

Estados electrónicos y bandas de energía. Cristal unidimensional

Dpto. de Física de Materiales – Facultad de Ciencias Físicas – Universidad Complutense de Madrid
Ciudad Universitaria s/n, 28040 Madrid (Spain)

Durante esta práctica se estudiarán las soluciones de la ecuación de Schrödinger en una dimensión para una red finita de pozos de potencial y para una red infinita. Por un lado se estudiarán los autovalores y se observará la aparición de intervalos prohibidos de energía, en los cuales no existen soluciones. Por otro, las autofunciones, que poseen la forma de funciones de Bloch. Se prestará especial atención a las funciones en los límites de las zonas de Brillouin y la comparación entre autofunciones de bandas de alta y baja energía. Se considerarán las aproximaciones de *electrones casi libres* y de *enlace fuerte*.

Bibliografía:

Introduction to solid state physics / Charles Kittel Hoboken, NJ : John Wiley & Sons, cop. 2005
Física. Vol.III, Fundamentos cuánticos y estadísticos / M. Alonso, E. J. Finn: Addison-Wesley, cop.1986
Solid State Physics / N.W. Ashcroft, N.D. Mermin, Saunders 1976.

1. INTRODUCCIÓN TEÓRICA

Gran parte de la investigación actual dentro del marco de la física del estado sólido está dedicada a entender y mejorar las propiedades de conducción eléctrica de los materiales. El comportamiento de un electrón dentro de un sólido es uno de los problemas más interesantes a los que aplicar la mecánica cuántica elemental, y puede considerarse en último término un problema de encontrar los autovalores de la energía asociados a la interacción marcada por un potencial determinado. La ecuación de Schrödinger en una dimensión, para el electrón es relativamente fácil de resolver pero obviamente un sólido real es tridimensional y el tratamiento matemático se complica. No obstante, un modelo en una dimensión muestra parte del comportamiento cualitativo observado en tres.

Supongamos una red de átomos infinita unidimensional con un potencial simétrico en cada punto de la red, y supongamos un electrón moviéndose dentro de esa estructura. Con la ayuda de un software de simulación es posible calcular la función de onda y por tanto la energía correspondiente a cada uno de los estados posibles, etiquetados por el vector de onda de Bloch (k), para esa partícula siempre y cuando se verifique el teorema de Bloch. Conocidas todas las soluciones posibles podremos “visualizar” la estructura de bandas de energía y comparar, de una manera sencilla, cómo se modifica dicha estructura de bandas cuando se cambia la forma o la intensidad del potencial.

MODELO DE ELECTRONES CASI LIBRES: Puede considerarse en primera aproximación que la parte más significativa del potencial en el que se encuentra un electrón son las paredes que lo mantienen recluso en el interior del cristal. Se ignora por tanto el conjunto de potenciales atómicos, y en consecuencia el tratamiento matemático del electrón se reduce a un movimiento encerrado en una “caja vacía”. Este modelo es el llamado *modelo de electrones libres* y, pese a su sencillez, explica con éxito algunas propiedades físicas, en concreto aquellas que dependen esencialmente de las *propiedades cinéticas de los electrones de conducción*. En primera aproximación, las funciones de onda de los electrones se asemejan, dentro de este marco, a las ondas estacionarias. Los niveles energéticos están muy próximos entre sí, separados por energías varios órdenes de magnitud inferiores a las energías térmicas habituales, por lo que los niveles forman esencialmente un continuo de estados. El proceso de conducción eléctrica, en el que los electrones se mueven en respuesta a un campo eléctrico externo, implica que estos

electrones van adquiriendo mayor energía, situándose en niveles superiores a causa de la acción del campo. Debido a la proximidad de los niveles, tales transiciones se realizan muy fácilmente.

EL TEOREMA DE BLOCH: El mayor problema que presenta el modelo anterior (aunque no el único), es su incapacidad para describir el comportamiento de los materiales aislantes y los semiconductores. Parece claro que es necesario considerar el efecto de los pozos de potencial de los átomos de la red. En 1928, Bloch demostró formalmente que asumiendo la existencia de un potencial *perfectamente periódico* que se extiende hasta el *infinito*, siendo además *simétrico* alrededor del centro de cada celda unidad, las soluciones de la ecuación de Schrödinger para la función de onda electrónica se denominan *funciones de Bloch* y son de la forma:

$$\psi_k(x) = u_k(x)e^{ikx}$$

donde la función u_k posee la misma periodicidad que la red, es decir $u_k(x) = u_k(x + a)$, siendo a el periodo de la red. Dicho de otra forma, las autofunciones de la ecuación de onda para un potencial cristalino periódico son el *producto de una onda plana y otra función periódica con igual periodo que la red cristalina*. Es muy importante la naturaleza del número de ondas $k = 2\pi/\lambda$, del que depende la energía, E , del electrón. La relación $E(k)$ se denomina *relación de dispersión* y a partir de ella se puede obtener gran cantidad de información sobre las propiedades electrónicas de un cristal, como la densidad de estados o la masa efectiva de portadores. Aplicando el teorema de Bloch, se puede demostrar que la forma general de la relación de dispersión es:

$$\cos(ka) = \frac{\cos(Qa + \delta)}{|t|}$$

donde Q se define de modo que la energía es $E = \hbar^2 Q^2 / 2m$ y $t = |t|e^{i\delta}$ es el coeficiente de transmisión para un electrón libre con dicha energía al incidir sobre una sola barrera de potencial igual al potencial que se repite en cada punto de la red. Resolviendo esta ecuación podemos encontrar para cada k el valor de Q y de ahí la relación de dispersión $E(k)$.

Al hallar las soluciones independientes del tiempo de la ecuación de Schrödinger en un cristal se encuentran rangos finitos de E que sólo la verificarían para k complejos, es decir, corresponden a funciones de onda que contiene un término exponencial que diverge en $\pm\infty$, algo que no es aceptable

físicamente. Por tanto, corresponden a *gaps* o bandas de energía prohibida. En la ecuación anterior, estos *gaps* aparecen porque $|t| \leq 1$, por lo que el término de la derecha es mayor que 1 para ciertas energías, correspondiendo a k complejos.

LA APROXIMACIÓN DE ENLACE FUERTE: Una conclusión similar a la anterior puede obtenerse también desde otro punto de vista. En una hilera de átomos, cada uno con un electrón fuertemente ligado, los niveles energéticos cambian según se varía la distancia entre átomos vecinos. Si se alejan mucho, los niveles de energía para cada electrón serán los de los átomos individuales, aunque cada nivel corresponde realmente a un número de estados diferentes, igual al número de átomos en la hilera (se dice que hay *degeneración*). Pero si los átomos se acercan suficientemente, las *funciones de onda individuales solapan*, dando lugar a estados electrónicos extendidos en toda la red cuyos niveles de energía tomarán valores ligeramente distintos de los correspondientes al átomo individual (se dice que se ha *levantado la degeneración*). Por consiguiente, el espectro discreto de estado energético original se convierte en un número de bandas cuasi continuas separadas por *gaps* de energía (ver figura 1).

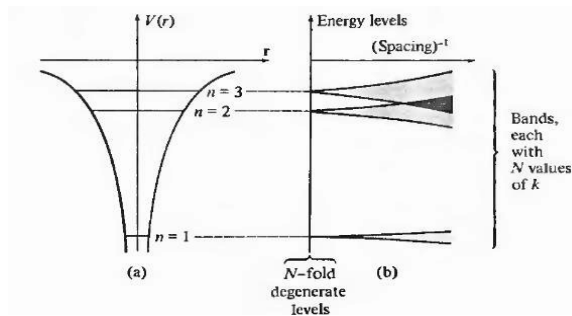


Figura 1. (a) Niveles electrónicos discretos en un potencial atómico y (b) niveles de energía para N átomos iguales dispuestos periódicamente en función de la inversa del espaciado interatómico. Cuando están suficientemente separados, las funciones de onda de los electrones de átomos vecinos no solapan y hay degeneración de los niveles, pero al ir juntándose hay mayor solapamiento de las funciones de onda, se levanta la degeneración y cada nivel da lugar a una banda.

Esta aproximación puede ser utilizada principalmente para las bandas originadas a partir de los niveles electrónicos profundos, con energías sensiblemente inferiores a la altura de la barrera de potencial creada por cada uno de los iones de la red cristalina. Para estos niveles de energía, la función de onda de un electrón en un ión y la de su vecino prácticamente no solapan y la función de onda electrónica extendida a todo el cristal se puede hallar como una superposición de las funciones de onda individuales de cada ión:

$$\psi = \sum_n e^{ikna} \phi(x - na)$$

Además se puede demostrar que la relación de dispersión en este caso es de la forma:

$$E(k) = E_{at} - \alpha - 2\beta \cos(ka)$$

Donde E_{at} , α y β son constantes que dependen del estado atómico $\Phi(x-na)$.

CONDICIÓN DE BRAGG Y BANDAS DE ENERGÍA: El anterior modelo sirve para explicar la aparición de bandas permitidas y prohibidas de energía por debajo de la altura de las barreras de potencial de los iones. Por encima de las barreras, si el potencial no fuera periódico, existiría un continuo de energías solución de la ecuación de Schrödinger. Sin embargo, debido a la periodicidad de la red en un cristal, hay ciertos números de onda para los cuales aparecen dos soluciones estacionarias con energías separadas por una diferencia finita. Estos números de onda corresponden a los *límites de las zonas de Brillouin*. En ellos se verifica la relación $k = n\pi/a$ (es decir, $n\lambda = 2a$), donde n es un número entero y a es el parámetro de red. Es decir, en estas condiciones, las ondas electrónicas cumplen la condición de Bragg, produciéndose reflexiones en cada plano atómico, lo que da lugar a ondas estacionarias. En el ejemplo de la figura 2, se muestra la gráfica de la relación de dispersión para electrones libres, así como para una red unidimensional para su primera zona de Brillouin, observando la distorsión debida a la red periódica cristalina. En la figura 3 se representan la energía potencial de un electrón debida a la red cristalina, $U(x)$, y las dos ondas estacionarias con el número de onda del límite de la primera zona de Brillouin. Las funciones son:

- $\psi_-(k) \propto \sin(kx)$ nivel inferior de la banda de mayor energía, punto 1 en la gráfica de la relación de dispersión
- $\psi_+(k) \propto \cos(kx)$ nivel superior de la banda de menor energía, punto 2 en la gráfica de la relación de dispersión

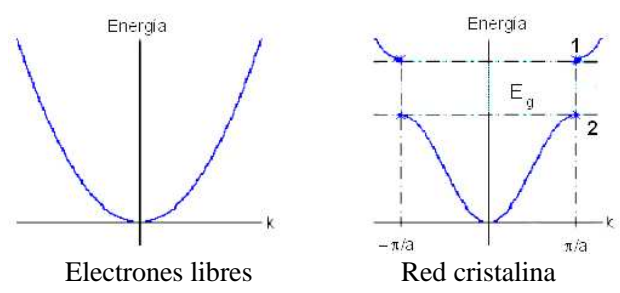


Figura 2. Relaciones de dispersión para electrones libres y para un cristal.

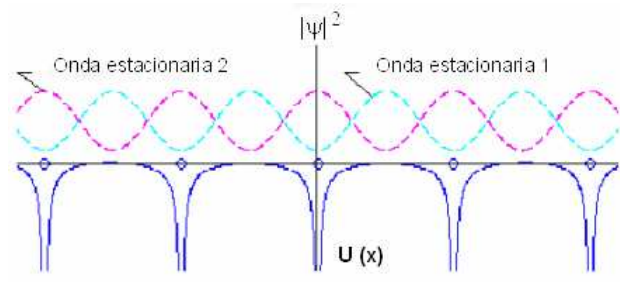


Figura 3. Densidad de probabilidad de los estados electrónicos etiquetados 1 y 2 en la figura 2.

Se observa que, a pesar de poseer una misma k , ambas poseen energía diferente debido al hecho de que la probabilidad de encontrar a ψ_- en la zona de mayor energía potencial es mayor que la de encontrar a ψ_+ .

La **densidad de estados electrónicos**, $D(E)$, se define de modo que $D(E)dE$ es el número total de estados electrónicos

con energías comprendidas en el rango infinitesimal entre E y $E+dE$, dividido por el volumen total del cristal. Se puede demostrar que, *en una dimensión*, la densidad de estados es inversamente proporcional a la velocidad de grupo:

$$D(E) \propto dk/d\omega = (v_{\text{grupo}})^{-1}$$

En tres dimensiones el cálculo se complica y la expresión para la densidad de estados queda:

$$D(E) = \int_{s_n(E)} \frac{dS}{4\pi^3} \frac{1}{|\nabla E_n(\mathbf{k})|}$$

La distorsión de la relación de dispersión que se produce en los límites de las zonas de Brillouin (figura 2) debido a la formación de estados estacionarios en un potencial cristalino da lugar a una acumulación de los estados de energía en los bordes de las bandas: la densidad de estados es sensiblemente mayor en estas zonas que en el centro de las bandas.

3. CUESTIONES

I. ESTADOS ELECTRÓNICOS EN UNA RED FINITA UNIDIMENSIONAL - Una vez dentro del programa CUPS seleccionaremos la opción **“Electron States in a One-Dimensional Lattice”**. Aparecerá una pantalla con un menú desplegable en la parte superior de la pantalla.

1 - Seleccione el **número de pozos** igual a **uno** en el menú **“WELLS”** – **“Number of wells”**. Obtenga las autofunciones y sus autoenergías, soluciones de la ecuación de Schrödinger, para energías por debajo de las barreras de potencial ($E < 0$ eV). Para ello, pinche **“SPECTRUM”** – **“Find eigenvalues”** y posteriormente represente las funciones de onda seleccionando **“SPECTRUM”** – **“See wavefunction”**. En esta pantalla $n = 1$ representa el estado fundamental, $n = 2$ el primero excitado, $n = 3$ el segundo excitado y así sucesivamente. Anote el valor de la energía mostrado en la parte superior de la pantalla para cada n : es el autovalor de la energía correspondiente a la función. Proceda de la misma forma, obteniendo todos los estados ligados ($E < 0$ eV) soluciones de la ecuación de Schrödinger, con un número de pozos igual a 2, 5, 8 y 12. Represente en una gráfica los niveles energéticos en función del número de pozos y comente el resultado.

2 – (a) Represente en una única figura la forma de la función de onda para los estados $n = 1, 2$ y 3 de un solo pozo. En particular, discuta qué estados poseen mayor probabilidad de encontrar al electrón fuera del pozo, lo que aumenta el solapamiento de funciones de onda de electrones en átomos vecinos.

(b) Represente la autofunción correspondiente al estado fundamental ($n = 1$) para redes de 3, 8 y 12 pozos. Discuta sus similitudes y diferencias con funciones de Bloch.

(c) Representar el estado de mínima energía de cada una de las tres bandas en la red de 12 pozos y discutir similitudes y diferencias con las funciones de Bloch. Describa $u_k(x)$ en cada caso y relaciónelo con los niveles de un pozo individual.

3 – (a) Seleccione 12 pozos y represente las funciones de onda asociadas a los cuatro primeros niveles de energía. Descríbalos atendiendo en particular al número de nodos y a la longitud de onda de la envolvente que modula dichas autofunciones.

(b) Represente las autofunciones desde $n = 1$ a $n = 24$ y obtenga la longitud de onda asociada (observando el número de nodos) a la *onda moduladora* para cada una de ellas.

4 – Represente en una única figura la relación de dispersión $E(k)$ utilizando los valores de energía de la *Cuestión 1* y los números de onda hallados a partir de la *Cuestión 3* para la red de 12 pozos. Observe que la distribución de autoestados dentro de las bandas no es uniforme. Represente la densidad de estados $D(E)$ considerando:

$$D(E) \propto dk/dE \approx \Delta k_i / \Delta E_i = (k_i - k_{i-1}) / (E_i - E_{i-1})$$

II – BANDAS DE ENERGÍA EN UNA RED INFINITA UNIDIMENSIONAL

- Para estudiar las bandas de energía en una red unidimensional infinita, seleccionaremos la opción **“Energy bands in the infinite 1-D lattice”**. El programa de simulación que vamos a utilizar para obtener las soluciones de la ecuación de Schrödinger utiliza lo que se denominan *unidades reducidas* para el cálculo de todas las magnitudes físicas. En concreto se emplean unidades como:

- Distancia: indicada como x , se expresa en unidades de a ($a =$ constante de la red).
- Vector de onda: k , que se expresa en unidades de (π/a) .
- Energía: V o E , que se expresan en unidades de $(\hbar^2/8ma^2)$.

5 – Ajuste los parámetros de anchura de pozo y altura de barrera **“Well width”** = $0.5a$, $V_0 = 10$ unidades reducidas (para cambiar V_0 seleccione el menú **“Change V0”**).

(a) observe que las bandas de baja energía son muy estrechas comparadas con las de mayor energía. Explique por qué. ¿Qué esperaríamos si V_0 se aproximara a infinito?

(b) Pinchando sobre los puntos de interés de la curva $E(k)$, represente (observándola en la parte inferior derecha de la pantalla) cómo es la función de onda de los estados electrónicos de los dos extremos y el centro de la banda de menor energía. Represente $|\psi|^2$, seleccionando el menú **“PLOT WHAT”** – **“Show $|\psi|^2$ ”**. Compare estos tres estados de la misma banda.

Repita este proceso con las funciones de onda situadas a la misma altura de la segunda y sexta bandas (el número de bandas se ajusta en el menú **“PLOT WHAT”** – **“Number of bands”**).

Discuta en qué bandas se debe aplicar la aproximación de electrón fuertemente ligado (*Tight Binding*) y en cuáles la aproximación de electrón casi libre (*Nearly Free Electron*).

CICLO DE HISTÉRESIS DE MATERIALES FERROMAGNÉTICOS

INTRODUCCIÓN

Es un hecho experimental que, al aplicar un campo magnético sobre un material, éste se perturba. Se dice que **el material se imana**. Si no existen interacciones magnéticas entre los momentos atómicos individuales, en ausencia de campo aplicado dichos momentos se encontrarán desordenados a temperaturas distintas de 0 K. En estas condiciones, el momento magnético total, promedio de los momentos individuales, será siempre nulo. Sin embargo, debido a la presencia de interacciones entre los momentos individuales (**interacción de canje**), algunos materiales presentan orden magnético a largo alcance por debajo de una cierta temperatura crítica. Si la naturaleza de la interacción es tal que los momentos individuales ordenados se suman unos a otros para dar lugar a un momento macroscópico no nulo, incluso en ausencia de campo magnético aplicado, se dice que el material es **ferromagnético**. A la densidad de momento magnético en ausencia de campo aplicado se le llama **imanación espontánea** y a la temperatura por encima de la cual la agitación térmica destruye el ordenamiento magnético se conoce como **temperatura de Curie** (consultar por ejemplo referencia 1).

A pesar de la existencia de una imanación espontánea *local*, un bloque de una sustancia ferromagnética se encuentra normalmente en un estado desimanado. La razón de esto es que el interior del bloque se divide en dominios magnéticos, cada uno de ellos imanados espontáneamente a lo largo de direcciones diferentes. De esta manera, la imanación total puede ser nula, de forma que se minimiza la energía magnetostática del sistema. Cuando se aplica un campo externo, la imanación macroscópica del bloque del material cambia, tal y como muestra la figura 1. Finalmente, cuando se aplica un campo lo suficientemente intenso, alcanza la **imanación de saturación** M_s , que es igual a la imanación espontánea.

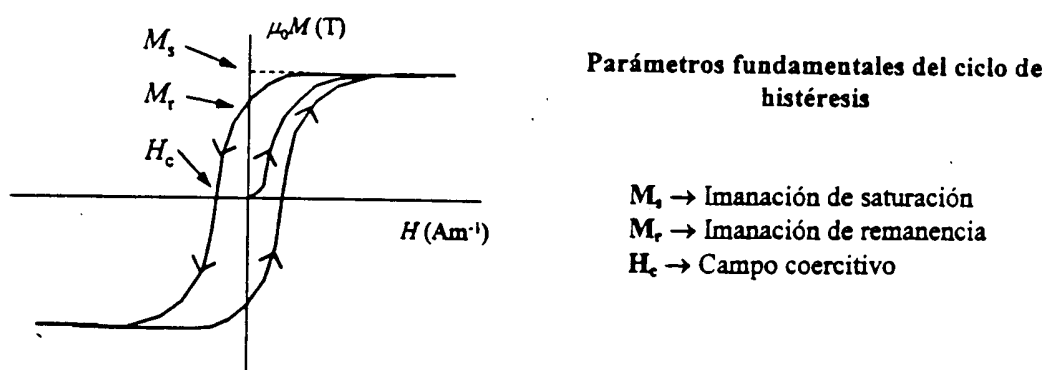


Figura 1. Representación esquemática del ciclo de histéresis de un material ferromagnético

Si en este punto se reduce el campo aplicado, la imanación macroscópica se reduce, pero en general no regresa por el camino original. Este comportamiento irreversible de la imanación se denomina **histéresis**. Supongamos que después de alcanzar el estado de saturación, se disminuye el campo aplicado hasta cero. La imanación disminuye pero no alcanza un valor nulo cuando $H=0$. La muestra queda con una imanación M_r , denominada **imanación remanente**. Si se aumenta el valor del campo magnético en sentido negativo, la imanación sigue disminuyendo hasta que se anula. El valor de campo necesario para anular la imanación es el **campo coercitivo intrínseco**, H_c . Si se sigue aumentando el campo en sentido negativo, se alcanza el estado de saturación en sentido contrario al inicial. Realizando la variación de H en sentido inverso se obtiene el llamado **ciclo de histéresis** del material. El área encerrada por el ciclo es la energía disipada por el material en forma de calor en el proceso cíclico de imanación al que se le ha sometido.

El ciclo de histéresis no es la única forma de caracterizar el proceso de imanación de un material ferromagnético. Si se parte de un estado desimanado y se va aplicando campo magnético al tiempo que se registra el valor de la imanación, se obtiene **la curva de primera saturación**. En esta curva, la derivada de la imanación respecto al campo es la susceptibilidad magnética (para distintas definiciones de susceptibilidad consultar por ejemplo referencia 2).

Otra forma de caracterizar un material ferromagnético es, partiendo de un estado desimánado, realizar ciclos de histéresis con amplitudes crecientes. La representación del valor máximo de imanación frente al campo máximo de cada ciclo constituye la llamada **curva de conmutación**. Bajo ciertas circunstancias, especialmente a bajas frecuencias, suele coincidir con la curva de primera saturación.

Los elementos ferromagnéticos más comunes son el hierro, el cobalto, el níquel y sus aleaciones. La imanación de saturación de estos materiales toma generalmente valores alrededor de 1 T; el valor más alto de imanación de saturación a temperatura ambiente lo tiene una aleación de FeCo y es de 2.5 T aproximadamente. Sin embargo, se encuentran valores de campo coercitivo a lo largo de ocho órdenes de magnitud (desde 10^{-7} hasta 5 T a temperatura ambiente en unidades $\mu_0 H$). Esta propiedad no sólo depende de la composición del material sino también de su estructura, los tratamientos a los que ha sido sometido el espécimen, etc.

Generalmente, el valor del campo coercitivo condiciona el rango de aplicaciones tecnológicas del material. De esta forma se establece la siguiente clasificación de los materiales ferromagnéticos.

Materiales magnéticos blandos (bajo campo coercitivo, 10^{-4} - 10^{-7} T)

- *Aplicaciones como multiplicadores de flujo*
(núcleos de máquinas eléctricas y transformadores: FeSi, amorfos ferromagnéticos)
- *Aplicaciones como transductores de otras propiedades*
(núcleos de sensores y actuadores : FeNi)

Materiales magnéticos duros (alto campo coercitivo, 10^{-1} -10 T)

- *Aplicaciones en almacenamiento de energía*
(imanes permanentes: NdFeB, SmCo, imanes AlNiCo)
- *Aplicaciones en almacenamiento de información*
(medios de grabación magnética: CoCrPt, óxidos)

OBTENCIÓN DE CURVAS DE IMANACIÓN

El método que se va a utilizar para la medida del ciclo de histéresis de los materiales propuestos se basa en la medida del voltaje incluido en un circuito al variar temporalmente la imanación de un material. Supongamos que tenemos una muestra de material ferromagnético sobre la que se realiza un arrollamiento de N espiras. Mediante la aplicación de un campo magnético externo variable con el tiempo se hace variar la imanación de la muestra. El flujo magnético que atraviesa el arrollamiento viene dado por:

$$\Phi = NSB(t) \quad [1]$$

donde S es la sección transversal de la muestra. Puesto que el campo indicado varía con el tiempo, también lo hace la imanación de la muestra, de tal forma que en el flujo Φ dentro del circuito también varía temporalmente. Así, en virtud de la ley de inducción electromagnética de Faraday, se induce un voltaje en el circuito secundario V_s que será proporcional a la derivada temporal del flujo magnético.

$$V_s = - \frac{d\text{flujo}}{dt} = -NS \frac{dB}{dt} \quad [2]$$

La integral de ese voltaje inducido será proporcional a la inducción magnética y a la sección transversal de la muestra.

$$\int V_s dt \propto SB \quad [3]$$

DISPOSITIVO EXPERIMENTAL

EQUIPO:

Bobinados secundarios

Solenoides para aplicación de campo magnético

Generador de funciones

Amplificador
Resistencia
Integrador
Osciloscopio
Ordenador con tarjeta de adquisición de datos

ESQUEMA:

Un esquema de una realización práctica del método descrito se muestra en la figura 2:

Circuito primario:

El campo magnético se aplica mediante un solenoide alimentado por un generador de funciones y un amplificador. El campo producido por el solenoide será proporcional a la intensidad que circula por el mismo. La intensidad se mide a través de la caída de potencial en una resistencia de valor conocido conectada en serie con este circuito primario.

Circuito secundario:

Consta fundamentalmente de una pequeña bobina en la que se introduce la muestra. La inducción magnética viene dada, en el sistema internacional, por la expresión siguiente:

$$B = \mu_0(H + M) \quad [4]$$

Por lo tanto, según la expresión [1], el flujo de B en el interior de la bobina secundaria tendrá dos contribuciones:

La debida a la imanación de la muestra: $\Phi_m = S_{\text{muestra}} \times \mu_0 M$

La debida al campo aplicado: $\Phi_n = S_{\text{bobina}} \times \mu_0 H$

Para la medida de curvas de imanación sólo estamos interesados en la contribución de Φ_m . Con el fin de eliminar Φ_n , se conecta en el circuito secundario una segunda bobina en serie y oposición con la medida. En esta segunda bobina (llamada de compensación) no se introduce la muestra y está diseñada de tal forma que recoge un flujo Φ_n . De esta forma, el voltaje inducido en el circuito secundario será proporcional a la imanación de la muestra.

La integración temporal de la señal recogida por el circuito secundario se realiza electrónicamente mediante un dispositivo integrador. La representación en abcisas de la caída de potencial en la resistencia del primario (proporcional al campo magnético aplicado) y en ordenadas del voltaje de salida del integrador (proporcional a la imanación), nos da el ciclo de histéresis del material.

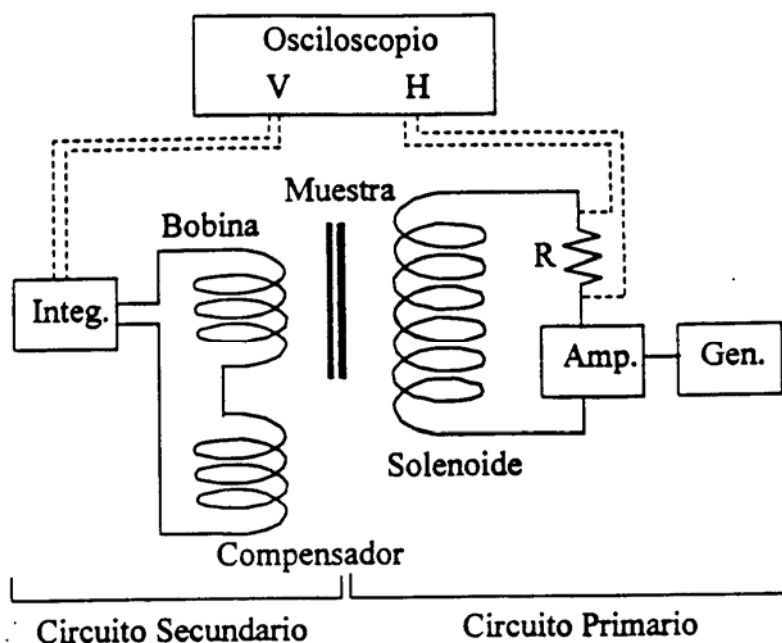


Figura 2. Esquema del sistema de medida ciclos de histéresis.

PROCEDIMIENTO DE MEDIDA

Antes de medir.

Tanto el circuito primario como el secundario se encuentran inicialmente instalados. Sin embargo, es conveniente antes del comienzo de las medidas repasar la instalación, así como identificar cada uno de los elementos del montaje.

Inserción de la muestra.

Para la inserción de la muestra en la bobina de medida se retira el soporte del interior del solenoide. A fin de obtener una buena compensación durante la medida, el soporte con la bobina debe estar perfectamente enrasado con el borde del solenoide.

Encendido y apagado de los equipos.

Antes de encender los diferentes equipos, comprobar que el volumen del amplificador está a cero. Al terminar de medir, bajar el volumen del amplificador a cero, apagarlo y apagar después el generador de señales.

Generador de señales.

La frecuencia de oscilación debe permanecer en el valor mínimo y el modo seleccionado debe ser el de oscilación sinusoidal. La amplitud no debe sobrepasar el nivel indicado sobre el aparato.

Amplificador.

La amplitud del campo aplicado se regula con el volumen del amplificador. La amplitud no debe sobrepasar el nivel indicado sobre el aparato.

Integrador.

Este equipo necesita unos minutos para alcanzar su rendimiento óptimo. El único control sobre el que se debe actuar es sobre el de deriva, con el fin de centrar la señal de imanación.

Visualización en el osciloscopio.

- Dada la baja frecuencia de la señal utilizada, es conveniente utilizar el osciloscopio en modo digital (para cambiar de modo pulsar durante un segundo el botón STOR.ON).
- Comprobar que ninguno de los dos canales está en posición AC ó GD (en pantalla debe aparecer el símbolo = al lado de la escala de cada canal).
- Para componer las señales de los dos canales, mantener pulsado DUAL durante un segundo.
- Ajustar la base de tiempos a fin de obtener una traza completa del ciclo.

Adquisición de datos en el ordenador.

Una vez obtenido una traza satisfactoria del ciclo en el osciloscopio, se procede a su grabado en el ordenador.

El programa de adquisición se llama **MEDIR.EXE** y se ha de ejecutar desde el directorio **C:\DAS800\STD**.

En primer lugar el programa pregunta si estamos realizando una medida de calibración:

Si estamos calibrando, debemos introducir la sección transversal y la imanación de saturación de la muestra de calibración.

Si se trata de una medida normal, sólo será necesario introducir el dato de la sección de la muestra.

Si se desean grabar los datos, se debe hacer con un nombre sin extensión. El fichero se salvará en el directorio **C:\DATOS** con extensión **.DAT**. El formato del mismo es de dos columnas, en la primera de las cuales se archiva el campo magnético en Am^{-1} y en la segunda la imanación en Tesla.

MEDIDAS A REALIZAR

En primer lugar se ha de **calibrar el sistema**. Para ello se utiliza la **muestra de hierro**, cuya imanación de saturación a temperatura ambiente es aproximadamente $\mu_0 M_s = 2.1 \text{ T}$. Una vez calibrado el sistema, se medirá el ciclo de histéresis y la curva de conmutación de cada uno de los materiales que se proporcionan.

Ciclo de histéresis. La medida del ciclo de histéresis se realiza aplicando el campo máximo accesible. De los datos de esta medida se obtendrán los valores de la imanación de saturación, la imanación remanente y el campo coercitivo del material. La forma del ciclo de histéresis es consecuencia del tipo de proceso de imanación que se está produciendo en el material (un exhaustivo análisis de diferentes modos de imanación puede encontrarse en la parte 4 de la referencia 3).

Curva de conmutación. Una vez medido el ciclo de histéresis del material se reduce lentamente el campo aplicado (disminuyendo el volumen en el amplificador), con el fin de desimanar la muestra.

A partir del estado desimanado, se van midiendo ciclos aumentando progresivamente la amplitud del campo aplicado hasta el campo máximo accesible (aumentamos el volumen, visualizamos el ciclo en el osciloscopio, adquirimos los datos con el ordenador y repetimos con un nivel de volumen superior).

Una vez medidos ciclos a lo largo de todo el rango de campo accesible, se representarán los valores máximos de imanación de cada ciclo en función de los campos máximos correspondientes; ésta es la curva de conmutación.

Realizar la derivada numérica de la curva de conmutación para obtener la *curva de susceptibilidad* $\chi = dM/dH$ en función del campo. Determinar el valor a campo nulo

(susceptibilidad inicial de la curva de imanación) y el valor máximo (susceptibilidad máxima de la curva de conmutación).

Representar la curva de susceptibilidad en función de la imanación. La extrapolación de la curva de susceptibilidad hasta el corte con el eje de abscisas permitiría obtener una mejor aproximación a la imanación de saturación (Figura 3)

Nota: Expresar en unidades apropiadas la imanación y el campo magnético antes de calcular la curva de susceptibilidad.

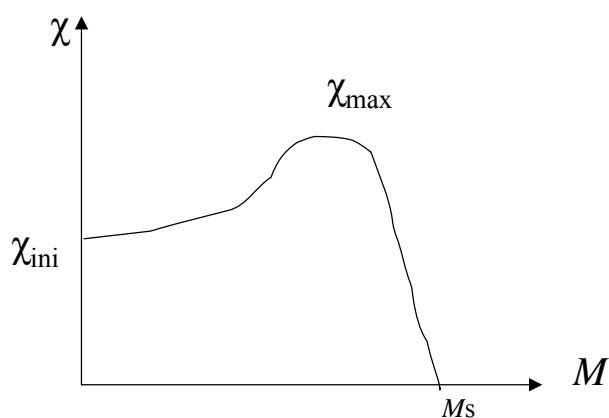


Figura 3. Curva de susceptibilidad frente a imanación

UNIDADES

En el sistema internacional, la inducción magnética B se expresa en Tesla (T) y el campo magnético H y la imanación M en Am^{-1} . La relación constitutiva se expresa como $B = \mu_0(H + M)$. Sin embargo, es muy común hablar de imanación y campo magnético en Tesla, en cuyo caso formalmente se están expresando los valores $\mu_0 M$ y $\mu_0 H$, respectivamente. La susceptibilidad magnética se expresa en unidades.

REFERENCIAS

- [1] Introduction to Solid State Physics, Ch. Kittel, John Wiley & Sons. Inc (1986).
- [2] Laboratorio de electricidad y magnetismo, F. Nuñez Ed. Urmo (1972).
- [3] Physics of Magnetism, S. Chikazumi y S. H. Charap, John Wiley & Sons. Inc (1964).