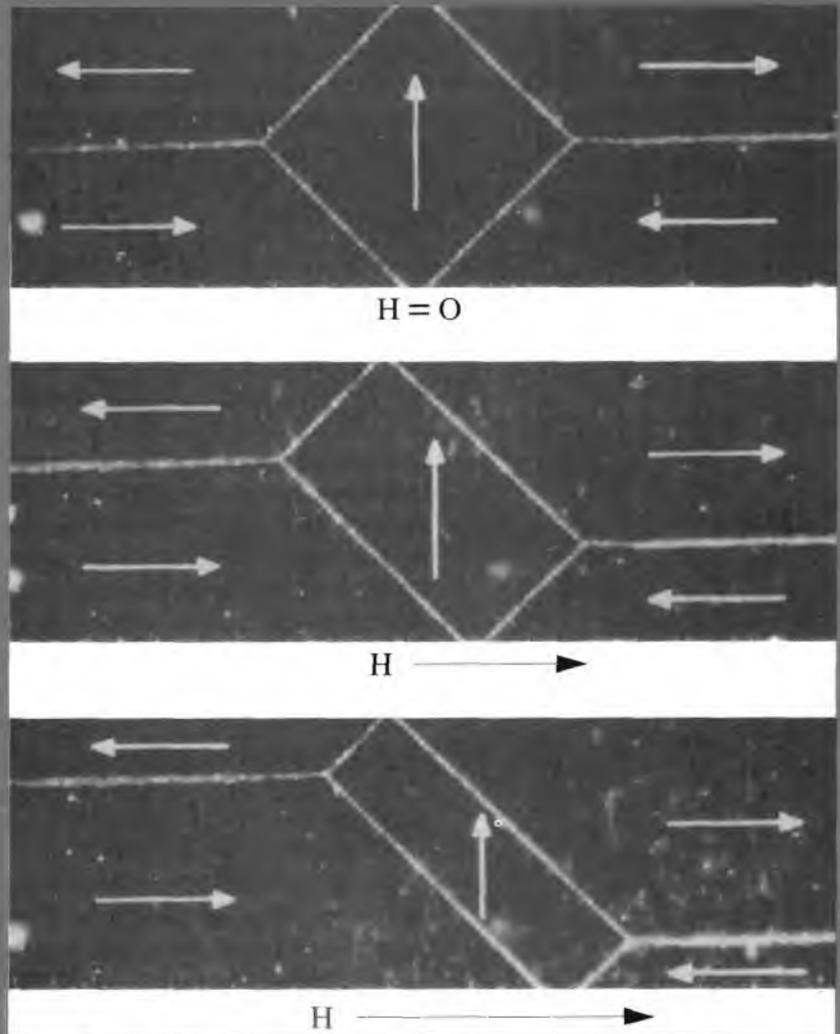


PROPIEDADES MAGNÉTICAS



Microfotografías de un monocristal de hierro mostrando los dominios magnéticos y su cambio de forma a medida que se aplica un campo magnético (H). La dirección de magnetización de cada dominio se indica mediante una flecha. Aquellos dominios que están orientados de forma favorable con el campo aplicado crecen a expensas de aquellos dominios orientados desfavorablemente. (Fotomicrografías cortesía de General Electric Research Laboratory.)

21.1 INTRODUCCIÓN

El magnetismo, fenómeno mediante el cual los materiales ejercen fuerzas atractivas o repulsivas sobre otros materiales, es conocido desde hace miles de años. Sin embargo, los principios básicos y los mecanismos que explican el fenómeno magnético son complejos y sutiles y su conocimiento ha eludido a los científicos hasta los tiempos recientes. Muchos de los dispositivos tecnológicos modernos se basan en el magnetismo y en los materiales magnéticos; éstos incluyen a los generadores de electricidad y los transformadores, motores eléctricos, radio, televisión, teléfonos, ordenadores y componentes de sistemas de reproducción de audio y vídeo.

El hierro, algunos aceros y el mineral magnetita que se encuentra en la naturaleza, son ejemplos bien conocidos de materiales que tienen propiedades magnéticas. No tan familiar, sin embargo, es el hecho de que todas las sustancias son influenciadas en mayor o menor grado por la presencia de un campo magnético. Este capítulo proporciona una breve descripción del origen de los campos magnéticos y discute los diversos vectores campo magnético y los parámetros magnéticos; los fenómenos del diamagnetismo, paramagnetismo, ferromagnetismo y ferrimagnetismo; algunos de los diferentes materiales magnéticos y el fenómeno de la superconductividad.

21.2 CONCEPTOS BÁSICOS

21.2.1 Dipolos magnéticos

Las fuerzas magnéticas se generan mediante el movimiento de partículas cargadas eléctricamente; existen junto a las fuerzas electrostáticas, las cuales suelen prevalecer. Muchas veces es conveniente pensar en las fuerzas magnéticas en términos de campos. Se pueden dibujar líneas imaginarias de fuerza para indicar la dirección de la fuerza en las proximidades de la fuente del campo. En la Figura 21.1 se muestran las distribuciones del campo magnético de una espira por la que circula corriente y de un imán en forma de barra.

Se ha encontrado que en los materiales magnéticos existen polos magnéticos, los cuales, en muchos aspectos, son análogos a los dipolos eléctricos (Sección 19.17). Los dipolos magnéticos pueden considerarse como pequeños imanes formados por un polo norte y un polo sur en lugar de cargas eléctricas positivas y negativas. En el tratamiento presente, los momentos magnéticos dipolares se representan por flechas, tal como se muestra en la Figura 21.2. Los dipolos magnéticos son influenciados por los campos magnéticos de manera similar a como los dipolos eléctricos son afectados por los campos eléctricos (Figura 19.27). Dentro de un campo magnético, la fuerza del mismo campo ejerce un par que tiende a orientar los dipolos en la dirección del campo. Un ejemplo familiar es la manera como un brújula se alinea con el campo magnético terrestre.

21.2.2 Vectores de campo magnético

Antes de tratar el origen de los momentos magnéticos en los materiales sólidos, describimos el comportamiento magnético en términos de varios vectores de campo. El campo magnético externamente aplicado, a veces

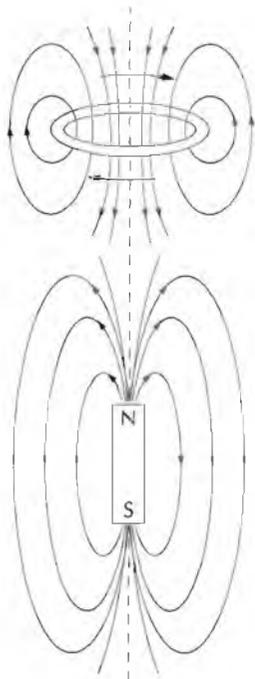


Figura 21.1 Líneas de fuerza del campo magnético alrededor de una espira y de un imán en forma de barra.

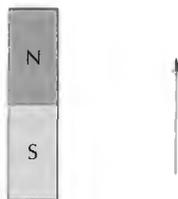


Figura 21.2 El momento magnético se designa mediante una flecha.

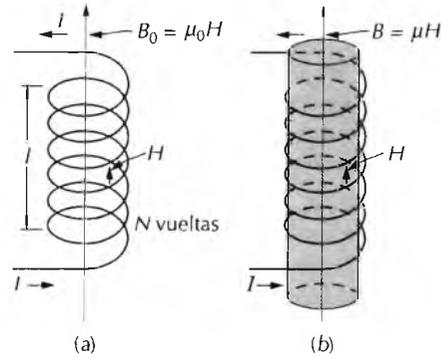
denominado **intensidad del campo magnético**, se designa por H . Si el campo magnético es generado por medio de una bobina cilíndrica formada por N espiras una junta a otra con una longitud total l y transportando una corriente de magnitud I , entonces

$$H = \frac{NI}{l} \quad (21.1)$$

Un esquema de esta configuración se muestra en la Figura 21.3a. El campo magnético generado por la corriente que circula por la espira y el generado por el imán en forma de barra de la Figura 21.1 son campos H . Las unidades de H son amperios-vuelta por metro, o simplemente amperios/metro.

La **inducción magnética**, o **densidad de flujo magnético**, indicada por B , representa la magnitud de la intensidad de campo magnético dentro de una sustancia que es sometida a un campo H . Las unidades de B son tesla [o bien, weber por metro cuadrado (Wb/m^2)]. Tanto B como H son campos de

Figura 21.3 (a) El campo magnético H generado por una bobina depende de la corriente I , del número de vueltas N y de la longitud l de la bobina, según la Ecuación 21.1. La densidad de flujo magnético B_0 en presencia del vacío es igual a $\mu_0 H$, donde μ_0 es la permeabilidad del vacío, $4\pi \times 10^{-7}$ H/m. (b) La densidad de flujo magnético dentro de un material sólido es igual a μH , donde μ es la permeabilidad del material sólido. (Adaptado de A. Guy, *Essentials of Materials Science*, McGraw-Hill Book Company, New York, 1976.)



vectores, y están caracterizados no solamente por la magnitud, sino también por la dirección en el espacio.

La intensidad del campo magnético y la densidad de flujo están relacionadas mediante,

$$B = \mu H \quad (21.2)$$

El parámetro μ se denomina **permeabilidad**, y es una propiedad específica del medio a través del cual pasa el campo H y en el cual B es medido, tal como se ilustra en la Figura 21.3b. La permeabilidad tiene dimensiones de weber por amperio-metro (Wb/A·m) o bien henrio por metro (H/m).

En el vacío

$$B_0 = \mu_0 H \quad (21.3)$$

donde μ_0 es la *permeabilidad del vacío*, una constante universal cuyo valor es $4\pi \times 10^{-7}$ ($1,257 \times 10^{-6}$) H/m.

Se pueden utilizar varios parámetros para describir las propiedades magnéticas de los sólidos. Uno de ellos es el cociente entre la permeabilidad en un material y la permeabilidad en el vacío, o sea,

$$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0} \quad (21.4)$$

aquí μ_r se denomina *permeabilidad relativa*, y no tiene unidades. La permeabilidad o bien la permeabilidad relativa de un material es una medida del grado con que un material puede ser magnetizado, o sea, la facilidad con que se puede inducir un campo B en presencia de un campo externamente aplicado H .

Otra magnitud vectorial, M , denominada **magnetización** del sólido, se define mediante la expresión

$$B_0 = \mu_0 H + \mu_0 M \quad (21.5)$$

Tabla 21.1 Unidades magnéticas y factores de conversión para los sistemas SI y cgs-uem

| Magnitud | Símbolo | Unidades SI | | Unidades cgs-uem | Conversión |
|---|--------------------------------------|---|---------------------|-------------------------|---|
| | | Derivada | Fundamental | | |
| Inducción magnética (densidad de flujo) | B | Tesla (Wb/m ²) ^a | kg/s-C | gauss | 1 Wb/m ² = 10 ⁴ gauss |
| Intensidad del campo magnético | H | amp-vuelta/m | C/m-s | oersted | 1 amp-vuelta/m = 4π × 10 ⁻³ oersted |
| Magnetización | M (SI) I (cgs-uem) | amp-vuelta/m | C/m-s | maxwell/cm ² | 1 amp-vuelta/m = 10 ⁻³ maxwell/cm ² |
| Permeabilidad del vacío | μ_0 | henrio/m ^b | kg-m/C ² | sin unidades (uem) | 4π × 10 ⁻⁷ henrio/m = 1 uem |
| Permeabilidad relativa | μ_r (SI) μ' (cgs-uem) | sin unidades | sin unidades | sin unidades | $\mu_r = \mu'$ |
| Susceptibilidad | χ_m (SI) χ'_m (cgs-uem) | sin unidades | sin unidades | sin unidades | $\chi_m = 4\pi\chi'_m$ |

^a Las unidades del weber (Wb) son voltios-segundo.

^b Las unidades del henrio son weber por amperio.

En presencia de un campo H , los momentos magnéticos dentro del material tienden a alinearse con el campo y a reforzarlo en virtud de sus momentos magnéticos; el término $\mu_0 M$ de la Ecuación 21.5 es una medida de esta contribución.

La magnitud de M es proporcional al campo aplicado de manera que:

$$M = \chi_m H \quad (21.6)$$

donde χ_m es la **susceptibilidad magnética**¹, la cual no tiene unidades. La susceptibilidad magnética y la permeabilidad relativa están relacionadas de la manera siguiente:

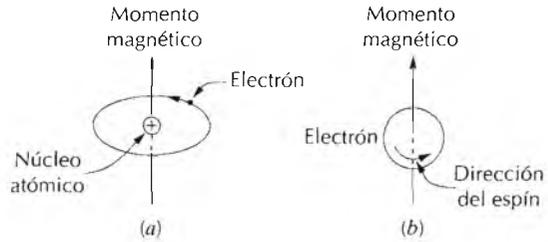
$$\chi_m = \mu_r - 1 \quad (21.7)$$

Existe una analogía dieléctrica para cada uno de los parámetros de campo magnético tratados. Los campos B y H son análogos al desplazamiento dieléctrico D y al campo eléctrico \mathcal{E} , respectivamente, mientras que la permeabilidad μ se corresponde con la permitividad ϵ (compárense las Ecuaciones 21.2 y 19.30). Además, la magnetización M y la polarización P también se correlacionan (Ecuaciones 21.5 y 19.31).

Las unidades magnéticas pueden originar confusión porque realmente hay dos sistemas que se utilizan comúnmente. Las utilizadas hasta aquí son las SI [sistema *MKS* racionalizado (metro-kilogramo-segundo)] las otras provienen del sistema *cgs-uem* (centímetro-gramo-segundo-unidades electromagnéticas). Las unidades de ambos sistemas, así como los factores apropiados de conversión, se dan en la Tabla 21.1.

¹ Esta χ_m es la susceptibilidad de volumen en unidades SI, la cual, multiplicada por H , da la magnetización por unidad de volumen (metro cúbico) de material. También es posible expresar otras susceptibilidades, véase el problema 21.4.

Figura 21.4 Ilustración del momento magnético asociado con (a) un electrón moviéndose alrededor del núcleo y (b) el movimiento de espín del electrón.



21.2.3 Orígenes de los momentos magnéticos

Las propiedades magnéticas macroscópicas de los materiales son consecuencia de los *momentos magnéticos* asociados con los electrones individuales. Algunos de estos conceptos son relativamente complejos e involucran principios de mecánica cuántica que sobrepasan el alcance de este tratamiento; en consecuencia, se han realizado simplificaciones y algunos de los detalles han sido omitidos. En un átomo, cada electrón tiene momentos magnéticos que se originan de dos fuentes distintas. Una de estas fuentes está relacionada con el movimiento orbital del electrón alrededor del núcleo; el electrón, siendo una carga en movimiento, puede ser considerado como una pequeña espira de corriente que genera un campo magnético muy pequeño y tiene un momento magnético a lo largo de su eje de rotación, tal como se ilustra esquemáticamente en la Figura 21.4a.

También puede considerarse que cada electrón gira sobre sí mismo alrededor de un eje; el otro momento magnético se origina del espín del electrón, el cual está dirigido a lo largo del eje de espín, tal como se muestra en la Figura 21.4b. Los momentos magnéticos de espín pueden ser sólo en dirección hacia "arriba" o bien en la dirección antiparalela hacia "abajo". Por tanto, cada electrón en un átomo puede ser imaginado como un pequeño imán que tiene momentos magnéticos orbitales y de espín.

El momento magnético más fundamental es el **magnetón de Bohr** μ_B , el cual es de magnitud igual a $9,27 \times 10^{-24} \text{ A}\cdot\text{m}^2$. En un átomo, el momento magnético de espín de cada electrón es $\pm\mu_B$. Además, la contribución del momento magnético orbital es igual a $m_l \mu_B$, siendo m_l la contribución del número cuántico magnético del electrón, tal como se mencionó en la Sección 2.3.

En cada átomo individual, los momentos orbitales de algunos pares electrónicos se cancelan unos con otros; esto también se cumple para los momentos de espín. Por ejemplo, el momento de espín de un electrón con espín hacia arriba se anulará con otro de espín hacia abajo. Por tanto, el momento magnético neto de un átomo es justamente la suma de los momentos magnéticos de cada uno de los electrones constituyentes, incluyendo tanto las contribuciones orbitales como de espín y tomando en consideración la cancelación de los momentos. En un átomo que tiene completamente llenos los niveles o los subniveles electrónicos, cuando todos los electrones son considerados, se produce la cancelación total de los momentos orbitales y de espín. Por tanto, los materiales constituidos por átomos que tienen los niveles electrónicos completamente llenos no son capaces de ser magnetizados de forma permanente. Esta categoría incluye a los gases inertes (He, Ne, Ar,

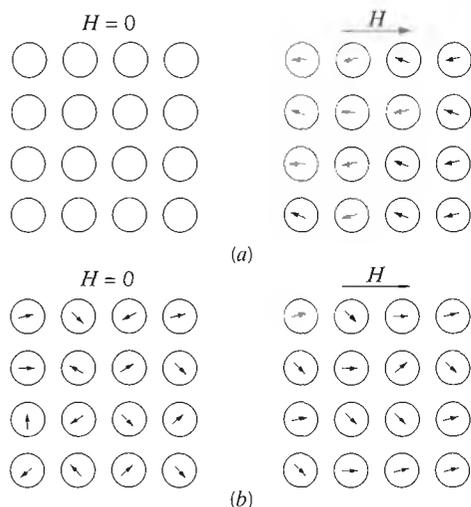


Figura 21.5 (a) Configuración dipolar atómica para un material diamagnético con y sin campo magnético aplicado. En ausencia de campo aplicado, no existen dipolos; en presencia de un campo, se inducen dipolos que se alinean en la dirección opuesta a la dirección del campo magnético aplicado. (b) Configuración de los dipolos atómicos con y sin campo aplicado para un material diamagnético.

etc.) así como a algunos materiales iónicos. Entre los distintos tipos de magnetismo se incluyen el diamagnetismo, paramagnetismo y ferromagnetismo; junto a éstos, el antiferromagnetismo y el ferrimagnetismo son considerados subclases del ferromagnetismo. Todos los materiales presentan por lo menos uno de estos tipos de magnetismo, y el comportamiento depende de la respuesta de los dipolos magnéticos atómicos y electrónicos a la aplicación de un campo magnético externo.

21.3 DIAMAGNETISMO Y PARAMAGNETISMO

El **diamagnetismo** es una forma muy débil de magnetismo que no es permanente y persiste sólo mientras el campo externo está presente. Es inducido por un cambio en el movimiento orbital de los electrones debido al campo magnético aplicado. La magnitud del momento magnético inducido es extremadamente pequeña y en una dirección opuesta a la del campo aplicado. Por tanto, la permeabilidad relativa μ_r es menor que la unidad (aunque sólo ligeramente) y la susceptibilidad magnética es negativa; es decir, la magnitud del campo B dentro de un sólido diamagnético es menor que en el vacío. La susceptibilidad de volumen χ_m para los sólidos diamagnéticos es del orden de -10^{-5} . Cuando se colocan entre los polos de un fuerte electroimán, los materiales diamagnéticos son atraídos hacia las regiones donde el campo es débil.

La Figura 21.5a ilustra de forma esquemática las configuraciones de los momentos magnéticos dipolares para un material diamagnético con y sin campo magnético externo aplicado; aquí las flechas representan los momentos atómicos dipolares, mientras que en la discusión precedente, las flechas indicaban solamente los momentos de los electrones. La dependencia de B respecto del campo magnético externo H para un material que presenta comportamiento diamagnético se representa en la figura 21.6. La Tabla 21.2 proporciona las susceptibilidades de varios materiales diamagnéticos. El diamagnetismo se encuentra en todos los materiales; si embargo, debido a

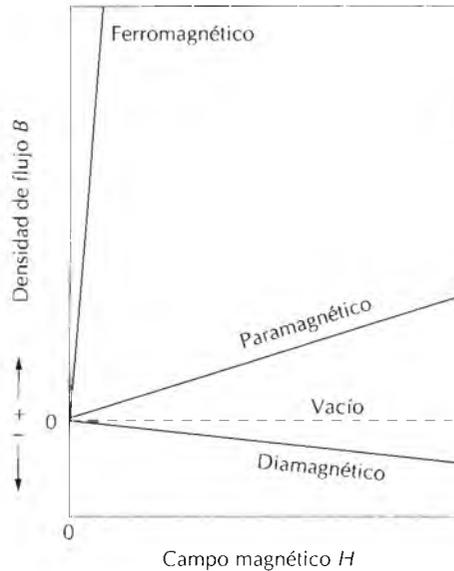


Figura 21.6 Representación esquemática de la densidad de flujo B frente al campo magnético H para materiales diamagnéticos, paramagnéticos y ferromagnéticos. (Adaptado de A. Guy, *Essentials of Materials Science*, McGraw-Hill Book Company, New York, 1976.)

que es tan débil, sólo puede ser observado cuando otros tipos de magnetismo están totalmente ausentes. Esta forma de magnetismo no tiene importancia práctica.

En algunos materiales sólidos, cada átomo posee un momento magnético dipolar permanente en virtud de la cancelación incompleta del espín de los electrones y/o de los momentos magnéticos orbitales. En ausencia de un campo magnético aplicado, las orientaciones de estos momentos magnéticos atómicos son al azar, de tal manera que una pieza de material no posee una magnetización neta permanente. Estos dipolos atómicos son libres para girar y se produce **paramagnetismo** cuando, mediante rotación, se alinean de forma preferente con un campo externo tal como se muestra en la Figura 21.5b. Estos dipolos magnéticos son influenciados individualmente sin que exista interacción mutua entre dipolos adyacentes. Como los dipolos se alinean con el campo externo, lo aumentan y dan origen a una permeabilidad relativa μ_r , que es mayor que la unidad y a una pequeña pero positiva susceptibilidad magnética. Las susceptibilidades para los materiales paramagnéticos van desde 10^{-5} a 10^{-2} (Tabla 21.2). En la Figura 21.6 se muestra también una curva esquemática de B frente a H para un material paramagnético.

Tanto los materiales diamagnéticos como los paramagnéticos son considerados materiales no magnéticos debido a que sólo presentan magnetización en presencia de un campo externo. Además, la densidad de flujo B en estos materiales es casi la misma que en el vacío.

21.4 FERROMAGNETISMO

Ciertos materiales metálicos poseen un momento magnético permanente en ausencia del campo externo aplicado y manifiestan magnetizaciones permanentes muy grandes. Éstas son las características del **ferromagnetismo** y lo presentan los metales de transición como el hierro (con estructura BCC, fe-

Susceptibilidades magnéticas a temperatura ambiente de los materiales diamagnéticos y paramagnéticos

| Diamagnéticos | | Paramagnéticos | |
|-------------------|---|----------------------|---|
| Material | Susceptibilidad de volumen χ_m (unidades SI) | Material | Susceptibilidad de volumen χ_m (unidades SI) |
| Óxido de aluminio | $-1,81 \times 10^{-5}$ | Aluminio | $2,07 \times 10^{-5}$ |
| Cobre | $-0,96 \times 10^{-5}$ | Cromo | $3,13 \times 10^{-4}$ |
| Oro | $-3,44 \times 10^{-5}$ | Cloruro de cromo | $1,51 \times 10^{-3}$ |
| Mercurio | $-2,85 \times 10^{-5}$ | Sulfato de manganeso | $3,70 \times 10^{-3}$ |
| Silicio | $-0,41 \times 10^{-5}$ | Molibdeno | $1,19 \times 10^{-4}$ |
| Plata | $-2,38 \times 10^{-5}$ | Sodio | $8,48 \times 10^{-6}$ |
| Cloruro de sodio | $-1,41 \times 10^{-5}$ | Titanio | $1,81 \times 10^{-4}$ |
| Cinc | $-1,56 \times 10^{-5}$ | Circonio | $1,09 \times 10^{-4}$ |

rita α), cobalto y níquel, y algunos elementos de las tierras raras tales como el gadolinio (Gd). Los materiales ferromagnéticos pueden tener susceptibilidades magnéticas tan altas como 10^6 . En consecuencia, $H \ll M$ y a partir de la Ecuación 21.5 escribimos

$$B \cong \mu_0 M \tag{21.8}$$

Los momentos magnéticos permanentes en los materiales ferromagnéticos resultan de los momentos magnéticos atómicos debidos al espín de los electrones, esto es: los espines de los electrones no cancelados como consecuencia de la estructura electrónica. También hay una contribución del momento magnético orbital, pero es pequeña comparada con el momento de espín. Además, en un material ferromagnético las interacciones de acoplamiento hacen que los momentos magnéticos netos de espín de átomos adyacentes se alineen unos con otros aún en ausencia de un campo magnético aplicado. Esto se ilustra esquemáticamente en la Figura 21.7. El origen de estas fuerzas de acoplamiento no es completamente conocido pero se cree que se origina por la estructura electrónica del metal. Esta alineación mutua de los espines se presenta en volúmenes relativamente grandes del cristal denominados **dominios** (véase la Sección 21.7)

La máxima magnetización posible, o sea la **magnetización de saturación** M_s , de un material ferromagnético representa la magnetización que resulta cuando todos los dipolos magnéticos en una pieza sólida están mutuamente alineados con el campo externo; también existe una correspondiente densidad de flujo de saturación B_s . La magnetización de saturación es igual al pro-

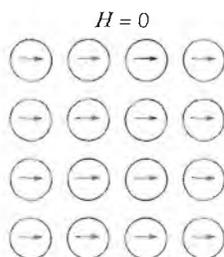


Figura 21.7 Ilustración esquemática de la alineación mutua de dipolos atómicos para un material ferromagnético, el cual existe aún en ausencia de un campo externo aplicado.

ducto del momento magnético neto de cada átomo y el número de átomos presentes. Para los átomos de hierro, cobalto y níquel los momentos magnéticos netos por átomo son 2,22, 1,72 y 0,60 magnetones de Bohr, respectivamente.

PROBLEMA RESUELTO 21.1

Calcule (a) la magnetización de saturación y (b) la densidad de flujo de saturación para el níquel, el cual tiene una densidad de $8,90 \text{ g/cm}^3$.

SOLUCIÓN

(a) La magnetización de saturación es justamente el producto del número de magnetones de Bohr por átomo, la magnitud del magnetón de Bohr, μ_B , y el número de átomos por metro cúbico N , o sea,

El número de átomos por metro cúbico está relacionado con la densidad ρ , el peso atómico A_{Ni} y el número de Avogadro N_A de la manera siguiente:

$$\begin{aligned} &= \frac{(8,90 \times 10^6 \text{ g/m}^3)(6,023 \times 10^{23} \text{ átomos/mol})}{58,71 \text{ g/mol}} \\ &= 9,13 \times 10^{28} \text{ átomos/m}^3 \end{aligned}$$

Finalmente,

$$\begin{aligned} M_s &= \left(\frac{0,60 \text{ magnetón de Bohr}}{\text{átomo}} \right) \left(\frac{9,27 \times 10^{-24} \text{ A}\cdot\text{m}^2}{\text{magnetón de Bohr}} \right) \left(\frac{9,13 \times 10^{28} \text{ átomos}}{\text{m}^3} \right) \\ &= 5,1 \times 10^5 \text{ A/m} \end{aligned}$$

(b) A partir de la Ecuación 21.8 la densidad de flujo de saturación es simplemente,

$$\begin{aligned} B_s &= \mu_0 M_s \\ &= \left(\frac{4\pi \times 10^{-7} \text{ H}}{\text{m}} \right) \left(\frac{5,1 \times 10^5 \text{ A}}{\text{m}} \right) \\ &= 0,64 \text{ tesla} \end{aligned}$$

21.5 ANTIFERROMAGNETISMO Y FERRIMAGNETISMO

21.5.1 Antiferromagnetismo

Este fenómeno de acoplamiento entre los momentos magnéticos de átomos o iones contiguos ocurre en materiales diferentes de los ferromagnéticos. En este grupo el acoplamiento produce un alineamiento antiparalelo; el alineamiento de los momentos de los espines de átomos o iones vecinos en direcciones exactamente opuestas se denomina **antiferromagnetismo**. El óxido de

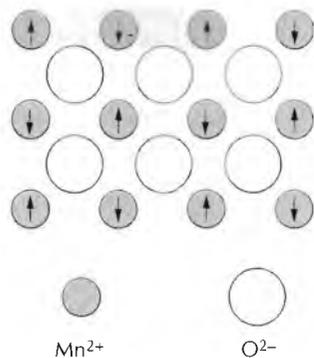


Figura 21.8 Representación esquemática del alineamiento antiparalelo de los momentos magnéticos de espín para el óxido de manganeso antiferromagnético.

manganeso (MnO) es un material que presenta este comportamiento. El óxido de manganeso es un material cerámico de carácter iónico, que tiene iones Mn^{2+} y O^{2-} . Los iones O^{2-} no presentan momento magnético neto porque existe una anulación total de los momentos orbitales y de espín. Sin embargo, los iones Mn^{2+} tienen un momento magnético neto producido predominantemente por el espín. Estos iones Mn^{2+} están distribuidos en la estructura cristalina de tal manera que los momentos de iones adyacentes son antiparalelos. Esta distribución está representada de forma esquemática en la Figura 21.8. Obviamente los momentos magnéticos opuestos se cancelan entre sí y en consecuencia el sólido no posee momento magnético macroscópico.

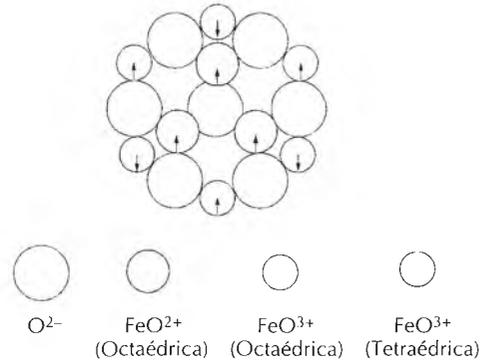
21.5.2 Ferrimagnetismo

Algunos materiales cerámicos también poseen un tipo de magnetización permanente denominada **ferrimagnetismo**. Las características macroscópicas magnéticas de los materiales ferromagnéticos y ferrimagnéticos son similares; la diferencia reside en el origen de los momentos magnéticos. Los principios del ferrimagnetismo se ilustran para el caso de ferritas¹ cúbicas. Estos materiales iónicos pueden representarse mediante la fórmula MFe_2O_4 en la cual M representa cualquiera de los elementos metálicos. El prototipo de ferrita es el Fe_3O_4 , el mineral magnetita, a veces denominado piedra imán.

La fórmula del Fe_3O_4 puede escribirse como $\text{Fe}^{2+}\text{O}^{2-}-(\text{Fe}^{3+})_2(\text{O}^{2-})_3$ en la cual los iones Fe existen en los estados de valencia +2 y +3 en una proporción 1:2. Para cada uno de los iones Fe^{2+} y Fe^{3+} existe un momento magnético, el cual corresponde a 4 y 5 magnetones de Bohr, respectivamente, para ambos tipos de iones. Además, los iones O^{2-} son magnéticamente neutros. Entre los iones Fe se producen interacciones de acoplamiento de los espines en las direcciones antiparalelas, similares a las que se producen en el caso del antiferromagnetismo. Sin embargo, se produce un momento ferrimagnético neto debido a que los momentos de espín no se cancelan completamente.

¹ Ferrita en el sentido magnético no debe confundirse con la ferrita α tratada en la Sección 9.13; en el resto de este capítulo, el término **ferrita** se refiere a la cerámica magnética.

Figura 21.9 Diagrama esquemático mostrando la configuración del momento magnético de espín para los iones Fe^{2+} y Fe^{3+} en el Fe_3O_4 . (Adaptado de Richard A. Flinn y Paul K. Trojan, *Engineering Materials and Their Applications*, 3ª edición. Copyright 1986 de Houghton Mifflin Company. Reproducida con permiso.)



Las ferritas cúbicas tienen la estructura cristalina de la espinela inversa, que tiene simetría cúbica y es similar a la estructura de la espinela (Sección 13.2). Se puede imaginar que esta estructura se genera por el apilamiento de planos compactos de iones O^{2-} . De nuevo, existen dos tipos de posiciones que pueden ser ocupadas por los cationes de hierro, tal como se ilustra en la Figura 13.7. En una de ellas, el número de coordinación es 4 (coordinación tetraédrica); o sea, cada ion de Fe está rodeado por 4 oxígenos más próximos. En la otra, el número de coordinación es 6 (coordinación octaédrica). Con esta estructura de la espinela inversa, la mitad de los iones trivalentes (Fe^{3+}) están situados en las posiciones octaédricas, la otra mitad, en posiciones tetraédricas. Los iones divalentes Fe^{2+} se localizan todos en las posiciones octaédricas. El factor crítico es la distribución de los momentos de espín de los iones Fe, tal como se representa en la Figura 21.9 y la Tabla 21.3. Los momentos de espín de todos los iones Fe^{3+} en las posiciones octaédricas están alineados paralelos entre sí; sin embargo, están dirigidos en sentido opuesto a los iones Fe^{3+} de las posiciones tetraédricas, los cuales también están alineados. Esto se produce como resultado del acoplamiento antiparalelo de los momentos magnéticos de los iones de Fe adyacentes. Por consiguiente, los momentos magnéticos de espín de todos los iones de Fe^{3+} se

Tabla 21.3 Distribución de los momentos magnéticos de espín para los iones Fe^{2+} y Fe^{3+} en una celdilla unidad de Fe_3O_4

| Catión | Posición octaédrica de la red | Posición tetraédrica de la red | Momento magnético neto |
|------------------|-------------------------------|--------------------------------|--------------------------|
| Fe^{3+} | | | Cancelación completa |
| Fe^{2+} | | — | |

— Cada flecha representa la orientación del momento magnético de uno de los cationes.

Tabla 21.4 Momentos magnéticos netos para seis cationes

| Cación | Momento magnético neto de espín (magnetones de Bohr) |
|------------------|---|
| Fe ³⁺ | 5 |
| Fe ²⁺ | 4 |
| Mn ²⁺ | 5 |
| Co ²⁺ | 3 |
| Ni ²⁺ | 2 |
| Cu ²⁺ | 1 |

anulan entre sí y no contribuyen a la magnetización del sólido. Todos los iones de Fe²⁺ tienen sus momentos magnéticos alineados en la misma dirección y su momento total es el responsable de la magnetización neta del material (véase Tabla 21.3.). Por consiguiente, la magnetización de saturación de un sólido ferrimagnético puede ser calculada a partir del producto del momento magnético del espín de cada ion Fe²⁺ y el número de iones de Fe²⁺; esto correspondería al alineamiento mutuo de todos momentos magnéticos de los iones Fe²⁺ en la muestra de Fe₃O₄.

Se pueden producir ferritas cúbicas con otras composiciones añadiendo iones metálicos que sustituyan algunos de los iones hierro de la estructura cristalina. De nuevo, a partir de la fórmula química de la ferrita, M²⁺O²⁻-(Fe³⁺)₂(O²⁻)₃, M²⁺ puede representar, además de Fe²⁺, iones divalentes tales como Ni²⁺, Mn²⁺, Co²⁺ y Cu²⁺, cada uno de los cuales posee un momento magnético neto diferente de 4; varios de los cuales están listados en la Tabla 21.4. Por consiguiente, ajustando la composición, se pueden producir ferritas con una amplia gama de propiedades magnéticas. Por ejemplo, la ferrita de níquel tiene la fórmula NiFe₂O₄. Otros compuestos pueden también producirse con mezclas de dos iones metálicos divalentes tales como (Mn,Mg)Fe₂O₄ en las cuales la proporción Mn²⁺:Mg²⁺ puede variarse; éstas se denominan ferritas mixtas.

Además de las ferritas cúbicas, existen otras cerámicas que también son ferrimagnéticas; éstas incluyen a las ferritas hexagonales y los granates. Las ferritas hexagonales tienen estructura cristalina similar a la de la espinela inversa, con simetría hexagonal en lugar de cúbica. La fórmula química para estos materiales puede representarse por AB₁₂O₁₉, donde A es un metal divalente tal como el bario, plomo o bien el estroncio y B es un metal trivalente tal como el aluminio, galio, cromo o hierro. Los dos ejemplos más comunes de ferritas hexagonales son PbFe₁₂O₁₉ y BaFe₁₂O₁₉.

Los granates tienen una estructura cristalina muy complicada que puede representarse mediante la fórmula M₃Fe₅O₁₂; aquí M representa un ion de tierra rara tal como el samario, europio, gadolinio o itrio. El granate de hierro e itrio (Y₃Fe₅O₁₂), a veces denominado YIG, es el material más común de este tipo.

Las magnetizaciones de saturación de los materiales ferrimagnéticos no son tan altas como las de los ferromagnéticos. Por otro lado, la ferritas, siendo materiales cerámicos, son buenos aisladores eléctricos. En algunas aplicaciones magnéticas, tales como transformadores de alta frecuencia, se requiere una baja conductividad eléctrica.

Calcule la magnetización de saturación para el Fe_3O_2 teniendo en cuenta que cada celdilla unidad es un cubo que contiene 8 iones Fe^{2+} y 16 iones Fe^{3+} y que la arista de la celdilla unidad es 0,839 nm.

SOLUCIÓN

Este problema se resuelve de forma similar al problema resuelto 21.1, excepto en que aquí los cálculos se basan en la celdilla unidad en vez de átomos o iones.

La magnetización de saturación será igual al producto del número N' de magnetones de Bohr por metro cúbico de Fe_3O_4 y el momento magnético por magnetón de Bohr, μ_B

$$M_s = N' \mu_B$$

Ahora bien, N' es justamente el número de magnetones de Bohr por celdilla unidad n_B dividido por el volumen de la celdilla unidad V_C , o sea,

$$N' = \frac{n_B}{V_C}$$

De nuevo, la magnetización neta proviene únicamente de los iones Fe^{2+} . Puesto que hay 8 iones Fe^{2+} por celdilla unidad y 4 magnetones de Bohr por ion Fe^{2+} , n_B es igual a 32. Además, la celdilla unidad es un cubo y $V_C = a^3$, siendo a la arista del cubo celdilla unidad. Por tanto,

$$\begin{aligned} M_s &= \frac{n_B \mu_B}{a^3} \\ &= \frac{(32 \text{ magnetón Bohr/celdilla unidad})(9,27 \times 10^{-24} \text{ A}\cdot\text{m}^2/\text{magnetón Bohr})}{(0,839 \times 10^{-9} \text{ m})^3/\text{celdilla unidad}} \\ &= 5,0 \times 10^5 \text{ A/m} \end{aligned}$$

21.6 INFLUENCIA DE LA TEMPERATURA EN EL COMPORTAMIENTO MAGNÉTICO

La temperatura puede también influir en las características magnéticas de los materiales. Recuérdese que al aumentar la temperatura de un sólido se produce un aumento en la magnitud de las vibraciones térmicas de los átomos. Los momentos magnéticos atómicos pueden girar; por tanto, al aumentar la temperatura, el incremento en la agitación térmica de los átomos tiende a desalinearse los momentos.

Para los materiales ferromagnéticos, antiferromagnéticos y ferrimagnéticos, los movimientos térmicos atómicos contrarrestan las fuerzas de acoplamiento entre los dipolos atómicos adyacentes, produciendo cierto desalineamiento, independientemente de si hay campo externo aplicado. Esto produce una disminución en la magnetización de saturación para los materiales ferromagnéticos y antiferromagnéticos. La magnetización de saturación es máxima a 0 K, temperatura a la cual las vibraciones térmicas son mínimas. Al aumentar la temperatura, la magnetización de saturación dis-

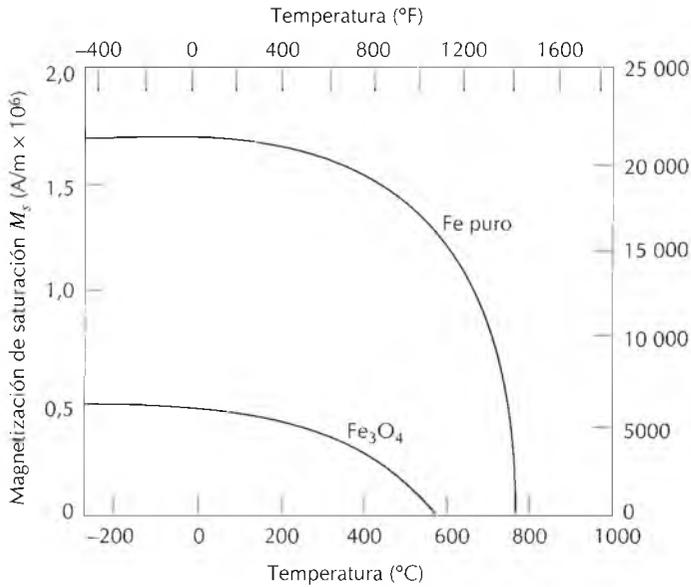


Figura 21.10 Gráfico de la magnetización de saturación frente a la temperatura para el hierro y el Fe_3O_4 . [Adaptada a partir de J. Smit y H. P. J. Wijn, *Ferrites*, Copyright © 1959 por N. V. Philips Gloeilampenfabrieken, Eindhoven (Holanda). Reproducida con permiso.]

minuye gradualmente y después desciende abruptamente a cero, a la llamada **temperatura de Curie** T_c . El comportamiento magnetización-temperatura para el hierro y el Fe_3O_4 está representado en la Figura 21.10. A T_c las fuerzas de acoplamiento de espín son completamente destruidas, de manera que para temperaturas superiores a T_c tanto los materiales ferromagnéticos como los ferrimagnéticos son paramagnéticos. La magnitud de la temperatura de Curie varía de un material a otro; por ejemplo, para el hierro, cobalto, níquel y Fe_3O_4 los valores son, respectivamente, 768, 1120, 335 y 585°C.

El antiferromagnetismo también es afectado por la temperatura; este comportamiento desaparece a la temperatura denominada *temperatura de Néel*. A temperaturas superiores a ésta los materiales antiferromagnéticos también se transforman en paramagnéticos.

21.7 DOMINIOS E HISTÉRESIS

Cualquier material ferromagnético o ferrimagnético a temperaturas inferiores a T_c está formado por pequeñas regiones tridimensionales en las cuales los momentos magnéticos están todos alineados en la misma dirección, tal como se ilustra en la Figura 21.11. Estas regiones se denominan dominios y cada uno está magnetizado hasta la saturación. Los dominios adyacentes están separados por límites de dominio o paredes, a través de las cuales la dirección de magnetización cambia gradualmente (Figura 21.12). Normalmente, los dominios son de tamaño microscópico y en el caso de un material policristalino, cada grano puede contener más de un dominio. Por consiguiente, en una pieza macroscópica de material, habrá un gran número de dominios y todos pueden tener orientaciones de magnetización distintas. La magnitud del campo M para todo el sólido es la suma vectorial de las magnetizaciones de todos los dominios, estando la contribución de cada dominio

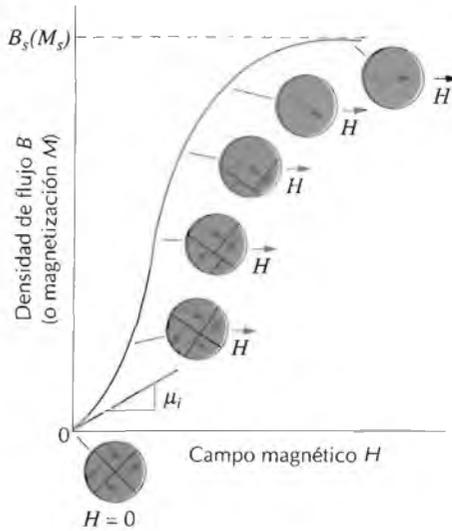


Figura 21.13 Comportamiento de B frente a H de un material ferromagnético o ferrimagnético que estaba inicialmente desmagnetizado. Se representan las configuraciones de los dominios durante varios estadios de la magnetización. La densidad de flujo de saturación B_s , la magnetización de saturación M_s , y la permeabilidad inicial μ_i están también indicadas. (Adaptada de O. H. Wyatt y D. Dew-Hughes, *Metals, Ceramics and Polymers*, Cambridge University Press, 1974.)

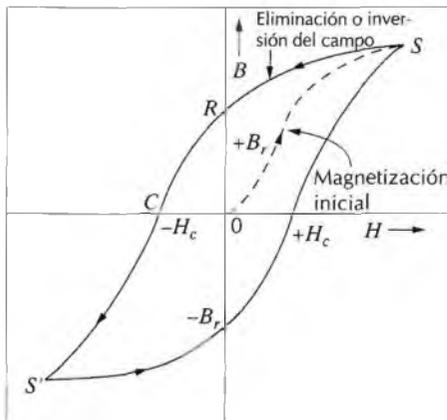
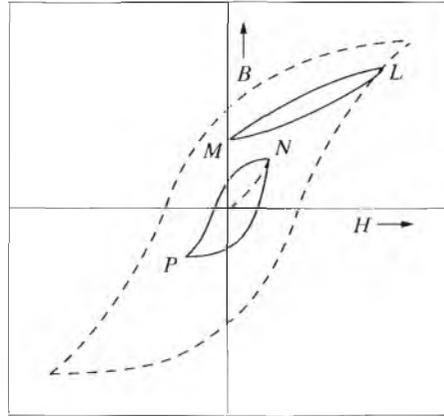


Figura 21.14 Densidad de flujo magnético frente a la intensidad del campo magnético para un material ferromagnético para la saturación en ambas direcciones (puntos S y S'). La curva de histéresis viene representada por la curva sólida; la curva de rayas discontinuas indica la magnetización inicial. La remanencia B_r y la fuerza coercitiva H_c también se indican.

A medida que se aplica el campo H , los dominios cambian de forma y tamaño debido al movimiento de los límites de dominio. Las estructuras típicas de los dominios están representadas de forma esquemática en varios puntos de la curva de B frente a H en la Figura 21.13. Inicialmente, los momentos de los dominios constituyentes están orientados al azar de tal manera que no existe un campo de momentos neto B (o M). A medida que se aplica el campo externo, los dominios que están orientados en direcciones favorables al campo aplicado (o casi alineados con ellos) crecen a expensas de aquellos que no están favorablemente orientados. Este proceso continúa al aumentar la intensidad del campo hasta que la muestra macroscópica se convierte en un solo dominio, el cual está casi completamente alineado con el campo. La saturación se alcanza cuando este dominio gira y se orienta con el campo H . La alteración de la estructura de los dominios con el campo magnético de un monocristal de hierro se muestra en la página 685.

Figura 21.15 Una curva de histéresis sin llegar a la saturación (curva NP) dentro del ciclo de saturación para un material ferromagnético. El comportamiento B - H para la inversión del campo sin haber alcanzado la saturación se indica por la curva LM .



A partir de la saturación, punto S de la Figura 21.14, a medida que el campo H se reduce debido a la inversión de su dirección, la curva no invierte el camino original, sino que se produce un efecto de **histéresis** en el cual el campo B va retrasado con respecto al campo aplicado H , o sea, disminuye más lentamente. Cuando el campo H es cero (punto R de la curva), existe un campo residual B que se denomina **remanencia**, o densidad de flujo remanente, B_r ; el material permanece magnetizado en ausencia de un campo externo H .

El comportamiento de histéresis y la magnetización permanente pueden explicarse por el movimiento de las paredes de los dominios. Al invertir la dirección del campo desde la saturación (punto S en la Figura 21.14), el proceso mediante el cual cambia la estructura de dominios se invierte. En primer lugar, existe rotación del dominio único con el campo invertido. Más tarde, los dominios con los momentos magnéticos alineados con el nuevo campo crecen a expensas de los primeros. Para esta explicación es crucial la resistencia al movimiento de las paredes de los dominios que ocurre en respuesta al aumento del campo magnético en la dirección opuesta; esto explica el desfase entre B y H , o sea, la histéresis. Cuando el campo aplicado se hace nulo, todavía existe una fracción neta de dominios orientados en la dirección inicial, lo cual explica la existencia de la remanencia B_r .

Para reducir a cero el campo B dentro de la muestra (punto C de la Figura 21.14), se debe aplicar un campo H de magnitud igual a $-H_c$ en la dirección opuesta a la del campo original; H_c se denomina **coercitividad**, o bien, algunas veces fuerza coercitiva. Al continuar aplicando el campo en la dirección contraria, tal como se indica en la figura, finalmente se alcanza la saturación en la dirección opuesta, correspondiendo al punto S' . Una segunda inversión del campo hasta el punto de la saturación inicial (punto S) completa el ciclo de histéresis simétrico y también produce una remanencia negativa ($-B_r$) y una coercitividad positiva ($+H_c$).

La curva B frente a H de la Figura 21.14 representa un ciclo de histéresis en la saturación. Desde luego, no es necesario aumentar el campo H hasta la saturación antes de invertir su dirección; en la Figura 21.15, el ciclo NP es una curva de histéresis correspondiente a valores inferiores a la saturación. Además, es posible invertir la dirección del campo en cualquier punto a lo

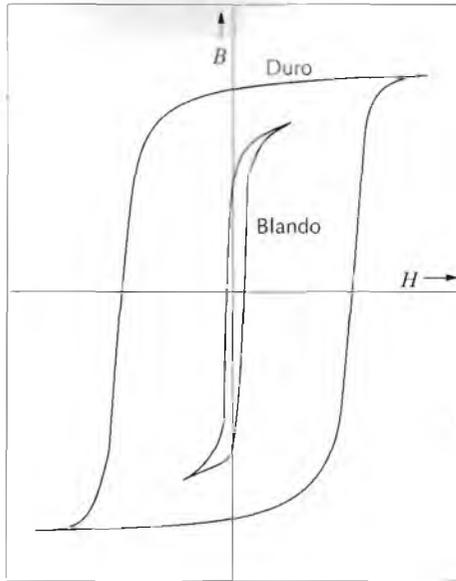


Figura 21.16 Curvas esquemáticas de magnetización para materiales magnéticos blandos y duros. (K. M. Ralls, T. H. Courtney y J. Wulff, *Introduction to Materials Science and Engineering*. Copyright © 1976 de John Wiley & Sons, New York. Reproducida con permiso de John Wiley & Sons, Inc.)

largo de la curva y generar otros ciclos de histéresis. Un tal ciclo de histéresis está indicado en la curva de la Figura 21.15: para el ciclo *LM*, el campo *H* se invierte a cero. Un método para desmagnetizar un imán ferromagnético o ferrimagnético es haciendo que éste complete repetidamente ciclos en un campo *H* que alterna en dirección y disminuye en magnitud.

21.8 MATERIALES MAGNÉTICOS BLANDOS

El tamaño y la forma de la curva de histéresis de los materiales ferromagnéticos y ferrimagnéticos es de importancia práctica considerable. El área dentro de un ciclo representa la pérdida de energía magnética por unidad de volumen por ciclo de magnetización-desmagnetización; esta pérdida de energía se manifiesta en forma de calor que se genera dentro de la muestra magnética y es capaz de aumentar su temperatura.

Tanto los materiales ferromagnéticos como ferrimagnéticos se clasifican como *blandos* o *duros* en base a sus características de histéresis. Los **materiales magnéticos blandos** se utilizan en dispositivos sometidos a campos magnéticos alternantes en los cuales las pérdidas de energía deben ser pequeñas; un ejemplo familiar consiste en los núcleos de los transformadores. Por esta razón el área relativa dentro del ciclo de histéresis debe ser pequeña; su característica es que es reducida y estrecha, tal como se representa en la Figura 21.16. En consecuencia, un material magnético blando debe tener una alta permeabilidad inicial y una baja fuerza coercitiva. Un material que posee estas propiedades puede alcanzar la saturación con un campo aplicado relativamente pequeño (o sea, fácilmente magnetizable y desmagnetizable) y aún así tener pérdidas de energía pequeñas.

El campo de saturación o de magnetización está determinado solamente por la composición del material. Por ejemplo, en las ferritas cúbicas, la sustitución de iones metálicos divalentes tales como Ni^{2+} por Fe^{2+} en $\text{FeO-Fe}_2\text{O}_3$ cambiará la magnetización de saturación. Sin embargo, la sus-

Tabla 21.5 Propiedades típicas de varios materiales magnéticos blandos

| Material | Composición (% en peso) | Permeabilidad inicial relativa μ_i | Densidad de flujo de saturación B_s [tesla (gauss)] | Pérdidas de histéresis/ciclo [J/m^3 (erg/cm ³) | Resistividad ρ ($\Omega\cdot m$) |
|----------------------------|---|--|---|---|---|
| Hierro comercial moldeado | 99,95 Fe | 150 | 2,14 (21 400) | 270 (2700) | $1,0 \times 10^{-7}$ |
| Hierro-silicio (orientado) | 97 Fe, 3 Si | 1400 | 2,01 (20 100) | 40 (400) | $4,7 \times 10^{-7}$ |
| Permalloy 45 | 55 Fe, 45Ni | 2500 | 1,60 | 120 | $4,5 \times 10^{-7}$ |
| Supermalloy | 79 Ni, 15 Fe, 5 Mo, 0,5 Mn | 75 000 | (16 000) 0,80 | (1200) - | $6,0 \times 10^{-7}$ |
| Ferroxcube A | 48 Mn Fe ₂ O ₄ , 52 ZnFe ₂ O ₄ | 1400 | (8000) 0,33 | ~40 | 2000 |
| Ferroxcube B | 36 NiFe ₂ O ₄ , 64 ZnFe ₂ O ₄ | 650 | (3300) 0,36 (3600) | (~400) ~35 (~350) | 10^{-7} |

Fuente: Adaptado de *Metals Handbook: Properties and Selection: Stainless Steels, Tool Materials and Special-Purpose Metals*, Vol. 3, 9th edition, D. Benjamin, Senior Editor, American Society for Metals, 1980.

ceptibilidad y la coercitividad (H_c), las cuales influyen en la forma de la curva de histéresis, son sensibles a variables estructurales más que a la composición. Por ejemplo, un valor bajo de coercitividad corresponde al movimiento fácil de las paredes de dominio en respuesta a los cambios en magnitud y/o dirección del campo. Los defectos estructurales, tales como la presencia de partículas de una fase no magnética o bien de poros en el material magnético, tienden a restringir el movimiento de las paredes de dominio y por tanto a aumentar la coercitividad. Por consiguiente, un material magnético blando debe estar libre de defectos estructurales.

Otra propiedad que merece consideración en el caso de los materiales magnéticos es la resistividad eléctrica. Además de las pérdidas de energía de histéresis citadas antes, también pueden resultar pérdidas de energía a partir de corrientes eléctricas que se inducen en el material magnético por un campo magnético que varía en magnitud y dirección con el tiempo; tales corrientes se denominan *corrientes parásitas* o *corrientes de Foucault*. Es deseable minimizar estas pérdidas de energía en materiales magnéticos blandos aumentando la resistividad eléctrica. En los materiales ferromagnéticos esto se logra formando aleaciones con soluciones sólidas; las aleaciones de hierro-silicio y hierro-níquel son ejemplos de este tipo de aleaciones. Las ferritas cerámicas se utilizan normalmente en aplicaciones que requieren materiales magnéticos blandos porque son materiales intrínsecamente aisladores eléctricos. Sin embargo, su aplicabilidad es limitada debido a que tienen susceptibilidades pequeñas. Las propiedades de media docena de materiales magnéticos blandos se dan en la Tabla 21.5.

Las características de histéresis de los materiales magnéticos blandos pueden aumentarse para determinadas aplicaciones mediante un tratamiento térmico apropiado en presencia de un campo magnético. Utilizando esta técnica, se puede producir un ciclo de histéresis en forma de cuadrado, lo cual es deseable en algunas aplicaciones de amplificadores magnéticos y transformadores de impulsos. Además, los materiales magnéticos blandos se utilizan en generadores, motores, dínamos y en circuitos conmutadores.

Tabla 21.6 Propiedades típicas de varios materiales magnéticos duros.

| Material | Composición (% en peso) | Remanencia B_r [tesla (gauss)] | Coercitividad [amp-vuelta/m (oersted)] | $(BH)_{m\acute{a}x}$ [J/m^3 (gauss-oersted)] | Temperatura de Curie T_c [$^{\circ}C(^{\circ}F)$] | Resistividad ρ ($\Omega\cdot m$) |
|-------------------------------|-------------------------------------|----------------------------------|--|---|---|---|
| Acero al carbono martensítico | 98,1Fe, 0,9C, 1Mn | 0,95 (9500) | 4000 (50) | 1600 ($0,20 \times 10^6$) | — | — |
| Acero aleado con tungsteno | 92,8Fe, 6W, 0,5Cr | 0,95 (9500) | 5900 (74) | 2600 ($0,33 \times 10^6$) | 760(1400) | $3,0 \times 10^{-7}$ |
| Cunife | 20Fe, 20Ni, 60Cu | 0,54 (5400) | 44 000 (550) | 12 000 ($1,5 \times 10^6$) | 410(770) | $1,8 \times 10^{-7}$ |
| Cunico | 29Co, 21Ni, 50Cu | 0,34 (3400) | 54 000 (680) | 6400 ($0,8 \times 10^6$) | 860(1580) | $2,4 \times 10^{-7}$ |
| Alnico 8 sinterizado | 34Fe, 7Al, 15Ni, 35Co, 4Cu, 5Ti | 0,76 (7600) | 123 000 (1550) | 36 000 ($4,5 \times 10^6$) | 860(1580) | — |
| Ferroxdur (orientado) | BaO-6Fe ₂ O ₃ | 0,32 (3200) | 240 000 (3000) | 20 000 ($2,5 \times 10^6$) | 450(840) | $\sim 10^4$ |

Fuente: Adaptado de *Metals Handbook: Properties and Selection: Stainless Steels, Tool Materials and Special-Purpose Metals*, Vol 3, 9ª edición, D. Benjamin, Editor general, American Society for Metals, 1980.

21.9 MATERIALES MAGNÉTICOS DUROS

Los materiales magnéticos duros se utilizan en imanes permanentes, los cuales deben tener una alta resistencia a la desmagnetización. En términos del comportamiento de histéresis, un **materi al magnético duro** tiene una remanencia, coercitividad y densidad de flujo de saturación altas, así como también una permeabilidad inicial baja y altas pérdidas de energía de histéresis. Las características de histéresis para los materiales magnéticos blandos y duros se comparan en la Figura 21.16. Algunas veces es conveniente relacionar la dureza relativa de un material magnético con el producto de B_r y H_c , el cual es aproximadamente igual al doble de la energía requerida para desmagnetizar la unidad de volumen de material. Por tanto, cuanto mayor es el producto $B_r \times H_c$, más duro es el material en términos de sus características magnéticas.

De nuevo, el comportamiento de histéresis está relacionado con la facilidad con que los límites de los dominios magnéticos se mueven; impidiendo el movimiento de las paredes de los dominios, la coercitividad y la susceptibilidad aumentan, de tal manera que es necesario un campo externo grande para desmagnetizarlo. Además, estas características están relacionadas con la microestructura de los materiales. El movimiento de las paredes de los dominios es impedido si se forman pequeños precipitados. La mayoría de los imanes permanentes son ferromagnéticos; aceros aleados con tungsteno y cromo han sido muy utilizados en el pasado. Estos dos elementos, con el tratamiento térmico adecuado, se combinan con el carbono del acero para formar carburos de tungsteno y de cromo los cuales son muy efectivos para obstruir el movimiento de las paredes de dominio. Algunos de los materiales magnéticos duros desarrollados recientemente contienen diversos elementos de aleación, entre los cuales cabe citar al hierro, cobalto, níquel, aluminio y cobre. Un tratamiento térmico apropiado forma partículas pequeñas de hierro-cobalto fuertemente magnéticas de un solo dominio dentro de una matriz no magnética.

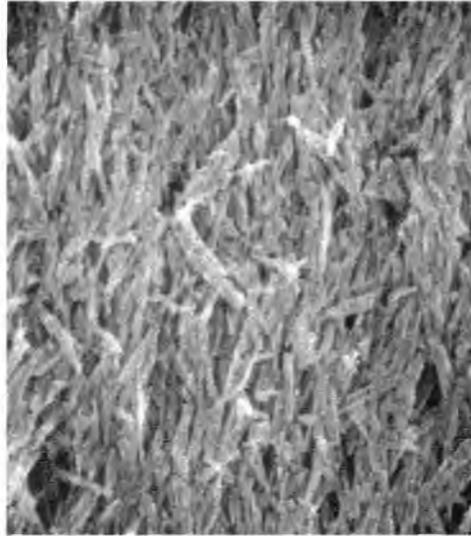


Figura 21.17 Micrografía al microscopio electrónico de barrido mostrando la microestructura de un disco de almacenamiento magnético. Partículas de $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ en forma de agujas son orientadas y embebidas dentro de una resina fenólica. 8000 \times . (Fotografía cortesía de P. Rayner y N. L. Head, IBM Corporation.)

En el caso de los imanes ferrimagnéticos, los más utilizados como imanes duros son las ferritas hexagonales. La Tabla 21.6 presenta algunas de las propiedades importantes de varios materiales magnéticos duros.

21.10 ALMACENAMIENTO MAGNÉTICO

En los últimos años los materiales magnéticos han alcanzado mucha importancia en el área del almacenamiento de información. Esto es especialmente cierto en el caso de los ordenadores; mientras que los elementos semiconductores sirven como base a la memoria primaria, los discos magnéticos y las cintas son capaces de almacenar grandes cantidades de información a costes muy bajos. Además, las industrias de medios audiovisuales se basan en cintas magnéticas para el almacenamiento y reproducción de secuencias de audio y vídeo.

Básicamente, los bytes de memoria de los ordenadores, el sonido y las imágenes visuales en forma de señales eléctricas son transferidos a segmentos muy pequeños de un medio de almacenamiento magnético que las retiene. La transferencia de señales a la cinta o disco y su recuperación se realiza por medio de un cabezal que consiste básicamente en una bobina alrededor de un núcleo de un material magnético que forma un entrehierro (una separación muy pequeña entre las piezas polares). Los datos son introducidos (o "escritos") mediante señales eléctricas dentro de la bobina, la cual genera un campo magnético en el entrehierro. Este campo a su vez magnetiza una área muy pequeña del disco o cinta en las proximidades del cabezal. Al retirar el campo, la magnetización permanece; es decir, la señal ha sido almacenada.

Además, el mismo cabezal puede utilizarse para recuperar (o "leer") la información almacenada. Se induce un voltaje cuando hay un cambio en el campo magnético a medida que la cinta o disco pasa por el entrehierro del cabezal. Este voltaje puede ser amplificado y luego convertido a su forma o carácter original.

Muchos medios magnéticos consisten en partículas aciculares muy pequeñas de $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$, o bien de aleaciones dopadas de ésta. Estas partículas son aplicadas y unidas a una cinta de polímero (en el caso de cintas magnéticas) o a un disco metálico o de polímero. Durante la elaboración, estas partículas son alineadas de modo que sus ejes longitudinales sean paralelos a la dirección del movimiento cuando pasan por el cabezal (véase la Figura 21.17). Cada partícula es un único dominio que sólo puede ser magnetizado de manera que el momento magnético se encuentre a lo largo de su eje. Existen dos estados magnéticos, uno correspondiente a la magnetización de saturación en una dirección axial y otro en la dirección opuesta. Estos dos estados hacen posible el almacenamiento de información en forma digital, como 1 y 0. En un sistema, un 1 se representa por la inversión de la dirección del campo magnético de una pequeña área a otra del medio de almacenamiento a medida que las numerosas partículas aciculares pasan por el cabezal. La no inversión de la dirección del campo magnético entre regiones adyacentes representa un cero.

El ciclo de histéresis para el almacenamiento magnético debe ser relativamente grande y cuadrado. Estas características permiten que el almacenamiento sea permanente y, además, que la inversión de la magnetización se realizará en un intervalo estrecho de intensidades del campo aplicado. La densidad de flujo de saturación está comprendido entre 0,4 y 0,6 tesla para estos materiales.

21.11 SUPERCONDUCTIVIDAD

La superconductividad es básicamente un fenómeno eléctrico; sin embargo, su discusión ha sido diferida hasta aquí porque existen implicaciones magnéticas relativas al estado superconductor y, además, los materiales superconductores son utilizados principalmente en imanes capaces de generar campos elevados.

A medida que muchos metales de alta pureza son enfriados hasta temperaturas cercanas a 0 K, la resistividad eléctrica disminuye gradualmente, alcanzando un valor pequeño pero finito que es característico del material. Sin embargo, existen algunos materiales en los cuales la resistividad a muy bajas temperaturas cae bruscamente desde un valor finito a uno que es virtualmente cero y permanece en este valor al enfriar más el material. Los materiales que presentan este comportamiento se denominan *superconductores* y la temperatura a la cual alcanzan la **superconductividad** se denomina temperatura crítica T_C .¹ Los comportamientos resistividad-temperatura de los materiales superconductores y no superconductores se comparan en la Figura 21.18. La temperatura crítica varía de un superconductor a otro pero está comprendida entre valores inferiores a 1 K y 20 K, aproximadamente, para muchos metales y aleaciones. Recientemente se ha demostrado que algunos óxidos cerámicos complejos tienen temperaturas críticas cercanas a 100 K.

A temperaturas inferiores a T_C , el estado superconductor es eliminado si se aplica un campo magnético suficientemente intenso, denominado campo

¹ En la literatura científica se utiliza el símbolo T_c para representar tanto la temperatura de Curie (Sección 21.6) como la temperatura crítica de un superconductor. Estas dos temperaturas son totalmente diferentes y no deben confundirse. En este libro se utiliza T_c para la temperatura de Curie y T_C para la temperatura crítica de un superconductor.

Figura 21.18 Dependencia de la resistividad eléctrica respecto de la temperatura para materiales normalmente conductores y superconductores en la proximidad de 0 K.

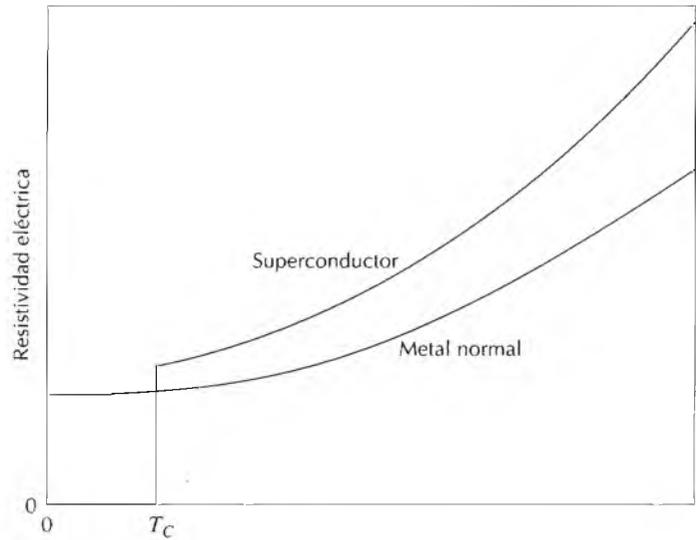
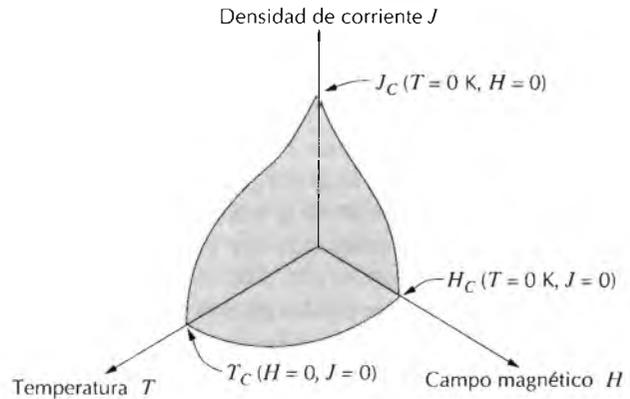


Figura 21.19 Temperatura crítica, densidad de corriente y campo magnético correspondientes a la frontera entre los estados conductores normales y superconductores.



crítico H_C . Este campo crítico depende de la temperatura, disminuyendo cuando ésta aumenta. Lo mismo ocurre con la densidad de corriente; es decir, existe una densidad de corriente crítica J_C por debajo de la cual un material es superconductor. La Figura 21.19 muestra de forma esquemática la frontera en el espacio temperatura-campo magnético-densidad de corriente que separa los estados normal y superconductor. La posición de esta frontera dependerá del material. Para los valores de temperatura, campo magnético y densidad de corriente que están entre el origen y esta frontera, el material será superconductor; fuera de la frontera la conducción es normal.

El fenómeno de la superconductividad ha sido explicado de forma satisfactoria mediante una teoría bastante compleja. Básicamente, el estado superconductor resulta de la atracción entre pares de electrones conductores; los movimientos de estos electrones apareados se coordinan de tal manera que la dispersión por las vibraciones térmicas y los átomos de impurezas son

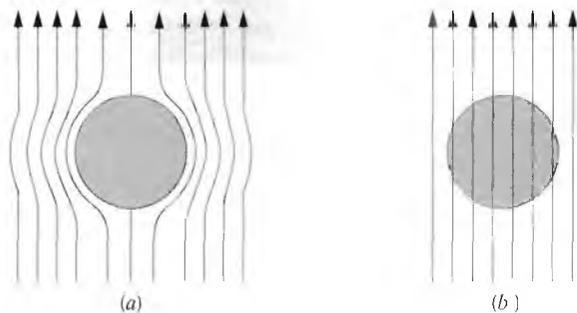


Figura 21.20 Representación del efecto Meissner. (a) En el estado superconductor, el cuerpo del material (círculo) expulsa el campo magnético (flechas) de su interior. (b) El campo magnético penetra el mismo cuerpo del material una vez que se hace conductor.

altamente ineficientes. Por tanto, la resistividad, al ser proporcional al número de dispersiones de electrones, es cero.

Según su respuesta magnética, los materiales superconductores pueden clasificarse en dos tipos, denominados tipo I y tipo II. Los materiales de tipo I, mientras están en el estado superconductor, son completamente diamagnéticos; es decir, cualquier campo aplicado será expulsado del cuerpo del material, un fenómeno que se denomina *efecto Meissner* y que se ilustra en la Figura 21.20. A medida que H aumenta, el material permanece diamagnético hasta que se alcanza el campo crítico H_C . En este momento la conducción se hace normal y el flujo magnético penetra completamente en el cuerpo. Varios elementos metálicos tales como el aluminio, plomo, estaño y mercurio pertenecen al grupo de tipo I.

Los superconductores de tipo II son completamente diamagnéticos para campos aplicados pequeños y la exclusión del campo es total. Sin embargo, la transición del estado superconductor al estado normal es gradual y ocurre entre un campo crítico inferior, H_{C1} , y un campo crítico superior, H_{C2} . Las líneas del flujo magnético comienzan a penetrar dentro del cuerpo del material a H_{C1} , y la penetración continúa aumentando a medida que el campo magnético aplicado aumenta; a H_{C2} la penetración del campo es completa. Para campos entre H_{C1} y H_{C2} , el material está en un estado que se denomina mixto: existen regiones del material en estado normal y otras en estado superconductor.

Los superconductores de tipo II se prefieren a los de tipo I en muchas aplicaciones prácticas en virtud de sus temperaturas y campos magnéticos más altos. En el momento presente, los tres superconductores más utilizados son las aleaciones de niobio-zirconio (Nb-Zr) y niobio-titanio (Nb-Ti) y el compuesto intermetálico Nb_3Sn . En la Tabla 21.7 se dan la temperatura crítica y los valores críticos de las densidades de flujo magnético de varios superconductores de tipo I y II.

Muy recientemente, se ha encontrado que una familia de materiales cerámicos que normalmente son eléctricamente aislantes también son superconductores con temperaturas críticas especialmente altas. La investigación inicial se ha centrado en el óxido de itrio, bario y cobre, $YBa_2Cu_3O_7$, el cual tiene la estructura cristalina compleja del tipo de la perovskita (Sección 13.2) y una temperatura crítica de alrededor de 95 K. Nuevos materiales cerámicos superconductores con temperaturas críticas aún más altas han sido y son actualmente desarrollados. El potencial tecnológico de estos materiales es extremadamente prometedor ya que su temperatura crítica es su-

Tabla 21.7 Temperaturas críticas y flujos magnéticos para materiales superconductores seleccionados

| <i>Material</i> | <i>Temperatura crítica T_C (K)</i> | <i>Densidad crítica de flujo magnético B_C (tesla)^a</i> |
|----------------------------------|---|---|
| Elementos | | |
| Aluminio | 1,18 | 0,0105 |
| Plomo | 7,19 | 0,0803 |
| Mercurio (α) | 4,15 | 0,0411 |
| Estaño | 3,72 | 0,0305 |
| Titanio | 0,40 | 0,0056 |
| Tungsteno | 0,02 | 0,0001 |
| Compuestos y aleaciones | | |
| Aleaciones de Nb-Ti | 10,2 | 12 |
| Aleaciones de Nb-Zr | 10,8 | 11 |
| Nb ₃ Sn | 18,3 | 22 |
| Nb ₃ Al | 18,9 | 32 |
| Nb ₃ Ge | 23,0 | 30 |
| V ₃ Ga | 16,5 | 22 |
| PbMo ₆ S ₈ | 14,0 | 45 |

^a La densidad crítica de flujo magnético ($\mu_0 H_C$) para los elementos fue medida a 0 K. Para las aleaciones y compuestos, el flujo se toma como $\mu_0 H_{C2}$ (en teslas), medido a 0 K.

Fuente: Adaptado con permiso de *Materials at Low Temperatures*, R. P. Reed y A. F. Clark, Editores, American Society for Metals, Metals Park, OH, 1983.

terior a 77 K, lo cual permite la utilización de nitrógeno líquido, un refrigerante barato en comparación con el hidrógeno y el helio líquidos. Estos nuevos superconductores cerámicos tienen sus desventajas, la principal es su naturaleza frágil. Esta característica limita la capacidad de estos materiales para ser fabricados en formas útiles tales como hilos y cables.

El fenómeno de la superconductividad tiene importantes aplicaciones prácticas. Imanes superconductores capaces de generar altos campos con poco consumo de potencia se utilizan actualmente en equipos científicos y de investigación. Además, también se utilizan en la producción de imágenes por resonancia magnética (MRI) en el campo médico como herramienta de diagnóstico. Anormalidades en los tejidos y órganos del cuerpo pueden ser detectados en base a la producción de imágenes de secciones transversales. El análisis químico de los tejidos del cuerpo es también posible usando espectroscopia de resonancia magnética (MRS). También existen numerosas otras aplicaciones potenciales de los materiales superconductores. Algunas de las áreas que están siendo exploradas son: (1) transmisión de potencia eléctrica a través de materiales superconductores, ya que las pérdidas de potencia serían extremadamente pequeñas y el equipo operaría a niveles de bajo voltaje; (2) imanes para aceleradores de partículas de alta energía; (3) conectores de alta velocidad y transmisión de señales para ordenadores; (4) trenes de alta velocidad levitados, siendo la levitación el resultado de la repulsión de campos magnéticos. El principal obstáculo a la utilización amplia de estos materiales superconductores es, desde luego, la dificultad en alcanzar temperaturas extremadamente bajas. Es de esperar que este problema sea superado con el desarrollo de la nueva generación de superconductores con temperaturas críticas razonablemente altas.

Las propiedades magnéticas macroscópicas de un material son consecuencia de interacciones entre un campo magnético externo y los momentos magnéticos dipolares de los átomos constituyentes. Cada electrón individual tiene momentos orbitales y de espín. El momento magnético neto de un átomo es precisamente la suma de las contribuciones de cada uno de sus electrones, en la cual habrá cancelación del espín y el momento orbital de pares de electrones.

El diamagnetismo resulta de los cambios en el movimiento orbital de los electrones que son inducidos por un campo externo. El efecto es extremadamente pequeño y en oposición al campo aplicado. Todos los materiales son diamagnéticos. Los materiales paramagnéticos son aquellos que tienen dipolos atómicos permanentes, sobre los cuales opera individualmente el campo y los alinea en la dirección del campo externo aplicado. Puesto que las magnetizaciones son relativamente pequeñas y persisten sólo mientras el campo está presente, los materiales diamagnéticos y paramagnéticos son considerados no magnéticos.

Las magnetizaciones grandes y permanentes pueden establecerse en los metales ferromagnéticos (Fe, Co, Ni). Los momentos magnéticos dipolares tienen su origen en el espín, los cuales están acoplados y alineados mutuamente con los momentos de los átomos adyacentes.

El acoplamiento antiparalelo de momentos de espín de cationes adyacentes ocurre en algunos materiales iónicos. Aquellos en los cuales la cancelación de los momentos de espín es total se denominan antiferromagnéticos. En el caso del ferrimagnetismo, la magnetización permanente es posible debido a que la cancelación de los momentos magnéticos no es completa. Para ferritas cúbicas, la magnetización neta resulta de los iones divalentes (por ejemplo, Fe^{2+}) que ocupan posiciones octaédricas, cuyos momentos de espín están mutuamente alineados.

Al aumentar la temperatura, las vibraciones térmicas aumentan y tienden a contrarrestar las fuerzas de acoplamiento dipolar en los materiales ferromagnéticos y ferrimagnéticos. En consecuencia, la magnetización de saturación disminuye gradualmente con la temperatura hasta la temperatura de Curie, en cuyo punto disminuye a cerca de cero; por encima de T_c estos materiales son paramagnéticos.

Por debajo de la temperatura de Curie, un material ferromagnético o ferrimagnético está compuesto de dominios: pequeñas regiones tridimensionales donde todos los momentos dipolares netos están mutuamente alineados y la magnetización está saturada. La magnetización total del sólido es precisamente la suma vectorial adecuadamente ponderada de las magnetizaciones de todos estos dominios. A medida que un campo externo es aplicado, los dominios que tienen sus vectores de magnetización orientados en la dirección del campo crecen a expensas de los dominios que tienen orientaciones de magnetización desfavorables. Cuando se alcanza la saturación total, todo el sólido está ocupado por un sólo dominio y la magnetización está dirigida en la dirección del campo. El cambio en la estructura de los dominios al aumentar o invertir la dirección del campo se realiza mediante el movimiento de las paredes de los dominios. Tanto la histéresis (el retraso del campo B con respecto al campo aplicado H) como la magnetización

permanente (o sea la remanencia) resultan de la resistencia al movimiento de estas paredes de dominio.

En los materiales magnéticos blandos, el movimiento de la pared del dominio es fácil durante la magnetización y la desmagnetización. En consecuencia, estos materiales tienen ciclos de histéresis de área reducida y, además, tienen bajas pérdidas de energía. El movimiento de las paredes de dominio es mucho más difícil en los materiales magnéticos duros, y esto hace que los ciclos de histéresis sean mayores. La magnetización de estos materiales es más permanente porque se requieren campos mayores para desmagnetizarlos.

La superconductividad ha sido observada en un gran número de materiales; aparece al enfriar a temperaturas cercanas al cero absoluto, donde la resistividad eléctrica desaparece. El estado superconductor cesa si la temperatura, el campo magnético o bien la densidad de corriente exceden el valor crítico. En los superconductores de tipo I, la exclusión del campo magnético es completa por debajo de un campo crítico, mientras que la penetración del campo es completa cuando se excede el campo crítico. En el caso de los materiales superconductores de tipo II esta penetración es gradual a medida que aumenta el campo magnético. Nuevos óxidos cerámicos complejos están siendo desarrollados con temperaturas críticas relativamente altas, los cuales permiten la utilización de nitrógeno líquido para ser utilizado como refrigerante.

TÉRMINOS Y CONCEPTOS IMPORTANTES

| | | |
|-----------------------------|--------------------------------|---------------------------|
| Antiferromagnetismo | Histéresis | Material magnético |
| Coercitividad | Inducción magnética | blando |
| Densidad de flujo magnético | Intensidad del campo magnético | Paramagnetismo |
| Diamagnetismo | Magnetización | Permeabilidad |
| Dominio | Magnetización de saturación | Remanencia |
| Ferrimagnetismo | Magnetón de Bohr | Superconductividad |
| Ferrita (cerámica) | Material magnético duro | Susceptibilidad magnética |
| Ferromagnetismo | | Temperatura de Curie |

BIBLIOGRAFÍA

- AZAROFF, L. V. y J. J. BROPHY, *Electronic Processes in Materials*, McGraw-Hill Book Company, New York, 1963, Capítulo 13. Reimpreso por TechBooks, Fairfax, VA.
- BRAILSFORD, F., *Magnetic Materials*, 3rd edition, Methuen & Company, Ltd., London (John Wiley & Sons, New York), 1960.
- BROCKMAN, F. G., "Magnetic Ceramics—A Review and Status Report," *American Ceramic Society Bulletin*, Vol. 47, No. 2, February 1968, pp. 186–194.
- CULLITY, B. D., *Introduction to Magnetic Materials*, Addison-Wesley Publishing Co., Reading, MA, 1972.
- KEEFFER, F., "The Magnetic Properties of Materials," *Scientific American*, Vol. 217, No. 3, September 1967, pp. 222–234.

PROBLEMAS Y CUESTIONES

- 21.1 Por una bobina de un alambre de 0,25 m de longitud y con 400 vueltas circula una corriente de 15 A.
- ¿Cuál es la magnitud de la intensidad del campo magnético H ?
 - Calcule la densidad de flujo B si la bobina está en el vacío
 - Calcule la densidad de flujo en una barra de cromo que se coloca dentro de la bobina. La susceptibilidad para el cromo se encuentra en la Tabla 21.2
 - Calcule la magnitud de la magnetización M .
- 21.2 Por una bobina de un alambre de 0,5 m de longitud y con 20 vueltas transporta una corriente de 1 A.
- Calcule la densidad de flujo si la bobina está en el vacío.
 - Una barra de una aleación de hierro-silicio, cuyo comportamiento $B-H$ se muestra en la Figura 21.21, se coloca dentro de la bobina. ¿Cuánto vale la densidad de flujo dentro de esta barra?
 - Suponga que una barra de molibdeno se sitúa ahora dentro de la bobina. ¿Qué corriente debe fluir para producir en el Mo el mismo campo B que en la aleación hierro-silicio usando 1 A?
- 21.3 Demuestre que la permeabilidad relativa y la susceptibilidad magnética están relacionadas de acuerdo con la Ecuación 21.7.
- 21.4 Es posible expresar la susceptibilidad magnética χ_m en distintas unidades. En el tratamiento realizado en este capítulo, χ_m se utilizó para designar la susceptibilidad de volumen en unidades SI, o sea, la cantidad que da la magnetización por unidad de volumen (m^3) de material cuando se multiplica por H . La susceptibilidad másica χ_m (kg) proporciona el momento magnético (o sea, la

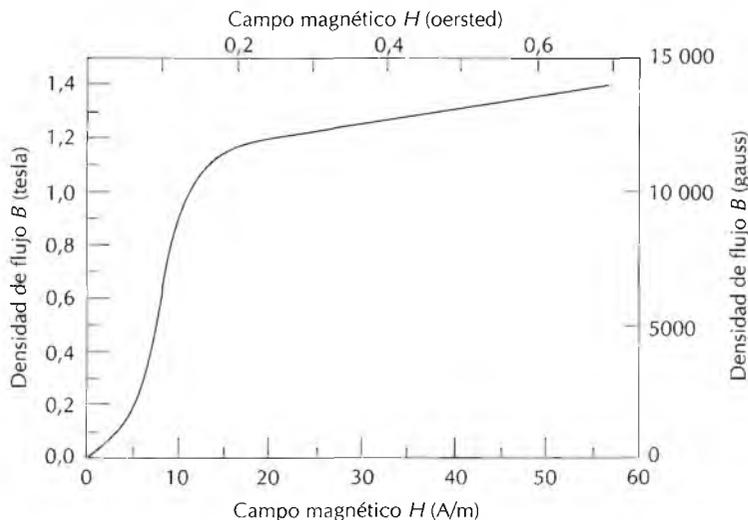


Figura 21.21 Curva de magnetización inicial B frente a H para una aleación de hierro-silicio.

magnetización) por kilogramo de material cuando se multiplica por H ; análogamente, la susceptibilidad atómica, $\chi_m(a)$, proporciona la magnetización por mol-kilogramo. Las últimas dos cantidades están relacionadas mediante las relaciones

$$\chi_m = \chi_m(\text{kg}) \times \text{densidad másica (kg/m}^3\text{)}$$

$$\chi_m(a) = \chi_m(\text{kg}) \times \text{peso atómico (en kg)}$$

Cuando se utiliza el sistema de unidades cgs-uem existen parámetros similares, los cuales pueden ser designados por χ'_m , $\chi'_m(\text{g})$ y $\chi'_m(a)$; χ_m y χ'_m están relacionados de acuerdo con la Tabla 21.1. A partir de la Tabla 21.2, χ_m para el cobre es $-0,96 \times 10^{-5}$; convertir este valor en las otras cinco susceptibilidades.

- 21.5** (a) Explique las dos fuentes de los momentos magnéticos de los electrones. (b) ¿Tienen todos los electrones un momento magnético neto? (c) ¿Tienen todos los átomos momento magnético? ¿Por qué?
- 21.6** La densidad de flujo magnético dentro de una barra de un material es 0,630 tesla para un campo H de 5×10^5 A/m. Calcule para este material: (a) la permeabilidad magnética, y (b) la susceptibilidad magnética. (c) ¿Qué tipo(s) de magnetismo presenta este material? ¿Por qué?
- 21.7** La magnetización dentro de una barra de una aleación metálica es $1,2 \times 10^6$ A/m para un campo H de 200 A/m. Calcule: (a) la susceptibilidad magnética, (b) la permeabilidad y (c) la densidad de flujo magnético dentro de este material. (d) ¿Qué tipo(s) de magnetismo presenta este material? ¿Por qué?
- 21.8** Calcule (a) la magnetización de saturación y (b) la densidad de flujo de saturación para el hierro, el cual tiene un momento magnético por átomo de 2,2 magnetones de Bohr y una densidad de $7,87 \text{ g/cm}^3$.
- 21.9** Confirme que hay 1,72 magnetones de Bohr asociados con cada átomo de cobalto, considerando que la magnetización de saturación es $1,45 \times 10^6$ A/m, que el cobalto tiene una estructura cristalina HC y que la arista de la celdilla unidad es 0,1253 nm.
- 21.10** Suponga que existe un metal hipotético que presenta comportamiento ferromagnético y que tiene (1) una estructura cúbica simple (Figura 3.22), (2) un radio atómico de 0,125 nm y (3) una densidad de flujo de saturación de 0,85 tesla. Determine el número de magnetones de Bohr por átomo para este material.
- 21.11** Todos los átomos de los materiales paramagnéticos y diamagnéticos tienen asociado un momento magnético neto. Explique por qué los materiales ferromagnéticos pueden estar magnetizados de forma permanente mientras que esto no es posible en los paramagnéticos.
- 21.12** Cite las analogías y diferencias entre los materiales ferromagnéticos y los ferrimagnéticos.
- 21.13** ¿Cuál es la diferencia entre la estructura cristalina de la espinela y la de la espinela inversa?
- 21.14** Consulte otro texto en el cual se explique la ley de Hund y, basándose en ella, explique los momentos magnéticos netos de cada uno de los cationes listados en la Tabla 21.4.
- 21.15** Estime (a) la magnetización de saturación y (b) la densidad de flujo de saturación para la ferrita de cobalto $[(\text{CoFe}_2\text{O}_4)_8]$, cuya celdilla unidad tiene una arista de 0,838 nm.
- 21.16** La fórmula química para la ferrita de cobre puede escribirse como $(\text{CuFe}_2\text{O}_4)_8$ debido a que hay ocho unidades fórmula por celdilla unidad. Si este material tiene una magnetización de saturación de $1,35 \times 10^5$ A/m y una densidad de $5,40 \text{ g/cm}^3$, estime el número de magnetones de Bohr asociados con cada ion Cu^{2+} .

- 21.17 La fórmula del granate de itrio y hierro ($\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$) puede escribirse en la forma $\text{Y}_3^c\text{Fe}_a^b\text{Fe}_c^d\text{O}_{12}$, en donde los superíndices a , c y d representan diferentes lugares en los cuales los iones Y^{3+} y Fe^{3+} están localizados. Los momentos magnéticos de espín para los iones Y^{3+} y Fe^{3+} situados en las posiciones a y c están orientados paralelamente unos con otros y antiparalelos a los iones Fe^{3+} de las posiciones d . Calcule el número de magnetones de Bohr asociados con cada ion Y^{3+} , teniendo en cuenta la siguiente información: (1) cada celdilla unidad consta de ocho unidades fórmula ($\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$); (2) la celdilla unidad es cúbica con una arista de longitud $1,2376 \text{ nm}$; (3) la magnetización de saturación para este material es $1,0 \times 10^4 \text{ A/m}$; y (4) suponga que hay 5 magnetones de Bohr asociados con cada ion Fe^{3+} .
- 21.18 Explique por qué si se deja caer varias veces un imán permanente al suelo éste se desmagnetiza.
- 21.19 Explique brevemente por qué la magnitud de la magnetización de saturación disminuye al aumentar la temperatura en el caso de los materiales ferromagnéticos y por qué el comportamiento ferromagnético cesa por encima de la temperatura de Curie.
- 21.20 Describa brevemente el fenómeno de histéresis magnética y por qué ocurre en los materiales ferromagnéticos y en los ferrimagnéticos.
- 21.21 Represente esquemáticamente en un mismo diagrama de B frente a H el comportamiento de un material ferromagnético (a) a 0 K , (b) a una temperatura justo por debajo de la temperatura de Curie y (c) a una temperatura li-

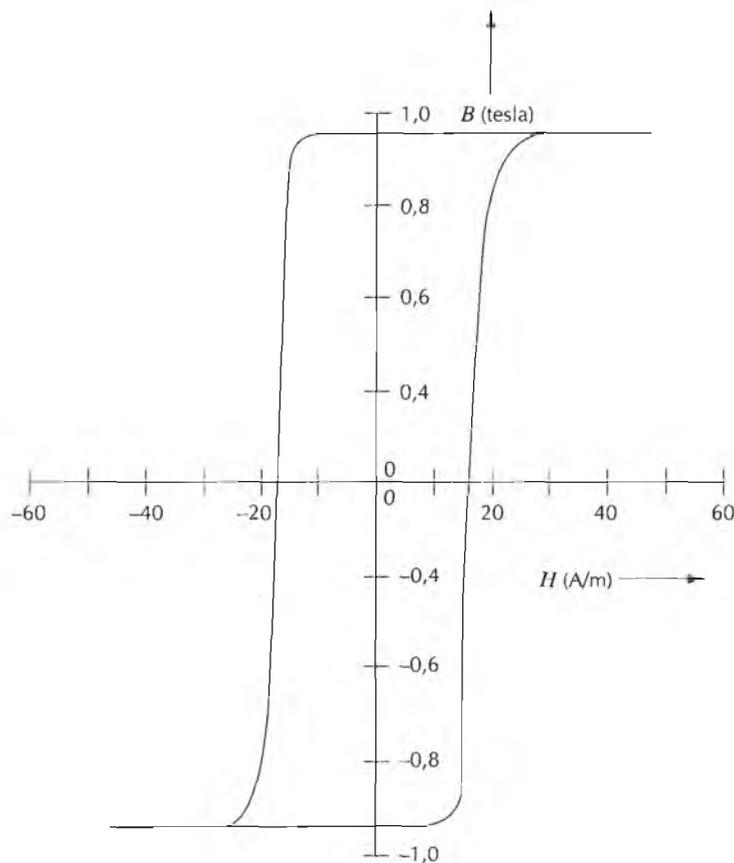


Figura 21.22 Ciclo de histéresis completo para una aleación hierro-níquel.