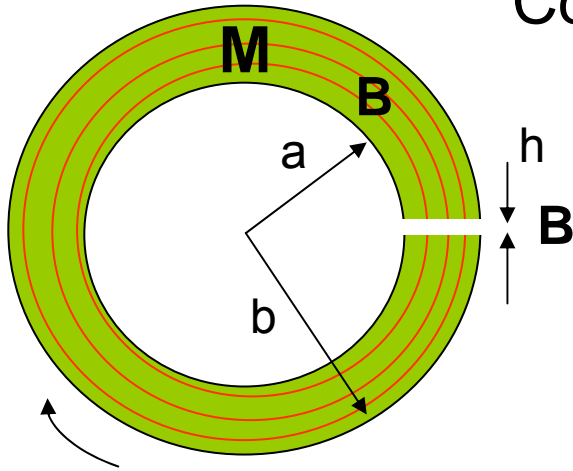
$$B_{n1} = B_{n2}$$



$$\nabla \cdot \vec{H} \Rightarrow \oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = 0 \Rightarrow a \rightarrow 0$$

$$H_{n1} = H_{n2}$$

Como no hay i y material magnetizado



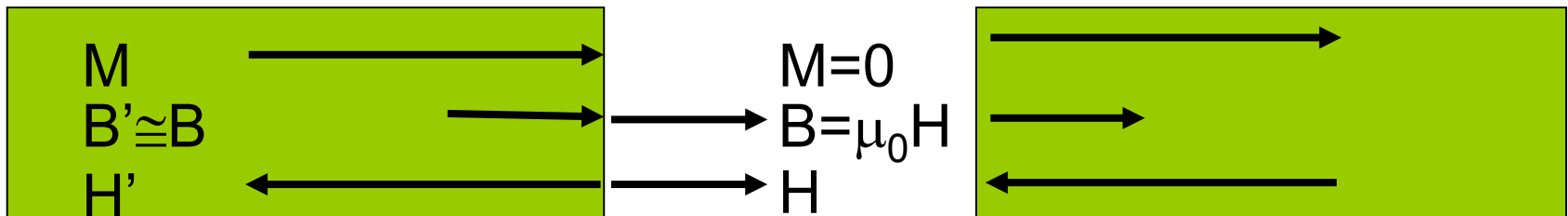
$$Ni = \oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = 0 = \int_{mat} \vec{H} \cdot d\vec{l} + \int_{e-h} \vec{H} \cdot d\vec{l}$$

$$H(2\pi r - h) + H_0 h = 0 \quad r = (a + b) / 2$$

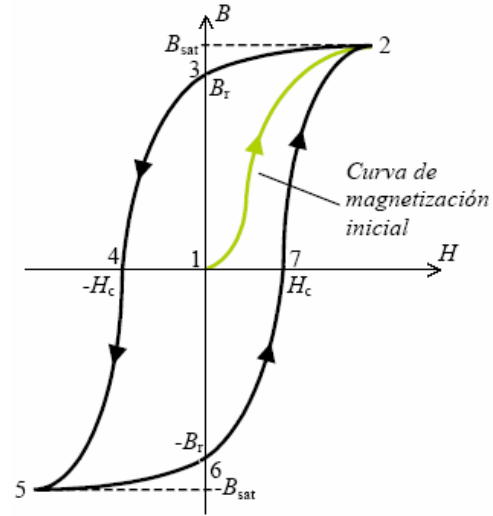
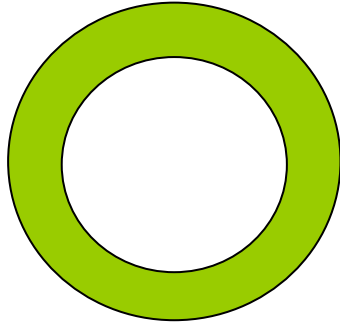
$$H = -H_0 \frac{h}{(2\pi r - h)}$$

$$B = \mu_0 H_0 \quad y \quad B_{nMat} = B_0$$

En e-h H_0 tiene la misma dirección que B , por lo que en el material tiene sentido contrario



Si material magnetizado hasta M_s y se corta i, $\Rightarrow H=0$ y $B=B_r$



Si ahora
entre-hierro

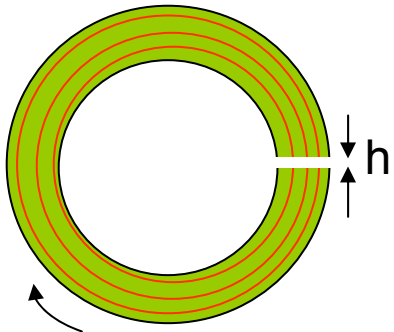
h

$$\oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = 0 = (2\pi r - h)H + hH_0 \Rightarrow H = -\frac{hH_0}{2\pi r - h}$$

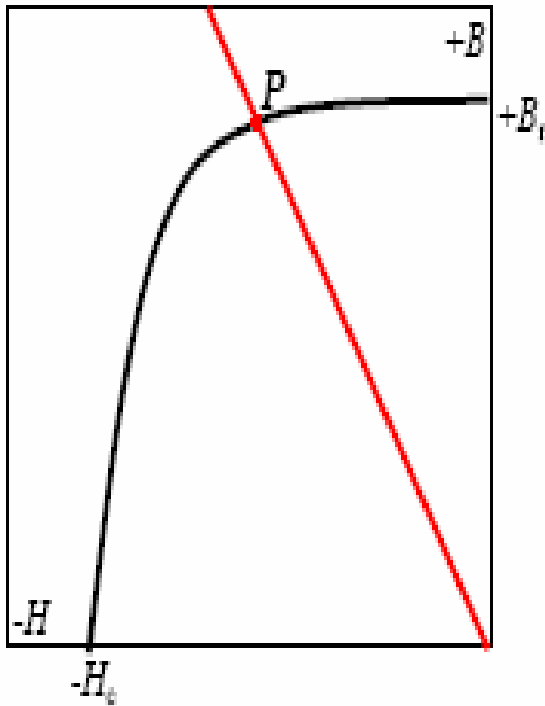
$$B = B_0 \Rightarrow \mu_0(H + M) = \mu_0 H_0 \Rightarrow -\frac{hH_0}{2\pi r - h} + M = H_0$$

$$M = \left(1 + \frac{h}{2\pi r - h}\right)H_0 \Rightarrow H_0 = \left(1 - \frac{h}{2\pi r}\right)M$$

$$H = -\frac{hH_0}{2\pi r - h} = -\frac{h}{2\pi r - h} \left(1 - \frac{h}{2\pi r}\right)M \Rightarrow H = -\frac{h}{2\pi r}M$$



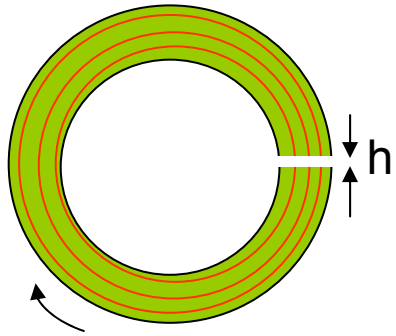
$$M = -\frac{2\pi r}{h} H \Rightarrow B = \mu_0(H + M) = \mu_0\left(H - \frac{2\pi r}{h} H\right) \Rightarrow B = -\mu_0 \frac{2\pi r - h}{h} H$$



Esta relación se llama “Recta de Carga” o “de trabajo” y su pendiente es (-) ya que B y H tienen sentido contrario en el material. La existencia del e-h hace que B se corra de B_r hasta P. Cuanto menor sea h más vertical será esta recta y más cerca estará P de B_r . En cambio e-h grandes disminuirán el flujo en el material ya que existirá mucho flujo disperso en el e-h

$$\frac{B}{H} = \text{tg } \textit{recta de trabajo} = -\mu_0 \frac{2\pi r - h}{h} \rightarrow \infty \text{ con } h \rightarrow 0$$

Fuerza de imanes



$$\frac{dU}{dVol} = -\vec{m} \cdot \vec{B} \Rightarrow U = -\iiint M B dVol \quad \cos(M, B) = 1$$

$$B = \mu_0 H_0 \quad H_0 = \left(1 - \frac{h}{2\pi r}\right) M \Rightarrow U = -\iiint M^2 \mu_0 \left(1 - \frac{h}{2\pi r}\right) dVol$$

$$Vol = (2\pi r_m - h) S \Rightarrow U = -\mu_0 M^2 \left(1 - \frac{h}{2\pi r_m}\right) (2\pi r - h) S$$

Si material se deforma Δh por fuerza entre polos U , hay un ΔU

$$U - \Delta U = -\mu_0 M^2 \left(1 - \frac{h - \Delta h}{2\pi r_m}\right) Vol = -\mu_0 M^2 \left(1 - \frac{h}{2\pi r_m}\right) Vol - \mu_0 M^2 \left(\frac{\Delta h}{2\pi r_m}\right) Vol$$

ΔU : trabajo de la fuerza entre polos a lo largo de Δh

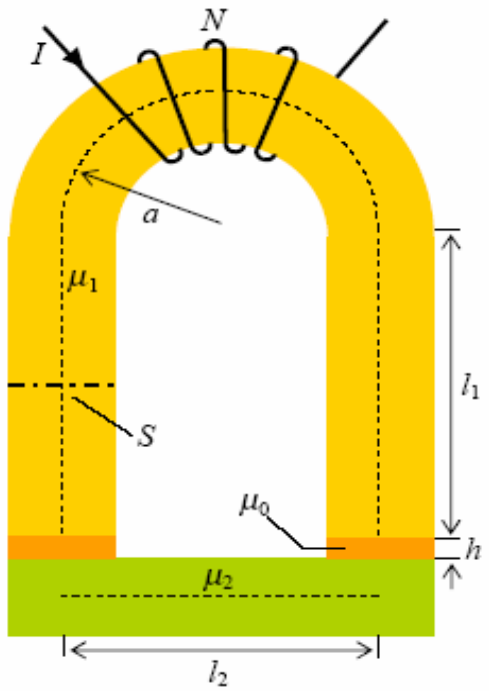
$$\Delta U = \mu_0 M^2 \frac{\Delta h}{2\pi r_m} Vol = F \Delta h$$

$$F = \frac{\mu_0 M^2 Vol}{2\pi r_m} \approx \mu_0 M^2 S \approx \frac{B^2 S}{\mu_0}$$

$$F = \frac{B^2 S}{\mu_0}$$

Expresión aproximada

Ejemplo: ¿necesaria para levantar un coche de $P = 3 \text{ Tn}$?



$A = 0,6 \text{ m}$, $l_1 = 1 \text{ m}$, $l_2 = 0,7 \text{ m}$, $h = 0,01 \text{ m}$, $N = 2000$,
 $\mu_{r1} = 3000$, $\mu_{r2} = 1000$, $S = 100 \text{ cm}^2$

$$2 \frac{B^2 S}{\mu_0} = P$$

en los 2 e-h de altura h material paramagnético

$$fmm = NI = \Phi R \quad R = \frac{\pi a + 2l_1}{\mu_1 S} + \frac{l_2}{\mu_2 S} + \frac{2h}{\mu_0 S}$$

$$B = \frac{NI}{SR} = \frac{NI}{\frac{\pi a + 2l_1}{\mu_1} + \frac{l_2}{\mu_2} + \frac{2h}{\mu_0}}$$

$$2 \left(\frac{NI}{SR} \right)^2 \frac{S}{\mu_0} = 2 \left(\frac{NI}{\left(\frac{\pi a + 2l_1}{\mu_1} \right) + \left(\frac{l_2}{\mu_2} \right) + \frac{2h}{\mu_0}} \right)^2 \frac{S}{\mu_0} = P$$

$$I = \sqrt{\frac{P}{2\mu_0 S N^2} \left(\frac{\pi a + 2l_1}{\mu_{1r}} + \frac{l_2}{\mu_{2r}} + 2h \right)} = 11,9 \text{ A}$$

Alnico (Aleación de Al, Ni, Co y Fe)

Diversas variantes comerciales

Imanes se producen por fundición y moldeo, o por conformado a partir de polvos y sinterizado

$(BH)_{\max}$ de 1,5 a 7,5 MGOe

Baja H_c

Alta resistencia térmica; hasta 550 C

