

TEMA 6

MAGNETISMO EN LA MATERIA

1. Dipolos magnéticos atómicos. Vector magnetización

Consideremos un electrón de carga e moviéndose con una velocidad \vec{v} en órbita circular de radio r alrededor del núcleo (esto es un modelo atómico con muchos defectos inherentes; no obstante, las predicciones magnéticas que se deducen de él son acordes con la teoría correcta de la Mecánica Cuántica). Si T es el período de la órbita, $T = 2\pi r/v$ y, si consideramos al electrón en su órbita, la cantidad de carga que en un segundo pasa por un punto de la misma, es decir, la intensidad de corriente, es:

$$I = \frac{e}{T} = \frac{ev}{2\pi r} \quad [6.1]$$

El electrón, en su órbita circular alrededor del núcleo, se comporta como una espira de corriente de intensidad dada por la ecuación [6.1]. El momento dipolar magnético de dicha espira será, según hemos visto en un tema anterior

$$\vec{\mathfrak{M}} = I\vec{S} = IS\vec{u}_s = \frac{ev}{2\pi r}\pi r^2\vec{u}_s = \frac{1}{2}evr\vec{u}_s \quad [6.2]$$

y el momento angular del electrón en su órbita será:

$$\vec{L} = -m_e v r \vec{u}_s \quad [6.3]$$

donde m_e es la masa en reposo del electrón y el signo se debe a que, al ser negativa la carga del electrón, los vectores \vec{L} y \vec{u}_s son opuestos (Figura 1). Despejando $v r \vec{u}_s$ de la ecuación [6.3] y sustituyendo en la ecuación [6.2]:

$$\vec{\mathfrak{M}} = -\frac{e}{2m_e}\vec{L} \quad [6.4]$$

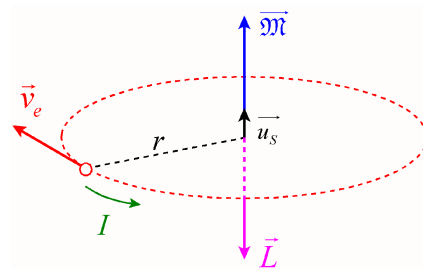


Figura 1

La ecuación [6.4] nos dice que el momento dipolar magnético del electrón es directamente proporcional a su momento angular (este resultado concuerda plenamente con el análisis general de la Mecánica Cuántica para el momento angular orbital). En los átomos polielectrónicos, los momentos magnéticos de los electrones tienden a aparearse en una forma tal que se anulan entre sí: por ello, sólo los electrones que no se aparean contribuyen al momento magnético neto.

Otra contribución al momento magnético atómico es el espín del electrón, que es una propiedad intrínseca del mismo como la masa o la carga. Clásicamente, el electrón podría visualizarse como una esfera cargada que, además de girar alrededor del núcleo, gira alrededor de su eje (esta descripción clásica no debe tomarse

literalmente: la propiedad de movimiento de rotación o espín sólo puede explicarse y comprenderse mediante un modelo cuántico). Este movimiento rotatorio produce un circuito efectivo de corriente y, por lo tanto, un momento magnético (del mismo orden de magnitud que el debido al movimiento orbital). En los átomos polielectrónicos, los electrones se aparean con sus espines opuestos entre sí, con lo que se contrarrestan los respectivos momentos magnéticos debidos a la rotación. Sin embargo, los átomos que tienen un número impar de electrones, tendrán, al menos, un electrón desapareado y, por lo tanto, el correspondiente momento magnético de rotación, llamado momento magnético de espín, $\overline{\mathfrak{M}}_s$ o magnetón de Bóhr y vale

$$\overline{\mathfrak{M}}_s = 9,27 \cdot 10^{-24} \text{ A m}^2 \text{ (o J/T)} \quad [6.5]$$

Finalmente, el núcleo del átomo también puede tener momento magnético. Sin embargo, su contribución al momento magnético neto es mil veces inferior a la contribución electrónica y ello se debe a que el protón, teniendo el mismo momento angular que el electrón, tiene una masa 1800 veces superior.

Así pues, cada corriente atómica produce un momento magnético atómico, $\overline{\mathfrak{M}}_s$. En una sustancia no magnetizada, los dipolos magnéticos se orientan aleatoriamente (Figura 2a). Cuando se aplica un campo magnético externo \vec{B}_0 , los dipolos tienden a orientarse por sí mismos en la dirección del campo aplicado (Figura 2b), con lo que la muestra adquiere un momento magnético neto en la dirección del campo.

El estado magnético de un material se describe mediante el vector magnetización \vec{M} , definido como el momento magnético por unidad de volumen, siendo su dirección y sentido el del momento magnético de la muestra. si $\Delta\overline{\mathfrak{M}}$ es el momento dipolar magnético de un elemento de volumen $\Delta\vartheta$, el vector magnetización asociado a ese volumen es

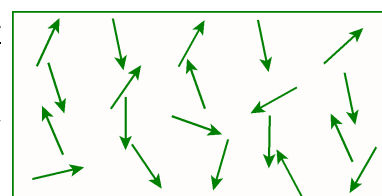
$$\vec{M} = \frac{\Delta\overline{\mathfrak{M}}}{\Delta\vartheta} \quad [6.6a]$$

Dado que, en realidad, los dipolos magnéticos contenidos en distintos elementos de volumen pueden tener alineaciones diferentes, el vector magnetización puede variar de un punto a otro de la muestra, con lo que la magnetización debe ser el límite de la expresión [6.6a]:

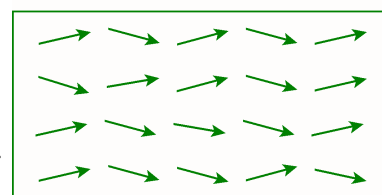
$$\vec{M} = \lim_{\Delta\vartheta \rightarrow 0} \frac{\Delta\overline{\mathfrak{M}}}{\Delta\vartheta} = \frac{d\overline{\mathfrak{M}}}{d\vartheta} \quad [6.6b]$$

En las discusiones a lo largo del tema, supondremos que \vec{M} es constante en todos los puntos de la muestra, por lo que usaremos la ecuación [6.6a].

Es conveniente describir la magnetización en términos de una corriente superficial efectiva, corriente que ha de ser equivalente a la de todos los dipolos atómicos individuales. Si en una configuración de dipolos dentro de un volumen $\Delta\vartheta$ todos ellos se orientan en la misma dirección, todas las corrientes circuitales circulan en el mismo sentido (Figura 3a) y, por tanto, sus momentos magnéticos tienen la misma dirección y el mismo sentido. Puesto que las corrientes individuales se anulan entre sí en los límites internos comunes, se pueden sustituir las corrientes individuales por un corriente superficial equivalente (I_m) llamada corriente de magnetización (algunas



(a)



(b)

Figura 2

veces llamada corriente amperiana).

Así pues, los efectos magnéticos de una sustancia pueden representarse por una corriente efectiva que circunde la muestra (Figura 3b). Si un volumen elemental de la muestra tiene una sección recta de área S y longitud ℓ , su momento dipolar magnético será $\Delta\mathcal{M} = I_m S$, con lo que su magnetización es, según la ecuación [6.6a]

$$M = \frac{\Delta\mathcal{M}}{\Delta\vartheta} = \frac{I_m S}{S\ell} = \frac{I_m}{\ell} \quad [6.7]$$

La ecuación [6.7] nos indica que la magnetización se mide, en el Sistema Internacional, en Amperios por metro (A/m).

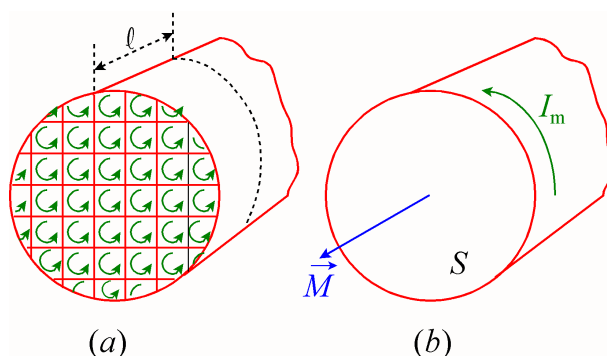


Figura 3: (a) Sección transversal de una sustancia magnetizada, de forma que todas las corrientes atómicas circulan en la misma dirección. (b) Las corrientes atómicas individuales pueden sustituirse por una corriente circundante I_m .

2. El vector intensidad de campo magnético

Un diseño experimental típico para medir las propiedades magnéticas de la materia consta de bobina toroidal (para que no haya bordes) con un arrollamiento secundario conectado a un galvanómetro (con objeto de medir el flujo magnético a través de la sección del toroide), conocido como anillo de Rowland. Se hace pasar una corriente I por la bobina toroidal cuando su núcleo es vacío y se mide el flujo. Después, se coloca como núcleo una sustancia magnética (hierro, por ejemplo) y se vuelve a medir el flujo: la comparación entre ambas medidas permite obtener las propiedades magnéticas de la sustancia.

En un tema anterior obtuvimos el campo magnético creado por una bobina toroidal de núcleo vacío:

$$B_0 = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{NI}{r} = \mu_0 \frac{I_c}{\ell}$$

Cuando se repite la medida usando como núcleo una sustancia magnética, existen dos contribuciones a la inducción magnética en el interior del núcleo: una producida por la corriente real que circula por el devanado y otra producida por las corrientes internas (dipolos orientados) en el material magnético. Esta última contribución es $\mu_0 \vec{M}$ (\vec{M} tiene las dimensiones de una inducción dividida por μ_0). En consecuencia, el campo magnético total en el núcleo magnético es:

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \mu_0 \vec{M} \quad [6.8]$$

Si los vectores \vec{B}_0 y \vec{M} tienen el mismo sentido ($B = B_0 + \mu_0 M$) la sustancia es paramagnética o ferromagnética (el campo aumenta). Si son de sentido opuesto ($B < B_0$) la sustancia es diamagnética.

Definimos el vector intensidad de campo magnético o excitación magnética (\vec{H}) de la siguiente forma:

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M} \quad [6.9]$$

con lo que el campo total en la sustancia magnética es:

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{M} \quad [6.10]$$

Comparando la ecuación [6.10] con la ecuación [6.8] llegamos a la conclusión de que la intensidad de campo es proporcional al campo magnético original:

$$\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H} \quad [6.11]$$

En el caso de la bobina toroidal que comentábamos antes, por ejemplo, como $B_0 = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{NI}{r}$ la intensidad de campo magnético, en módulo, será

$$H = \frac{B_0}{\mu_0} = \frac{NI}{2\pi r}$$

La ecuación [6.10] nos indica las dos contribuciones al campo magnético total que comentábamos antes: $\mu_0 \vec{H}$ (debida a la corriente externa) y $\mu_0 \vec{M}$ (debida a los momentos magnéticos de la sustancia magnetizada). La magnitud \vec{H} , al igual que \vec{M} , se mide en A/m en el Sistema Internacional.

3. Susceptibilidad y permeabilidad magnéticas

En una gran variedad de sustancias isotrópicas (una sustancia es isotrópica cuando sus propiedades no dependen de la dirección que se considere) y, específicamente, en las sustancias paramagnéticas y diamagnéticas (de las que hablaremos en el siguiente epígrafe), se verifica que la magnetización (\vec{M}) es proporcional a la intensidad de campo (\vec{H}). Para estas sustancias isotrópicas y lineales, puede escribirse

$$\vec{M} = \chi_m \vec{H} \quad [6.12]$$

donde la constante de proporcionalidad χ_m , que es adimensional, recibe el nombre de susceptibilidad magnética de la sustancia. Es de destacar que la anterior relación lineal no se verifica para las sustancias ferromagnéticas (de las que también hablaremos en el siguiente epígrafe), y que es positiva para las sustancias paramagnéticas (ya habíamos comentado que en ellas \vec{M} y \vec{B}_0 , y por tanto, \vec{M} y \vec{H} eran vectores del mismo sentido) y negativa para las sustancias diamagnéticas (\vec{M} y \vec{B}_0 , o lo que es lo mismo, \vec{M} y \vec{H} de sentidos opuestos).

Sustituyendo la ecuación [6.12] en la [6.10]

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) = \mu_0 (\vec{H} + \chi_m \vec{H}) = \mu_0 (1 + \chi_m) \vec{H} \quad [6.13]$$

A la constante $\mu_0 (1 + \chi_m)$ se la denomina permeabilidad magnética de la sustancia (μ)

$$\mu_0 (1 + \chi_m) \equiv \mu \quad [6.14]$$

con lo que $1 + \chi_m = \mu / \mu_0$ es la permeabilidad magnética relativa (μ_r)

$$\mu_r = 1 + \chi_m \quad [6.15]$$

con lo que la ecuación [6.13] se escribe

$$\vec{B} = \mu_0 \mu_r \vec{H} = \mu \vec{H} \quad [6.16]$$

4. Fenómenos magnéticos en la materia

De acuerdo con su comportamiento magnético, las sustancias se clasifican en:

- Diamagnéticas:** Verifican la ecuación [6.12], siendo negativa su susceptibilidad magnética, por lo que su permeabilidad magnética es menor que la del vacío.
- Paramagnéticas:** Verifican la ecuación [6.12], siendo positiva su susceptibilidad magnética, por lo que su permeabilidad magnética es mayor que la del vacío.
- Ferromagnéticas:** No verifican la ecuación [6.12] (ya que \vec{M} no varía linealmente con \vec{H} sino que χ_m depende del valor que tome \vec{H}), y su permeabilidad magnética es muy superior a la del vacío (el hierro, por ejemplo, es un material típicamente ferromagnético, siendo su permeabilidad magnética relativa aproximadamente igual a 5000).

4.1. Diamagnetismo

Cuando se aplica un campo magnético externo a una sustancia diamagnética (el bismuto, por ejemplo), los momentos magnéticos que se inducen se alinean contra dicho campo y, por tanto, la magnetización es opuesta al mismo (razón por la cual $\chi_m < 0$). Se observa, además, que al colocar una sustancia diamagnética en las cercanías de un polo cualquiera de un imán potente, es repelido por él. Aunque el efecto del diamagnetismo está presente en toda la materia, su intensidad es muy débil, razón por la que sólo puede observarse en sustancias cuyos átomos no posean momentos magnéticos permanentes.

Es posible captar una idea cualitativa del diamagnetismo si aplicamos la ley de Lenz al movimiento orbital de los electrones atómicos. Consideremos (a) dos electrones en órbitas circulares con velocidades opuestas (Figura 4a): puesto que sus momentos magnéticos son opuestos, el momento magnético es nulo (en ausencia de un campo externo).

Si aplicamos un campo magnético \vec{B} perpendicular al plano de las (b) órbitas (Figura 4b), la ley de Lenz establece que se inducirán en ambos circuitos corrientes de sentido tal que se oponen al cambio de flujo: el cambio en las corrientes (y, por tanto, los correspondientes cambios en los momentos magnéticos) ocurren como

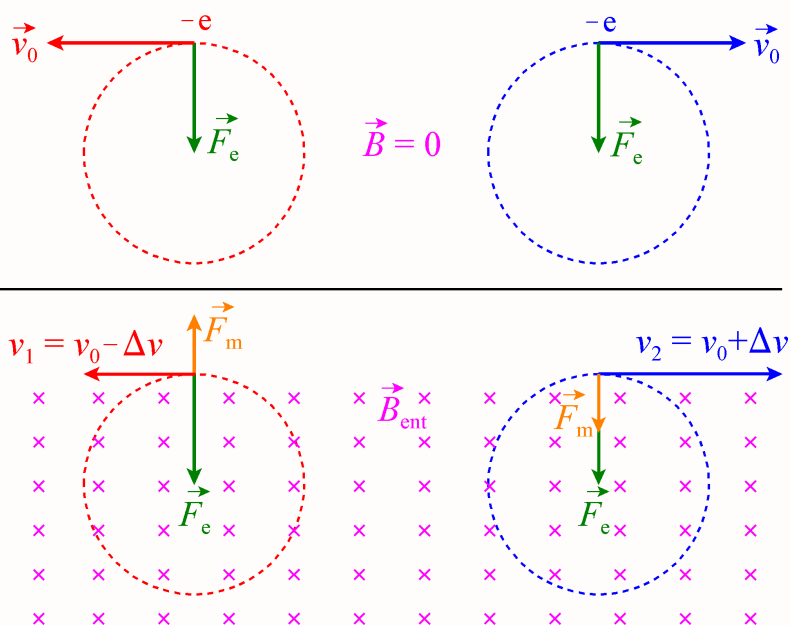


Figura 4

resultado de un cambio en la velocidad de los electrones (suponiendo constante el radio de la órbita). Puesto que en el ejemplo que analizamos el campo externo penetra en el papel (Figura 4b), el cambio en el momento magnético de cada carga saldrá del papel (oponiéndose al campo aplicado) y, consecuentemente, los momentos magnéticos de los electrones dejan de ser iguales en módulo y ya no se anulan.

Calcularemos el cambio producido en el momento magnético calculando, en primer lugar, el cambio que el campo magnético externo provoca en cada electrón. En ausencia de dicho campo, la única fuerza que actúa sobre cada electrón es la de atracción eléctrica que el núcleo ejerce sobre él. Por tanto,

$$F_e = m_e \frac{v_0^2}{r}$$

Tras aplicar el campo magnético, cada electrón experimenta una fuerza magnética igual a $-e\vec{v} \times \vec{B}$, por lo que dicha fuerza magnética contribuye a la fuerza neta que actúa sobre el electrón. Pero la contribución es diferente para cada electrón debido a que giran en sentidos opuestos: mientras que aumenta la fuerza centrípeta en el electrón que se mueve en sentido horario, la disminuye en el que se mueve en sentido antihorario (siempre pensando que el sentido de \vec{B} es penetrando en el papel). Puesto que \vec{v} y \vec{B} son perpendiculares, el módulo de la fuerza magnética es evB y, por tanto, la descripción dinámica del movimiento será:

$$F_e \pm evB = m_e \frac{v^2}{r}$$

(el signo + para el electrón horario y el signo - para el antihorario). Despejando,

$$\pm evB = m_e \frac{v^2}{r} - F_e = \left\{ F_e = m_e \frac{v_0^2}{r} \right\} = \frac{m_e}{r} (v^2 - v_0^2) = \frac{m_e}{r} (v + v_0)(v - v_0)$$

Si el cambio de velocidad es pequeño comparado con la velocidad original (es decir, si v es del orden de v_0), entonces $v + v_0 \approx 2v_0$, con lo que la anterior expresión quedaría:

$$\pm evB \approx \frac{m_e}{r} 2v_0 \Delta v \Rightarrow \Delta v = \pm \frac{eBr}{2m_e}$$

Es decir, el electrón antihorario se decelera ($\Delta v < 0$) y el horario se acelera ($\Delta v > 0$). Sin embargo, el cambio de momento magnético tiene el mismo sentido en ambos electrones. En efecto, según la ecuación [6.4], $\Delta \vec{\mathcal{M}}$ tendrá sentido opuesto a $\Delta \vec{L}$. Para el electrón antihorario, su momento angular (antes y después de aplicar el campo \vec{B}) sale del papel pero, como disminuye de velocidad, su momento angular final es menor que el inicial y, en consecuencia, $\Delta \vec{L}$ penetra en el papel (y, por tanto, $\Delta \vec{\mathcal{M}}$ sale del papel). Para el electrón horario, su momento angular (antes y después) penetra en el papel pero, como aumenta de velocidad, su momento angular final es mayor que el inicial, con lo que $\Delta \vec{L}$ penetra en el papel (y, por tanto, $\Delta \vec{\mathcal{M}}$ sale del mismo). Según la ecuación [6.2], el módulo de $\Delta \vec{\mathcal{M}}$ será:

$$\Delta \mathcal{M}_e = \frac{1}{2} er \Delta v = \frac{1}{2} er \frac{eBr}{2m_e} = \frac{1}{4} \frac{Be^2 r^2}{m_e}$$

y el cambio total del momento magnético (es decir, el cambio de momento magnético de los dos electrones) que es el momento magnético resultante:

$$\Delta\mathcal{M} = 2\Delta\mathcal{M}_e = \frac{1}{2} \frac{Be^2r^2}{m_e} \quad [6.17]$$

Para un átomo típico ($r = 10^{-10}$ m) sometido a un campo externo de 5 T, $\Delta\mathcal{M} \approx 7 \cdot 10^{-28}$ A m² y este valor es 10.000 veces más pequeño que el momento magnético asociado al espín de un electrón libre (llamado magnetón de Böhr).

También podemos evaluar la susceptibilidad magnética de la sustancia. En efecto, si disponemos de una muestra en la que existan n átomos por unidad de volumen, si cada átomo experimenta un cambio en su momento magnético como el que da la ecuación [6.17] (como consecuencia de la aplicación de un campo magnético externo), entonces la magnetización de la muestra será $n\Delta\mathcal{M}$ y la susceptibilidad:

$$\chi_m = -\frac{M}{H} = -\frac{n\Delta\mathcal{M}}{B/\mu_0} = -\frac{\mu_0 ne^2 r^2}{2m_e} \quad [6.18]$$

Como ejemplo, para un radio de la órbita de 10^{-10} m y una densidad atómica del material de $5 \cdot 10^{28}$ m⁻³ obtenemos una susceptibilidad magnética $\chi_m \approx -8,8 \cdot 10^{-6}$.

4.2 Paramagnetismo

Las sustancias paramagnéticas tienen una susceptibilidad magnética positiva pero muy pequeña ($0 < \chi_m \ll 1$), debiendo esta propiedad a la presencia de átomos (o iones) con momento dipolar magnético permanente. Estos dipolos interactúan muy débilmente entre sí y se orientan aleatoriamente en ausencia de un campo magnético externo. En presencia de dicho campo, los dipolos tienden a orientarse con él, pero el movimiento térmico (responsable de la orientación al azar en ausencia de campo) dificulta dicha alineación: el grado de alineación, es decir, la magnetización neta, es proporcional al campo externo aplicado e inversamente proporcional a la temperatura absoluta de la sustancia.

Consideremos una muestra paramagnética con n átomos por unidad de volumen, cada uno de los cuales tiene un momento magnético \mathcal{M} . Si todos los dipolos estuvieran alineados, la muestra tendría una magnetización neta igual a $n\mathcal{M}$ (llamada magnetización de saturación, \overline{M}_s). Supongamos que, en presencia de un campo externo, un dipolo puede orientarse en el sentido del campo o en el opuesto. Si se alinea en el sentido del campo, su energía potencial ($U = -\overline{\mathcal{M}} \cdot \overline{B}$) es mínima y valdrá $-\mathcal{M}B$. Si se alinea contra el campo, su energía potencial es máxima y vale $+\mathcal{M}B$. Por tanto, la diferencia de energía potencial entre las dos posibles orientaciones es $2\mathcal{M}B$. Como, según el principio de equipartición de la energía, la energía media del átomo es $\frac{3}{2}kT$ (k es la constante de Boltzmann), una comparación entre las dos energías proporciona el exceso fraccionario de átomos con momentos magnéticos alineados con el campo. Si llamamos f a dicho exceso fraccionario, f resulta ser (aunque no lo deduciremos)

$$f = \frac{\mathcal{M}B}{3kT} \quad [6.19]$$

La ecuación [6.19] nos indica que al aumentar la temperatura disminuye el exceso fraccionario de átomos con momentos magnéticos orientados en el sentido del campo. Puesto que ahora no todos los átomos están alineados, la magnetización de la sustancia será

$$M = f n \mathfrak{M} = \frac{n \mathfrak{M}^2 B}{3 k T} = \left\{ \frac{n \mathfrak{M}^2}{3 k} \equiv C \right\} = C \frac{B}{T} \quad [6.20]$$

La ecuación [6.20] se conoce como ley de Curie, en honor de su descubridor Pierre Curie (1859-1906). Asimismo, la constante C recibe el nombre de constante de Curie. Dicha ley nos indica que si $B = 0$, entonces $M = 0$ (orientación aleatoria de los dipolos). Con campos muy intensos o temperaturas muy bajas, la magnetización se aproxima a la de saturación ($M_s = n \mathfrak{M}$). En la figura 5 se representan valores de M frente a B/T para el alumbre de cromo y potasio ($\text{CrK}(\text{SO}_4)_2 \cdot 12 \text{H}_2\text{O}$), en el que la especie paramagnética es el ión Cr^{+3} .

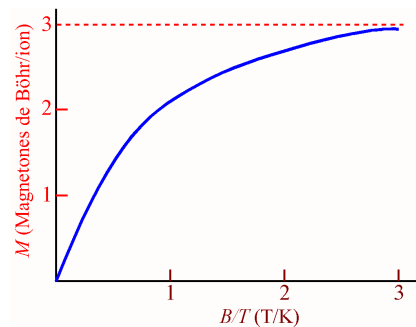


Figura 5

La magnetización de saturación (igual para esta muestra a 3 magnetones de Bóhr por ión), se alcanza a temperaturas muy bajas. El hecho de que valga 3 magnetones de Bóhr/ión se debe a que el Cr^{+3} tiene tres electrones rotatorios desapareados. Observamos, asimismo, que la sustancia obedece a la ley de Curie (linealidad de M frente a B/T) sólo para valores muy bajos de B/T .

4.3. Ferromagnetismo. Ciclo de histéresis

Las sustancias ferromagnéticas como el hierro, el cobalto y el níquel, poseen momentos magnéticos atómicos que se alinean paralelamente unos a otros con facilidad en presencia de un campo externo, incluso si es débil, persistiendo la magnetización cuando eliminamos el campo externo. Esta alineación permanente se debe a un fuerte acoplamiento entre momentos magnéticos cercanos, únicamente explicables con los principios de la mecánica cuántica: las fuerzas de acoplamiento, de carácter electrostático, se denominan fuerzas de intercambio.

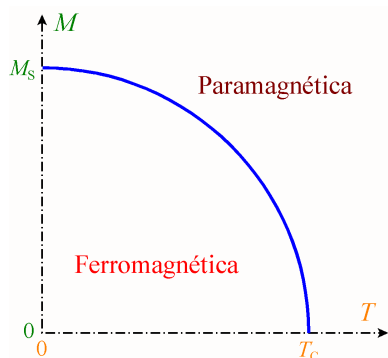


Figura 6: Magnetización de un ferromagneto en función de la temperatura (con $B = 0 \text{ T}$)

A temperaturas suficientemente altas, la energía térmica contrarresta el acoplamiento magnético, existiendo una temperatura crítica, denominada temperatura de Curie, a la que la sustancia ferromagnética pierde su magnetización espontánea y se convierte en paramagnética (la temperatura de Curie del hierro, por ejemplo, es de 1043 K). La figura 6 muestra la curva característica de la magnetización de un ferromagneto frente a la temperatura absoluta, en ausencia de campo externo.

En contraste con las sustancias paramagnéticas y diamagnéticas, la magnetización de las sustancias ferromagnéticas no es una función lineal del campo aplicado y ello se debe a que la susceptibilidad de los ferromagnetos cambia según la forma en que varía el campo externo aplicado.

En el interior de cualquier sustancia ferromagnética existen pequeñas regiones discretas, llamadas dominios magnéticos, en las cuales están alineados todos los momentos magnéticos, variando su tamaño entre $1\ \mu\text{m}$ y $1\ \text{mm}$. En una sustancia no magnetizada, los dominios están orientados al azar (Figura 7a). Cuando se aplica un campo magnético externo, los momentos magnéticos de cada dominio tienden a alinearse con el campo, lo que da lugar a una magnetización neta en la dirección del campo, ya que crecen los dominios en los que la magnetización tiene alguna componente en la dirección del campo y disminuye el tamaño de los dominios no alineados (Figura 7b).

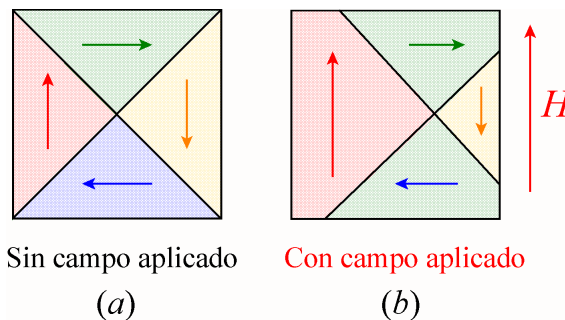


Figura 7

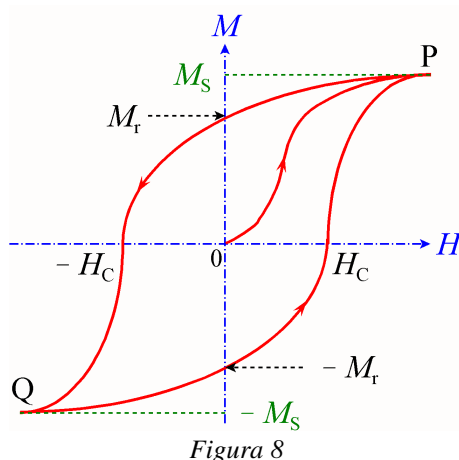


Figura 8

La figura 8 muestra el ciclo de histéresis de una sustancia ferromagnética: es la representación gráfica de la magnetización frente a la intensidad de campo aplicada. Si la muestra está inicialmente desmagnetizada ($M=0$), un aumento de H hará que aumente la magnetización en forma no lineal, hasta alcanzar la magnetización de saturación (M_S): en ese punto, todos los dipolos están alineados con \vec{H} y no se obtiene incremento de la magnetización al seguir aumentando \vec{H} . Si reducimos ahora la intensidad de campo, la magnetización también se reduce, pero no por el mismo camino; por ello, cuando el campo externo se hace cero, la magnetización no es nula sino que vale M_r (magnetización remanente). Dicha magnetización remanente se debe a la alineación permanente de un considerable número de dipolos

atómicos. Si invertimos el sentido del campo aplicado y aumentamos su intensidad, la magnetización se anula para un valor particular de H , llamado campo coercitivo (H_C). Para valores aún más negativos de H , la magnetización invierte su sentido hasta alcanzar la magnetización de saturación. Si vamos disminuyendo el módulo de la intensidad de campo hasta anularlo, volverá a quedar una magnetización remanente (de sentido opuesto al anterior). Si volvemos a aumentar el campo en el sentido positivo, desaparecerá la magnetización cuando el campo sea igual al coercitivo y, si seguimos aumentando, volveremos al punto P de saturación.

Puesto que las sustancias ferromagnéticas pueden "memorizar" dos magnetizaciones remanentes de distinto signo (según sea el campo aplicado), son elementos ideales para circuitos de memoria.

Con frecuencia, el efecto de histéresis se representa en una gráfica de B frente a H (B de la sustancia; H externa) como los representados en la figura 9. La figura 9a representa el ciclo de histéresis de un **material ferromagnético duro**: se caracterizan por un campo remanente intenso y un campo coercitivo también intenso y, por ello, no es fácilmente desmagnetizable (los ferromagnetos duros se usan para construir imanes permanentes). La figura 9b muestra el ciclo de histéresis de un **material ferromagnético blando** o suave: el ciclo de histéresis es estrecho y el campo remanente y el coercitivo

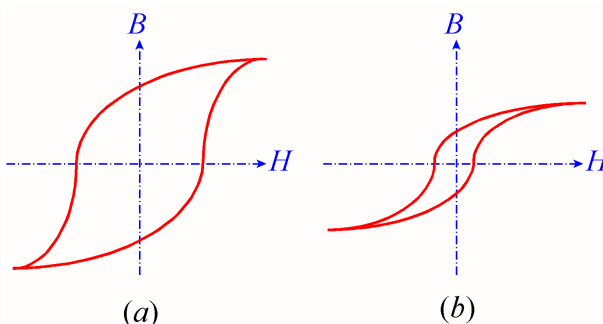


Figura 9

son débiles. Por ello, son sustancias que se magnetizan y desmagnetizan con facilidad.

La representación del ciclo de histéresis usando \vec{B} en lugar de \vec{M} tiene una utilidad adicional: el área encerrada por la curva representa la energía magnética por unidad de volumen disipada en la muestra durante el proceso de magnetización. Cuando el proceso de magnetización se repite, los procesos disipativos dentro de la muestra dan por resultado una transformación de la energía magnética en energía térmica interna, con lo que aumenta la temperatura de la sustancia. Por esta razón, los dispositivos que están expuestos a campos magnéticos alternos (en los que la sustancia se imana y desimana alternativamente), como los transformadores se construyen con núcleos ferromagnéticos blandos ya que, al ser estrecho su ciclo de histéresis, tienen una pérdida de energía pequeña en cada ciclo.

4.3.1. Ferritas

Las ferritas son sustancias que tienen propiedades similares a los ferromagnetos: se magnetizan espontáneamente y presentan ciclo de histéresis como el de los ferromagnetos "suaves". En el estado ordenado, una ferrita consta de dos tipos de dipolos, de diferentes momentos magnéticos, que son antiparalelos (Figura 10), lo que provoca una magnetización neta. Las ferritas, como los ferromagnetos, también se desordenan por encima de una temperatura crítica, llamada temperatura de Neel, y se convierten en paramagnéticas.

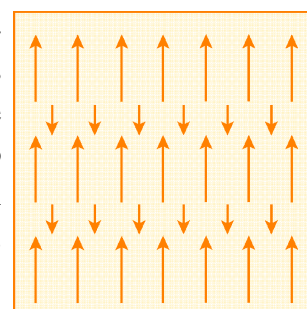


Figura 10

Una ferrita típica es el óxido ferroso-férrico (Fe_3O_4): contiene dos iones férricos (Fe^{+3}) por cada ión ferroso (Fe^{+2}) y un momento magnético neto debido al ión ferroso, siendo su temperatura de Neel de 858°C . Al ser materiales magnéticos suaves de alta resistividad eléctrica y permeabilidad magnética también muy elevada, son sustancias apropiadas para dispositivos electrónicos de alta frecuencia y para las memorias magnéticas de los ordenadores.