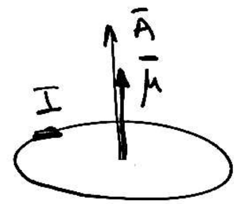
Magnetismo en la materia

En clases anteriores vimos que la $\bar{F}_T = 0$ sobre un loop en el que circula una corriente I y está sumergido en un campo $\bar{B}$ uniforme, sin embargo el torque $\bar{\tau} \neq 0$,

$$\bar{\tau} = \bar{\mu} \times \bar{B}$$

donde $\bar{\mu}$ es el momento dipolar magnético del loop, es decir,

$$\bar{\mu} = N I \bar{A}$$



El torque $\bar{\tau}$ tiende a alinear $\bar{\mu}$ con el campo $\bar{B}$ dado que la energía es mínima cuando $\bar{\mu}$ tiene el mismo sentido que $\bar{B}$ ya que $\Delta U = -\bar{\mu} \cdot \bar{B}$

Veamos que sucede en un átomo

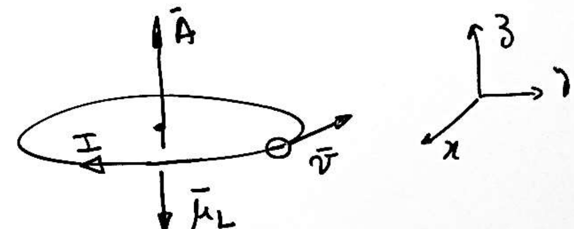
En una visión clásica podemos considerar que el $\bar{e}$ está orbitando alrededor del núcleo en una órbita de radio R.

Si bien este $\bar{e}$ orbitando no es una corriente, se lo puede considerar como una corriente

$$I = \frac{q_e}{T} = \frac{q_e v_e}{2\pi R} = -\frac{e v_e}{2\pi R}$$

$$T = \frac{2\pi R}{v_e}$$

es decir que



podemos definir el momento dipolar magnético debido al movimiento orbital,

$$\bar{\mu}_L = I \pi R^2 \hat{e}_z = -\frac{e v_e \cancel{\pi} R^{\cancel{2}}}{2 \cancel{\pi R}} \hat{e}_z$$

$$\boxed{\bar{\mu}_L = -\frac{e v_e R}{2} \hat{e}_z}$$

De la misma manera existe un momento dipolar magnético de spin (origen cuántico) que lo denominamos

$$\bar{\mu}_S$$

La interacción de $\bar{B}$ con $\bar{\mu}_L$ y $\bar{\mu}_S$ es responsable del comportamiento magnético de los materiales, pudiendo ser la interacción resultante en,

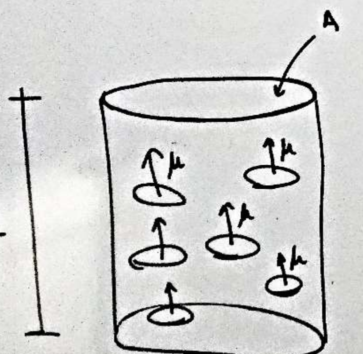
a) la reducción del campo magnético $\bar{B}$ (materiales diamagnéticos)

b) el aumento de $\bar{B}$ (paramagnetismo)

c) el aumento muy fuerte de $\bar{B}$ (ferromagnetismo)

Magnetización

En el caso de los materiales magnéticos lo que queremos es describir el campo magnético promedio producido por un conjunto de dipolos magnéticos. En primer lugar vamos a considerar que estos dipolos se encuentran <u>alineados</u>. Suponemos una pieza cilíndrica con N momentos dipolares magnéticos alineados con el eje del cilindro, con $\bar{B}_{ext} = 0$.



Nos preguntamos ¿cuál es el campo magnético promedio debido a estos dipolos?

definimos el vector magnetización,

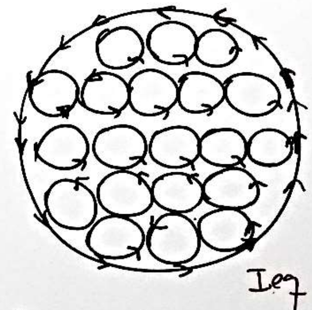
$$\bar{M} = \frac{1}{V}\sum_i \mu_i$$

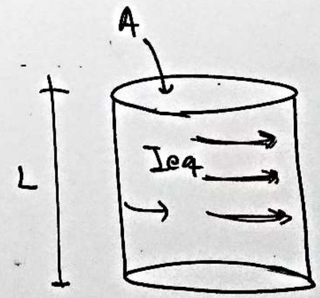
← momento dipolar magnético x unidad de volumen.

en nuestro caso

$$|\bar{M}| = \frac{N\mu_i}{A\,L}$$

Para estimar el campo magnético, pensamos cada μ_i como una espira, luego podemos ver que en el interior las corrientes de las espiras se cancelan, mientras que en la superficie se tiene una corriente que denominamos I_{eq}, de manera que



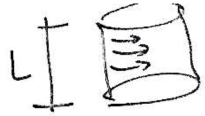


$$I_{eq} \cdot A = N\mu_i$$

$$\Rightarrow \quad I_{eq} = \frac{N\mu_i}{A}$$

Si dividimos por L, la longitud del cilindro

Corriente superficial $\quad K = \frac{I_{eq}}{L} = \frac{N\mu_i}{A\,L} = |\bar{M}|$



$$K = \frac{I_{eq}}{L} = |\bar{M}|$$

Si pensamos el cilindro como un solenoide de 1 sola espira tenemos que,

$$B_M = \mu_0 \frac{1}{L} I_{eq} = \mu_0 K = \mu_0 M$$

en forma vectorial

$$\boxed{\bar{B}_M = \mu_0 \bar{M}}$$

campo magnético promedio debido a los μ_i

Magnetización y campo magnético

En el vacío $\bar{M} = 0$ por lo que se usan los campos $\bar{B}$ y $\bar{H}$ tales que

$$\bar{B} = \mu_0 \bar{H}$$

Si ahora incorporamos el material tenemos que

$$\bar{B} = \underbrace{\mu_0 \bar{H}}_{\text{campo magnético aplicado}} + \overbrace{\mu_0 \bar{M}}^{\text{campo magnético debido a la magnetización}}$$

Debemos considerar que podemos relacionar la magnetización $\bar{M}$ con el campo aplicado $\bar{H}$. Si esta relación es lineal (materiales lineales)

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

χ: susceptibilidad magnética

luego tenemos que,

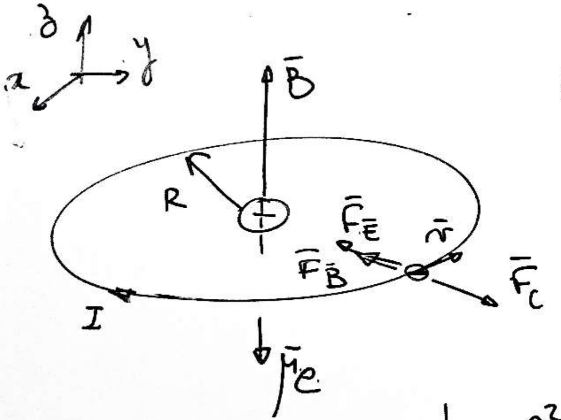
$$\bar{B} = \mu_0 \bar{H} + \mu_0 \chi \bar{H} = \mu_0 (1+\chi) \bar{H}$$

Si denominamos $\mu_r = 1+\chi$ la permeabilidad relativa del material,

$$\boxed{\bar{B} = \mu_0 \mu_r \bar{H}}$$

Diamagnetismo

El diamagnetismo es consecuencia del movimiento de los electrones alrededor del núcleo



Cuando $\bar{B} = 0$

$$\bar{F}_c = \frac{m_e v_e^2}{R}\hat{e}_r$$

$$\bar{F}_{\bar{E}} = -k_e \frac{e^2}{R^2}\hat{e}_r$$

$$k_e \frac{e^2}{R^2} = \frac{m_e v_e^2}{R} \qquad (1)$$

Si $\bar{B} \neq 0$ y suponiendo que la órbita no se modifica ($R = cte$), aparece una fuerza $\bar{F}_{\bar{B}}$,

$$\bar{F}_{\bar{B}} = -e\bar{v}_e \times \bar{B}$$

que se suma a la fuerza electrostática, es decir,

$$e v_e' B + k_e \frac{e^2}{R^2} = \frac{m_e v_e'^2}{R} \qquad (2)$$

Si reemplazamos (1) en (2)

$$e v_e' B + \frac{m_e v_e^2}{R} = \frac{m_e v_e'^2}{R}$$

$$\Rightarrow e v_e' B = \frac{m_e}{R}\left(v_e'^2 - v_e^2\right) = \frac{m_e}{R}\overbrace{(v_e' - v_e)}^{\Delta v}\overbrace{(v_e' + v_e)}^{\approx 2v_e'}$$

Si $\Delta v = v_e' - v_e <<$ $\qquad v_e + v_e' \approx 2v_e'$

podemos escribir,

$$e \cancel{v_e'} B = \frac{m_e}{R}\Delta v_e \, 2\cancel{v_e'}$$

reordenando

$$\boxed{\Delta v_e = v_e' - v_e = \frac{BRe}{2\,m_e}}$$

Luego cuando B se prende $v\uparrow$ modificando el momento dipolar magnético, recordemos que

$$\bar{\mu}_e = -\frac{evR}{2}\hat{e}_z$$

$$\Rightarrow \Delta\bar{\mu}_e = \left(-\frac{ev'R}{R} + \frac{evR}{2}\right)\hat{e}_z$$

$$\Delta\bar{\mu}_e = -\frac{eR}{2}\Delta v\,\hat{e}_z = -\frac{e^2R^2B}{4m_e}\hat{e}_z$$

Este cambio es en la dirección opuesta a $\bar{B}$. Es decir los momentos dipolares magnéticos de los átomos reaccionan modificando su valor oponiéndose a $\bar{B}$.

Materiales paramagnéticos

En este caso los átomos tienen momentos dipolares permanentes que interactúan con el campo magnético H.

La interacción entre dipolos compite con la temperatura (energía térmica) por lo que los dipolos nunca están totalmente alineados, es decir, cuando

$$\bar{H} = 0 \qquad \bar{M} = \chi \bar{H} = 0 \quad \Rightarrow \quad B_T = 0$$

por otro lado si $\bar{H} \neq 0$, los materiales paramagnéticos tienen un comportamiento lineal es decir que

$$\bar{B}_T = \mu_0 (1+\chi)\, \bar{H}$$

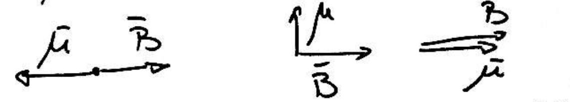
donde $10^{-6} \leq \chi \leq 10^{-1}$

	χ
Na	$8.5\ 10^{-6}$
Al	$2.1\ 10^{-5}$
Pt	$2.8\ 10^{-4}$
Gd	$4.8\ 10^{-1}$

En estos materiales, la alineación de los dipolos compite con la temperatura.

En un dipolo la energía potencial es

$$\Delta U = -\bar{\mu} \cdot \bar{B}$$



$\Delta U = \mu B \qquad \Delta U = 0 \qquad \Delta U = -\mu B$

Entre el estado donde $\bar{\mu}$ y $\bar{B}$ están alineados y el caso donde están en sentidos opuestos,

$$\Delta U_B = \mu B - (-\mu B) = 2 \mu B$$

Veamos para $B = 1T$ y para $\mu \approx \mu_{Bohr} = 9.27\ 10^{-24}\ \frac{J}{T}$

$$\Delta U_B \approx 1.85\ 10^{-23}\ \text{Joule}$$

Por otro lado la energía térmica

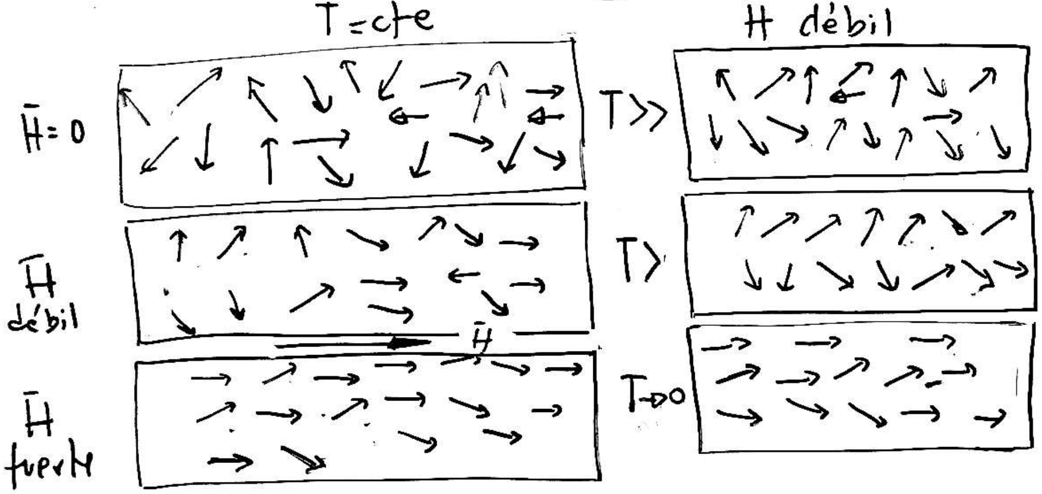
$$U_T = k_B T = 1.38\ 10^{-23}\ \frac{J}{K}\ \overbrace{300\,K}^{\text{Temperatura ambiente}} = 4.14\ 10^{-21}\ J$$

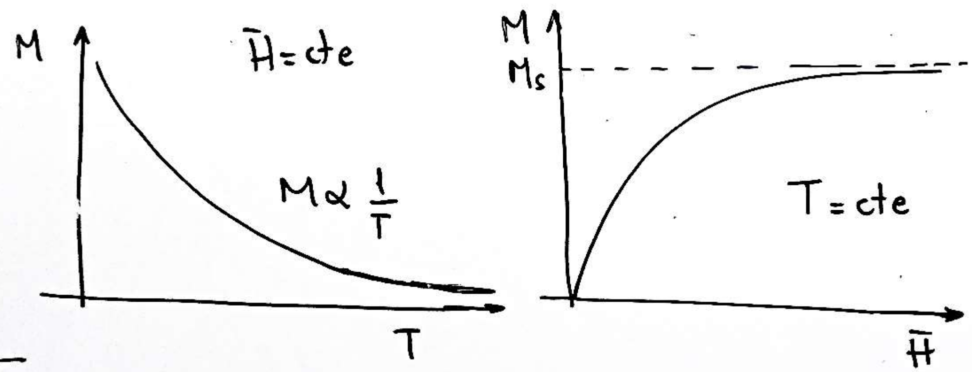
es decir que

$$\frac{U_T}{\Delta U_B} \approx 200$$

Es decir que incluso para un $|\bar{B}| = 1T$ (muy elevado) a $T = 300K$ los momentos magnéticos van a estar desalineados.

Una forma de visualizar este efecto es,





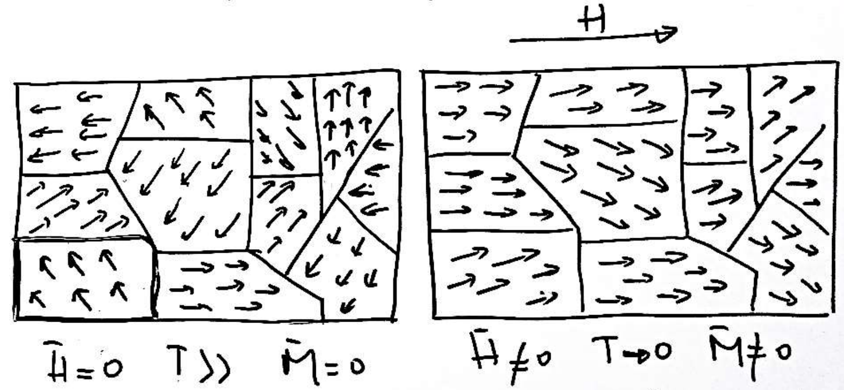
Ferromagnetismo

Como característica, los materiales ferromagnéticos tienen valores de χ que varían entre

$$10^3 < \chi < 10^5$$

es decir valores extremadamente grandes

En estos materiales los dipolos magnéticos tienen una fuerte interacción entre ellos de manera que los dipolos se alinean localmente formando "dominios" magnéticos con un $\bar{\mu}_D$ para el dominio formado por millones de átomos



Si $\bar{H}=0$ y T>> los dominios no están alineados luego $\bar{M} \approx 0$. Si prendemos el campo $\bar{H}$ quienes se alinean son los dominios, generando un campo $\bar{B} = \mu_0 \bar{H} + \mu_0 \bar{M}$ entre 10^3 y 10^5 veces más grande que el campo aplicado $\bar{B}_{ap} = \mu_0 \bar{H}$.

Esta característica hace que la magnetización depende de la historia del material.

Si medimos como varía M con el campo aplicado, resulta,