

Leopoldo M. Falicov

**LA ESTRUCTURA
ELECTRONICA DE
DE LOS SOLIDOS**

LA ESTRUCTURA ELECTRONICA DE LOS SOLIDOS

por

LEOPOLDO M. FALICOV

**Departamento de Física e Instituto James Franck
Universidad de Chicago
Chicago, Illinois, EE.UU.**

**Departamento de Asuntos Científicos
Unión Panamericana
Secretaría General
Organización de los Estados Americanos
Washington, D.C. - 1967**

© Copyright 1967 by
The Pan American Union
Washington, D.C.

Derechos Reservados, 1967
Unión Panamericana
Washington, D.C.

*Esta monografía ha sido preparada para su publicación en el Departamento
de Asuntos Científicos de la Unión Panamericana*

Editora: Eva V. Chesneau

NOTA DE INTRODUCCION

La colección de monografías científicas forma parte de los programas generales de información y publicaciones del Departamento de Asuntos Científicos y tiene como finalidad principal difundir y presentar de manera sencilla los nuevos temas y métodos que surgen del rápido desarrollo de las ciencias y de la tecnología.

En la actualidad la colección consta de cuatro series, en español y portugués, sobre física, química, biología y matemática, pero se contempla la posibilidad de incluir otros ramos de las ciencias.

Desde su comienzo se dedicó estas monografías a los profesores y estudiantes de ciencias de nivel secundario y universitario básico, no obstante se aspira a que encuentren también acogida entre los hombres de ciencias dedicados a la investigación especializada y el público en general que se interese en adquirir información o conocimientos sobre la materia.

En esta oportunidad, la Unión Panamericana agradece a la Agencia para el Desarrollo Internacional y a la Fundación Nacional de Ciencias de los Estados Unidos por la significativa ayuda económica recibida en apoyo de este programa, así como al Dr. Leopoldo M. Falicov, autor de la monografía, y al Dr. Alonso Fernández González del Instituto de Física, Universidad Nacional Autónoma de México, México D. F., por la revisión técnica del manuscrito.

Jesse D. Perkinson
Director

PROLOGO

Con frecuencia en los libros elementales sobre el estado sólido se da énfasis a las propiedades de simetría de un cristal y se consideran además varios ejemplos de estructuras cristalinas, introduciéndose ideas básicas de la Teoría de Grupos. En otros casos, es frecuente también tratar algunos tipos de defectos en un cristal mediante la termodinámica elemental. Para entender este tipo de textos es necesario tener ciertos conocimientos de la teoría del campo eléctrico, en especial cuando se tratan algunos temas como la constante dieléctrica, conductividad eléctrica, etc. Una clara comprensión de la teoría de bandas requiere conocimientos de mecánica cuántica y así sucesivamente: es decir, un cúmulo de conocimientos previos como prerrequisito para asimilar dichos textos.

Esta monografía, en contraste, presenta las ideas básicas de la física del estado sólido de manera sencilla, accesible al estudiante que principia o intenta continuar una carrera ya sea en física o en ingeniería, aunque sería también de utilidad para estudiantes interesados en fisicoquímica e ingeniería química.

La presentación elemental de generalidades del estado sólido sirve de introducción al tratamiento más detallado que se hace de varios fenómenos eléctricos que tienen lugar en un sólido.

El enfoque cualitativo que se da a la descripción de estructuras cristalinas e interacción de partículas en sólidos, a partir de símiles tangibles, es de fácil comprensión para el estudiante, el que sólo necesita poseer conocimientos elementales de física y matemáticas al nivel de preparatoria. Es más, la monografía, por lo menos en sus capítulos iniciales, está redactada con tal claridad que el lector interesado, con la mínima formación mencionada, puede entenderla por sí solo.

La parte dedicada al estudio de fenómenos eléctricos constituye la aportación más importante del texto, tratando los problemas más bien desde el punto de vista atómico que fenomenológico.

De ahí que para grupos particularmente interesados en la tecnología y aplicación de los temas expuestos más que en la interpretación intrínseca de los mismos, el texto debe ser complementado con otras aportaciones, cuya naturaleza dependerá del interés particular del grupo.

En general, ni las teorías ni los experimentos mencionados se tratan con detalle, puesto que sería necesario presentar cuantiosa información para lograr un trabajo razonablemente completo. En particular, al estudiar las nociones de estructura de la materia, el estudiante debe estar dispuesto a aceptar algunas ideas sin mucha discusión sobre la base que cursos paralelos o posteriores le darán los conceptos necesarios para justificarlas.

Los fenómenos de transporte de carga, resistencia eléctrica y efectos de la temperatura sobre éstos son estudiados con énfasis en materiales semiconductores, lo que proporciona valiosa información para entender la naturaleza y funcionamiento de dispositivos fabricados con estos materiales. La bien documentada presentación de estos fenómenos, tratados a un nivel accesible, da al estudiante una base sólida para continuar trabajando en aspectos fundamentales o de aplicación de dispositivos semiconductores, algunos de los cuales se describen en el último capítulo.

El capítulo sobre la transmisión de la luz, aunque pudiera parecer poco vinculado con el tema, ofrece al maestro una oportunidad para relacionar las características ópticas con las eléctricas, no sólo en el aspecto fundamental, sino en las aplicaciones importantes que poseen los dispositivos fotoeléctricos.

Alonso Fernández G.

México, D. F., noviembre de 1967

INDICE

	Página
Nota de Introducción	iii
Prólogo	v
Capítulo Primero. Los Estados de la Materia y su Estudio en la Física Contemporánea	1
Capítulo Segundo. El Estado Sólido y la Red Cris- talina	3
Capítulo Tercero. Ley de Bragg	9
Capítulo Cuarto. La Dualidad Partícula-Onda	15
Capítulo Quinto. Los Electrones en el Sólido	21
Capítulo Sexto. La Estadística de Ocupación de los Electrones	29
Capítulo Séptimo. La Resistividad Eléctrica de los Sólidos	37
Capítulo Octavo. Propiedades Ópticas de los Sólidos ..	47
Capítulo Noveno. Conducción Electrónica en Campos Magnéticos. Efecto Hall	51
Capítulo Décimo. Impurezas en Semiconductores	55
Capítulo Décimoprimer. Rectificadores, Fotocon- ductividad y Transistores	59
Capítulo Décimosegundo. Conclusión	65
Dedicatoria y Agradecimientos	66
Bibliografía	67

LOS ESTADOS DE LA MATERIA Y SU ESTUDIO EN LA FÍSICA CONTEMPORANEA

La evolución de la física en el siglo XX ha producido un desplazamiento del énfasis de la investigación y la enseñanza científicas. La física del siglo XIX, llamada hoy física clásica, constaba de los capítulos tradicionales en los que aún se encuentran divididos los magníficos tratados de ese entonces: mecánica, acústica, calor y termodinámica, electricidad y magnetismo, y óptica. En contraste, los cursos de física que hoy día se enseñan en casi todas las universidades del mundo incluyen temas como: física atómica, física molecular, física del estado sólido, física nuclear, mecánica cuántica, mecánica estadística, etc.

Estas diferencias ponen claramente de manifiesto que si bien la física del siglo XIX puede llamarse *macroscópica*, en el sentido de que se ocupa principalmente de las propiedades generales de cuerpos que, en nuestra escala humana, llamamos de tamaño normal (proyectiles, cuerdas vibrantes, calorímetros, imanes, lentes, redes de difracción, etc.), o cuerpos celestes (el sol, los planetas, etc.), la física de los primeros dos tercios del siglo XX debe considerarse *microscópica*, dado que su principal interés es el estudio de las partículas atómicas o subatómicas.

La diferencia entre los diversos estados de la materia: sólido, líquido y gaseoso, se consideraba en el siglo XIX como un hecho fundamental que servía de punto de partida para desarrollar los diversos aspectos de cada capítulo de la física. Así se desarrolló una mecánica del cuerpo rígido, una mecánica de fluidos incomprensibles, una aerodinámica, una teoría de la elasticidad, una termodinámica de gases ideales y una de gases reales. Así también, desde el punto de vista de las propiedades eléctricas, las sustancias se clasificaron en metales o conductores y aisladores o dieléctricos; desde el punto de vista de las propiedades magnéticas, se definieron las sustancias diamagnéticas, paramagnéticas y ferromagnéticas, y desde el punto de vista de las propiedades ópticas, los cuerpos se clasificaron en opacos y transparentes.

Sin embargo, las razones fundamentales de estas diferencias permanecieron oscuras y confusas hasta el segundo tercio de este siglo. Sólo con el desarrollo de nuevas teorías y un esfuerzo mundial en pro del avance de técnicas experimentales ha sido posible el enorme progreso logrado en los últimos cuarenta años en cuanto a un entendimiento más profundo de la naturaleza de los cuerpos que nos rodean. Este avance de las *Ciencias de la Materia* trajo consigo una reestructuración general de la ciencia y de la tecnología. Los límites entre la física y la química se han hecho tan difusos que es casi imposible distinguirlos; el estrecho contacto entre la ciencia pura y la ciencia aplicada, y entre la ciencia aplicada y la ingeniería, ha producido un efecto estimulante mutuo y un intercambio de ideas y técnicas, cuyos resultados (lo que se ha dado en llamar sociedad tecnológica) son tan evidentes que no necesitan mención. El conocimiento y la comprensión de las propiedades básicas de la materia han permitido al hombre crear nuevos y mejores materiales dotados de nuevas características y nuevas cualidades; a su vez la producción y el perfeccionamiento técnico de estos materiales han producido nuevos medios con los cuales la exploración de los fenómenos básicos y el estudio de las propiedades fundamentales han continuado una expansión explosiva de sus horizontes y posibilidades.

2

Esta monografía abarca sólo una parte mínima de ese campo enorme que es hoy las Ciencias de la Materia. Está restringida a una revisión de aquellas propiedades del estado sólido que se relacionan exclusivamente con el comportamiento de los electrones. Sin embargo, las ideas centrales que aquí se exponen son comunes a muchos de los problemas que el físico, el químico, el metalurgista y el ingeniero especializado encuentran día a día en su investigación, sea ésta pura o aplicada. La estructura fundamental de las teorías que explican el comportamiento electrónico de los sólidos permite relacionar propiedades a primera vista tan dispares como la transparencia de un sólido, su conductividad y su dureza y, al mismo tiempo que justifica y explica la ley de Ohm y la capacidad calorífica de los metales, ha permitido fabricar nuevos dispositivos prácticos, tales como los transistores y los imanes superconductores.

EL ESTADO SOLIDO Y LA RED CRISTALINA

La palabra *sólido* forma parte de nuestro vocabulario cotidiano. El diccionario de la Real Academia Española la define como:

"(Adjetivo) Firme, macizo, denso y fuerte. Aplícase al cuerpo cuyas moléculas tienen entre sí mayor cohesión que las de los líquidos".

Para el científico, sin embargo, esta definición no es lo bastante específica, dado que se puede aplicar por igual a un trozo de madera, a un cristal de sal de cocina, a un pedazo de granito, a una lámina de vidrio o a una nuez de coco. Para el físico, sólido es equivalente a cristalino, es decir se refiere a cuerpos homogéneos (lo que en nuestros ejemplos elimina a la madera, al granito y a la nuez de coco) y que exhiben formas geométricas con caras y ángulos bien definidos aun en trozos de dimensiones microscópicas (esto elimina al vidrio, que es amorfo y puede considerarse como un líquido en extremo viscoso). Por lo tanto, de los cinco ejemplos aludidos a los que es aplicable la definición de sólido que da el diccionario, sólo el cristal de sal es considerado sólido (o cristalino) por el físico.

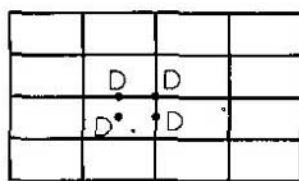
La forma o estructura externa que exhiben los cristales y que el mineralogista estudia y clasifica, es debida en la escala microscópica a un orden más fundamental: los átomos o moléculas que constituyen la substancia adoptan, en el estado sólido, una estructura regular y periódica. Es útil comparar un cuerpo sólido con una pared de ladrillos; cada sección de esta pared es similar a cualquier otra sección, y en ella los ladrillos están dispuestos de una manera preestablecida e iterativa. Cada ladrillo, en las paredes más corrientes, es la celda elemental cuya repetición y yuxtaposición forman la pared.

La determinación de la celda elemental y del tipo de periodicidad correspondiente a un cristal dado constituye el objeto de la cristalografía. El enorme número de formas posibles que la celda elemental y la estructura periódica pueden tomar explica porqué la cristalografía ha desarrollado un gran número de téc-

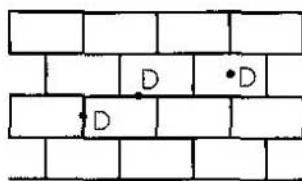
nicas y métodos de clasificación que abarcan todas estas posibilidades. Como ejemplo de lo complicadas que pueden ser las redes cristalinas volvamos a nuestro ejemplo de la pared de ladrillo. La figura 1 muestra seis paredes distintas que nos permiten notar inmediatamente las siguientes posibilidades:

- (1) Los ladrillos pueden variar en su forma. Los ejemplos de la figura muestran ladrillos de sección rectangular (a, b), cuadrada (c, d, f), hexagonal (e), y triangular (f). Muchas otras secciones son posibles.

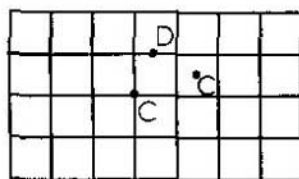
4



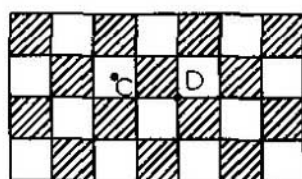
(a)



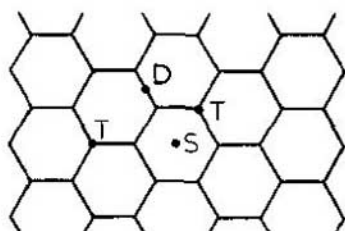
(b)



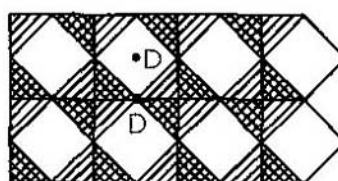
(c)



(d)



(e)



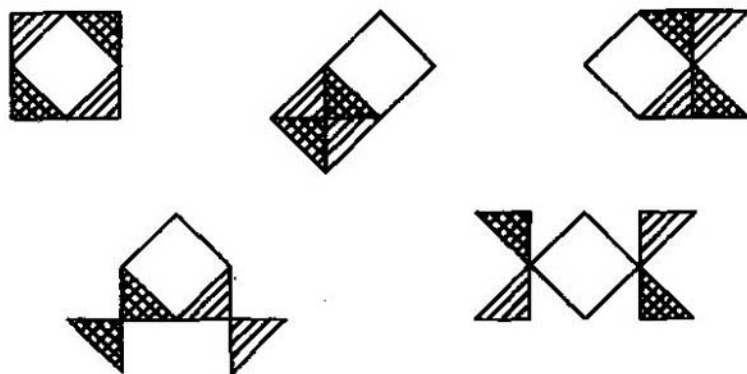
(f)

Fig. 1

- (2) Los mismos ladrillos pueden apilarse de muchas formas distintas. Por ejemplo, los ladrillos rectangulares pueden apilarse uno directamente encima del otro (a), o en forma escalonada (b).
- (3) La celda elemental, cuya repetición nos da la estructura estudiada, puede estar formada por un solo ladrillo (a, b, c, e) o por varios ladrillos (d, f). En la figura 1 (d) la celda elemental está formada por un cuadrado blanco y uno sombreado, y en la figura 1 (f) la celda elemental está constituida por un cuadrado blanco, dos triángulos sombreados a rayas y dos triángulos cuadriculados.
- (4) La celda elemental puede tomar diversas formas, pero su volumen permanece constante. La repetición y apilamiento de cualquiera de esas formas siempre da como resultado la misma pared. La figura 2 muestra algunas celdas elementales correspondientes a los ejemplos (d) y (f) de la figura 1.



(d)



(f)

Fig. 2

De la observación y estudio de estos ejemplos se puede deducir un gran número de propiedades geométricas y algebraicas que las diversas estructuras periódicas deben satisfacer. Su conjunto constituye una parte de la matemática pura y aplicada, conocida con el nombre de Teoría de Grupos. Además de la determinación de la celda unitaria y de la forma de apilamiento es útil conocer otras características de las redes cristalinas. En los ejemplos de la figura 1 se han señalado varios puntos con las letras D, T, C y S. El lector puede fácilmente comprobar que:

- (1) si se mantiene fijo uno cualquiera de los puntos D y se hace girar la pared en bloque describiendo un ángulo de 180° se obtiene exactamente la pared original;
- (2) si el giro se repite alrededor de un punto T, pero el ángulo de giro es de 120° ó 240° , se obtiene idéntico resultado;
- (3) los puntos marcados con la letra C corresponden a operaciones similares con ángulos de 90° , 180° y 270° ;
- (4) la estructura obtenida manteniendo fijos los puntos S y haciendo girar la pared 60° , 120° , 180° , 240° ó 300° es idéntica a la estructura inicial.

6

Estas simetrías son ejemplos de operaciones ideales (que realizamos sólo mentalmente) y en las que siempre queda fijo un punto; como consecuencia reciben el nombre de simetría puntual o, en los casos particulares que hemos descrito, simetría de rotación. Otras simetrías puntuales incluyen la inversión y las reflexiones. Los ángulos de rotación que aparecen en las estructuras periódicas son siempre de la forma

$$360^\circ \cdot \frac{m}{n}$$

donde m y n son números enteros. Los ejes correspondientes a tales rotaciones se llaman ejes de orden n. Es fácil demostrar que, a fin de que las rotaciones sean compatibles con una red periódica, el entero n sólo puede tomar cinco valores:

- n = 1 (caso trivial de rotaciones de 360° o sus múltiplos);
- n = 2 (puntos D en la figura 1);
- n = 3 (puntos T);
- n = 4 (puntos C);
- n = 6 (puntos S).

Es un ejercicio instructivo tratar de encontrar una estructura periódica en la que haya un punto por el cual pase un eje de orden 5 (ángulos de 72° , 144° , 216° y 288°). Tal estructura de simetría pentagonal no existe, y quien se interese en resolver tal rompecabezas terminará desistiendo por cansancio o descubriendo algún artificio matemático que pruebe la imposibilidad de la existencia de una solución.

El conocimiento de la red cristalina, es decir: de su celda elemental, de su forma de apilamiento y de sus simetrías puntuales, es la base o punto de partida del estudio de todas las otras propiedades de los sólidos. En especial, si nuestro estudio nos conduce a considerar fenómenos ondulatorios y de propagación de ondas (luz u ondas electromagnéticas, sonido u ondas elásticas, electrones, etc.) en el sólido, es lógico pensar en la estructura periódica como una red de difracción tridimensional donde, de manera similar a las redes ópticas de difracción, las diversas ondas sufren efectos que dependen de la longitud de onda y de la dirección de propagación. Los espectros de difracción que aparecen, a semejanza de los espectros de las redes ópticas de difracción, sólo pueden ser analizados e interpretados si se conocen los detalles de la red cristalina. Es decir, el conocimiento de la estructura periódica, con todos sus parámetros cuantitativos y sus propiedades de simetría, equivale al conocimiento de los parámetros de la red de difracción mediante la cual se estudia en el laboratorio de óptica el espectro de una determinada radiación.

LEY DE BRAGG

William Lawrence Bragg demostró, en 1913, que la difracción de rayos X en sólidos se puede explicar de manera muy simple si se considera a los cristales como redes de difracción tridimensionales. Este fenómeno, así como las ecuaciones que lo describen, tienen aplicación muy general en la física del estado sólido, ya que se pueden extender a fenómenos que implican, además de rayos X, electrones, neutrones, ondas elásticas, etc. El fenómeno de difracción de Bragg es, en última instancia, el que nos permitirá explicar la diferencia entre conductores y aisladores.

Una analogía útil en el estudio de este fenómeno es la propagación de las ondas superficiales en un tanque de agua. Es un hecho bien conocido que si colocamos un obstáculo en la superficie del tanque y excitamos ondas en la superficie del agua, el obstáculo actúa como centro de dispersión del cual emanan nuevas ondas; estas ondas se propagan en círculos concéntricos en todas direcciones. Si colocamos dos obstáculos, es decir, dos centros de dispersión, las ondas que emanan de cada uno de ellos interfieren entre sí y sus amplitudes se suman en ciertos puntos de la superficie y sus efectos se anulan parcial o totalmente en otros puntos. Si continuamos colocando obstáculos, sobre todo si los situamos en forma ordenada y periódica, los efectos de interferencia se hacen cada vez más marcados y los esquemas de propagación de las ondas en la superficie del tanque presentan regiones bien definidas de ondas de gran amplitud y otras regiones donde la superficie permanece relativamente inalterada.

Cuando los centros de dispersión forman una red periódica (de un gran número de centros) y el modo de excitación inicial de la superficie es una onda plana (cuyas características y definición daremos enseguida), las ondas que irradian de los obstáculos aparecen en direcciones bien definidas, es decir, forman "rayos" que se propagan sólo en un número relativamente pequeño de direcciones: éste es el equivalente exacto del fenómeno de difracción estudiado por Bragg.

Una onda plana es aquélla en que las crestas y valles de la perturbación forman líneas rectas (en las ondas superficiales o cualquier otra onda bidimensional) o planos (ondas tridimensionales). Estas líneas o planos reciben el nombre genérico de líneas o planos de fase constante. La onda plana es, además, una onda progresiva: las crestas se desplazan en el espacio en forma continua y a velocidad uniforme. El desplazamiento se produce en dirección perpendicular a los planos de fase constante. Para determinar una onda plana es necesario conocer:

- (1) la dirección de propagación;
- (2) el sentido de propagación;
- (3) la longitud de onda λ , que se define como la distancia entre dos crestas consecutivas.

Es muy útil, en general, reunir estas tres características y definir un vector, cuya dirección y sentido son la dirección y el sentido de propagación, y cuya magnitud k está dada por

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad [1]$$

Este vector, que define completamente la onda plana, se llama en general vector \vec{k} o vector de onda.

El fenómeno de difracción de Bragg puede estudiarse ahora en dos etapas, ambas ilustradas en la figura 3.

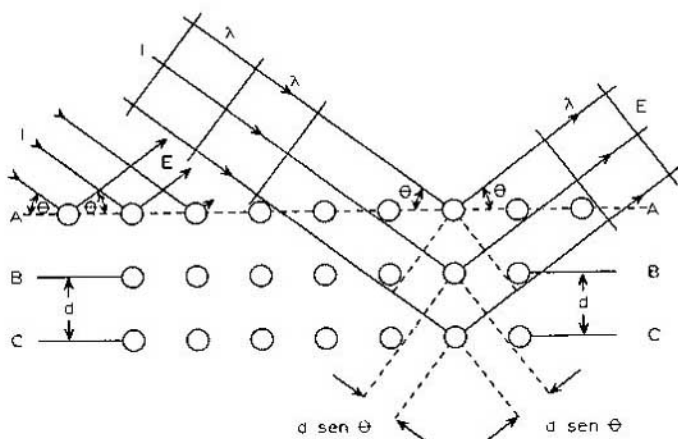


Fig. 3

Primera Etapa

De toda la red cristalina consideremos primero sólo un plano o estrato de átomos, por ejemplo, el marcado A-A en la figura 3. Cada átomo actúa como centro de dispersión y produce una onda parcial que interfiere con las ondas parciales que irradian de los otros átomos. Como consecuencia, una onda plana incidente I produce una onda plana emitida E si, y sólo si, las amplitudes de las ondas parciales producidas por los centros interfieren en forma constructiva. En otras palabras, es necesario que las ondas parciales se superpongan solamente cresta a cresta y valle a valle; cualquier otra combinación produce una anulación completa cuando se toma en cuenta la superposición de un número muy grande de ondas parciales. Puede producirse interferencia constructiva de varias maneras; sin embargo sólo dos maneras son posibles para cualquier onda (es decir para cualquier ángulo de incidencia θ y cualquier longitud de onda λ):

- (a) la onda emitida es idéntica a la onda incidente, en cuyo caso se dice que no hay difracción, sino transmisión de la onda,
- (b) la onda emitida es tal que (i) las direcciones de propagación de las ondas incidente y emitida, y la dirección perpendicular al plano AA, están las tres en un mismo plano, y (ii) el ángulo de emisión θ' es igual al ángulo de incidencia θ (véase Fig. 3)

$$\theta = \theta'$$

[2]

Las condiciones (b) son idénticas a las leyes de reflexión de la luz en un plano, y por ello es muy frecuente oír hablar (aunque la expresión no es muy correcta) del fenómeno de "reflexión" de Bragg.

Segunda Etapa

Puesto que en la primera etapa hemos podido lograr interferencia constructiva debido a la difracción producida por los átomos en un plano AA sin imponer condición alguna a la longitud de onda λ , ésta puede elegirse de modo que produzca interferencia constructiva entre los planos paralelos A-A, B-B, C-C, etc. Las ondas parciales originadas en los diversos planos interfieren constructivamente si al dispersar las crestas de la onda incidente I para formar la onda emitida E, las crestas de ésta última aparecen nuevamente en planos perpendiculares a la dirección de propagación. Esto equivale a requerir que la diferencia de camino entre

la onda parcial difractada en AA y la onda parcial difractada en BB sea un múltiplo de la longitud de onda λ .

La construcción geométrica de la figura 3 muestra de inmediato que la diferencia de camino entre dos ondas parciales difractadas en planos consecutivos es

$$2d \sin \theta$$

donde d es la distancia entre dichos dos planos. Por lo tanto, habrá difracción de Bragg solamente si la longitud de onda λ , la distancia entre planos d y el ángulo de incidencia θ satisfacen la relación

$$2d \sin \theta = n\lambda \quad [3]$$

donde n es un número entero arbitrario. Esta expresión se conoce con el nombre de ley de Bragg.

Dado que el valor absoluto de $\sin \theta$ está comprendido entre 0 y 1, y n es un número entero, las ondas que pueden ser difractadas deben satisfacer la condición

$$\lambda \leq 2d. \quad [4]$$

Como en los cristales ordinarios el valor de d no excede de 5 \AA , la radiación difractable según la ley de Bragg debe tener una longitud de onda que no exceda 10 \AA , lo cual corresponde, en el espectro electromagnético, a los rayos X o rayos γ . La luz visible e incluso la ultravioleta no son difractadas por los sólidos por ser sus longitudes de onda entre cien y mil veces mayores que la máxima permitida.

La ley de Bragg y las condiciones de "reflexión" se pueden expresar por la ecuación vectorial

$$\vec{k}' - \vec{k} = \vec{G} \quad [5]$$

como se muestra en la figura 4. En esta ecuación \vec{k} es el vector de onda de la radiación incidente I, \vec{k}' es el vector de onda de la radiación emitida E, y \vec{G} es un vector cuya dirección es perpendicular a los planos considerados AA, BB, CC y cuya magnitud es igual a $2\pi n/d$, donde d es la distancia entre dos planos consecutivos y n es un número entero. Un buen ejercicio de trigonometría es demostrar que la ecuación vectorial corresponde a la condición de "reflexión" y a la ley de Bragg.

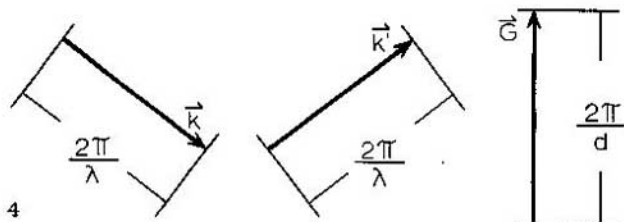
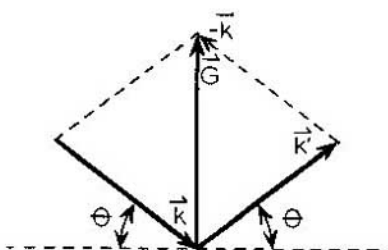


Fig. 4

En el interior del cristal que produce la difracción de Bragg un nuevo fenómeno se manifiesta: debido a la presencia simultánea de dos ondas planas, la incidente y la emitida, es necesario considerar su mutua interferencia y la consecuente formación de ondas estacionarias.

Es un hecho bien conocido de la propagación de ondas, que si dos ondas planas de la misma longitud de onda se propagan en la misma dirección y sentidos opuestos, la onda resultante tiene características distintas de las de una onda plana. Se trata de una onda estacionaria en la que, volviendo a la analogía con las ondas superficiales del tanque de agua, cada punto oscila con una determinada amplitud, pero el perfil de la onda no parece moverse. Ciertos puntos de la superficie, llamados vientres, son alternativamente crestas y valles en tanto que otros puntos, llamados nodos, no oscilan y se mantienen todo el tiempo "quietos". La figura 5 ilustra la diferencia entre una onda progresiva y otra estacionaria. Los ocho perfiles correspondientes a cada onda muestran, a intervalos iguales, un ciclo completo de oscilación.

Es importante destacar que en la onda plana progresiva cada punto oscila con la misma amplitud, es decir, cada punto alcanza el mismo valor máximo y el mismo valor mínimo; en la onda estacionaria, por el contrario, la amplitud de oscilación de cada punto depende de su posición, alcanzando su valor máximo en los vientres, en tanto que los nodos tienen amplitud de oscilación nula.

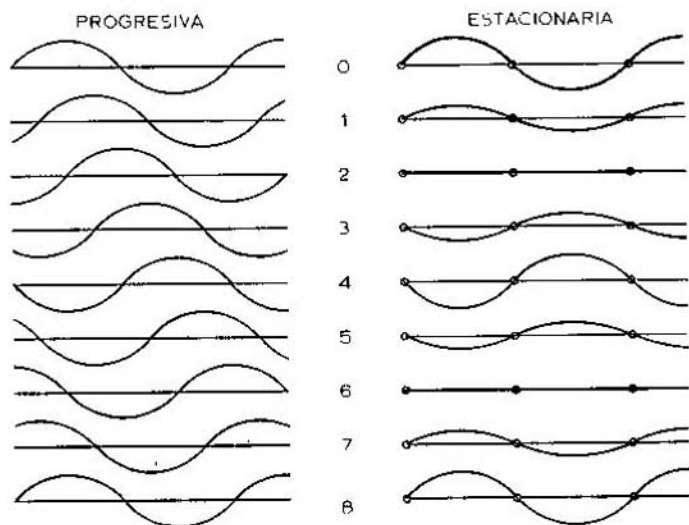


Fig. 5

Estos conceptos, que son básicos y bien conocidos en la óptica física clásica, son de importancia fundamental para entender las propiedades de los electrones en los sólidos.

LA DUALIDAD PARTICULA - ONDA

Según la teoría clásica de la luz, ésta es una radiación electromagnética que se propaga en el espacio en forma ondulatoria. Las características de una determinada radiación se hallan completamente definidas por el vector de onda \vec{k} (que indica la dirección y el sentido de su propagación y su longitud de onda λ) y por la frecuencia de vibración f . Si la onda se propaga en el vacío, la frecuencia f y la longitud de onda λ están relacionadas por la fórmula

$$\lambda f = c \quad [6]$$

donde la constante

$$c = 299.800 \text{ km/seg} \quad [7]$$

es la velocidad de la luz en el vacío. La teoría ondulatoria de la luz explica en forma satisfactoria todos los fenómenos de la óptica física: dispersión, difracción, interferencia, etc.

Sin embargo dos fenómenos bien conocidos a principios del siglo XX hicieron necesario incorporar a dicha teoría conceptos nuevos. Tales fenómenos son:

- (1) Radiación del cuerpo negro: hay que explicar la relación entre el espectro de emisión de los cuerpos y la temperatura de éstos.
- (2) Emisión fotoeléctrica: hay que explicar la relación entre la energía de los electrones emitidos por un metal al exponer su superficie a la luz y la longitud de onda de la luz incidente.

Planck en un caso, y Einstein en otro, mostraron que ambos fenómenos se pueden explicar fácilmente si se supone que la energía electromagnética de la luz se halla concentrada en paquetes discretos de energía o *cuantos* indivisibles y constantes. La energía E_f contenida en cada cuanto se halla relacionada con la frecuencia de la luz f por la fórmula

$$E_f = hf \quad [8]$$

conocida con el nombre de fórmula de Planck. En [8] h es una constante universal, llamada constante de Planck:

$$h = 6,624 \cdot 10^{-27} \text{ erg}\cdot\text{seg.} \quad [9]$$

Esos cuantos poseen una cantidad de movimiento o momentum \vec{p} (definida en mecánica como el producto de la masa m y el vector velocidad \vec{v}) igual a

$$\vec{p} = \frac{h}{2\pi} \cdot \vec{k} \quad [10]$$

o sea, su magnitud está dada por

$$p = \frac{h}{2\pi} k = \frac{h}{\lambda} \cdot \quad [11]$$

Es posible, por tanto, concebir los cuantos como corpúsculos elementales de luz, cada uno de los cuales tiene una energía y un vector cantidad de movimiento (o momentum) bien definidos. Esta dualidad partícula-onda, que parece en un principio paradójica y difícil de entender, es el concepto fundamental de la física cuántica, sobre el cual se basa la física microscópica moderna. Es útil pensar en esa dualidad no como la superposición arbitraria de dos conceptos dispares, sino como la fusión en un solo modelo de dos imágenes, cada una de las cuales representa por sí sola la realidad de una manera imperfecta, pero que se complementan mutuamente para describir fielmente todos los fenómenos de la realidad física que nos rodea.

La dualidad partícula-onda no sólo se limita al caso de la luz: todas las partículas microscópicas presentan esa misma característica. En especial el electrón, conocido desde fines del siglo XIX como la partícula elemental conductora de la electricidad, presenta en forma notable esa dualidad. El famoso experimento de Millikan, que prueba la naturaleza discontinua de la carga eléctrica, permite asignar al electrón una carga

$$e = -4,802 \cdot 10^{-10} \text{ unidades electrostáticas de carga;} \quad [12]$$

la deflexión de rayos catódicos en campos eléctricos y magnéticos permite determinar el valor del cociente e/m , donde m es la masa del electrón

$$m = 9,107 \cdot 10^{-28} \text{ g.} \quad [13]$$

Ambos experimentos suponen que el electrón en movimiento posee momentum \vec{p}

$$\vec{p} = m\vec{v} \quad [14]$$

y una energía cinética E_c

$$E_c = \frac{1}{2} mv^2 = \frac{p^2}{2m} \quad [15]$$

que dependen del vector velocidad \vec{v} .

Es posible, no obstante, realizar otro tipo de experimentos (el efecto Compton, los experimentos de G. P. Thomson y los de Davisson y Germer son ejemplos típicos) en los cuales los electrones acusan su índole ondulatoria, pues pueden, por ejemplo, ser difractados por una red cristalina. La onda asociada con el movimiento del electrón tiene una longitud de onda dada por la famosa relación de de Broglie

$$\lambda = \frac{h}{mv} \quad [16]$$

y, como el sentido y dirección de propagación de la *onda* coinciden con los del vector velocidad \vec{v} de la *partícula*, es posible describir el vector de onda \vec{k} por la fórmula

$$\vec{k} = \frac{2\pi}{h} m\vec{v} = \frac{2\pi}{h} \vec{p}. \quad [17]$$

Por lo tanto, en contraposición a la luz, el electrón, el cual normalmente consideramos como una partícula con velocidad, cantidad de movimiento y energía cinética, lleva asociado a su movimiento una onda progresiva, cuya longitud de onda viene expresada por la relación de de Broglie y cuyo vector de onda es paralelo al vector momentum. Es decir, es imposible describir la luz por medio de procesos puramente ondulatorios sino que se requiere además un ente corpuscular (el llamado fotón) que complemente la descripción ondulatoria. Igualmente, es imposible describir el movimiento del electrón como si se tratara de un mero corpúsculo, pues se requiere una onda asociada (onda de de Broglie u onda electrónica) para completar la descripción microscópica de las propiedades mecánicas de dicho electrón.

El concepto dualístico partícula-onda tiene implicaciones muy profundas. En la escala microscópica la nueva mecánica que este concepto implica involucra la existencia de fenómenos de interferencia y difracción. Los parámetros dinámicos, como son el valor

de la energía y el impulso angular, no pueden calcularse siguiendo las leyes de la mecánica newtoniana clásica. Y así fue necesario formular nuevos sistemas fisicomatemáticos que incorporasen la noción dual partícula-onda. De esta manera ha surgido una nueva mecánica, la mecánica cuántica, que presenta diversas formulaciones conocidas como mecánica de ondas, mecánica de Schrödinger, mecánica de Heisenberg, mecánica de Dirac, etc.

En los casos de interés para nosotros, es necesario tener una idea de cómo se calcula la energía de un electrón. En estos casos simples el electrón se mueve en un campo potencial de fuerzas, originado por los núcleos y los demás electrones, que consiste de atracciones y repulsiones electrostáticas. Este potencial V varía de un punto a otro del espacio y corresponde al trabajo que el electrón, considerado como partícula, proveería si se lo desplazara desde ese punto hasta el infinito, fuera de la influencia de toda fuerza. El potencial V es por lo tanto negativo en las zonas de atracción (cerca de una carga positiva, debido al carácter negativo de la carga electrónica) y positivo en las zonas de repulsión (cerca de cargas negativas).

18

Quando el electrón se mueve en una órbita estacionaria, su energía total E se calcula como la suma de dos términos: energía cinética E_c y energía potencial E_p . La energía cinética viene dada por la fórmula corriente, pero es más útil por lo general utilizar en este caso el vector de onda \vec{k} en vez de la velocidad \vec{v}

$$E_c = \frac{1}{2} mv^2 = \frac{p^2}{2m} = \frac{h^2}{2m\lambda^2} = \frac{h^2}{8\pi^2m} k^2, \quad [18]$$

es decir, E_c es proporcional al cuadrado de k . La energía potencial E_p se calcula como el promedio del potencial V experimentado por el electrón en su movimiento, pero considerando que el tiempo promedio que el electrón pasa en las cercanías de un punto es proporcional al cuadrado de la amplitud de la onda asociada en dicho punto. Es decir, si el potencial en el punto l toma el valor V_1 y la amplitud de la onda asociada es A_1 en el mismo punto, la contribución del punto l a la energía potencial es

$$(A_1)^2 V_1.$$

La energía potencial del electrón es, por lo tanto,

$$E_p = (A_1)^2 V_1 + (A_2)^2 V_2 + (A_3)^2 V_3 + \dots \quad [19]$$

donde la suma se extiende a todos los puntos. Esta fórmula permite ver fácilmente que, en una onda estacionaria, los nodos (cuya am-

plitud es nula} no contribuyen a la energía potencial mientras que la contribución de los vientres (donde la amplitud es máxima) es de gran importancia. En una onda plana (progresiva), dado que la amplitud es igual en todos los puntos, la contribución de cada punto a la energía potencial es sólo proporcional al potencial de ese punto (la amplitud es en este caso un factor común a todos los puntos) y la energía potencial total es, por lo tanto,

$$E_p (\text{onda plana}) = \text{Promedio del potencial en todo el espacio. [20]}$$

Con estas nociones cualitativas de algunos conceptos fundamentales de mecánica cuántica se pueden discutir las propiedades del movimiento de los electrones en un sólido.

LOS ELECTRONES EN EL SOLIDO

Uno de los resultados más sorprendentes de la mecánica cuántica aplicada a la física del sólido es que el movimiento de un electrón en un cristal puede describirse adecuadamente, en gran número de casos, por una onda plana. Esto equivale a decir que en tales casos el electrón se mueve como si estuviera libre con una velocidad \vec{v} , a la cual asociamos el vector de onda

$$\vec{k} = \frac{2\pi m}{h} \vec{v} = \frac{2\pi}{h} \vec{p} \quad [17]$$

por la relación de de Broglie. La energía total del electrón viene dada, en ese caso, por

$$E = \frac{h^2}{8\pi^2 m} k^2 + V_0 \quad [21]$$

donde el primer término corresponde a la energía cinética y donde la energía potencial viene dada por el número V_0 , correspondiente al promedio o valor medio del potencial en todo el cristal. Este modelo es correcto para todos aquellos electrones cuya longitud de onda asociada y cuyos dirección y sentido de propagación no se aproximan a los de una onda que satisfaga las condiciones de difracción de Bragg. Para los electrones cuyos vectores de onda satisfacen o están muy cerca de satisfacer la condición de la ley de Bragg, es necesario modificar este modelo e incluir interferencias con la onda difractada. Es más fácil aclarar este caso directamente con un ejemplo.

Consideremos el caso de un electrón que se mueve en dirección perpendicular a un determinado sistema de "planos" atómicos; tal ejemplo se representa en la figura 6; el electrón se mueve con velocidad \vec{v} y vector de onda \vec{k} en dirección perpendicular a los "planos" de átomos marcados A-A en la figura. La condición de Bragg es, en este caso,

$$k = \frac{n\pi}{a}; \lambda = \frac{2a}{n} \quad [22]$$

donde n es un entero que toma valores

$$n = 1, 2, 3, 4 \dots$$

y a es la distancia entre planos sucesivos.

Examinemos, en especial, el caso en que $\lambda = 2a$. En primer lugar es importante hacer notar que el potencial en el cristal varía en forma periódica, tomando alternativamente valores negativos (atractivo) o valores positivos (repulsivo). En el ejemplo de

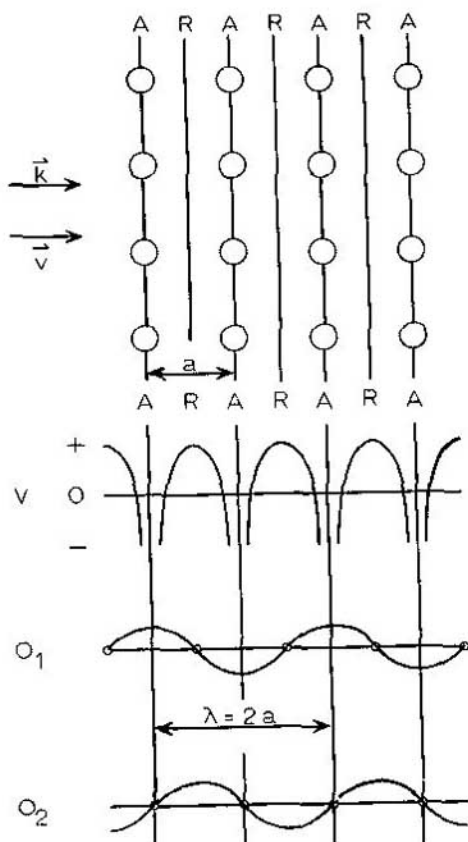


Fig. 6

la figura 6 podemos ver que los planos A-A contienen los núcleos de los átomos del cristal; esos núcleos tienen carga positiva y por lo tanto atraen al electrón; el potencial V , por lo tanto, es atractivo, es decir de signo negativo. Por el contrario, los planos R-R están entre dos planos de átomos, y en ellos no hay núcleos atómicos; en estas zonas del cristal hay una gran concentración de electrones, los cuales, debido a su carga, rechazan al electrón que estamos considerando y generan por lo tanto un potencial positivo. El potencial resultante V se muestra en forma esquemática en la figura 6. Cuando la condición de Bragg $\lambda = 2a$ se satisface, ya hemos visto anteriormente que en el interior del cristal la onda incidente y la onda emitida interfieren y forman una onda estacionaria. En realidad aparecen dos ondas estacionarias: una en la cual los nodos están ubicados en los planos R-R, y los vientres en los planos A-A que, por simplicidad, llamamos O_1 , y una segunda onda con los nodos en A-A y los vientres en R-R, que llamamos O_2 . O_1 y O_2 tienen ambas la misma longitud de onda λ y por lo tanto la misma energía cinética E_c , pero la energía potencial es, por el contrario, muy diferente. La onda O_1 tiene gran amplitud en los planos A-A, donde el potencial es negativo, y amplitud cero en R-R, donde el potencial toma su máximo valor positivo; por lo tanto la onda estacionaria O_1 tendrá una energía potencial menor que la de una onda plana progresiva de la misma longitud de onda. Es decir, la energía potencial de O_1 viene dada por

$$E_p(O_1) = V_1, \quad [23]$$

donde V_1 es una cantidad menor que el valor medio V_0 del potencial.

Por el contrario, la onda O_2 tiene amplitud máxima en los planos R-R, donde el potencial es positivo, y amplitud cero en A-A, donde el potencial toma su valor mínimo. Por lo tanto, la energía potencial de O_2 es mayor que la de una onda progresiva de la misma longitud de onda, y viene dada por

$$E_p(O_2) = V_2, \quad [24]$$

donde V_2 es mayor que V_0 . Cálculos detallados de la energía potencial dan los siguientes resultados

$$\begin{aligned} V_1 &= V_0 - \frac{1}{2} \Delta, \\ V_2 &= V_0 + \frac{1}{2} \Delta, \end{aligned} \quad [25]$$

es decir: V_0 es el promedio entre V_1 y V_2 ; la cantidad Δ ,

$$\Delta = V_2 - V_1, \quad [26]$$

recibe el nombre de *salto o discontinuidad de energía*, por razones que se verán a continuación.

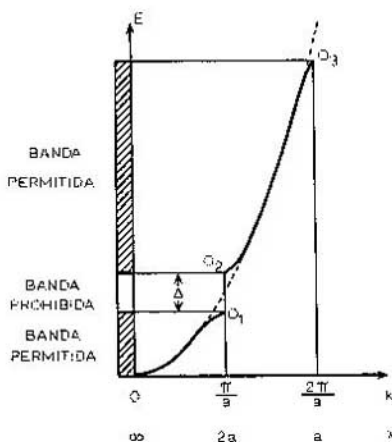


Fig. 7

nética crece en tanto que la energía potencial se mantiene constante:

$$E = \frac{h^2}{8\pi^2 m} k^2 + V_0 \quad [27]$$

Cuando el vector de onda se aproxima al valor π/a , que satisface la condición de Bragg, los efectos de interferencia comienzan a aparecer y la onda cambia de modo paulatino de onda puramente progresiva a onda estacionaria. La energía cinética sigue aumentando, pero la energía potencial empieza a disminuir un poco debido a la formación de vientres en la zona de los átomos y nodos en los planos intermedios. Cuando el vector \vec{k} llega al valor π/a el electrón se encuentra en el estado descrito por la onda O_1 y la energía total es

$$E(O_1) = \frac{h^2}{8ma^2} + V_0 - \frac{1}{2} \Delta. \quad [28]$$

Cuando el vector de onda toma el valor π/a aparece la segunda onda estacionaria O_2 con una energía

$$E(0_2) = \frac{h^2}{8ma^2} + V_0 + \frac{1}{2} \Delta. \quad [29]$$

Si el vector \vec{k} crece más allá del valor π/a , la energía cinética sigue creciendo y la energía potencial comienza a decrecer desde el valor $V_0 + \frac{1}{2} \Delta$ hasta alcanzar nuevamente el valor V_0 cuando la onda vuelve a tomar otra vez el carácter de una onda plana progresiva. Un proceso similar ocurre en las cercanías de $k = 2\pi/a$.

El resultado importante es que, en el punto en que la condición de Bragg se satisface exactamente, la energía del electrón sufre una discontinuidad, cuyo valor es igual a la cantidad Δ correspondiente a la diferencia de energía potencial entre las dos ondas estacionarias 0_1 y 0_2 .

Es útil también reexaminar este fenómeno desde otro punto de vista. Si uno se pregunta qué valores de la energía puede tomar el electrón, independientemente del valor de su velocidad o su vector de onda \vec{k} , se ve de inmediato por los resultados de la discusión anterior que:

- (a) la energía del electrón puede tomar *cualquier* valor mayor que V_0 y menor que $E(0_1)$;
- (b) la energía del electrón *no puede tomar ningún* valor entre $E(0_1)$ y $E(0_2)$;
- (c) la energía del electrón puede tomar *cualquier* valor entre $E(0_2)$ y el valor más pequeño $E(0_3)$ de la energía de las ondas estacionarias correspondientes a $k = 2\pi/a$.

El conjunto de los valores que la energía total de un electrón puede tomar en cualquier sistema (átomos, moléculas, sólidos, etc.) se denomina, en general, *espectro electrónico*. En los sólidos, el espectro electrónico presenta la estructura característica que acabamos de describir y que se denomina *estructura o espectro de bandas*. Es decir, la energía del electrón puede variar en forma continua en un determinado intervalo, y puede tomar cualquier valor en él; tal intervalo se llama *banda permitida*. Las bandas permitidas se encuentran separadas por intervalos tales que la energía del electrón no puede tomar ningún valor en ellos; estos intervalos reciben el nombre de *bandas prohibidas*. El ancho de la banda prohibida es igual al salto o discontinuidad de energía.

En el caso que hemos estudiado en detalle, y que se representa en la figura 7, tenemos

$V_0 < E < E(0_1) \rightarrow$ Banda permitida

$E(0_1) < E < E(0_2) \rightarrow$ Banda prohibida

$E(0_2) < E < E(0_3) \rightarrow$ Banda permitida

Por el momento sólo hemos considerado electrones que se mueven en una determinada dirección en el sólido. El mismo efecto descrito para ese electrón se repite en electrones que se mueven en cualquier dirección en el cristal: para cada dirección hay una serie de bandas de energías permitidas, separadas por una serie de bandas de energías prohibidas. Es conveniente reunir todas estas imágenes separadas en una sola descripción del espectro electrónico del sólido, independiente de la dirección de propagación del electrón. De esta manera, llamamos *primera banda* al conjunto de todos los valores de energía permitidos correspondientes a velocidades entre cero y la primera discontinuidad, cualquiera que sea la dirección del vector de onda k . Llamamos, igualmente, *segunda banda* al conjunto de valores de energía permitidos y comprendidos, en cada dirección, entre la primera y la segunda discontinuidades. Y así del mismo modo continuamos con las bandas tercera, cuarta, etc.

De esta manera podemos obtener una enorme variedad de espectros de banda; dependiendo de la estructura cristalina y de los saltos de energía, es posible obtener diversos espectros, algunos de los cuales se ilustran en la figura 8. En cada banda, los valores máximo y mínimo de las energías permitidas se conocen genéricamente con el nombre de bordes de banda; el valor máximo se denomina tope de banda y el valor mínimo, fondo de banda.

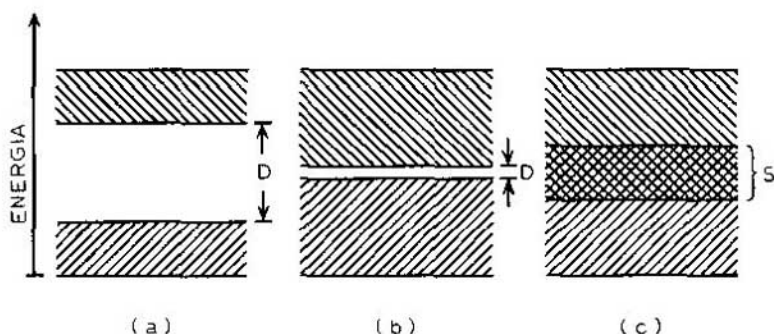


Fig. 8

En la figura 8 (a) se representan dos bandas relativamente angostas separadas por una discontinuidad D relativamente grande;

una discontinuidad D grande es, como se verá más adelante, característica de aisladores. La figura 8 (b) muestra dos bandas relativamente anchas y tales que la diferencia de energía D entre el fondo de la banda superior y el tope de la banda inferior es pequeña comparada con el ancho de cada banda: tal estructura caracteriza a los semiconductores. En la figura 8 (c) la energía del tope de la banda inferior, que aparece para electrones que se mueven en una dirección determinada, es mayor que la energía del fondo de la banda superior, que es debida a electrones que se mueven en otra dirección. Como consecuencia, en el espectro total hay una *superposición de bandas* (S) en vez de una banda prohibida o discontinuidad (D); en el intervalo de energías S , dos bandas tienen las mismas energías permitidas. El tipo de estructura 8 (c) corresponde a metales o semimetales. Sin embargo, antes de entender porqué la estructura 8 (a) corresponde a un aislador, que conduce muy mal la electricidad, y porqué 8 (c) corresponde a un metal, que es buen conductor, es necesario conocer un poco más detalladamente el comportamiento de los electrones en el sólido y su variación con la temperatura y los agentes externos, como, por ejemplo, la aplicación de diferencias de potencial eléctrico y campos magnéticos.

Es no obstante muy útil en este punto resumir en forma esquemática las ideas fundamentales de que nos hemos ocupado hasta este momento:

27

1. Los sólidos o cuerpos cristalinos están formados por átomos distribuidos en una estructura regular y periódica que satisface ciertas relaciones de simetría.
2. La estructura periódica de los átomos del cristal actúa como una red de difracción para los rayos X y para otras ondas de similar longitud.
3. El fenómeno de difracción (llamado difracción de Bragg) sólo ocurre cuando la longitud de onda y la dirección de propagación de ésta satisfacen condiciones bien definidas con respecto a la orientación y distancias características de la red cristalina.
4. Las partículas microscópicas de la física (los electrones y fotones, en especial) presentan una dualidad partícula-onda que permite asociar un determinado vector de onda \vec{k} a la cantidad de movimiento o momentum \vec{p} y viceversa, y una determinada energía E a la frecuencia f .
5. Los electrones, debido al carácter ondulatorio de esa dualidad, pueden sufrir efectos de difracción de Bragg en los cristales.

6. La difracción de Bragg produce ondas estacionarias y la consiguiente formación de una estructura de bandas en el espectro electrónico.

6

LA ESTADISTICA DE OCUPACION DE LOS ELECTRONES

Hasta aquí hemos discutido en detalle qué valores de energía *puede tomar* un determinado electrón; sin embargo, no sabemos aún qué valores de energía los electrones *toman en realidad* cuando las condiciones del sólido, en especial la temperatura, se encuentran determinadas. El estudio de este problema corresponde a otra rama de la física, llamada mecánica estadística. La mecánica estadística a su vez necesita para su desarrollo riguroso conceptos matemáticos y físicos basados en la teoría de probabilidades y de estadística que están por encima del nivel que esta monografía pretende alcanzar. Sin embargo, las ideas fundamentales y los principios involucrados se pueden entender sin mayores dificultades, pese a que su justificación pueda parecer a veces un tanto arbitraria.

29

La primera idea importante que aparece en el estudio de este problema se denomina *Principio de Exclusión* o *Principio de Pauli*, y es de índole tan general que se aplica a todos los casos conocidos de la física microscópica. En su forma más simple (aunque no la más completa) el principio de Pauli establece que en cualquier sistema físico que contenga dos o más electrones, es imposible que dos cualesquiera de ellos estén en el mismo estado físico de movimiento. Es decir, en un sistema de muchos electrones sólo uno puede tener un determinado vector velocidad \vec{v} y un determinado estado de rotación interna sobre su eje. Cualquier otro electrón tendrá un vector velocidad distinto, o un distinto estado de rotación interna, o ambas cosas distintas de las del primer electrón. El estado de rotación interna del electrón, conocido universalmente por la palabra inglesa "spin", sólo puede tomar dos valores: la "velocidad interna" de rotación está siempre fija y es la misma para todos los electrones; la única diferencia es que el electrón puede girar "hacia la derecha" o "hacia la izquierda" describiendo mientras se mueve uno de los dos posibles giros de tirabuzón.

Una segunda ley, que deriva de la termodinámica, y que es tan general como la anterior, dice que, a medida que la temperatura del cristal decrece y se aproxima al cero absoluto 0°K

(igual a -273°C), los electrones tienden a ocupar, de todos los estados disponibles, aquéllos que tienen la mínima energía posible.

Podemos ahora hacer mentalmente el siguiente experimento ideal (e imposible): supongamos que tenemos un cristal a muy baja temperatura, cerca de 0°K , y que, habiendo previamente extraído de él todos los electrones, los volvemos a colocar en el sólido uno a uno. El primer electrón ocupará el estado de velocidad cero y spin, digamos, "hacia la derecha". El segundo electrón tomará el estado de velocidad cero y spin "hacia la izquierda". El tercer electrón ya no puede encontrar estado disponible alguno con velocidad nula y deberá, por lo tanto, ocupar un estado de velocidad pequeña, aunque no cero. Al continuar este proceso, los electrones ocuparán sucesivamente estados de velocidad cada vez mayor, es decir de mayor y mayor energía, si bien tomando aquel estado que tenga menor energía de todos los que estén disponibles.

Cuando el último electrón ha sido restituido al cristal, terminará por ocupar un estado de energía E_1 . El estado de energía mínima que queda ahora sin ocupar tiene un valor E_2 . Entre E_1 y E_2 hay un valor de energía E_f , llamado *energía o nivel de Fermi*:

$$E_1 \leq E_f \leq E_2, \quad [30]$$

el que es de importancia fundamental en todas las propiedades térmicas del cristal.

A muy bajas temperaturas todos los estados con energía menor que la energía de Fermi se encuentran ocupados por electrones, mientras que todos los estados con energía mayor que la energía de Fermi se hallan vacíos, es decir

$$\begin{array}{ll} \text{estados ocupados} & \rightarrow \quad E < E_f \\ \text{estados vacíos} & \rightarrow \quad E > E_f. \end{array} \quad [31]$$

En la parte izquierda de la figura 9 se ilustra esta distribución. Es importante destacar que la existencia de estados disponibles depende de la naturaleza del cristal; el conjunto de valores posibles de energía que el electrón puede asumir es lo que hemos denominado espectro electrónico, y es independiente de la temperatura. Cuáles son los estados que están en realidad ocupados por electrones es lo que se denomina estado de ocupación y es función de la temperatura. A temperaturas muy próximas al cero absoluto una determinada energía E estará ocupada por un electrón si se satisfacen dos condiciones.

Primera Condición: esa energía E cae en una banda permitida (y no en una banda prohibida o discontinuidad de energía).

Segunda Condición: esa energía E es menor que la energía de Fermi E_f .

Es por lo tanto posible encontrar:

- (1) estados en bandas permitidas y ocupados por electrones;
- (2) estados en bandas permitidas y vacíos (es decir no hay ningún electrón que los ocupe);
- (3) energías en bandas prohibidas (es decir energías para las cuales no existen estados permitidos).

Cuando la temperatura no es demasiado baja, es decir cuando la temperatura del cristal no se acerca demasiado al cero absoluto de temperatura, la ocupación de estados electrónicos no se efectúa en forma tan ordenada como la descrita anteriormente. En los estados de energía cercana a la energía de Fermi, los electrones fluctúan en su estado de ocupación, es decir parte del tiempo ocupan ciertos estados y parte del tiempo, ciertos otros. Aparece por lo tanto, una región de ocupación parcial, es decir una región en la cual los estados existentes se encuentran ocupados por electrones parte del tiempo y vacíos el resto. Esa zona de estados parcialmente ocupados se halla situada en los alrededores de la energía de Fermi y su anchura aproximada está dada por la fórmula

$$\text{Anchura de ocupación parcial} \cong 50 k_B T \quad [32]$$

donde k_B es una constante universal, la constante de Boltzmann

$$k_B = 1,38 \cdot 10^{-16} \text{ erg/}^\circ\text{K} \quad [33]$$

y T es la temperatura medida en grados Kelvin (absolutos).

Es útil considerar la temperatura como un agente externo que introduce una incertidumbre en la energía de cada electrón; a una temperatura dada T , la energía de cada electrón puede aumentar o disminuir en una cantidad aproximadamente igual a $k_B T$. Sin embargo, ningún electrón puede violar el principio de exclusión de Pauli, y el incremento o disminución de energía sólo puede ocurrir si el estado que el electrón puede asumir se halla originalmente vacío. Es evidente que esto es sólo posible en el intervalo de energía cercano a la energía de Fermi, mientras que

el resto de los electrones se encuentran "aprisionados" en su estado original debido al principio de exclusión. El diagrama a la derecha de la figura 9 muestra un esquema de ocupación de estados a temperaturas no demasiado próximas al cero absoluto. Es posible distinguir tres órdenes de energías: una región donde todos los estados se encuentran permanentemente ocupados por electrones; una región donde los estados permitidos se hallan siempre vacíos; y una tercera región intermedia donde los estados permitidos están parte del tiempo ocupados y parte del tiempo vacíos.

Tal distribución en la ocupación de estados, que es compatible con el principio de Pauli, recibe el nombre de distribución de Fermi-Dirac, en honor de los dos famosos físicos que, en forma independiente, desarrollaron la teoría.

32

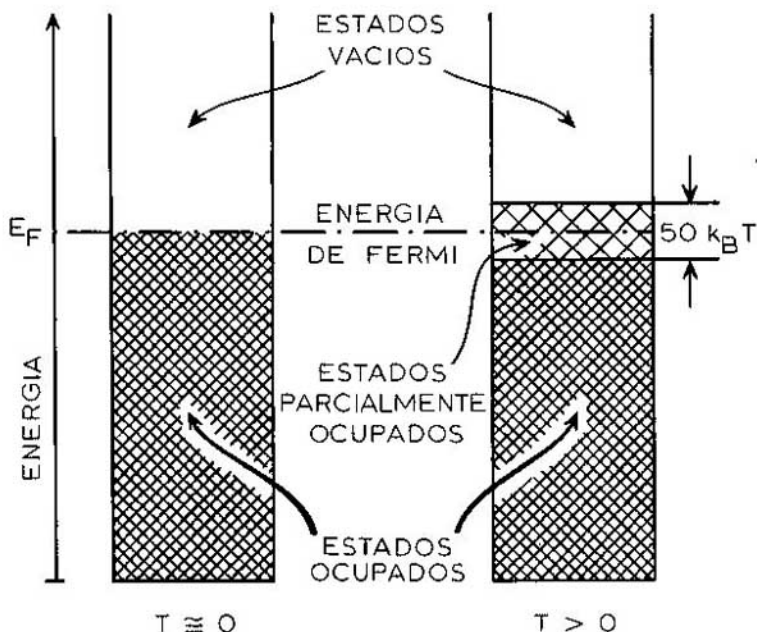


Fig. 9

Es posible ahora clasificar los sólidos teniendo en cuenta, no sólo el tipo de bandas permitidas y prohibidas que su espectro presenta, sino también el estado de ocupación de tales bandas. En su forma más general podemos definir los metales y los aisladores en la forma siguiente:

Metal es toda substancia en la que, a temperaturas muy próximas al cero absoluto 0°K , la energía del primer estado electrónico vacío se encuentra inmediatamente adyacente a la energía del último estado electrónico ocupado. En otras palabras, un metal es aquel sólido cuya energía de Fermi cae en el medio de una banda permitida.

Aislador es toda substancia en la que, a temperaturas muy próximas al cero absoluto 0°K , la energía del primer estado electrónico vacío se encuentra separada de la energía del último estado electrónico ocupado por un intervalo finito de energías. Es decir la energía de Fermi de un aislador está situada en medio de una banda prohibida.

Dos casos especiales merecen destacarse.

Semiconductor es un aislador tal que, a temperatura ambiente (digamos $300^{\circ}\text{K} = 27^{\circ}\text{C}$), el tope de la última banda ocupada y el fondo de la primera banda vacía se encuentran en la zona de ocupación parcial. En otros términos, es un aislador en el que la banda prohibida (o discontinuidad de energía) en medio de la cual se encuentra la energía de Fermi, tiene una anchura menor que

$$50 k_B T = 50 \cdot 1,38 \cdot 10^{-16} \text{erg}/^{\circ}\text{K} \cdot 300^{\circ}\text{K} \approx 2 \cdot 10^{-13} \text{erg.} \quad [34]$$

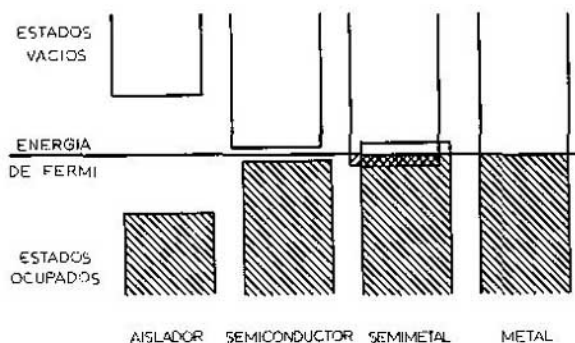


Fig. 10

Conviene destacar que la diferencia entre un semiconductor y un aislador propiamente dicho es sólo cuantitativa; desde el punto de vista cualitativo no hay diferencias entre ambos.

Semimetal es un metal en el que la energía de Fermi está ubicada en una zona de superposición de bandas, y la anchura de la zona de superposición es pequeña, del orden de $2 \cdot 10^{-12}$ erg, o menor. En la figura 10 se representan ejemplos de estas cuatro clases de sustancias.

Para tener una idea más justa de la magnitud de las cantidades involucradas en este tipo de fenómeno, conviene escribir explícitamente algunos pocos números.

Para los fines de la física microscópica el ergio es una unidad de energía demasiado grande y muy poco práctica para medir; la unidad más usual es el electrón-voltio (símbolo eV), que es la energía cinética de un electrón acelerado por una diferencia de potencial eléctrico de un voltio. Esta energía es igual a

$$1 \text{ eV} = 1,60 \cdot 10^{-12} \text{ erg.} \quad [35]$$

En esta unidad las cantidades de uso más frecuente en la física del estado sólido toman los siguientes valores:

- (a) Energía de Fermi, medida desde el fondo de la primera banda: entre 3 y 15 eV.
- (b) Energía asociada con la incertidumbre de un electrón a 1°K :

$$k_B T = 8,6 \cdot 10^{-5} \text{ eV}$$

- (c) Anchura de la zona de ocupación parcial, a temperatura ambiente ($T = 300^\circ \text{K}$):

$$50 k_B T \cong 1,3 \text{ eV.}$$

- (d) Anchura de banda prohibida en semiconductores (discontinuidad de energía):

Germanio:	0,67 eV
Silicio:	1,14 eV
Antimoniuro de indio:	0,23 eV
Telurio:	0,33 eV

(e) Anchura de banda prohibida en aisladores (discontinuidad de energía):

Diamante:	5,33 eV
Sulfuro de cadmio:	2,42 eV
Oxido de cinc:	3,2 eV
Cloruro de plata:	3,2 eV
Oxido de titanio:	3 eV

(f) Superposición de energías de bandas en semimetales:

Grafito:	0,03 eV
Antimonio:	0,2 eV

Una vez adoptada la clasificación de los sólidos en aisladores, semiconductores, semimetales y metales a partir de su estructura de bandas y de su estado de ocupación, es necesario entender porqué tales estructuras producen propiedades tan dispares, en especial, porqué un metal es un buen conductor de la electricidad en tanto que un aislador no lo es.

LA RESISTIVIDAD ELECTRICA DE LOS SOLIDOS

Hasta ahora hemos estudiado y discutido los estados de energía que un electrón puede tomar en un sólido y la forma en que esos estados se hallan ocupados cuando el cristal se encuentra en equilibrio a una determinada temperatura. El próximo problema que nos proponemos resolver es hallar una respuesta a la pregunta: ¿qué cambios se producen en la distribución electrónica cuando desde el exterior se aplica al cristal una diferencia de potencial eléctrico? La solución de tal problema no es demasiado complicada, aunque consiste de varias etapas, que discutiremos una a una.

- (1) La diferencia de potencial produce en el cristal un campo de fuerzas eléctricas tales que sobre cada electrón actúa una fuerza igual a $e\vec{F}$, donde e es la carga del electrón y \vec{F} el vector denominado campo eléctrico.
- (2) Cuando esa fuerza actúa sobre el electrón produce una aceleración de acuerdo con la ley de Newton. Si la fuerza actúa entre los tiempos t_1 y t_2 , el incremento de velocidad $\vec{v}_1 = \vec{v}_2 - \vec{v}_1$ está dado por

$$m(\vec{v}_2 - \vec{v}_1) = m\vec{v}_1 = e\vec{F}(t_2 - t_1) \quad [36]$$

donde m es la masa del electrón.

- (3) Al incrementar su velocidad el electrón también cambia su vector \vec{k} y, por consiguiente, su energía. Hay sin embargo una condición adicional que aparece debido a la índole cuántica del electrón: el cambio de velocidad y de vector \vec{k} sólo se produce si tal cambio no implica un cambio de banda. Es decir, un electrón no puede ser acelerado de la primera a la segunda banda, ni de la segunda a la tercera; en general el electrón no puede cruzar ninguna discontinuidad de energía. Si volvemos a nuestro ejemplo de las figuras 6 y 7 y se aplica al cristal una diferencia de potencial tal que produzca un campo eléctrico en la dirección de \vec{k} , pero en sentido opuesto (¡recuérdese que el electrón tiene

carga negativa!), un electrón inicialmente con velocidad cero, incrementará su velocidad y vector \vec{k} hasta que éste último alcance una magnitud de π/a (véase Fig. 7); en ese momento el proceso de aceleración se detiene, ya que no es posible desplazar al electrón de la primera a la segunda banda. Un electrón cuyo vector de onda inicial es π/a no experimenta aceleración alguna.

- (4) El proceso de aceleración es además compatible con el principio de exclusión de Pauli, es decir un electrón cambia su velocidad y su vector \vec{k} siempre y cuando el estado que el electrón tenga que asumir esté desocupado. Si esto no sucede el proceso de aceleración se detiene. Es evidente que en una banda totalmente ocupada no puede ocurrir ningún proceso de aceleración, ya que los electrones en el tope de la banda no pueden ser acelerados (porque cualquier aceleración los desplazaría a la banda siguiente); estos electrones impiden que otros electrones sean acelerados a los estados que ellos ocupan y así sucesivamente hasta alcanzar por fin los electrones en el fondo de la banda. Se puede comparar este proceso con la marcha de un tren: cuando el primer vagón se detiene por algún impedimento, todos los otros que le siguen debentambién detenerse, ya que ningún vagón puede ocupar el lugar que el vagón siguiente no haya desocupado previamente; si el tramo de vía disponible es igual en longitud al largo del tren, es evidente que éste en su totalidad debe permanecer inmóvil.
- (5) Al mismo tiempo que el electrón se acelera ocurren otros procesos completamente independientes: el electrón choca con barreras que encuentra en su camino, tales como impurezas, imperfecciones, la superficie del cristal, la falta de orden de los átomos del cristal debida a oscilaciones térmicas, etc. En promedio pasará un lapso 2τ entre colisiones sucesivas del electrón; en cada colisión éste cambiará de velocidad en dirección arbitraria. Es decir, después de cada choque habrá, en promedio, tantos electrones moviéndose hacia la derecha como hacia la izquierda. Pero si el campo eléctrico acelera los electrones que van hacia la derecha (y al mismo tiempo decelera los que van hacia la izquierda), entre colisiones consecutivas siempre habrá más electrones que van hacia la derecha que hacia la izquierda. En otras palabras, el proceso combinado de aceleraciones y choque se puede resumir de la siguiente manera: si no hay aceleración ($\vec{F} = 0$), el transporte de carga neta es cero, ya que hay igual número de electrones moviéndose hacia la izquierda que número de electrones

moviéndose hacia la derecha; la aceleración hace que se muevan más electrones hacia la derecha y que se muevan menos hacia la izquierda; las colisiones cambian al azar la dirección del movimiento electrónico y nuevamente igualan el número de electrones que se mueve en cada dirección.

- (6) El resultado de los procesos en (5), durante tiempos muy largos comparados con 2τ , da un valor medio del transporte de carga eléctrica equivalente al que se obtendría si todos los electrones *que pueden ser acelerados* se movieran con una velocidad media \vec{v}_0 .

$$\vec{v}_0 = \frac{e\vec{F}\tau}{m} \quad [37]$$

correspondiente al *incremento medio* de velocidad para cualquier electrón entre dos colisiones sucesivas. El intervalo τ , igual a la mitad del tiempo transcurrido entre colisiones, se denomina tiempo de relajación.

- (7) La densidad de corriente \vec{j} se expresa o define por el producto del número de electrones por unidad de volumen que pueden ser acelerados, n , la carga del electrón, e , y la velocidad media de los electrones, \vec{v}_0 :

$$\vec{j} = ne\vec{v}_0 = \frac{ne^2\tau}{m} \vec{F} \quad [38]$$

La resistividad ρ (resistencia por unidad de longitud de un cristal cuya sección transversal es la unidad de área) viene dada por el cociente entre el campo eléctrico \vec{F} y la densidad de corriente \vec{j} , es decir

$$\rho = \frac{m}{ne^2\tau} \quad [39]$$

Esta es una de las fórmulas más importantes de la física del sólido. Nos dice que la resistividad de una substancia determinada es inversamente proporcional tanto al número de electrones que pueden ser acelerados como al tiempo de relajación τ . En otras palabras: si se duplica, triplica, cuadruplica, etc., tanto el número de electrones que pueden ser acelerados como el lapso transcurrido entre dos colisiones consecutivas, la resistencia del cristal al paso de una corriente eléctrica se reduce a la mitad, tercera parte, cuarta parte, etc., respectivamente. Esta fórmula constituye la respuesta a la pregunta planteada al comienzo de

este capítulo. Basándose en ella se pueden ahora discutir las propiedades eléctricas de metales y aisladores. Las cantidades que varían de cristal a cristal son n y τ . Discutiremos τ en primer lugar.

El tiempo 2τ entre colisiones consecutivas depende de varios factores y está relacionado con el número de centros de dispersión (blancos de choque) que se presentan en la trayectoria del electrón. Los centros de dispersión pueden ser de tres clases:

- (a) impurezas de átomos extraños al cristal que destruyen el orden de la red periódica;
- (b) imperfecciones de la estructura cristalina como vacancias o intersticiales, que aparecen como consecuencia del equilibrio termodinámico del cristal;
- (c) imperfecciones locales y transitorias producidas por las vibraciones elásticas de los átomos en el cristal.

A temperaturas muy bajas los movimientos vibratorios de los átomos se "congelan", y la última clase de centros de dispersión desaparece. Por lo tanto, el lapso entre colisiones a temperaturas muy bajas depende críticamente de la perfección de la estructura cristalina y de las impurezas que tenga el cristal. Para cristales relativamente impuros τ toma valores de

$$\tau \cong 10^{-14} \text{ seg.} \quad [40]$$

Cristales preparados con gran esmero llegan a tener, a temperaturas muy bajas ($\sim 4^\circ \text{K} = -269^\circ \text{C}$), tiempos de relajación mil, diez mil y hasta cien mil veces el valor citado. Los cristales más puros conocidos en 1967 (magnesio y galio) tienen tiempos de relajación

$$\tau \cong 10^{-7} - 10^{-8} \text{ seg} \quad [41]$$

a 4°K . Si se considera que un electrón con una energía igual a la energía de Fermi tiene una velocidad aproximada de

$$v \cong 10^8 \text{ cm/seg} \quad [42]$$

se llega al impresionante resultado de que en esos cristales superpuros un electrón puede recorrer entre uno y diez centímetros antes de chocar con una impureza o un defecto. En el caso de cristales impuros, se produce una colisión cada 10^{-6} cm de trayectoria.

El efecto de las colisiones producidas por las vibraciones elásticas cambia notablemente con la temperatura. A tempera-

turas muy bajas ($\sim 4^{\circ}$ K), se ha visto que el cristal está casi totalmente "congelado", y debido a la falta de vibraciones, el electrón sólo choca con impurezas e imperfecciones. A la temperatura ambiente ($\sim 300^{\circ}$ K), por el contrario, las vibraciones atómicas constituyen, en la mayoría de los casos, los centros de dispersión más abundantes e importantes. En forma casi independiente de la pureza y perfección del cristal, a la temperatura ambiente el tiempo de relajación toma valores del orden de 10^{-14} seg y un recorrido libre medio entre colisiones de aproximadamente $100 \text{ \AA} = 10^{-6}$ cm. Conviene destacar que si el número n en la fórmula de la resistividad fuera independiente de la temperatura, la resistividad de todos los cristales debería decrecer a medida que la temperatura decrece. Ello se debe a la siguiente cadena de razones:

- si T decrece,
- las vibraciones atómicas en el cristal disminuyen,
- hay por lo tanto menos centros de dispersión,
- los electrones encuentran menos blancos con los cuales chocar y el lapso 2τ entre colisiones sucesivas se hace mayor, y
- al aumentar τ , la resistividad decrece.

Como veremos enseguida este argumento sólo se aplica a los metales, en cuyo caso es válida la suposición de que n es casi independiente de la temperatura. En los demás casos la variación de n con la temperatura es tan importante que anula el efecto descrito arriba y produce un aumento (muchas veces muy grande) de la resistividad a medida que T decrece.

Para discutir el efecto de n en la resistividad conviene recalcar que n no es el número total de electrones por unidad de volumen en el cristal, sino el número de electrones por unidad de volumen que *pueden ser acelerados* por un campo eléctrico. Consideremos primero dos casos extremos que aclararán este concepto:

- (a) si hay un sólo electrón ocupando un estado en las cercanías del fondo de una banda (que, por lo demás, está completamente vacía) tal electrón puede ser acelerado en forma arbitraria dentro de la banda, y por lo tanto ésta aportará un electrón (y uno solo) al valor de n ;

- (b) si tenemos una banda completamente ocupada a excepción de un estado en las cercanías del tope, que se halla vacío, sólo uno de los electrones de la banda puede ser acelerado y desplazado de su estado inicial al único estado vacío; esa banda aportará por lo tanto sólo un electrón (y no el número de electrones que realmente están en la banda) al valor de n .

Estos dos ejemplos muestran el hecho importante que queremos recalcar: la contribución de una banda determinada a n está dada, o bien por el número de electrones en ella, o bien por el número de estados vacíos, cualquiera sea de los dos, el número menor. En el caso de una banda casi vacía se cuenta el número de electrones presentes en ella; en el caso de una banda casi llena, el número de estados vacíos. En este último caso se dice que la banda contribuye con n *agujeros* a la conducción.

La idea de conducción por "agujeros" es muy interesante y merece discusión aparte. Se origina en el hecho de que el sólido presenta una estructura de bandas, con un número finito de estados en cada una, sumado a la propiedad de los electrones de satisfacer el principio de exclusión, según el cual cada estado no puede ser ocupado por más de un electrón. Esto implica que, para poder acelerar un electrón, hay que tener no sólo el electrón sobre el cual se pueda ejercer la fuerza, sino también un estado desocupado de mayor velocidad al cual se pueda "desplazar" el electrón. Una analogía muy apropiada es la del juego conocido universalmente y que suele llamarse "rompecabezas de los 15" o "diablotín". Tal juego se representa en la figura 11, y consiste en una caja en la cual se pueden colocar 16 fichas cuadradas de las

que sólo hay 15 (numeradas de 1 a 15) en la caja; el juego consiste en desplazar las fichas de tal manera que queden ubicadas en un orden numérico preestablecido. En el proceso de ordenarlas sólo puede moverse una ficha por vez, lo que muestra claramente que la posibilidad de mover fichas (electrones) en la caja (banda) depende crucialmente de que haya un agujero o espacio vacío.

15	7	8	4
6	1	10	12
14	11	3	2
5	9	13	

Fig. 11

La simetría entre electrones y agujeros puede aún continuarse un poco más. Cuando se trata de

una banda casi llena, no es conveniente considerar qué ocurre en cada instante con el gran número de electrones presentes en ella; es mucho más práctico fijar la atención en los estados vacíos y determinar cómo los agujeros cambian de estado. Así podemos decir que, al aplicar un campo eléctrico, un agujero se "acelera" desde el tope de una banda y su energía decrece; al igual que un electrón, un agujero no puede ser acelerado desde la segunda a la primera banda, ni desde la tercera a la segunda, ni, en general, a través de ninguna discontinuidad de energía.

Como, además, se ha visto que en una banda completamente ocupada no hay transporte de carga (ya que para cada electrón que se mueve en una dada dirección con una velocidad determinada hay siempre otro electrón que se mueve con igual velocidad y dirección pero en sentido opuesto), la contribución a n de una banda con un agujero es igual a la contribución que ese estado haría si tuviera un electrón, pero con signo opuesto (es decir la corriente eléctrica debida a esa banda es cero, menos el valor aportado por el estado vacío si tuviera un electrón). Por lo tanto, un agujero contribuye a la corriente como si tuviera carga $-e$, es decir, carga positiva. Y la analogía entre agujero y electrón como partículas de carga opuesta puede continuarse hasta constituir una teoría similar a la de partículas-antipartículas (en particular electrón-positrón) de la física nuclear. Importa destacar, sin embargo, que la fórmula de la resistividad derivada anteriormente es idéntica para electrones y agujeros (depende de e^2 , que no cambia con el signo de la carga), y el número n debe entenderse como la suma del número de agujeros y del número de electrones.

Con los resultados de la discusión previa se puede ahora entender porqué un metal es un buen conductor de la electricidad y un aislador no lo es. En un metal, una o varias bandas del espectro electrónico se encuentran a la vez parcialmente ocupadas y parcialmente vacías a cualquier temperatura, incluso en las cercanías del cero absoluto, y el número de electrones y agujeros (llamados genéricamente portadores, ya que son los que llevan la carga eléctrica) es en general muy grande, aproximadamente

$$n \approx 10^{22} \text{ portadores/cm}^3 \quad [43]$$

Casos típicos de buenos conductores son los metales monovalentes: cobre, plata, oro, litio, sodio, potasio, rubidio y cesio. En todos ellos la última banda contiene exactamente un número de electrones igual a la mitad de los estados disponibles en la banda. En este caso contar electrones o contar agujeros da exactamente el mismo resultado y, por convención, se llama a los portadores electrones (sería igualmente válido llamarlos agujeros).

Es usual en el estudio de los fenómenos de conducción dar nombre especial a ciertas bandas:

- (1) *banda de valencia* es la última banda ocupada por electrones a temperaturas cercanas al cero absoluto.
- (2) *banda de conducción* es la primera banda que a temperaturas cercanas al cero absoluto presenta estados sin ocupar.

Como hemos visto, en el caso de los metales la banda de valencia y la de conducción son una y la misma.

Si consideramos ahora el caso opuesto, es decir el de un aislador, la banda de valencia se halla por completo ocupada mientras que la banda de conducción se halla completamente vacía a cualquier temperatura entre el cero absoluto y la temperatura ambiente. Ninguna de las dos bandas contribuye al número de portadores y, por consiguiente, dado que n es cero, la resistividad de un aislador es infinita y el cristal no conduce la electricidad.

En un semiconductor ocurre el mismo fenómeno a temperaturas muy bajas, ya que la banda de valencia se halla totalmente ocupada y la banda de conducción, totalmente vacía. Sin embargo, a medida que la temperatura aumenta, el fondo de la banda de conducción y el tope de la de valencia se hallan incluidos en la zona de ocupación parcial producida a temperaturas finitas en la distribución de Fermi-Dirac. Por lo tanto, los electrones se excitan térmicamente y ocupan estados en la banda de conducción, dejando agujeros en la banda de valencia. Ambos son portadores, y la conducción, que era cero a temperaturas muy bajas, aparece a medida que la temperatura aumenta. El número de portadores aumenta en forma rápida con la temperatura. Por ejemplo, en el silicio tenemos que el número de portadores varía de la siguiente manera

$$n \approx 10^{19} \text{ portadores/cm}^3 \text{ a } 1200^\circ\text{K}$$

$$n \approx 10^{18} \text{ portadores/cm}^3 \text{ a } 900^\circ\text{K}$$

$$n \approx 10^{17} \text{ portadores/cm}^3 \text{ a } 700^\circ\text{K}$$

$$n \approx 10^{16} \text{ portadores/cm}^3 \text{ a } 600^\circ\text{K}$$

$$n \approx 10^{15} \text{ portadores/cm}^3 \text{ a } 500^\circ\text{K}$$

$$n \approx 10^{14} \text{ portadores/cm}^3 \text{ a } 450^\circ\text{K}$$

$$n \approx 10^{13} \text{ portadores/cm}^3 \text{ a } 400^\circ\text{K}$$

$$n \cong 10^{12} \text{ portadores/cm}^3 \text{ a } 350^\circ \text{K}$$

$$n \cong 10^{11} \text{ portadores/cm}^3 \text{ a } 320^\circ \text{K}$$

$$n \cong 10^{10} \text{ portadores/cm}^3 \text{ a } 290^\circ \text{K}$$

$$n \cong 10^9 \text{ portadores/cm}^3 \text{ a } 265^\circ \text{K}$$

$$n \cong 10^8 \text{ portadores/cm}^3 \text{ a } 250^\circ \text{K}$$

Estos números son sólo aproximados, pero nos indican que cuando la temperatura decrece de 100 a 0° C el número de portadores en el silicio se reduce por un factor de más de mil.

En los semiconductores (y en los semimetales, como veremos enseguida) el efecto de la temperatura en el número de portadores n es tan importante que oculta cualquier efecto que pueda deberse a la variación del tiempo de relajación τ con la temperatura.

En el caso de semimetales el número de portadores no es cero a temperaturas muy bajas, pues en una de las bandas siempre hay unos pocos electrones mientras que la otra banda contiene siempre unos pocos agujeros (véase Fig. 10). Sin embargo, estos portadores son relativamente pocos, y al aumentar la temperatura se produce una considerable excitación de electrones desde la banda casi llena a la casi vacía, con un consiguiente aumento del número de portadores. Como ejemplos, a muy bajas temperaturas

$$n \cong 10^{20} \text{ portadores/cm}^3 \text{ en antimonio,}$$

$$n \cong 6 \cdot 10^{18} \text{ portadores/cm}^3 \text{ en grafito,} \quad [44]$$

es decir, cerca del cero absoluto un semimetal tiene entre diez mil y cien veces menos portadores que un metal.

PROPIEDADES OPTICAS DE LOS SOLIDOS

Hasta aquí hemos visto cómo la estructura de bandas de los sólidos y el principio de exclusión de Pauli pueden explicarnos las diferencias de resistividad entre un metal, un semimetal, un semiconductor y un aislador. El siguiente problema que nos proponemos investigar también se resuelve a partir de los mismos principios fundamentales: ¿porqué, en general, los aisladores son transparentes a la luz visible mientras que los metales, semimetales y semiconductores son opacos? Antes de encontrar las razones que explican estas propiedades quizá sea conveniente resumir las propiedades ópticas más importantes. Al referirnos a propiedades ópticas nos referimos en este caso al comportamiento de los sólidos frente a radiación electromagnética en las zonas del espectro conocidas como ultravioleta, visible, infrarrojo y micro-onda.

- (1) Los metales y semimetales absorben por completo la radiación electromagnética en todas las zonas del espectro que se acaban de mencionar; incluso películas muy delgadas de sustancias metálicas son completamente opacas.
- (2) Los semiconductores son opacos a la radiación visible y ultravioleta y, a simple vista, producen en general la impresión de ser "metálicos". Una investigación más minuciosa muestra que en realidad los semiconductores son transparentes a las radiaciones en la zona del infrarrojo y las microondas. Experimentos precisos han demostrado que el silicio es transparente a radiaciones cuya longitud de onda λ es mayor que 1,2 micrones, y el germanio es transparente a toda radiación de longitud de onda λ mayor que 1,8 micrones.
- (3) Los aisladores son, en general, transparentes a la luz visible. Algunos de ellos son buenos transmisores incluso en el ultravioleta. Todos ellos, sin embargo, son opacos a radiaciones cuya longitud de onda es más corta que un valor determinado λ_c . Ese valor λ_c se denomina longitud de

onda de corte, varía de aislador a aislador y, por lo general, corresponde al visible o al ultravioleta.

Para entender los fenómenos ópticos relacionados con la estructura microscópica de la materia es necesario volver a la dualidad partícula-onda y considerar la luz en este caso como paquetes cuantizados de energía. Estos fotones poseen, como hemos visto, una energía

$$E_f = hf = \frac{hc}{\lambda} \quad [45]$$

donde h es la constante de Planck, f la frecuencia de vibración, c la velocidad de la luz y λ la longitud de onda.

La absorción de la luz puede reinterpretarse ahora como un proceso de colisión. Al incidir la luz sobre un sólido (o sobre cualquier otro sistema, sea átomo, molécula, líquido, etc.) los fotones chocan con los electrones y son absorbidos por éstos. Sin embargo, como la energía se conserva durante el proceso, la energía inicial del electrón E_i más la energía del fotón incidente E_f , debe ser igual a la energía terminal E_t del electrón. Es decir

$$E_t - E_i = \frac{hc}{\lambda} \quad [46]$$

lo cual permite hallar una cualquiera de las cantidades E_t , E_i y λ si se conocen las otras dos.

Sin embargo, no todas las transiciones electrónicas son posibles, pues las energías E_i y E_t deben ser compatibles con el espectro electrónico y el principio de exclusión debe prevalecer. Por lo tanto:

E_i debe ser la energía de un estado en una banda permitida y tal que esté inicialmente ocupado por un electrón;

E_t debe ser la energía de un estado en una banda permitida y tal que inicialmente esté vacío.

Si el experimento se realiza a temperaturas bajas ambas condiciones pueden resumirse de la siguiente manera:

E_i y E_t deben estar ambas en bandas de energía permitida y ser tales que E_i sea menor que la energía de Fermi E_f , en tanto que E_t debe ser mayor que E_f .

El proceso de absorción de la luz se ilustra en la figura 12 en el caso de un aislador. Podemos ahora reconsiderar este proceso desde un ángulo un poco distinto: para que una radiación de longitud de onda λ pueda ser absorbida por un determinado sólido es necesario que haya un estado E_t permitido y vacío y un estado E_i permitido y ocupado, y que la diferencia $E_t - E_i$ sea igual a la energía del fotón incidente. Si volvemos a los cuatro ejemplos de la figura 10, podemos ver que en el caso de los metales y semimetales, cualquiera que sea el valor de λ , siempre podemos encontrar E_i y E_t que sa-

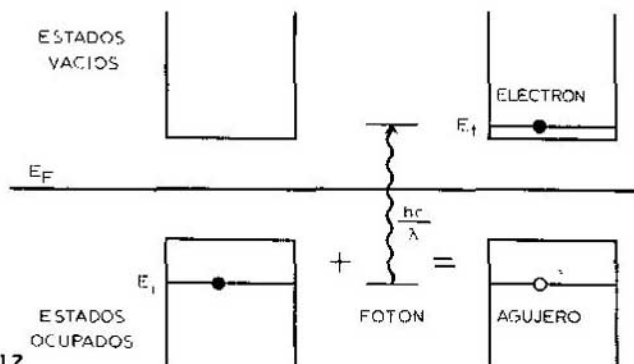


Fig. 12

tisfacen la condición necesaria. Sin embargo, en el caso de los semiconductores y aisladores, para valores de la longitud de onda tales que la energía del fotón es menor que la anchura de banda prohibida, la condición requerida no puede ser satisfecha. Si indicamos con la letra D el valor de la discontinuidad de energía, una determinada radiación podrá ser absorbida por el aislador o semiconductor si

$$\frac{hc}{\lambda} \geq D. \quad [47]$$

El valor λ_c correspondiente al signo igual en la fórmula anterior determina la longitud de la onda de corte

$$\lambda_c = \frac{hc}{D}. \quad [48]$$

Esta fórmula nos permite calcular la longitud de onda de corte si se conoce la discontinuidad de energía y, viceversa, hallar la discontinuidad de energía por medio de la medida experimental de la longitud de onda de corte. Por ejemplo, en el caso del germanio, tomando el valor de la discontinuidad de energía dado anteriormente, se obtiene

$$\lambda_c = \frac{6,62 \cdot 10^{-27} \text{ erg seg } 3 \cdot 10^{10} \text{ cm/seg}}{0,67 \text{ eV } 1,60 \cdot 10^{-12} \text{ erg/eV}} = 1,85 \cdot 10^{-4} \text{ cm [49]}$$

de acuerdo con la medida experimental.

Un caso de gran interés didáctico es el del cristal de azufre, el cual nos permite calcular la anchura de banda prohibida basándonos en simples observaciones cualitativas de las propiedades ópticas de aquél. Quien haya observado un cristal bien formado de azufre habrá notado que, al mirarlo al trasluz, es transparente y presenta un intenso color amarillo. Razonemos ahora de la siguiente manera:

- (a) Si al mirar el cristal al trasluz con luz blanca presenta un color amarillo, es porque el cristal, actuando como filtro, elimina del espectro visible la radiación violeta, complementaria del amarillo.
- (b) Esto nos dice que la longitud de onda de corte debe ser tal que elimine el violeta, pero no el resto de la radiación visible.
- (c) Podemos por lo tanto estimar que λ_c corresponde al azul, es decir, aproximadamente,

$$\lambda_c \cong 4000 \text{ \AA} = 4 \cdot 10^{-5} \text{ cm.}$$

- (d) Por lo tanto, la discontinuidad de energía viene dada aproximadamente por

$$D = \frac{hc}{\lambda_c} \cong \frac{6,62 \cdot 10^{-27} \text{ erg seg } 3 \cdot 10^{10} \text{ cm/seg}}{4 \cdot 10^{-5} \text{ cm } 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ erg/eV}} \quad [50]$$

$$D \cong 3 \text{ eV}$$

que está de acuerdo con las medidas obtenidas por otros métodos.

CONDUCCION ELECTRONICA EN CAMPOS MAGNETICOS EFECTO HALL

Otra aplicación de los principios fundamentales que hemos descrito se hace al estudiar la conducción eléctrica en presencia de campos magnéticos, es decir al interpretar las medidas de resistividad cuando el cristal se encuentra entre los dos polos de un imán. De todos los efectos magnéticos (y la variedad de éstos es realmente grande) uno de los más interesantes e instructivos es el efecto Hall. Cuando un cristal conductor se sitúa en un campo magnético cuyas líneas de fuerza están en dirección perpendicular al flujo de la corriente, aparece una diferencia de potencial entre las caras del cristal tal que las líneas del campo eléctrico son perpendiculares a la dirección de la corriente y a la dirección del campo magnético. Este fenómeno se ilustra en la figura 13. Si la corriente circula en la dirección x y el campo magnético se aplica en la dirección z , la diferencia de potencial aparece en la dirección y . El valor de la diferencia de potencial entre las caras del cristal se llama tensión de Hall, y se comprueba experimentalmente que es proporcional a la corriente que circula por el cristal y a la intensidad del campo magnético. Si de la corriente eléctrica calculamos la densidad de corriente j_x (corriente por unidad de área transversal del cristal), y si de la tensión de Hall calculamos el campo eléctrico F_y (caída de potencial en la dirección y por unidad de longitud), podemos escribir

$$F_y = R j_x H_z \quad [51]$$

donde R es una constante denominada constante de Hall. Veremos en seguida que la medición de R nos proporciona información sobre el tipo de portadores responsables de la corriente eléctrica. Conocido el valor de R podremos calcular n , el número de portadores por unidad de volumen siempre y cuando la conducción se efectúe por un solo tipo de portadores (electrones o agujeros). Si ambos tipos están presentes en un solo cristal, y si el número de electrones es n_e y el número de agujeros n_a , la constante de Hall nos dará información sobre $(n_e - n_a)/(n_e + n_a)^2$.

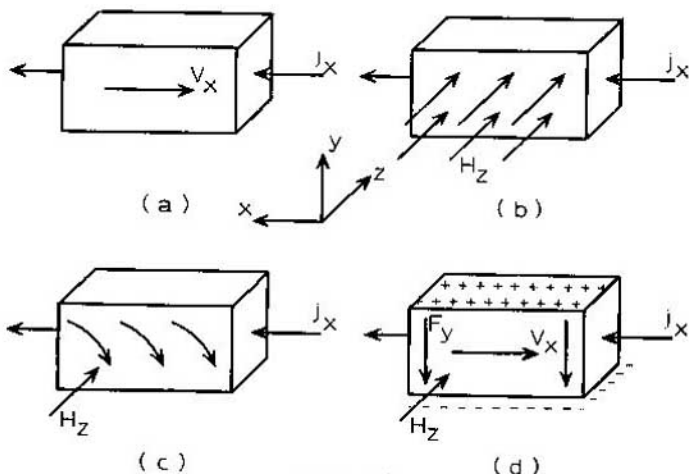


Fig. 13

Consideremos primero el caso en que los portadores son sólo electrones, y discutamos el efecto Hall paso a paso, como se ilustra en la figura 13. Al comienzo se tiene un cristal en el cual circula una densidad de corriente j_x en la dirección x (Fig. 13a). Los electrones, que tienen carga negativa, se mueven con una velocidad media v_x en la dirección de la corriente, pero en sentido opuesto. Si ahora aplicamos un campo magnético H_z en la dirección z (Fig. 13b), los electrones experimentan una fuerza, llamada fuerza de Lorentz, que es perpendicular a la dirección de la velocidad y a la dirección del campo magnético y , para cargas negativas, adopta la dirección y , sentido negativo. El valor de esa fuerza, que se llama fuerza magnética f_m , está dado por

$$f_m = \frac{e}{c} v_x H_z \quad [52]$$

donde f_m se mide en dinas, e es la carga del electrón en unidades electrostáticas, c es la velocidad de la luz y v_x es la velocidad de los electrones, ambas en unidades cgs, y H_z es el valor del campo magnético en Gauss. La fuerza magnética f_m produce una deflexión de los electrones que curvan sus trayectorias y se mueven "hacia abajo" (Fig. 13c). Esa deflexión produce a su vez una acumulación de carga negativa en la cara inferior del cristal y una escasez de cargas negativas (exceso de carga positiva) en la cara superior (Fig. 13d). Esta distribución de cargas produce la diferencia de potencial observada, y es tal que la fuerza eléctrica f_e

$$f_e = eF_y \quad [53]$$

(F_y es el campo eléctrico) es exactamente igual, y de sentido opuesto a la fuerza magnética; dado que las fuerzas eléctrica y magnética se compensan exactamente, los electrones se moverán ahora nuevamente con velocidad v_x , igual que en el estado inicial antes de aplicar el campo magnético. Igualando las fuerzas eléctrica y magnética obtenemos

$$F_y = v_x H_z / c \quad [54]$$

y recordando que la densidad de corriente j_x es igual al producto del número n de portadores por unidad de volumen, la carga de los portadores e y su velocidad media v_x

$$j_x = nev_x \quad [55]$$

se obtiene

$$F_y = j_x H_z / nec. \quad [56]$$

Es decir, la constante de Hall R

$$R = \frac{1}{nec} \quad [57]$$

es igual a la inversa del producto del número de portadores, la carga del portador y la velocidad de la luz.

Si repitiéramos el mismo razonamiento con cargas positivas (agujeros) en vez de negativas (electrones) encontraríamos que:

- (1) para una corriente j_x idéntica a la anterior, la velocidad v_x cambia de sentido si la carga es positiva;
- (2) la fuerza magnética es idéntica a la anterior, es decir, también "hacia abajo"; eso se puede ver en la fórmula, ya que no sólo e cambia de signo sino que también cambia v_x ;
- (3) la fuerza eléctrica es también idéntica a la anterior, ya que debe compensar a la fuerza magnética;
- (4) el campo eléctrico F_y y la tensión de Hall cambian de signo, pues deben dar la misma fuerza cuando actúan sobre una carga de signo opuesto.

En resumen, cuando la corriente se debe a portadores positivos, la tensión de Hall es de sentido opuesto, y la constante de Hall toma signo positivo

$$R = \frac{1}{n|e|c} \quad [58]$$

donde $|e|$ es el valor absoluto (positivo) de la carga del electrón. Si en un mismo cristal hay electrones y agujeros, es decir portadores de ambos signos, la constante de Hall toma el valor

$$R = \frac{(n_p - n_a)}{(n_p + n_a)^2 ec} \quad [59]$$

El hecho de que la constante R pueda tomar valores negativos o positivos es una de las pruebas más concluyentes de la conducción por "agujeros". Antes del desarrollo de la teoría electrónica de bandas en sólidos, este fenómeno resultaba inexplicable por ser imposible entender dónde podían originarse cargas positivas que transportaran corriente en un cristal. La estructura de bandas y el principio de exclusión mostraron que era necesario fijarse no sólo en las partículas que transportan carga (es decir los electrones) sino también en los estados que esas partículas pueden ocupar cuando son aceleradas por un potencial eléctrico. Ello, como hemos visto, conduce al concepto de "agujero", el cual produce el efecto de una partícula de carga positiva. La explicación de porqué la constante de Hall puede tomar valores positivos debe considerarse como uno de los grandes méritos de la teoría de bandas en los sólidos.

IMPUREZAS EN SEMICONDUCTORES

Hemos visto que, a bajas temperaturas, los semiconductores son relativamente malos conductores de la electricidad, ya que el número de portadores decrece rápidamente a medida que la temperatura disminuye. Hemos visto además que, dado que cada electrón que es excitado a la banda de conducción deja detrás un agujero en la banda de valencia, el número de electrones portadores es siempre igual al número de agujeros. Estas condiciones sólo se dan en semiconductores muy puros, llamados semiconductores *intrínsecos*.

En la mayoría de los casos prácticos las condiciones de pureza consideradas anteriormente no se satisfacen. Por el contrario las propiedades se modifican, según resulte conveniente, agregando en forma controlada determinadas impurezas al semiconductor. Este capítulo y el siguiente se refieren casi por completo a los casos del silicio y del germanio, que son los semiconductores de mayores aplicaciones prácticas; ambos pertenecen al grupo IV de la tabla periódica y tienen cuatro electrones de valencia, es decir, cuatro electrones en la capa exterior de la estructura atómica.

Si en un cristal muy puro de un semiconductor, por ejemplo germanio, se añade una impureza de un elemento que tenga un electrón más en la capa atómica más externa, tal como fósforo, arsénico o antimonio, se producen los siguientes cambios en la estructura electrónica del cristal:

- (a) la impureza deja los estados permitidos y prohibidos del espectro del germanio esencialmente intactos e inalterados;
- (b) por cada impureza añadida aparece un nuevo estado electrónico en la banda prohibida; este estado se encuentra mucho más próximo al fondo de la banda de conducción que al tope de la banda de valencia;
- (c) el nuevo estado consiste en una órbita similar a una órbita atómica en el cual el electrón gira alrededor de la impu-

reza, pero no puede desplazarse por el cristal ni transportar corriente; tal estado se denomina localizado;

- (d) a temperaturas muy bajas, el nuevo estado se halla ocupado por el electrón adicional procedente de la impureza;
- (e) como consecuencia, el nivel de Fermi se desplaza desde el medio de la banda prohibida (Fig. 14 centro) a una posición más o menos equidistante entre el nuevo nivel y el fondo de la banda de conducción (Fig. 14 izquierda).

Al aumentar la temperatura desde las cercanías del cero absoluto, los electrones que se hallan en el estado localizado se excitan térmicamente a estados en la banda de conducción, donde pueden contribuir al transporte de electricidad. Conviene hacer notar ahora que en la banda de valencia no hay agujeros y que los únicos portadores son los electrones en la banda de conducción; y dado que la carga de los portadores es negativa, un semiconductor de este tipo se denomina *típo n*. Las impurezas pentavalentes, que pueden ceder el electrón adicional a la banda de conductores, se denominan *donadores* y los nuevos estados (estados localizados) en la banda prohibida se denominan estados de los donadores (Fig. 14 izquierda).

Dado que la diferencia de energía entre el fondo de la banda de conducción y la energía de los estados de los donadores es mucho menor que el ancho de banda prohibida en el semiconductor intrínseco, se necesitan temperaturas mucho menores para producir portadores en un semiconductor tipo n que en uno intrínseco. Estas impurezas controladas de valencia V han producido, por lo tanto, un conductor de la electricidad mejor que la substancia pura original. Las mediciones de la constante de Hall en un semiconductor tipo n dan siempre un valor negativo de R.

De manera similar, se pueden incorporar a un cristal de germanio impurezas controladas de valencia III, por ejemplo galio o indio, que producen cambios similares a los vistos anteriormente:

- (a) las bandas del germanio permanecen esencialmente inalteradas;
- (b) por cada impureza añadida aparece un nuevo estado electrónico en la banda prohibida, mucho más próximo al tope de la banda de valencia que al fondo de la banda de conducción.

- (c) el nuevo estado es un estado localizado alrededor de la impureza;
- (d) el nuevo estado se encuentra vacío a temperaturas muy bajas, pero puede ser ocupado por un electrón excitado térmicamente desde la banda de valencia;
- (e) el nivel de Fermi se halla ahora en una posición aproximadamente equidistante entre el nuevo nivel y el tope de la banda de valencia (Fig. 14 derecha).

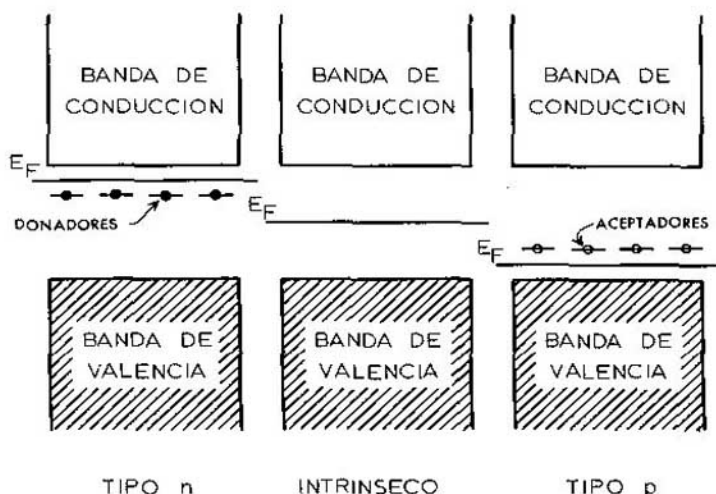


Fig. 14

Al aumentar la temperatura, los electrones se excitan desde el tope de la banda de valencia al nivel localizado vacío y dejan detrás agujeros en la banda de valencia que pueden contribuir a la conducción eléctrica; estos portadores tienen una carga efectiva positiva, por lo cual el semiconductor se llama *tipo p*. De manera similar al caso de los donadores, las impurezas trivalentes se denominan *aceptadores* y los estados localizados, estados de los aceptadores.

Tal denominación se debe al hecho de que los nuevos estados pueden aceptar electrones, dejando en la banda de valencia estados disponibles para la conducción. Los semiconductores tipo p tienen siempre una constante de Hall positiva y son, como es lógico, mejores conductores de la electricidad que los semiconductores intrínsecos.

La posibilidad de producir semiconductores con un número controlado de impurezas, que a su vez determinan el signo de la carga y el número de portadores, es lo que ha permitido fabricar una gran cantidad de dispositivos electrónicos que, en su conjunto, han originado una nueva rama de la ingeniería electrónica conocida actualmente con el nombre de electrónica del estado sólido. Como última aplicación de los conceptos expuestos en esta monografía veamos en forma sucinta algunos ejemplos de estos dispositivos.

RECTIFICADORES, FOTOCONDUCTIVIDAD Y TRANSISTORES

Un rectificador de semiconductores (llamado también rectificador de unión p-n) consiste en un cristal de silicio o germanio que comprende una región de tipo n y una región de tipo p. Es, por lo tanto, un diodo sólido.

Supongamos que inicialmente tenemos dos cristales de germanio, uno de tipo p y otro de tipo n, a temperatura ambiente ($\sim 20^\circ \text{C}$). Hay en ellos portadores positivos y negativos, respectivamente, que dan lugar a la moderada conductividad característica de estos cristales. Se obtiene un rectificador de unión p-n uniendo estos dos cristales y conectando en cada extremo (A y B en la Fig. 15) un electrodo exterior. (En la práctica los rectificadores se obtienen de un solo cristal al que se incorporan, en los diversos estados de preparación, impurezas donadores en un extremo e impurezas aceptadores en el otro; la capa de separación de los dos tipos, llamada capa de unión, debe ser delgada en grado suficiente para permitir difusión de portadores de una región a la otra.)

Al poner el cristal tipo p en contacto con el cristal tipo n se produce una difusión inicial de los portadores de una zona a la otra; de tal manera, en la zona de unión se produce una capa dipolar electrostática que origina un campo eléctrico, el cual impide toda difusión ulterior a través de la zona de unión. Como se muestra en el segundo diagrama de la figura 15, los portadores, en el estado de equilibrio, tienden a agruparse en la zona de los electrodos dejando en la zona de unión una zona de escasez de portadores; en la zona de unión hay un potencial electrostático que tiende a repeler los portadores de ambos signos de carga y que, en realidad, constituye una barrera difícil de franquear.

Si se aplica un potencial negativo en la zona p y positivo en la zona n (tercer diagrama de la Fig. 15), esta polarización, llamada inversa, tiende a extraer portadores de ambos extremos del cristal, lo que sólo es posible si los electrones y los agujeros se regeneran en el cristal. La generación de portadores (excitación a la banda de conducción en el tipo n, o desde la banda de valencia

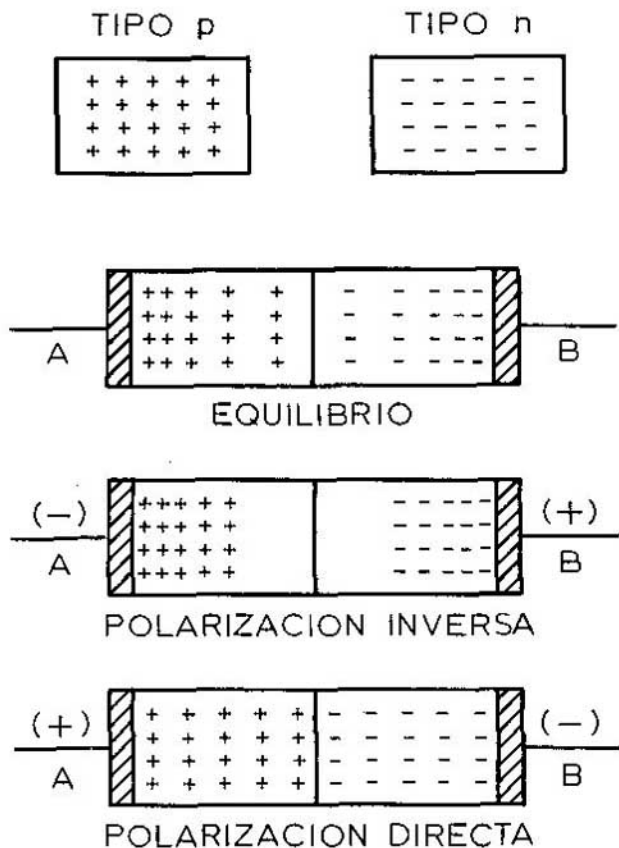


Fig. 15

en el tipo p) es un proceso muy lento y por lo tanto el diodo será en este caso muy mal conductor.

Si, por el contrario, se aplica un potencial que sea positivo en la zona p y negativo en la zona n, la llamada polarización directa (cuarto diagrama en la Fig. 15), el potencial exterior tiende a inyectar portadores en ambos extremos. A su vez este proceso empuja a los portadores hacia la barrera dipolar de la unión donde los electrones y los agujeros se encuentran y se aniquilan mutuamente, dando lugar a la posibilidad de que más portadores sean introducidos en los electrodos. En este caso el diodo es un buen conductor de la electricidad.

La figura 16 muestra un gráfico de la variación de corriente con la tensión aplicada para un rectificador de unión p-n de germanio. Se puede ver que, para una diferencia de potencial de 0,1 voltio, el diodo en polarización directa conduce aproximadamente cincuenta veces más corriente que un estado de polarización inversa. Esta diferencia llega a ser mayor aun a tensiones más altas, ya que la corriente directa continúa creciendo indefinidamente mientras que la corriente inversa se satura a un nivel determinado por la velocidad de generación de portadores en el cristal.

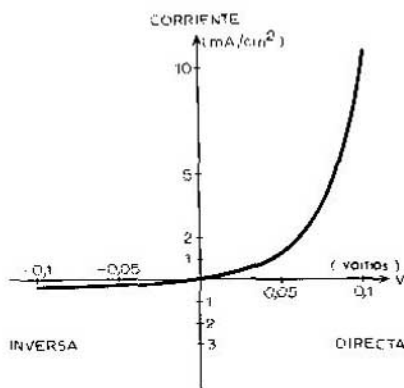


Fig. 16

El rectificador de unión p-n puede servir también de célula fotoeléctrica. Según hemos visto al estudiar las propiedades ópticas de los sólidos, cuando luz de longitud de onda menor que la longitud de onda de corte incide sobre un sólido, los fotones son absorbidos por los electrones, que son excitados de la banda de valencia a la banda de conducción, dejando detrás de la primera un agujero (véase Fig. 12). En otras palabras: podemos decir que la absorción de un fotón produce un par de portadores electrón-agujero.

Supongamos ahora que se tiene un rectificador de unión p-n en estado de polarización inversa en el cual fluye una corriente muy pequeña. Si hacemos incidir luz visible en la zona de unión, la absorción de fotones produce una gran cantidad de portadores. La tensión aplicada hará migrar a los electrones hacia el electrodo en la zona n y a los agujeros hacia el electrodo en la zona p. Por lo tanto estos portadores dan origen a una corriente mucho mayor que la obtenida antes de que la luz incidiera en el diodo. Cuando la luz se interrumpe, la generación de pares electrón-agujero cesa y la corriente vuelve a su nivel anterior. Este dispositivo recibe el nombre de célula fotoeléctrica, la corriente generada por la luz se denomina corriente fotoeléctrica, y el proceso en general se llama fotoconducción o fotoconductividad.

El transistor o triodo semiconductor es posiblemente el más nombrado y popularmente conocido de los dispositivos de estado sólido.

lido. Se usa actualmente para construir circuitos electrónicos muy complejos, de los cuales los amplificadores y osciladores son los ejemplos más comunes. El transistor ha reemplazado a los tubos de vacío en la electrónica reciente con un consabido ahorro de espacio y peso, y con las ventajas que implica la eliminación de la corriente de filamento y el correspondiente "tiempo de calentamiento" de los tubos de vacío. Además, los transistores son más duraderos y seguros que las válvulas electrónicas.

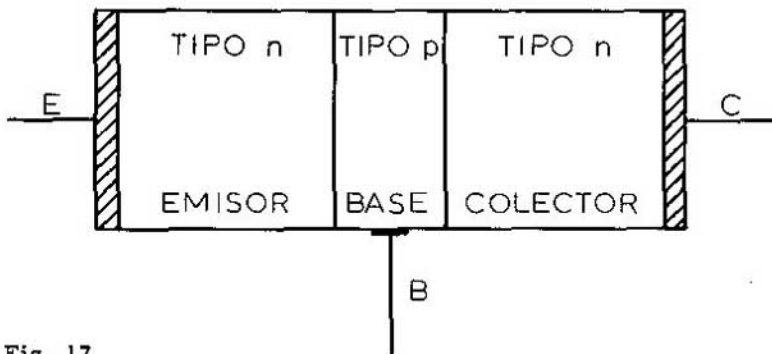


Fig. 17

Hay varios tipos de transistores, uno de los cuales, el transistor de unión, se representa en la figura 17. El gráfico corresponde a un transistor n-p-n, cuya estructura consiste en dos zonas de tipo n, llamadas emisor y colector, separadas por una zona angosta de tipo p, llamada base. En cada una de las zonas se halla situado uno de los tres electrodos, E, C y B, respectivamente. El conjunto puede considerarse como dos rectificadores de unión superpuestos, con la zona tipo p común a ambos. Las polarizaciones se eligen de la siguiente manera:

- (1) el colector C es siempre positivo con respecto al emisor E; por lo tanto, los electrones tienden a pasar del emisor al colector;
- (2) el colector C es siempre positivo con respecto a la base B, lo cual hace que el sistema base-colector forme un rectificador en estado de polarización inversa; por lo tanto una corriente ínfima fluye por el circuito BC;
- (3) la base B es siempre positiva con respecto al emisor E, pero la diferencia de potencial entre E y B es modulada por la señal que se intenta amplificar; el rectificador emisor-base se encuentra siempre en estado de polarización directa.

El transistor funciona de la siguiente forma: los electrones del emisor tienden a fluir hacia la zona de la base debido a la polarización directa EB; si la base es suficientemente delgada los electrones no llegan a recombinarse con los agujeros de la base y se difunden hacia el colector, donde son atraídos por el electrodo C. Un pequeño cambio de la corriente de control (entre el emisor y la base) produce cambios grandes en la corriente controlada (entre el emisor y el colector) y, por lo tanto, el transistor actúa como una válvula triodo de vacío, en la cual el cátodo corresponde a la región del emisor, el enrejado a la región de la base y la placa a la región del colector.

Los transistores p-n-p actúan de modo semejante a los n-p-n descritos aquí. En ellos la conducción se efectúa por medio de agujeros, es decir, por portadores de carga positiva. En este sentido, también los transistores son más convenientes y flexibles que los tubos de vacío, ya que en éstos últimos no es posible hablar de triodos de electrones de carga positiva. Esta mayor flexibilidad ha permitido también un gran avance en el diseño de circuitos electrónicos y un mayor refinamiento y mejor calidad en el funcionamiento de aparatos complejos.

CONCLUSION

Esta monografía intentó ser un corto viaje por el país de la física del estado sólido, un primer viaje planeado para quienes la consideren una tierra extranjera y desconocida.

Su propósito fue mostrar al lector no sólo algunos de los puntos sobresalientes de lo que constituye el material de la física del sólido, sino también ilustrar la forma de razonar del físico y los experimentos que el investigador realiza para lograr una imagen global, consistente y única del universo que nos rodea.

Las provincias de la física del sólido son muchas y variadas. Una enumeración somera de las principales regiones nos llevaría a través de la cristalografía, la elasticidad, la mecánica de sólidos, la termodinámica de sólidos, las propiedades dieléctricas, ferroelectricidad, diamagnetismo y paramagnetismo, ferromagnetismo y antiferromagnetismo, resonancia magnética, estructura electrónica, superconductividad, propiedades ópticas, defectos de los sólidos, física del sólido aplicada. El enunciado de estos títulos nos muestra la diversidad del paisaje y nos explica, aunque sólo parcialmente, el porqué de la enorme cantidad de especializaciones y especialistas que la física, como ciencia, y los físicos, como científicos y profesionales, han desarrollado en esta últimas décadas.

Es la esperanza del autor, sin embargo, que el lector que termine de leer esta monografía tenga la impresión de que esta rama de la ciencia no es material muerto de libro de texto, sino substancia vital y en evolución, material que se desenvuelve y se corrige día a día. Son experimentos nuevos que se diseñan y llevan a cabo ahora; son ideas que se generan, prueban, examinan, aceptan o descartan. Es un laboratorio en el cual se ponen a prueba, día a día, algunas de las ideas básicas que el hombre tiene de la estructura del universo que lo rodea. Es una búsqueda continua de la verdad, de la armonía, de la unidad. Es una herramienta que nos brinda la oportunidad de crear mejores elementos que den al hombre mayor felicidad, mejores armas en su lucha contra lo desconocido, posibilidades de mejor comunicación y entendimiento.

DEDICATORIA Y AGRADECIMIENTOS

Esta monografía está dedicada a mis padres, cuyo estímulo y apoyo han sido siempre una fuente de inspiración en mi carrera científica.

Expreso además aquí mi agradecimiento a la señorita Marta Puebla, por la ejecución de los diagramas y dibujos de esta monografía; a los doctores Margarita y Jesús Cuevas, por su lectura crítica del original, y a la señora Norma Roddick por haber mecanografiado el manuscrito. Agradezco también la hospitalidad del Laboratorio Cavendish, de la Universidad de Cambridge, Inglaterra, donde se inició la redacción de esta monografía en 1966.

66

Finalmente, quiero testimoniar mi agradecimiento a la Fundación Alfred P. Sloan por el apoyo moral y financiero que me prestó.

BIBLIOGRAFIA

El siguiente material de lectura, de nivel no demasiado elevado, puede ser buen punto de partida para la ampliación y clarificación de los temas discutidos en esta monografía y de temas afines:

- (1) "An Introduction to the Physics of Solids at Secondary School Level", por K. Hecht. *En: Teaching of Physics Today, Organización de Cooperación y Desarrollo Económico, Ginebra, Suiza, pág. 153-207 (1965). Nivel elemental.*
- (2) *Introduction to Solid State Physics*, por C. Kittel, 3ra ed., Wiley, Nueva York (1966). Excelente libro a nivel intermedio y avanzado.
- (3) *Introducción a la Física del Estado Sólido*, por C. Kittel, Editorial Reverté, Barcelona, Buenos Aires y México (1965). La versión en castellano de la segunda edición de este libro es inferior en contenido y presentación a la tercera; sin embargo, se recomienda para aquéllos que no tienen un dominio del idioma inglés. Nivel intermedio y avanzado.
- (4) *Electrons in Metals -- A Short Guide to the Fermi Surface*, por J. M. Ziman, Taylor & Francis, Londres (1963). Excelente resumen de la estructura electrónica de los metales. Nivel intermedio.
- (5) *Electronic Processes in Materials*, por L. V. Azaroff y J. J. Brophy, McGraw-Hill, Nueva York (1963). Nivel intermedio y avanzado.
- (6) *Solid State Physical Electronics*, por A. Van der Ziel, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, Nueva Jersey (1957). Nivel intermedio y avanzado.
- (7) *Solid State Physics*, por A. J. Dekker, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, Nueva Jersey (1957). Nivel elemental e intermedio.

- (8) Introduction to Semiconductor Physics, por R. B. Adler y R. L. Longini, Wiley, Nueva York (1963). Nivel elemental e intermedio.

COLECCION DE MONOGRAFIAS CIENTIFICAS

Publicadas

Serie de matemática

- Nº 1. La Revolución en las Matemáticas Escolares, por el Consejo Nacional de Maestros de los Estados Unidos de América.
- Nº 2. Espacios Vectoriales y Geometría Analítica, por Luis A. Santaló.
- Nº 3. Estructuras Algebraicas, por Enzo R. Gentile.
- Nº 4. Historia de las Ideas Modernas en la Matemática, por José Babini.
- Nº 5. Algebra Lineal, por Orlando Villamayor.

Serie de física

- Nº 1. Concepto Moderno del Núcleo, por D. Allan Bromley.
- Nº 2. Panorama de la Astronomía Moderna, por Félix Cernuschi y Sayd Codina.
- Nº 3. La Estructura Electrónica de los Sólidos, por Leopoldo M. Falicov.

Serie de química

- Nº 1. Cinética Química Elemental, por Harold Behrens Le Bas.
- Nº 2. Bioenergética, por Isaias Raw y Walter Colli.

Serie de biología

- Nº 1. La Genética y la Revolución en las Ciencias Biológicas, por José Luis Reissig.
- Nº 2. Bases Ecológicas de la Explotación Agropecuaria en la América Latina, por Guillermo Mann F.
- Nº 3. La Taxonomía y la Revolución en las Ciencias Biológicas, por Elías R. de la Sota.
- Nº 4. Principios Básicos para la Enseñanza de la Biología, por Oswaldo Frota-Pessoa.

En preparación

Serie de matemática

- Algebras de Boole, por Jorge E. Bosch.
Algebra Lineal e Geometria Euclidiana, por Alexandre Martins Rodrigues.
Funções Reais de Variável Real, por Djairo Guedes de Figueiredo.
El Concepto de Número, por César A. Trejo.
Programación Lineal, por Enrique Cansado.
Introducción a la Topología, por Juan Horváth.
Funciones de Variable Compleja, por José Nieto.

Serie de física

- Física de Partículas, por Igor Saavedra.
Física Nuclear, por Mariano Bauer E. y Alfonso Mondragón.
Física Cuántica, por Thomas A. Brody.
Experimento y Teoría en la Enseñanza de la Física al Nivel Secundario, por Félix Cernuschi.
Nuevas Orientaciones en la Enseñanza de la Física, por Darío Moreno.

70

Serie de química

- Mecanismos de las Reacciones Orgánicas, por Jorge Brioux.
Elementos Encadenados, por Jacobo Gómez Lara.
Macromoléculas, por Alejandro Paladini y M. Burachik.
Enseñanza de la Química Experimental, por Francisco Giral.
Complejos, por Manuel Madrazo Garamendi.

Serie de biología

- A Vida da Célula, por Renato Basile.
Microorganismos, por J. M. Gutiérrez-Vázquez.
El Comportamiento Animal, por Josué A. Núñez.

Nota. Las personas interesadas en adquirir estas obras deben dirigirse a la Oficina de Ventas y Promoción, Unión Panamericana, Washington, D. C., 20006.