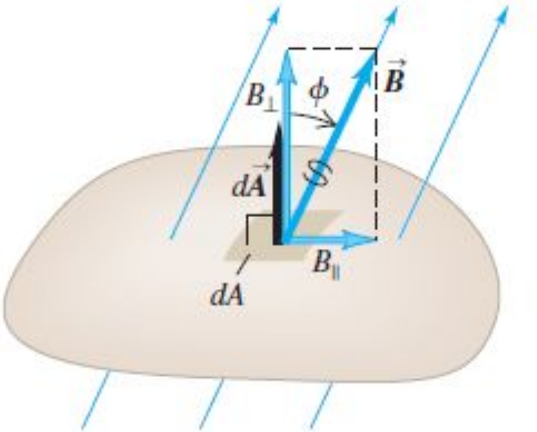
Repaso Clase 8

- Fuentes de B (varios ejemplos)

Flujo de Campo Magnético

27.15 El flujo magnético a través de un elemento de área dA se define como $d\Phi_B = B_\perp dA$.



El flujo de B a través de una superficie se define de la misma forma que el flujo del E.
La componente normal a un dA será: $B_\perp = B\cos\phi$,
(Φ: ángulo entre B y **una línea ⊥ a la superficie en ese lugar**):

$$d\Phi_B = B_\perp dA = B\cos\phi\, dA = \vec{B}\cdot d\vec{A}$$

Sobre toda el área

$$\Phi_B = \int B_\perp dA = \int B\cos\phi\, dA = \int \vec{B}\cdot d\vec{A}$$ (flujo magnético a través de una superficie)

El flujo magnético es una cantidad *escalar*. En el caso especial en que $\vec{B}$ es uniforme sobre la superficie de un plano con área total A, $B_\perp$ y ϕ son los mismos en todos los puntos de la superficie, y

$$\Phi_B = B_\perp A = BA\cos\phi$$

Si $\vec{B}$ fuera perpendicular a la superficie, entonces $\cos\phi = 1$ y la ecuación (27.7) se reduce a $\Phi_B = BA$.

Unidades en SI

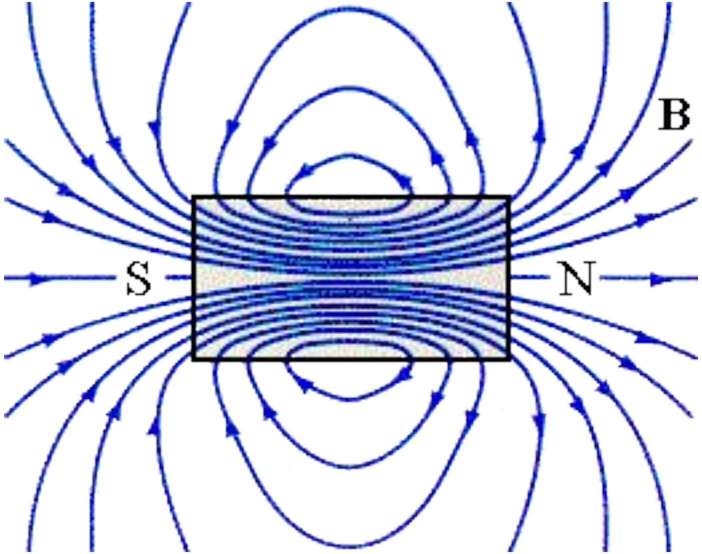
$$\boxed{\begin{gathered}1\ \mathrm{Wb} = 1\ \mathrm{T}\cdot\mathrm{m}^2 \\ 1\ \mathrm{Wb} = 1\ \mathrm{T}\cdot\mathrm{m}^2 = 1\ \mathrm{N}\cdot\mathrm{m/A}\end{gathered}}$$

En la ley de Gauss, el flujo *eléctrico* total a través de una superficie cerrada es proporcional a la carga eléctrica total encerrada por la superficie. Por ejemplo, si la superficie cerrada contiene un dipolo eléctrico, el flujo eléctrico total es igual a cero porque la carga total es cero. (Quizá usted desee repasar la sección 22.3 acerca de la ley de Gauss.) Por analogía, si existiera algo como una sola carga magnética (monopolo magnético), el flujo *magnético* total a través de la superficie cerrada sería proporcional a la carga magnética total encerrada. Pero ya dijimos que nunca se ha observado un monopolo magnético, a pesar de la intensa búsqueda que se hace de él. Se concluye lo siguiente:

El flujo magnético total a través de una superficie cerrada siempre es igual a cero.

Simbólicamente,

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{A} = 0 \quad \text{(flujo magnético a través de cualquier superficie cerrada)} \qquad (27.8)$$



La ausencia de monopolos magnéticos hace que todas las líneas de campo sean cerradas. El flujo sobre cualquier superficie siempre será nulo.

$$\Phi_B = \int \vec{B}.d\vec{s} = 0$$

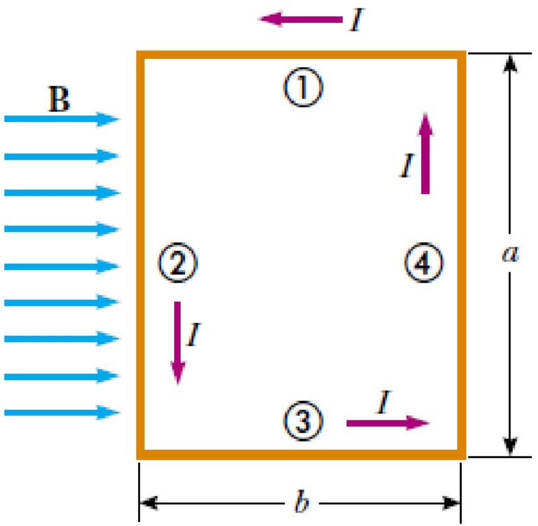
Y utilizando el teorema de Gauss:

$$\vec{\nabla}.\vec{B} = 0$$

Por lo que en condiciones electrostáticas estacionarias:

$$\boxed{\vec{\nabla}.\vec{B} = 0 \qquad \vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J}}$$

Torque sobre una espira en un campo magnético uniforme

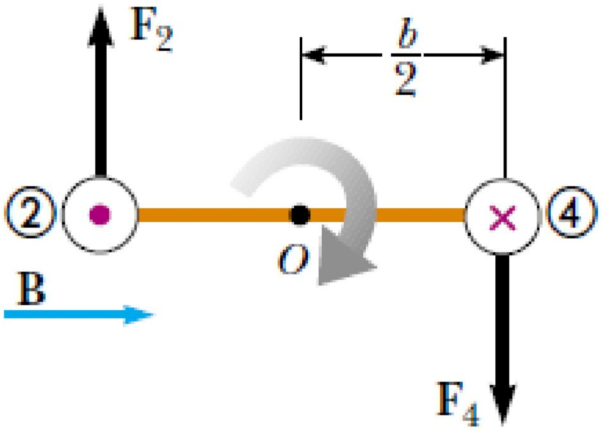


Consideramos una espira inmersa en un campo magnético uniforme. Sabemos que la fuerza neta es nula.

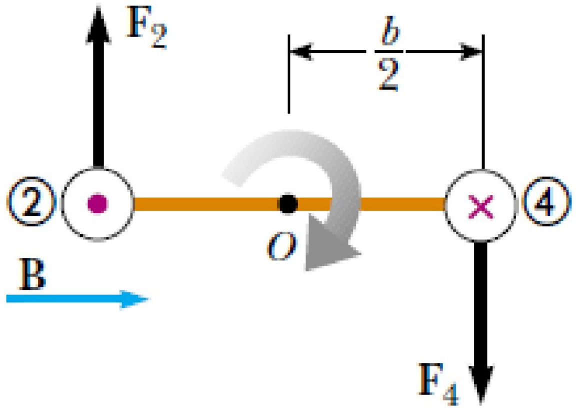
La fuerza sobre los segmentos 1 y 3 es nula.

Las fuerzas sobre los segmentos 2 y 4 son iguales y de sentido opuesto

$$F_2 = F_4 = IaB$$



Si calculamos el momento de las fuerzas con respecto al punto medio O tenemos



$$\tau_{max} = F_2 \frac{b}{2} + F_4 \frac{b}{2} = (IaB) \frac{b}{2} + (IaB) \frac{b}{2} = IabB$$

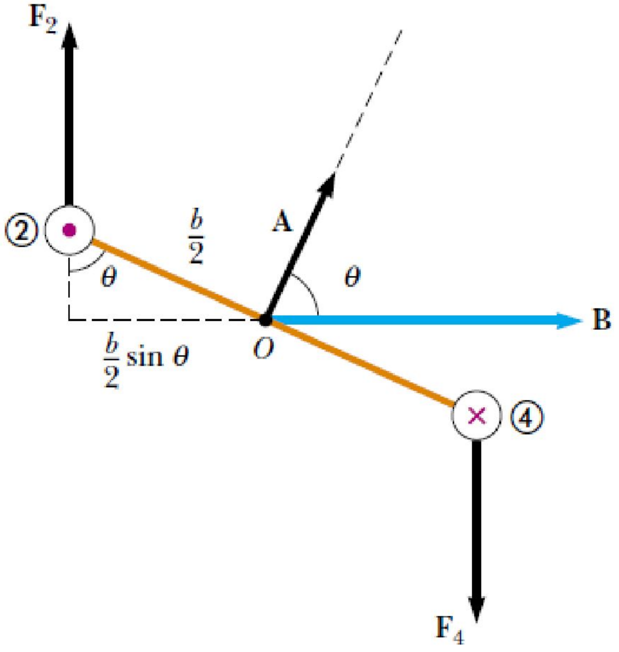
$$\boxed{\tau_{max} = IAB}$$

Si definimos $\vec{A}$ como un vector perpendicular al área de la espira tendremos

$$\tau = F_2 \frac{b}{2} \sin \theta + F_4 \frac{b}{2} \sin \theta$$

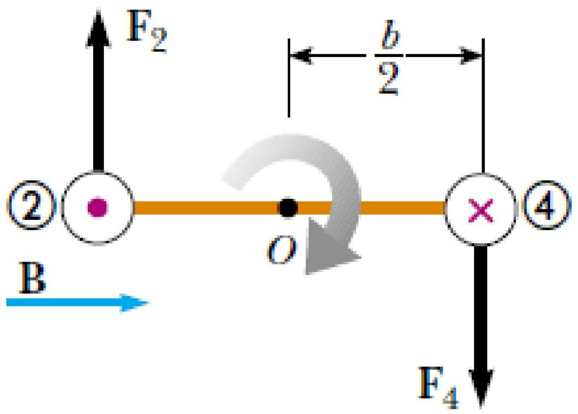
$$= IaB \left(\frac{b}{2} \sin \theta \right) + IaB \left(\frac{b}{2} \sin \theta \right) = IabB \sin \theta$$

$$= IAB \sin \theta$$



El torque es $\vec{\tau} = I\,\vec{A} \times \vec{B}$

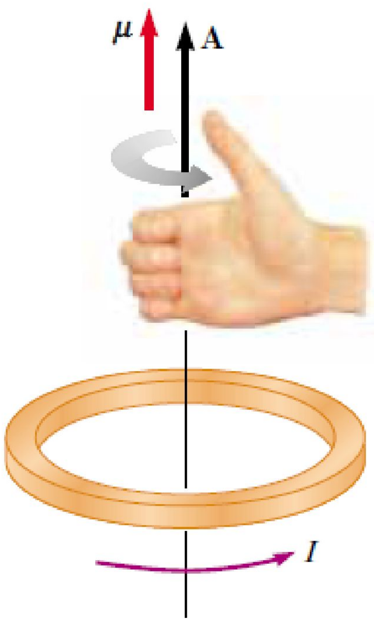
Si calculamos el momento de las fuerzas con respecto al punto medio O tenemos



$$\tau_{\max} = F_2 \frac{b}{2} + F_4 \frac{b}{2} = (IaB)\frac{b}{2} + (IaB)\frac{b}{2} = IabB$$

$$\boxed{\tau_{\max} = IAB}$$

El vector $\vec{A}$ se define usando la regla de la mano derecha:



Definimos el Momento magnético $\vec{\mu}$ de una espira que lleva una corriente I como $\vec{\mu} = I\,\vec{A}$, con unidades de Ampere $.m^2$.

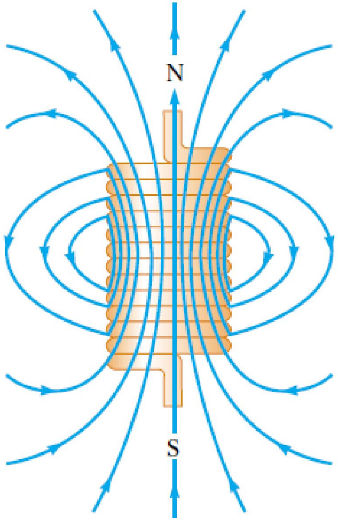
El torque es entonces $\vec{\tau} = \vec{\mu} \times \vec{B}$. Este resultado no depende de la forma de la espira.

Si tenemos una bobina con N espiras, el momento magnético es

$$\vec{\mu} = N\mu_{espira}$$

El magnetismo en la materia

Un solenoide, o una bobina por la que circula corriente presenta un campo magnético con polos norte y sur.



En general todo circuito cerrado por el que circula corriente como una espira presenta un campo magnético semejante y un momento magnético $\vec{\mu}$

Energía potencial magnética

La energía potencial de una espira inmersa en un campo magnético, se define de manera similar a la energía de un dipolo en un campo eléctrico:

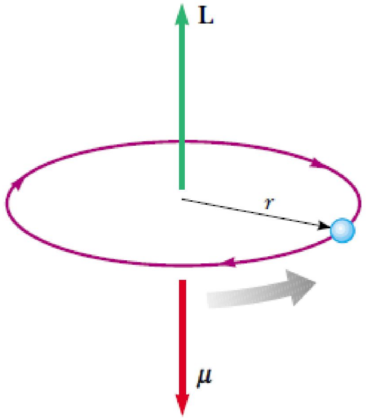
$$U = -\vec{\mu}.\vec{B}$$

El Momento Magnético Atómico

La interacción de la materia con un campo magnético externo está dada por el momento magnético total de un material, que depende del momento magnético de cada átomo.

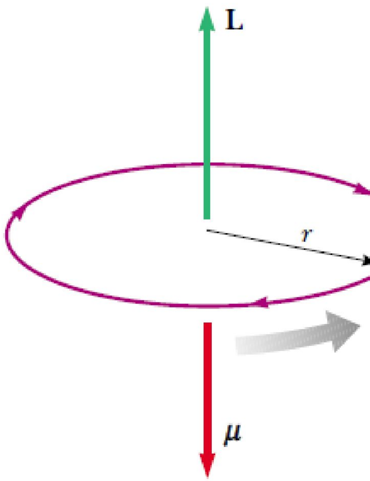
El momento magnético de un átomo está dado por la suma de los momentos magnéticos de los electrones.
A su vez, el momento magnético de los electrones tiene dos contribuciones, el momento orbital, asociado al movimiento de los electrones y el de spin.

los átomos que constituyen toda la materia contienen electrones en movimiento, los cuales forman espiras microscópicas de corriente que producen campos magnéticos por sí mismos. En muchos materiales, estas corrientes se encuentran orientadas al azar y no producen un campo magnético neto. Pero en algunos materiales, un campo externo (producido por corrientes afuera del material) ocasionan que estas espiras se orienten en forma preferencial con el campo, por lo que sus campos magnéticos se *suman* al campo exterior. Entonces decimos que el material se ha *magnetizado*.



¿Cómo surgen esas corrientes microscópicas?

- Recordemos que una espira con área A y corriente I tiene un momento dipolar magnético μ=IA.
- Para el electrón (modelo) podemos pensar que A = πr^2 y **¿la corriente?**



Si el electrón se mueve con velocidad constante v, el período de la órbita T será $T = \frac{2\pi r}{v}$.

La corriente equivalente I es la carga total que pasa por cualquier punto de la órbita por unidad de tiempo, la cual es simplemente el cociente que resulta de dividir la magnitud e de la carga del electrón entre el periodo orbital T:

$$I = \frac{e}{T} = \frac{ev}{2\pi r}$$

Ahora ya tenemos todos los datos para poder definir el **momento magnético del electrón**

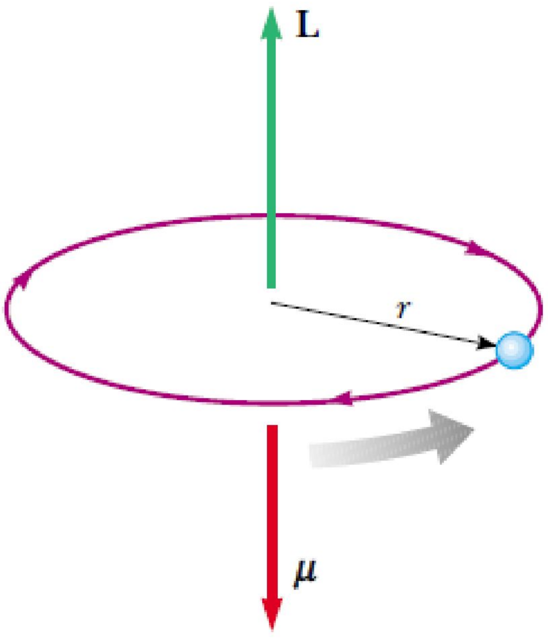
$$\mu = IA = I\pi r^2 = \frac{1}{2} evr$$

Es útil expresar μ en términos de la *cantidad de movimiento angular* L del electrón. Para una partícula que se desplaza en una trayectoria circular, la magnitud de la cantidad de movimiento angular es igual a la magnitud de la cantidad de movimiento mv multiplicada por el radio r, es decir, $L = mvr$ (véase la sección 10.5). Al comparar esto con la ecuación (28.25), podemos escribir

$$\mu = \frac{e}{2m}L \tag{28.26}$$

OBSERVACIÓN

$$\mu = \left(\frac{e}{2m_e}\right) L$$



La carga del electrón es negativa por lo que el impulso angular orbital y el momento magnético tienen sentidos opuestos.

La mecánica cuántica predice que el momento magnético está cuantizado, solo puede tomar valores que sean múltiplos de una cantidad fundamental

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1.05 \times 10^{-34}\ J.s$$

El valor más pequeño que el μ del electrón puede tomar es

$$\mu = \sqrt{2}\,\frac{e}{2m_e}\,\hbar$$

Esta combinación de constantes universales aparece con frecuencia y se la conoce como el Magnetón de Bohr μ_B

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} = 9.27 \times 10^{-24}\ J/T$$

El momento magnético orbital es en general despreciable por la orientación al azar de los electrones en los átomos

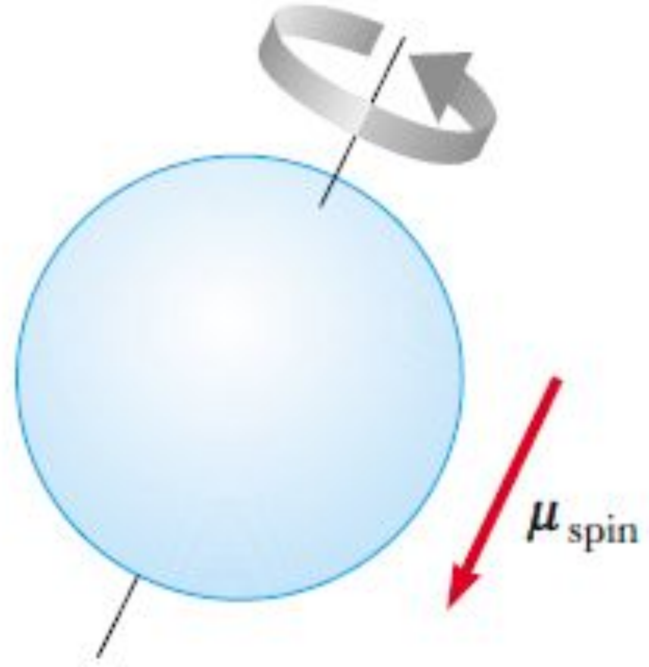
La teoría cuántica predice un momento magnético intrínseco para todas las partículas llamado spin. Este efecto no tiene correlato con ninguna propiedad clásica. Para el electrón vale

$$\mu_s = \mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$$

Las propiedades de simetría en mecánica cuántica hacen que los electrones tienden a formar pares de spin opuesto.

Sólo habrá momento magnético de spin si hay electrones no apareados.

Atención! El electrón no gira sobre sí mismo! Es la imagen que se formó la gente cuando empezó a estudiar este efecto. El spin es una propiedad intrínseca de las partículas, que no es consecuencia de ningún movimiento físico.



Magnetismo en la materia

Dependiendo de sus propiedades magnéticas, las substancias se clasifican en tres grupos:

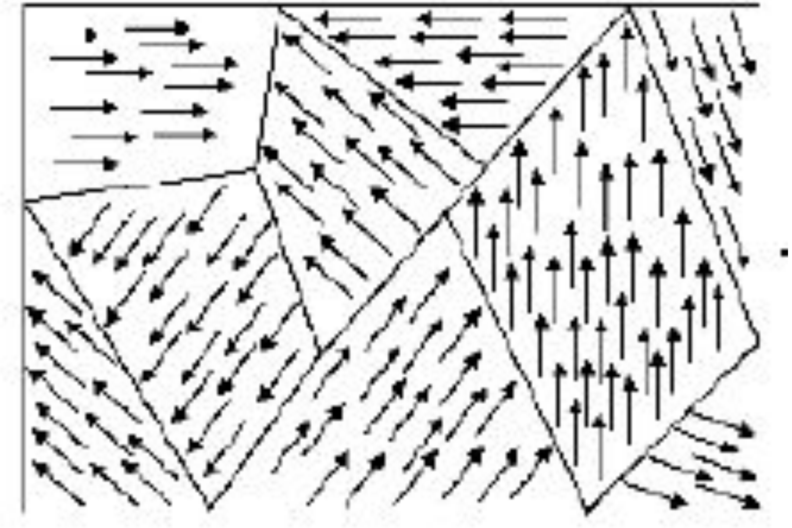
Ferromagnéticas
Paramagnéticas → sus átomos presentan un momento magnético permanente

Diamagnéticas → sus átomos no presentan momento magnético permanente

Ferromagnetismo

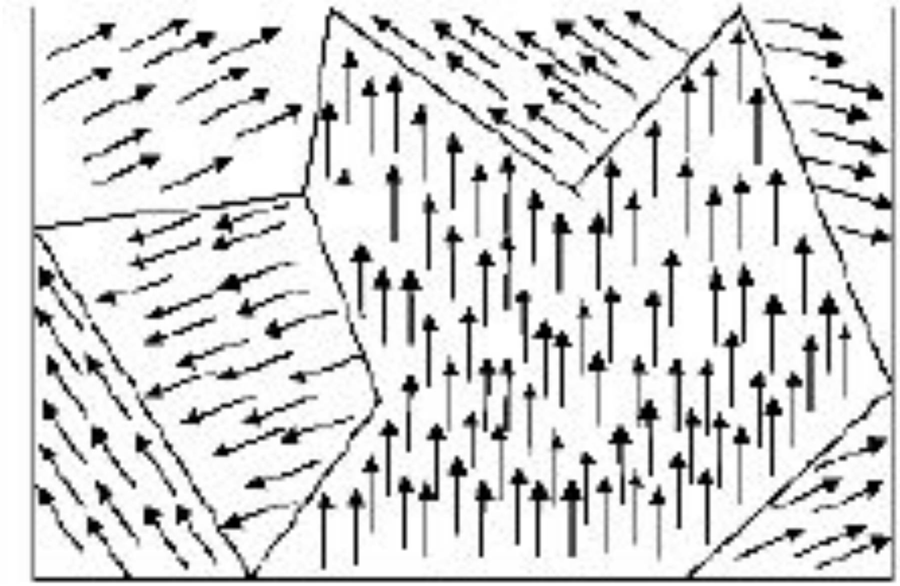
Materiales Ferromagnéticos: Presentan regiones microscópicas con igual momento magnético llamadas dominios.

Ejemplo: hierro, níquel, cobalto



En ausencia de un campo externo, la orientación de los momentos magnéticos de los dominios es aleatoria debido a la agitación térmica, la muestra no está magnetizada.

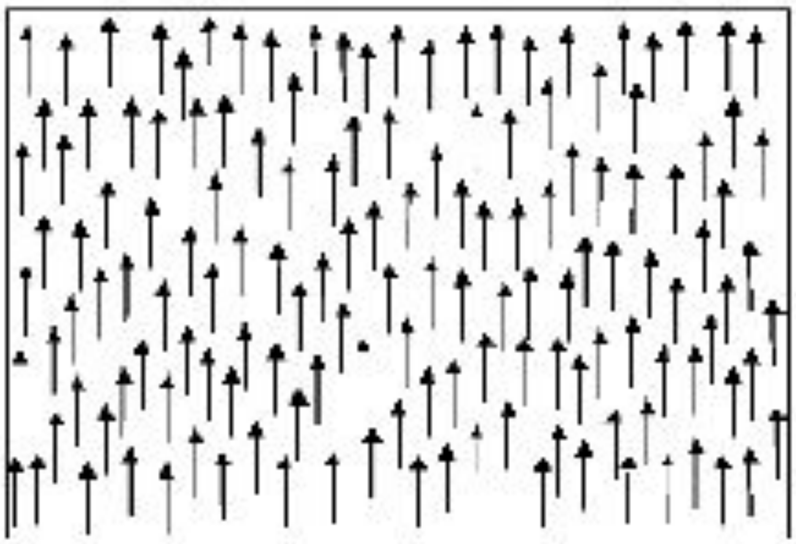
Si aplicamos un campo B externo, el tamaño de los dominios con momento alineado con el campo aumenta.



B↑

Esto es consecuencia de una fuerte interacción entre momentos magnéticos atómicos, que se explica con la teoría cuántica

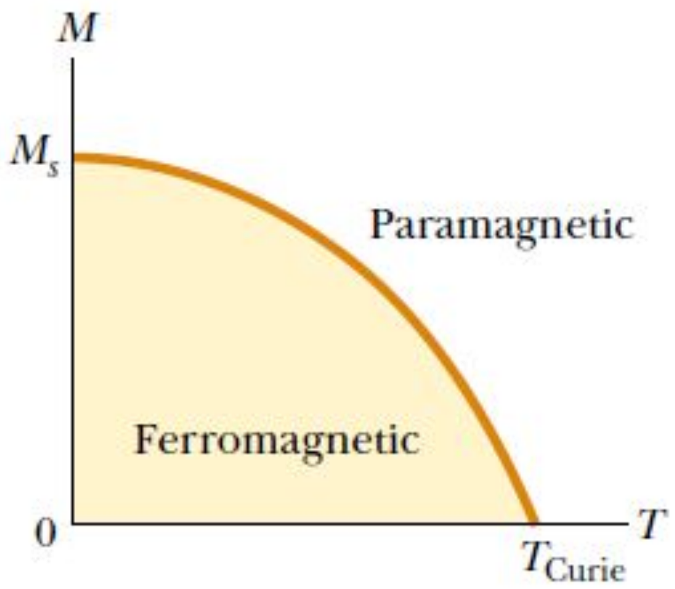
Si el campo es lo suficientemente intenso, la contribución al momento magnético de la muestra de los dominios no alineados es despreciable.



Luego de retirado el campo externo, la muestra mantiene en general su magnetización.

Paramagnetismo

En un material paramagnético, la interacción de los dominios entre sí es más débil y la alineación con un campo externo se pierde muy rápido gracias a la agitación térmica.



En general, un material ferromagnético se vuelve paramagnético a medida que aumenta la temperatura y la agitación térmica es mayor.

La temperatura a la que se produce esta transición se llama temperatura de Curie

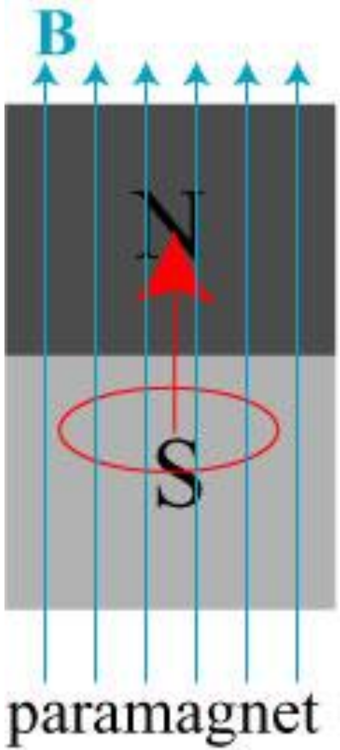
Paramagnetismo

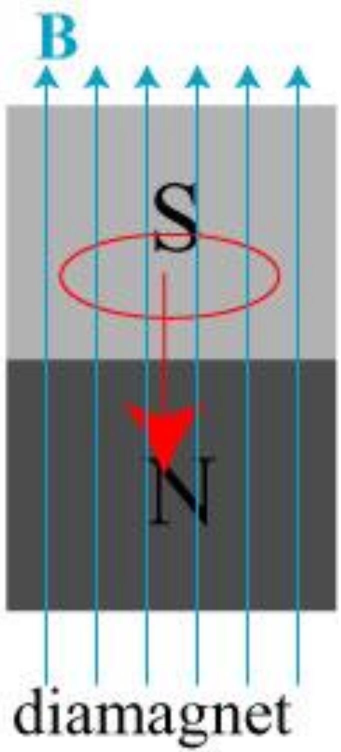
- En general son fuerzas débiles, pero en el caso de algunos líquidos, la fuerza es capaz de compararse al peso

- La figura muestra oxígeno líquido siendo vertido entre los polos de un imán

Diamagnetismo

En un material diamagnético, los átomos no tienen momento magnético permanente

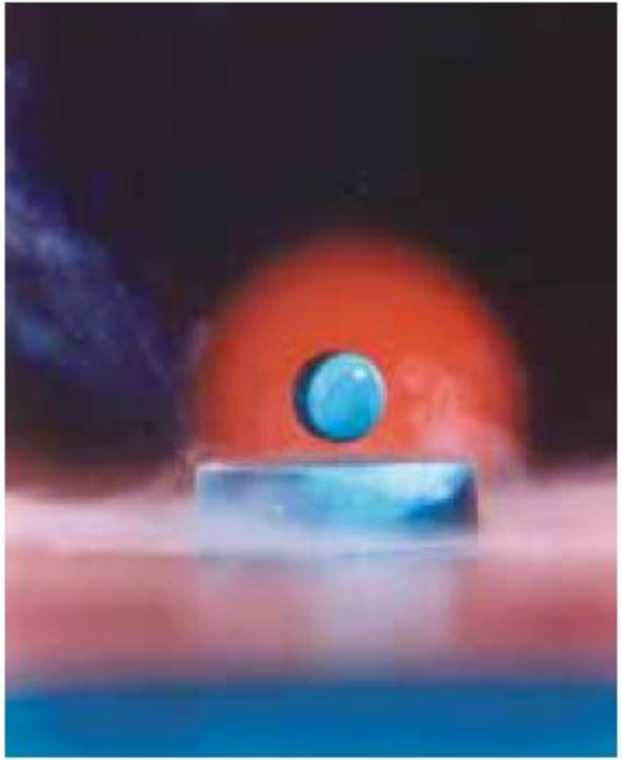




Si se coloca un material diamagnético en un campo externo, se induce un momento magnético en el material.

Este momento magnético siempre se opone al campo externo.

Diamagnetismo y superconductividad



Un superconductor debajo de su temperatura crítica es un diamagnético perfecto.

El campo externo es repelido y eso genera una fuerza magnética intensa

https://francis.naukas.com/2019/06/04/de-la-superconductividad-al-diamagnetismo-a-temperatura-ambiente-en-nanoparticulas-de-oro-y-plata/

Ley de Ampère para materiales magnéticos

- Muchas veces el campo generado por el material $\vec{B}_{mat}$ es proporcional al campo externo $\vec{B}_{ext}$

$$\vec{B}_{mat} = \chi_m \vec{B}_{ext}$$

χ_m es la susceptibilidad magnética del material

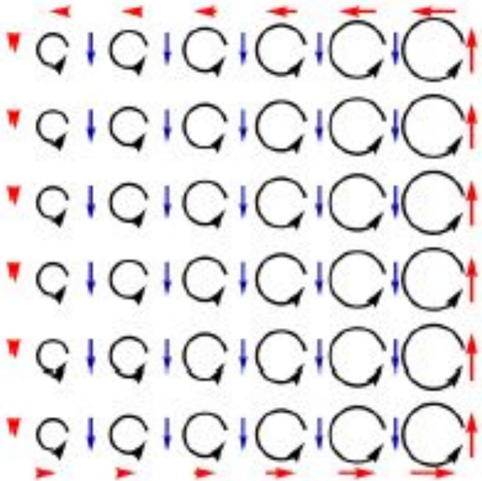
- Entonces el campo total en el material es la suma del campo generado por el material y el campo externo.

$$\vec{B} = \vec{B}_{ext} + \vec{B}_{mat} = \vec{B}_{ext} + \chi_m \vec{B}_{ext} = (1 + \chi_m)\vec{B}_{ext}$$

- El segundo término del segundo miembro es el campo debido al material. De la misma manera que para dieléctricos se define un vector polarización magnética $\vec{M}$ tal que

$$\vec{M} = \frac{\chi_m}{\mu_0}\vec{B}_{ext} = \frac{\chi_m}{\mu_0(1+\chi_m)}\vec{B}$$

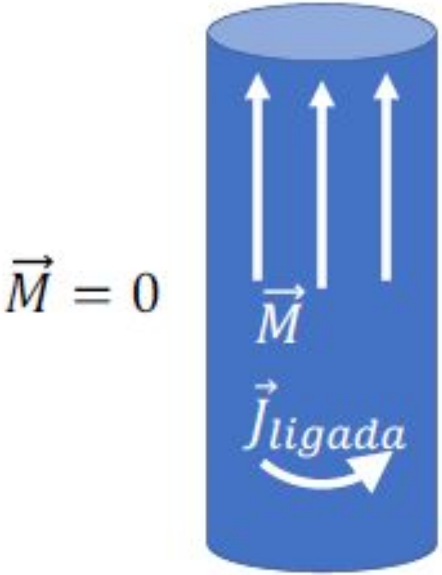
- El vector $\vec{M}$ una densidad volumétrica de momento magnético. Es el producto del número de dipolos orientados por unidad de volumen por el momento magnético $\vec{\mu}$ de cada átomo o molécula (debidos a movimiento orbital y spin).



- A partir de un análisis similar al que realizamos con dieléctricos es posible llegar a la relación entre $\vec{M}$ y la densidad de corriente asociada a los momentos magnéticos del material polarizado, es decir, $\vec{J}_{ligada}$

$$\vec{\nabla}\times\vec{M} = \vec{J}_{ligada}$$

- En el caso de un material con $\vec{M}$ uniforme, $\vec{J}_{ligada}$ corre sobre la superficie del material.



- Usando la definición de $\vec{M}$ tenemos:

$$\vec{B} = \vec{B}_{ext} + \chi_m \vec{B}_{ext} = \vec{B}_{ext} + \mu_0 \vec{M}$$

- Es decir, el campo total en el material es la suma del campo externo más una contribución de los dipolos magnéticos inducidos por el mismo campo externo.

- Ahora definimos el campo $\vec{H}$ tal que considera el campo total menos la contribución del material:

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \frac{\chi_m \vec{B}}{\mu_0(1+\chi_m)} = \frac{\vec{B}}{(1+\chi_m)\mu_0} = \frac{\vec{B}}{\mu_m}$$

- Se define la permeabilidad magnética del material μ_m.

- Entonces,

$$\vec{\nabla}\times\vec{B} = \vec{\nabla}\times\left(\vec{B}_{ext} + \mu_0\vec{M}\right) = \vec{\nabla}\times\vec{B}_{ext} + \mu_0\vec{\nabla}\times\vec{M}$$

- Como $\vec{\nabla}\times\vec{B}_{ext} = \mu_0\vec{J}_{libre}$, entonces:

$$\vec{\nabla}\times\vec{B} = \mu_0(\vec{J}_{libre} + \vec{J}_{ligada})$$

$$\vec{\nabla}\times\vec{B} - \mu_0\vec{J}_{ligada} = \mu_0\vec{J}_{libre}$$

$$\frac{1}{\mu_0}\vec{\nabla}\times\vec{B} - \vec{J}_{ligada} = \vec{J}_{libre}$$

- Entonces:

$$\frac{1}{\mu_0}\vec{\nabla}\times\vec{B} - \vec{\nabla}\times\vec{M} = \vec{\nabla}\times\left[\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M}\right] = \vec{J}_{libre}$$

- Y recordando la definición de $\vec{H}$:

$$\vec{\nabla}\times\vec{H} = \vec{J}_{libre}$$

$$\oint_{C} \vec{H}\cdot\overrightarrow{dl} = \iint_{S} \vec{J}_{libre}\cdot\overrightarrow{da}$$

Ley de Ampère para medios magnéticos.