

# **Fundamentos de electrónica física y microelectrónica**

**J. M. ALBELLA**

Profesor de Investigación del Instituto de Ciencia de Materiales.  
Consejo Superior de Investigaciones Científicas  
Madrid, España

**J. M. MARTÍNEZ-DUART**

Catedrático de Física Aplicada  
Universidad Autónoma de Madrid  
Madrid, España

**ADDISON-WESLEY/UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE MADRID**

Argentina • Brasil • Chile • Colombia  
Ecuador • España • Estados Unidos • México  
Perú • Puerto Rico • Venezuela

# CAPITULO I

# SEMICONDUCTORES

Los semiconductores ocupan un lugar prominente en el conjunto de los materiales. Esto se debe al alto grado de desarrollo que se ha alcanzado en el conocimiento de sus propiedades básicas así como también en el de sus aplicaciones. Podemos decir que hoy día los semiconductores son piezas básicas en toda la tecnología electrónica, la cual en los últimos años ha mostrado un crecimiento espectacular, abarcando el campo de los procesadores, las comunicaciones, la robótica, etc. En este capítulo se pretende dar una descripción general del comportamiento de los semiconductores, y más en particular de las propiedades de conducción. Estas propiedades están determinadas fundamentalmente por la disposición de los electrones dentro de los átomos que forman el material semiconductor. De ahí surge la conveniencia de comprender los aspectos más básicos de la estructura electrónica de la materia y del enlace químico, que serán también tratados en este capítulo.

## 1.1. CLASIFICACION DE LOS MATERIALES DESDE EL PUNTO DE VISTA ELECTRICO.

Desde el punto de vista eléctrico, los materiales suelen dividirse en tres categorías atendiendo a su conductividad: conductores, semiconductores y aislantes. En la fig. 1.1 se han ordenado algunos materiales típicos según el valor de su conductividad. Nótese que la escala de conductividad tiene un rango muy amplio desde  $10^{-18} \text{ ohm}^{-1} \text{ cm}^{-1}$  para los mejores aislantes hasta un valor mayor que  $10^{26} \text{ ohm}^{-1} \text{ cm}^{-1}$  para los materiales superconductores a temperaturas por debajo de la temperatura crítica de transición. Los valores indicados en la fig. 1.1 han de tomarse como aproximados, ya que la conductividad es una magnitud sujeta a la influencia de muchos factores, tales como el estado de agregación del material, su estructura cristalina, temperatura, etc.

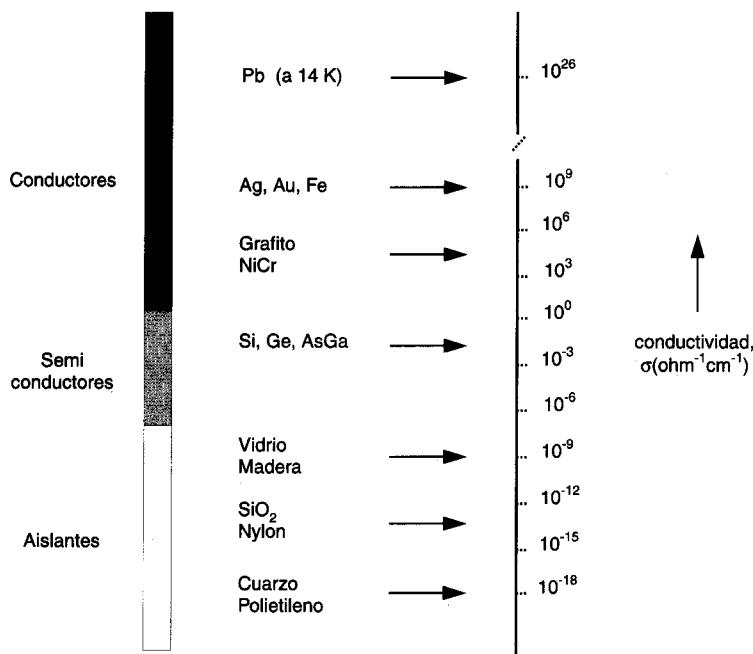


Fig. 1.1. Representación de los valores de la conductividad en algunos materiales típicos.

El primer dato a destacar en la fig. 1.1 es que la conductividad es una de las magnitudes físicas que admite mayor espectro de variación. Dejando aparte el caso de los materiales superconductores, la conductividad puede variar en más de 25 órdenes de magnitud al pasar de los materiales aislantes como el vidrio o los plásticos a los materiales conductores, tales como el cobre o la plata. Esto da lugar a que los diferentes tipos de materiales puedan presentar fenómenos eléctricos muy diversos. Así, en los materiales aislantes las propiedades eléctricas están dominadas por los llamados *fenómenos de polarización*, esto es, la deformación de la nube electrónica que rodea los átomos y las moléculas que componen el material por efecto del campo eléctrico aplicado, formando lo que se llama dipolos eléctricos. En los materiales conductores, por el contrario, los fenómenos predominantes al aplicar un campo eléctrico son los de conducción, debido al movimiento de electrones libres en el interior del material arrastrados por el campo eléctrico aplicado.

Los semiconductores forman un grupo de materiales que presenta un comportamiento intermedio entre los conductores y los aislantes. Como veremos más adelante, los semiconductores en estado puro y a temperaturas bajas presentan una conductividad relativamente baja por lo que sus propiedades se asemejan a las de los aislantes. Sin embargo, la conductividad

de estos materiales es una función creciente con la temperatura de forma que a la temperatura ambiente la mayoría de los semiconductores presentan una conductividad apreciable, aunque siempre es menor que la de un metal. Incluso a una temperatura dada, es posible variar a voluntad la conductividad de estos materiales si se les añade una cantidad controlada de impurezas de determinados elementos químicos. Es precisamente esta característica la que ha permitido desarrollar una gran variedad de componentes y dispositivos electrónicos basados en los materiales semiconductores.

## 1.2. ESTRUCTURA ELECTRONICA DE LOS MATERIALES SOLIDOS

Nos podemos preguntar pues, a qué obedecen las diferencias de comportamiento eléctrico entre unos materiales y otros. Como la mayor parte de las propiedades de estado sólido, estas diferencias están originadas por la diferente composición química y estructura electrónica de enlace de los átomos que forman el material. Así pues, es conveniente hacer un repaso de los aspectos más esenciales que determinan la estructura de enlace de los materiales.

Consideremos primero la estructura electrónica de **átomos aislados**, esto es sin interacción entre ellos. La mecánica cuántica nos dice que los electrones de los átomos se mueven alrededor del núcleo con una cierta energía que sólo puede tomar unos valores bien definidos (*orbitales o niveles atómicos*). El cálculo de la energía asociada a los niveles atómicos es generalmente complejo, y sólo es posible llevarlo a cabo de forma exacta para el átomo de hidrógeno, formado por un protón y un electrón. En este caso, considerando el núcleo en reposo, la energía del electrón ocupando un nivel  $n$  viene dada por la expresión:

$$E = - \frac{q^4 m_e}{8\epsilon_0 n^2 h^2} \quad [1.1]$$

donde  $q$  es la carga del electrón,  $m_e$  su masa,  $\epsilon_0$  la permitividad del vacío y  $h$  la constante de Planck. Introduciendo los valores numéricos de estas magnitudes resulta para la energía del nivel  $n$ :

$$E = - \frac{13.6}{n^2} \text{ eV} \quad [1.2]$$

En el nivel más bajo ( $n = 1$ ) la energía vale  $-13.6 \text{ eV}$ . Este nivel se denomina *estado fundamental* del átomo de hidrógeno. El signo negativo indica que se trata de energía de enlace, esto es la energía necesaria para sacar el electrón desde el estado fundamental hasta

una posición fuera de la influencia del núcleo (a distancias infinitas). Esta energía, que para el hidrógeno es de 13.6 eV, se denomina también *energía de ionización*. El estado fundamental del electrón representa el estado de energía más baja. Sin embargo el electrón puede ocupar también otros estados de mayor energía (con  $n > 1$ ), denominados *estados excitados*, cuando recibe energía suficiente mediante algún proceso de excitación (térmica, luminosa, etc.).

En la fig. 1.2a se da un esquema de los niveles energéticos del electrón para el átomo de hidrógeno, mostrando así mismo la curva de energía potencial, la cual sigue una ley del tipo:  $E_{pot} = -q^2/4\pi\epsilon_0 r$ , siendo  $r$  la distancia del electrón al centro del átomo. Esta curva determina la región espacial en la cual el electrón puede moverse bajo la influencia del núcleo, ya que fuera de los límites de la curva la energía total del electrón sería menor que la energía potencial y por tanto no hay estados posibles para el electrón. Los átomos con mayor número de electrones tienen también una estructura de niveles energéticos similar a la del hidrógeno, aunque están distribuidos y ordenados de manera más compleja, ya que el valor de la energía no depende solamente del valor de  $n$  sino también de otros números cuánticos. En cualquier caso, en el estado fundamental (es decir en el de energía más baja), los electrones del átomo se distribu-

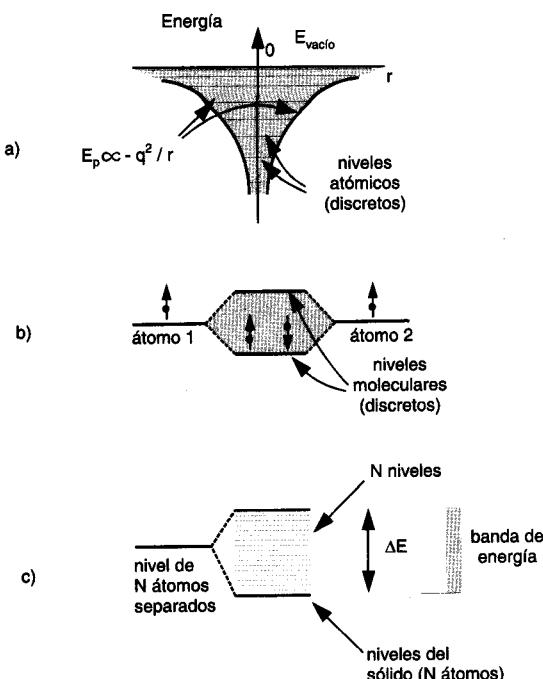


Fig. 1.2. Estructura de los niveles energéticos de los electrones: a) en un átomo aislado, b) en una molécula formada por dos átomos, y c) para un conjunto de  $N$  átomos. En los casos b) y c) sólo se muestra el desdoblamiento de los niveles correspondientes a los electrones de enlace.

yen entre los niveles más bajos de energía siguiendo el *principio de exclusión de Pauli*, el cual establece que en cada estado cuántico (definido por un conjunto de números cuánticos) no puede haber más de un electrón. Debido a la multiplicidad del espín, este principio implica que en cada nivel de energía sólo puede haber hasta un máximo de dos electrones.

Cuando se trata de **moléculas formadas por dos o más átomos**, es bien conocido que solamente los electrones de las capas más externas de cada átomo participan en el enlace interaccionando con el resto de los átomos, mientras que el resto de los electrones sigue unido a sus núcleos respectivos. En un enlace típicamente covalente, tal como el que presentan muchas moléculas diatómicas homopolares ( $H_2$ ,  $Cl_2$ , etc.), la interacción de los electrones de enlace con el potencial eléctrico de los dos núcleos atómicos da lugar a un desdoblamiento de los niveles de energía originales de estos electrones. Resulta así en este caso dos niveles nuevos separados por una cierta energía,  $\Delta E$ , uno de ellos con energía más baja que el nivel original (estado fundamental), y el otro con energía más elevada (estado excitado). Los electrones de enlace se sitúan en los nuevos niveles ocupando primero los de energía más baja. La ocupación se hace siguiendo también el principio de exclusión de Pauli, de forma que si por ejemplo cada uno de los átomos de la molécula aporta un electrón al enlace, los dos electrones se sitúan en el nivel inferior con los espines apareados, dejando el nivel superior vacío (susceptible de ser ocupado si la molécula se encuentra en un estado excitado) (fig. 1.2b). El estado fundamental se corresponde en este caso al de los electrones de enlace moviéndose alrededor de los núcleos de cada átomo, en los llamados *orbitales moleculares*, con una energía de movimiento bien definida. El resto de los electrones pertenecientes a las capas más internas de los átomos no participa en el enlace y por tanto se mantiene en los orbitales atómicos originales, con una energía que es prácticamente la misma que la que tenían con los átomos separados (no mostrados en la fig. 1.2b).

El caso de **moléculas aisladas con un cierto número de átomos unidos entre sí** mediante enlace covalente es mucho más complejo, aunque se pueden extraer algunas de las conclusiones del modelo descrito anteriormente para moléculas diatómicas. Así, se puede demostrar que en las moléculas simples formadas por  $N$  átomos iguales los electrones de las capas más internas se mantienen en sus niveles originales mientras que los electrones de enlace se sitúan en nuevos niveles originados por el desdoblamiento de los últimos niveles atómicos. Como resultado de este desdoblamiento aparecen  $N$  niveles nuevos (o subniveles) donde se sitúan los electrones de enlace, ocupando primero los de energía más baja. Hay que tener en cuenta que de acuerdo con el principio de exclusión de Pauli, cada uno de estos subniveles puede albergar hasta dos electrones, debido al apareamiento del espín. Un aspecto interesante a destacar en este caso es que la **diferencia de energía,  $\Delta E$ , entre el subnivel más bajo y el más alto es prácticamente independiente del número total de átomos que forma la molécula**. Generalmente, esta diferencia de energía tiene un valor de unos pocos electrón-voltio, eV. (fig. 1.2c).

El fenómeno del desdoblamiento de los niveles atómicos es completamente general y se presenta también en los **sólidos con enlace covalente**. Este es el caso de la mayoría de los

semiconductores y también de los metales, en los cuales el número de átomos participantes en el enlace es muy elevado (alrededor de  $10^{23}$  átomos por centímetro cúbico). En estos materiales, la interacción de los electrones de enlace con el conjunto de los  $N$  átomos del sólido da lugar al desdoblamiento de los niveles atómicos originales más elevados en un total de  $N$  nuevos subniveles. La diferencia de energía entre el subnivel máximo y el mínimo sigue siendo de unos pocos electrón-voltio, por lo que los subniveles individuales se encuentran muy próximos entre sí, es decir, separados por una energía extremadamente pequeña, ya que ahora el valor de  $N$  es muy elevado. La continuidad en energía de los subniveles permite hablar en este caso de una *banda de energía* con una anchura total de unos pocos electrón-voltio, constituida por  $N$  subniveles, y con capacidad de alojar hasta  $2N$  electrones provenientes de los electrones de valencia de cada uno de los átomos. Si por ejemplo, cada átomo aporta un solo electrón la banda de energía queda ocupada hasta la mitad. En cambio, si aportan dos electrones por átomo la banda quedaría completamente ocupada. Esta banda de energía ocupada por los electrones de valencia se denomina *banda de valencia*. Es importante mencionar que los orbitales atómicos originales de los electrones de enlace forman por solapamiento de unos con otros nuevos orbitales que se extienden espacialmente por todo el sólido.

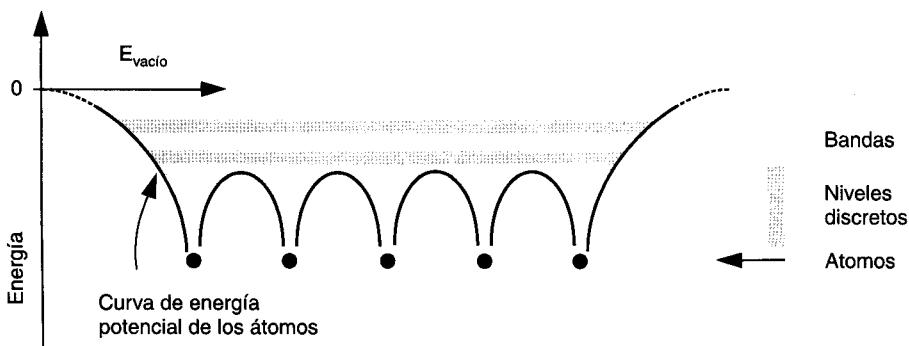


Fig.1.3. Estructura de los niveles energéticos y de las bandas de energía correspondientes a una red monodimensional de átomos.

Los niveles excitados de los átomos, incluso aunque no estén ocupados por electrones, también están sujetos a un desdoblamiento, dando lugar a la formación de bandas de energía cuando se trata de materiales sólidos con un número elevado de átomos. Así, en un sólido con enlace covalente los niveles excitados se convierten en una banda continua de niveles energéticos que se sitúa por encima de la banda de valencia, separada por una zona o “gap”<sup>1</sup> de energía donde no existen niveles. Se trata pues de una banda prohibida, en la que no existen estados energéticos posibles para los electrones de enlace.

<sup>1</sup> Nota: El término “gap”, que procede del inglés, se utiliza para designar la banda de energía prohibida.

En la fig. 1.3 se da un esquema de los niveles energéticos de los electrones de un sólido ideal formado por una red de átomos monodimensional. En la figura se incluye la curva de energía potencial debida al conjunto de átomos, que limita también la extensión espacial del movimiento de los electrones. En los átomos ocupando posiciones extremas, esta curva se extiende hasta un valor de energía igual a cero, es decir, igual que en el caso de átomos aislados. A menudo a este nivel de energía se le conoce como *nivel de vacío* (señalado como  $E_{\text{vacío}}$  en la fig. 1.3). Según se observa, entre cada átomo la curva de energía potencial alcanza un valor máximo por debajo del nivel de vacío, debido a la interacción de los átomos entre sí.

Hay que notar además que en los sólidos, al igual que en las moléculas aisladas, los electrones de las capas más internas se sitúan en niveles discretos limitados espacialmente por la curva de energía potencial de cada átomo, mientras que los de las capas más externas que participan en el enlace se distribuyen entre los niveles que forman la banda de valencia. Por encima de esta banda se encuentra la banda correspondiente a los estados excitados, también denominada *banda de conducción* por razones que se harán aparentes más adelante. Nótese que tanto la banda de valencia como la de conducción no están limitadas espacialmente y por tanto se extienden por toda la cadena de átomos. Esto significa que en un sólido con enlace covalente los electrones de enlace tienen cierta capacidad de movimiento a través de todo el cristal intercambiando su posición unos con otros. A temperaturas próximas al cero absoluto todos los electrones de enlace ocupan los niveles más bajos de la banda de valencia. Sin embargo a temperaturas superiores, algunos electrones pueden ser excitados a otros niveles más elevados dentro de esta banda, siempre que existan niveles o estados vacantes. Incluso pueden pasar a la banda superior de energía si los electrones adquieren energía suficiente para saltar el “gap”.

Son los electrones pertenecientes a estas bandas de energía (bandas de valencia y de conducción) los que confieren las propiedades eléctricas características de los materiales. La energía de estas bandas, su separación, el número de electrones en cada banda, etc., está determinado en parte por factores intrínsecos del material tales como el tipo de enlace, distancia entre los átomos, etc. y también por factores extrínsecos al material, como la temperatura, contenido de impurezas, etc. En lo que sigue, centraremos nuestro estudio en el comportamiento eléctrico de los materiales según el modelo de bandas de energía.

### 1.3. CONDUCTORES, SEMICONDUCTORES Y AISLANTES

En la fig. 1.4 se presenta un esquema de la estructura de bandas de energía típica de los materiales conductores, semiconductores y aislantes a temperaturas próximas a 0 K. En este esquema, el eje horizontal representa una de las coordenadas espaciales dentro de la red de átomos, mientras que el eje vertical indica la energía total de los electrones dentro de cada banda. En este tipo de diagramas normalmente se prescinde por comodidad del nivel de vacío, ya que a menudo lo que interesa es conocer la diferencia de energía del electrón en

relación a los bordes superior e inferior de la banda de valencia y de conducción, respectivamente. Según se ha mencionado anteriormente, las dos bandas representadas son las últimas que pueden estar ocupadas por los electrones de enlace del material y reciben el nombre de banda de valencia, la de energía inferior, y banda de conducción la de energía más elevada. Ambas bandas están separadas por una zona de energía prohibida, de valor  $E_g$ , denominada *banda prohibida*.

En las proximidades del cero absoluto los electrones de la banda de valencia ocupan los niveles más bajos de energía, formando parte del enlace entre los átomos (zona rayada en la fig. 1.4). En el caso de que la banda no se encuentre totalmente ocupada, los niveles más altos de energía dentro de la banda permanecerán vacíos. En cambio, a temperaturas más elevadas, una fracción apreciable de los electrones puede ser excitada a niveles con energía superior, siempre que estos niveles (o posiciones de enlace) se encuentren vacantes. Esta circunstancia, es decir, la existencia de niveles vacantes en una banda de energía, es la que permite que los electrones se puedan mover dentro del cristal bajo la acción de un campo eléctrico. Esta condición viene impuesta por las leyes de la mecánica cuántica, ya que el movimiento de los electrones implica una ganancia en energía cinética y por tanto en su energía total. Este aumento de energía sólo se produce si existen niveles de energía vacantes en la banda de valencia, de forma que los electrones en su movimiento puedan pasar a ellos. El movimiento de los electrones en el interior del cristal es bastante complejo, ya que no sólo actúan las fuerzas del campo eléctrico aplicado sino también las debidas a la interacción de los electrones con los átomos del cristal. Más adelante, en el capítulo siguiente, analizaremos con más detalle los procesos microscópicos que tienen lugar durante la conducción.

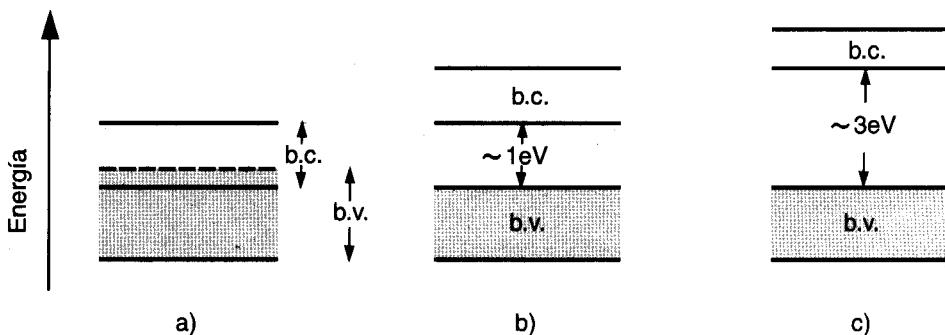


Fig. 1.4. *Estructura de bandas en materiales de tipo: a) conductor, b) semiconductor, y c) aislante, a temperaturas próximas al cero absoluto.*

En el caso opuesto, si la banda de energía se encuentra totalmente ocupada, la aplicación de un campo eléctrico no implica necesariamente un desplazamiento neto de electrones en la dirección del campo, aún cuando los electrones pueden tener una cierta movilidad dentro de la banda. La ausencia de niveles vacantes da lugar a que el desplazamiento de un electrón en la dirección del campo esté compensado siempre por el de otro electrón en sentido opuesto. De todo esto se deduce que la **presencia de electrones en una banda, de valencia o de conducción, en la cual existen niveles o estados vacantes a los cuales el electrón se pueda trasladar, es una de las condiciones que se exige para que los electrones de esa banda puedan participar en los procesos de conducción al aplicar un campo eléctrico.**

Para comprender mejor este principio se puede recurrir a la analogía mecánica de la fig. 1.5, en la cual se representa un tubo de vidrio herméticamente cerrado y con agua en su interior. Cuando el tubo está completamente lleno (fig. 1.5a), no se observa movimiento del líquido incluso cuando se inclina el tubo. En cambio cuando el tubo no está completamente lleno, bien sea debido a que el líquido ocupa sólo un cierto volumen del tubo (fig. 1.5b), o bien debido a la presencia de burbujas de aire (fig. 1.5c), el agua se pone inmediatamente en movimiento al inclinar el tubo. En el caso de las burbujas, el movimiento se detecta por el desplazamiento del aire en sentido opuesto al del líquido. Es esta circunstancia la que pone de manifiesto la necesidad de que exista al menos un pequeño volumen desocupado para que se pueda producir el movimiento del agua.

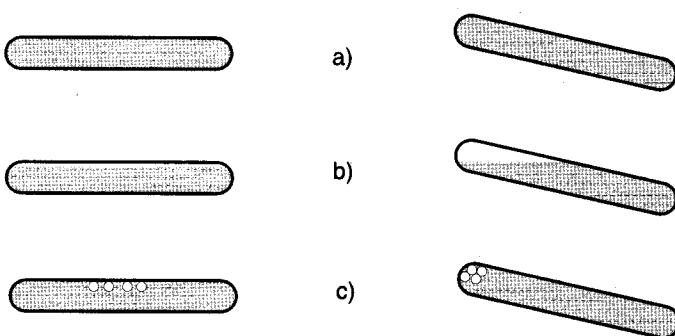


Fig.1.5. Analogía mecánica del fenómeno de la conducción debido al desplazamiento de los electrones a niveles vacantes de energía. a) Si el tubo está lleno de agua no se observa desplazamiento del líquido al inclinarlo. En cambio, cuando el tubo está parcialmente lleno, b), o contiene burbujas, c), sí se observa movimiento del líquido.

A partir de estos hechos es fácil explicar el comportamiento eléctrico de los diferentes tipos de materiales. En el caso de los **metales**, existe un enlace covalente “compartido” entre todos los átomos, en el que cada átomo aporta uno o varios electrones de enlace, según sea la valencia del metal. La estructura de bandas de los metales generalmente presenta una situación peculiar, ya que la banda de conducción solapa en energía con la banda de valencia de forma que no existe banda de energía prohibida (fig. 1.4a). Los electrones se encuentran por tanto dentro de una banda única de energía, que a menudo es referida como la banda de conducción del metal, en la cual, lógicamente, existen numerosos niveles vacantes. En el cero absoluto todos los electrones de esta banda se hallan ocupando los niveles energéticos más bajos hasta un cierto valor de la energía, y por encima de este valor el resto de los niveles se encuentra vacante. A temperaturas superiores al cero absoluto, la existencia de niveles vacíos con energías más elevadas hace que los electrones se puedan trasladar a ellos mediante algún proceso de excitación térmica. Cuando se aplica un campo eléctrico los electrones se desplazan saltando entre niveles vacantes, participando así en la conducción. En los metales, el número de electrones presentes en la banda de conducción es muy elevado. Así, en los metales monovalentes existe en esta banda alrededor de un electrón por cada átomo del material, es decir, del orden de  $10^{22}$  ó  $10^{23}$  electrones por  $\text{cm}^3$ , mientras que el número de niveles permitido es el doble. Es evidente, pues, que la conductividad en estos materiales ha de ser muy elevada.

En los **semiconductores** con enlace típicamente covalente, cada átomo aporta también un número determinado de electrones para formar el enlace con los átomos vecinos. A temperaturas próximas a las del cero absoluto todos los electrones de valencia participan en el enlace de unos átomos con otros y la banda de valencia se halla completamente llena, es decir, sin estados vacantes, mientras que la de conducción está completamente vacía, por lo que en estas condiciones no puede haber conducción. Sin embargo, la energía de enlace de los electrones es relativamente pequeña de forma que a temperaturas ordinarias (300 K) una fracción apreciable de electrones puede romper el enlace y pasar a la banda de conducción donde existe un gran número de estados vacantes. Estas vacantes, junto con las generadas en la banda de valencia, hacen que los electrones puedan participar en los procesos de conducción cuando se aplica un campo eléctrico. La energía necesaria para romper el enlace se corresponde con la energía de la banda prohibida, con un valor alrededor de 1 eV, o incluso menor, para la mayoría de los semiconductores (fig. 1.4b). En un semiconductor típico como el silicio, el número de electrones que pueden pasar a la banda de conducción a la temperatura ambiente es del orden de  $10^{10}$  electrones/ $\text{cm}^3$ . Por ello su conductividad, aunque apreciable, será mucho más baja que la de los metales. Podemos decir que los materiales semiconductores a temperaturas bajas tienen un comportamiento típico de los materiales aislantes, descritos más abajo, mientras que a temperaturas medias o altas su comportamiento se acerca más al de los metales, al poseer un cierto número de electrones disponibles para la conducción.

En los materiales **aislantes** con enlace covalente, fig. 1.4c, los electrones de enlace están compartidos por cada pareja de átomos, formando un enlace muy fuerte y ocupando completamente los estados de la banda de valencia. Del mismo modo, en los materiales con

enlace iónico, los electrones de valencia se encuentran también muy unidos a los iones respectivos formando una banda muy estrecha de energía. Todos estos materiales requieren una energía bastante elevada para romper el enlace de forma que los electrones puedan pasar a la banda de conducción. En consecuencia, los aislantes tienen la banda de conducción separada en varios eV de la banda de valencia, por lo que a temperaturas ordinarias todos los niveles de la banda de valencia están ocupados, mientras que los de la banda de conducción se encuentran prácticamente vacíos de electrones. Todo ello hace que a la temperatura ambiente la conductividad de los aislantes sea muy baja, ya que la banda de conducción está vacía de electrones y, por otra parte, no existe posibilidad de que los electrones de la banda de valencia puedan ser arrastrados por un campo eléctrico externo. Sin embargo, en algunos materiales aislantes se observa una cierta conductividad por encima de los valores esperados. En este caso la conducción se debe a factores externos, tales como la presencia de impurezas u otros defectos del material. Estos agentes dan lugar a una cierta inyección o trasvase de electrones a la banda de conducción, aumentando así de forma sensible las propiedades conductoras del material.

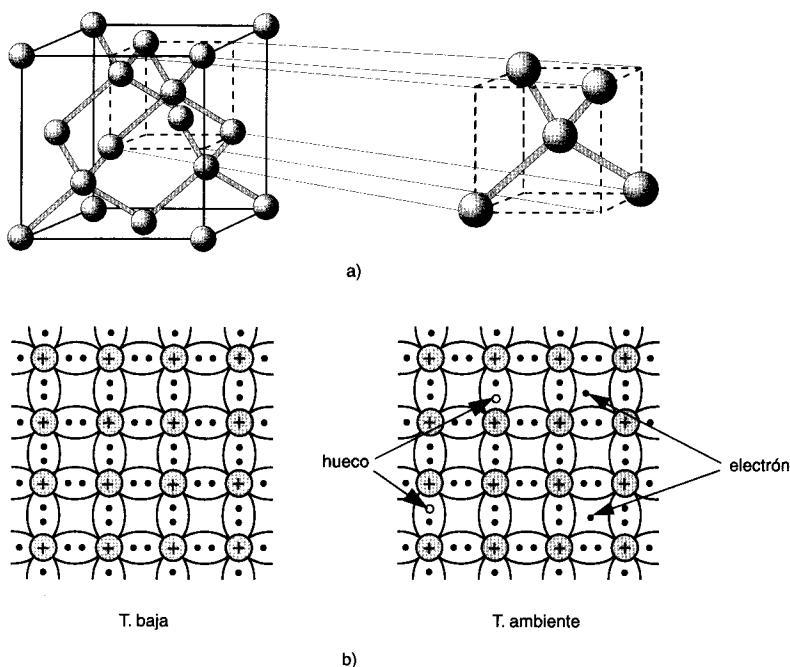


Fig. 1.6. a) Estructura de enlace del silicio, similar a la red del diamante. b) Representación bidimensional de la estructura de enlace del silicio. Fig. izquierda: a bajas temperaturas mostrando todos los enlaces saturados. Fig. derecha: a temperatura ambiente, con algunos enlaces sin saturar dando lugar a huecos y electrones libres.

## 1.4. SEMICONDUCTORES INTRINSEOS

Veamos con más detalle las propiedades conductoras de los llamados semiconductores *intrínsecos*, es decir, la de aquellos semiconductores en estado puro y perfectamente cristalizados. El silicio es uno de los elementos semiconductores típicos empleados en la fabricación de la mayor parte de los dispositivos electrónicos de estado sólido. En estado cristalino, los átomos de este material ocupan posiciones tetraédricas en una red similar a la del diamante, compartiendo cuatro electrones con sus átomos vecinos en un enlace de tipo covalente según se indica en la fig. 1.6a.

En la fig. 1.6b se da una representación bidimensional de la estructura y del enlace químico de un semiconductor típico, de valencia 4, como el silicio o el germanio, en los cuales cada átomo comparte dos electrones con otro átomo vecino. Otros compuestos, también con características semiconductoras, están formados por la combinación de elementos del grupo III y el grupo V del sistema periódico, como el arseniuro de galio, GaAs, fosfuro de galio, GaP, etc., o bien por la combinación de elementos del grupo II y del grupo VI, tales como el sulfuro de zinc, ZnS, o el telururo de cadmio, CdTe. En todos estos casos, tanto la estructura cristalina del compuesto como su estructura de enlace es muy similar a la del silicio o germanio.

A temperaturas bajas, próximas al cero absoluto, todos los enlaces de los átomos se encuentran saturados con los electrones correspondientes, por lo que la banda de valencia se encuentra totalmente ocupada. Sin embargo, la energía necesaria para romper el enlace es relativamente pequeña, del orden de 1.1 eV para el silicio y 0.7 eV para el germanio. Los electrones pueden recibir esta energía mediante excitación térmica, por ejemplo. Los procesos de excitación térmica ocurren cuando se eleva la temperatura del material. Algunos electrones entonces ganan energía a partir de las vibraciones de los átomos, en cantidad suficiente para romper el enlace, pasando desde la banda de valencia a la de conducción, donde existen numerosos estados o niveles de energía vacantes (fig. 1.6b).

### 1.4.1. Portadores de carga: concepto de hueco

Según hemos visto, la excitación de un electrón a la banda de conducción implica la ruptura de un enlace en algún punto del cristal, donde a su vez se origina un *estado vacante* que además presenta una deficiencia de carga negativa (equivalente a una carga positiva de magnitud igual a la carga del electrón). Esta deficiencia de carga asociada a la vacante posee una cierta movilidad en el interior del cristal. De manera gráfica, la movilidad de los huecos se explica si se tiene en cuenta que los electrones que se encuentran en enlaces próximos a la vacante pueden saltar a esa posición vacante dejando tras sí una nueva vacante o enlace sin saturar. Este proceso da lugar a un desplazamiento de la vacante en sentido opuesto al del

electrón que efectúa el salto. Mediante un intercambio repetido de la vacante con los electrones de enlace próximos se origina un movimiento de la vacante de un punto a otro del cristal con un consumo de energía muy pequeño. Es más, la deficiencia de carga negativa asociada a un nivel vacante en la banda de valencia mantiene su entidad una vez que ha sido creada. Debido a ello, los niveles vacantes de la banda de valencia tienen un comportamiento muy similar al de los electrones de la banda de conducción. En realidad, el desplazamiento de estas vacantes electrónicas se hace mediante un proceso más complejo, de naturaleza cuántica. Sin embargo, el modelo anterior puede ser suficiente para entender el comportamiento de los niveles vacantes de energía en la banda de valencia.

Estas características de los niveles o estados vacantes, denominados también *huecos*, permite considerarlos como partículas inmersas en un mar de electrones de enlace dentro de la banda de valencia, es decir, en proporción mucho menor que la de los electrones en esta banda. A la temperatura ambiente, solamente un electrón de cada  $10^{12}$  de la banda de valencia, en el caso del silicio, rompe su enlace por excitación térmica para pasar a la banda de conducción, dejando tras sí el correspondiente nivel vacante. Además, debido a que los huecos son capaces de moverse en el interior del cristal también se les puede asociar una energía cinética de movimiento (en realidad se trata de la energía de los electrones que se desplazan en sentido

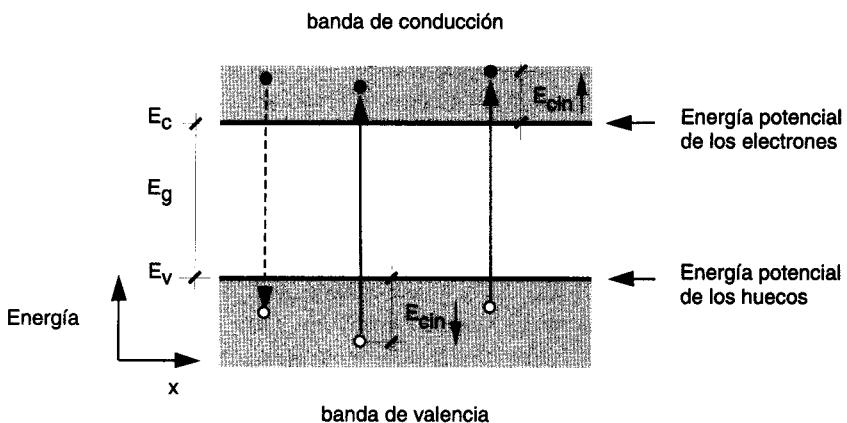


Fig.1.7. Diagrama de bandas de energía de un semiconductor mostrando las componentes de energía cinética y energía potencial de los electrones y huecos (en la figura se ha representado sólo los estados próximos al tope de la banda de valencia y al fondo de la banda de conducción).

opuesto ocupando las posiciones del hueco). A partir de estos hechos se desprende la importancia del hueco como entidad, con un comportamiento similar al de los electrones que se

mueven en la banda de conducción. Tal es así que, desde el punto de vista cuantitativo, el hueco es también considerado como una partícula que se mueve con una energía dentro de la banda de valencia y que posee una carga igual a la del electrón pero de signo opuesto, es decir positiva. Debido a ello los huecos pueden ser arrastrados con una cierta movilidad por un campo eléctrico externo, según veremos más abajo. Incluso es posible también asociar a los huecos una cierta masa, denominada *masa efectiva*. Estas características hacen que tanto los huecos como los electrones de un semiconductor intrínseco sean denominados indistintamente *portadores de carga o portadores intrínsecos*.

#### 1.4.2. Interpretación del esquema de bandas de energía

En el esquema de bandas de energías, la escala vertical representa la **energía total**,  $E$ , de los niveles electrónicos en la banda de valencia o de conducción. En este esquema, el valor de  $E_g$  corresponde a la energía mínima necesaria para romper un enlace en el cristal, lo que a su vez implica que tanto el electrón como el hueco generado en el proceso quedan en reposo en los niveles de energía correspondientes al fondo de la banda de conducción,  $E_c$ , y al tope de la banda de valencia,  $E_v$ , respectivamente. En este proceso de ruptura de un enlace, cualquier exceso de energía absorbida sobre el valor de  $E_g$  obedece bien sea a que el electrón liberado procede de un nivel inferior a  $E_v$  en la banda de valencia, o incluso a que el nivel de destino en la banda de conducción posee una energía mayor que  $E_c$ . En uno u otro caso, se imparte al electrón o al hueco creado una energía adicional que se traduce en definitiva en energía de movimiento a través del cristal. Así por ejemplo, si  $E$  representa la energía final del electrón una vez que pasa a la banda de conducción, la diferencia  $E-E_c$  se interpreta como la **energía cinética** asociada al movimiento del electrón en la banda de conducción. Del mismo modo, si el hueco generado en la banda de valencia se encuentra en un nivel de energía  $E$  (por supuesto diferente a la del electrón), la diferencia  $E_v-E$  representa la energía cinética del hueco. En uno y otro caso, puesto que  $E$  representa la energía total de la partícula, esto es la suma de las energías cinética y potencial,  $E = E_{\text{cin}} + E_{\text{pot}}$ , los valores de  $E_c$  y  $E_v$  representan a su vez la **energía potencial** (asociada al enlace) medida desde un cierto nivel de referencia para los electrones en la banda de conducción y los huecos en la banda de valencia, respectivamente (fig. 1.7).

Así pues, en el diagrama de bandas de energía, la energía cinética de los electrones de la banda de conducción viene dada por el valor de  $E$  medido desde  $E_c$ . Por el contrario, para los huecos la energía cinética viene dada por el valor de  $E$  medido desde  $E_v$  hacia abajo. Dado que  $E_c$  y  $E_v$  corresponden al valor de la energía potencial, se puede tomar para esos niveles un origen arbitrario. Por esta razón, es muy frecuente omitir el nivel de referencia en un esquema de bandas, aunque a veces en los casos que se hace necesario se toma como referencia el nivel de vacío o infinito, mencionado más arriba. Este nivel se halla generalmente situado varios electrón-voltio por encima del fondo de la banda de conducción.

Las leyes de la mecánica cuántica predicen para un electrón que se mueve en la banda de conducción sometido al potencial periódico de los átomos una relación entre su energía cinética,  $E_{\text{cin}} = E - E_c$ , y el momento cuántico,  $p$ , similar a la que existe para un electrón libre ( $E_{\text{cin}} = p^2/2m_o$ , con  $m_o$  = masa del electrón libre). Para un electrón con energía  $E$  dentro de la banda de conducción tendremos:

$$E = E_c + p^2/2m_e^* \quad [1.3a]$$

siendo  $p$ , el llamado momento cristalino, esto es el equivalente cuántico del vector momento y  $m_e^*$  la masa efectiva del electrón mencionada más arriba. Debido a que el electrón durante su movimiento, está interaccionando constantemente con los átomos de la red cristalina, la masa efectiva no es una constante en el sentido estricto, sino que depende de factores tales como la estructura cristalina, la disposición de los átomos en una dirección determinada, etc. Por esta razón,  $m_e^*$  está influenciada incluso por la dirección del movimiento del electrón. Algo similar ocurre para los huecos, para los cuales se puede considerar que poseen una cierta masa efectiva,  $m_h^*$ , determinada por una ecuación análoga a la anterior, es decir:

$$E = E_v - p^2/2m_h^* \quad [1.3b]$$

En el caso del silicio, por ejemplo, la masa efectiva de los electrones moviéndose en la dirección [100] tiene un valor dado por:  $m_e^* = 0.19m_o$ . Generalmente, la masa efectiva de los huecos suele ser algo mayor que la de los electrones. El que las masas efectivas de electrones y huecos sean diferentes no debe sorprendernos, si se considera que el movimiento de los electrones en la banda de conducción es relativamente libre (aún cuando interactúan con los átomos de la red), en cambio el de los huecos implica un intercambio de enlaces entre los átomos de la red.

#### 1.4.3. Fenómenos de conducción

De la discusión precedente se desprende la posibilidad de que tanto los electrones en la banda de conducción como los huecos en la de valencia puedan participar directamente en los procesos de conducción. Efectivamente, supongamos que aplicamos sobre una barra semiconductor uniforme de longitud  $L$  una diferencia de potencial  $V = V_2 - V_1$ , con  $V_2 > V_1$ . Este potencial eléctrico se superpone al potencial al que están sometidos los electrones en el interior del cristal y hace que su energía potencial varíe en la cantidad  $-qV_2$  para los electrones que se encuentran en un extremo del semiconductor y en  $-qV_1$  para los que se encuentran en el extremo contrario. Si para mayor simplicidad hacemos  $V_1 = 0$ , podemos decir que la energía potencial de los electrones disminuye uniformemente desde uno de los lados hasta el otro,

hasta alcanzar el valor  $-qV_2 = -qV$ . En un esquema de bandas de energía, esto implica que las líneas que representan los valores de  $E_c$  y  $E_v$  deben representarse inclinadas, según se indica en la fig. 1.8a, con una caída total igual a  $q\Delta V$ . Además, si el semiconductor es uniforme, el campo eléctrico en su interior asociado al potencial aplicado debe ser constante, con un valor  $E$  dado por  $E = -\Delta V/L$ . Esto quiere decir que la pendiente de las bandas de energía representadas en la fig. 1.8a coincide en valor absoluto con el valor del campo eléctrico. A lo largo de este tratado encontraremos numerosos ejemplos de inclinación de las bandas de energía por efecto de la presencia de un campo eléctrico actuando en el semiconductor. Conviene recordar que en todos estos casos **la pendiente de las bandas energía en cada punto del semiconductor es proporcional al valor del campo eléctrico en ese punto, cambiado de signo**.

Como sabemos, el movimiento de los electrones se verifica en dirección opuesta al campo, desplazándose siempre hacia los puntos de energía potencial más baja. Así pues, la

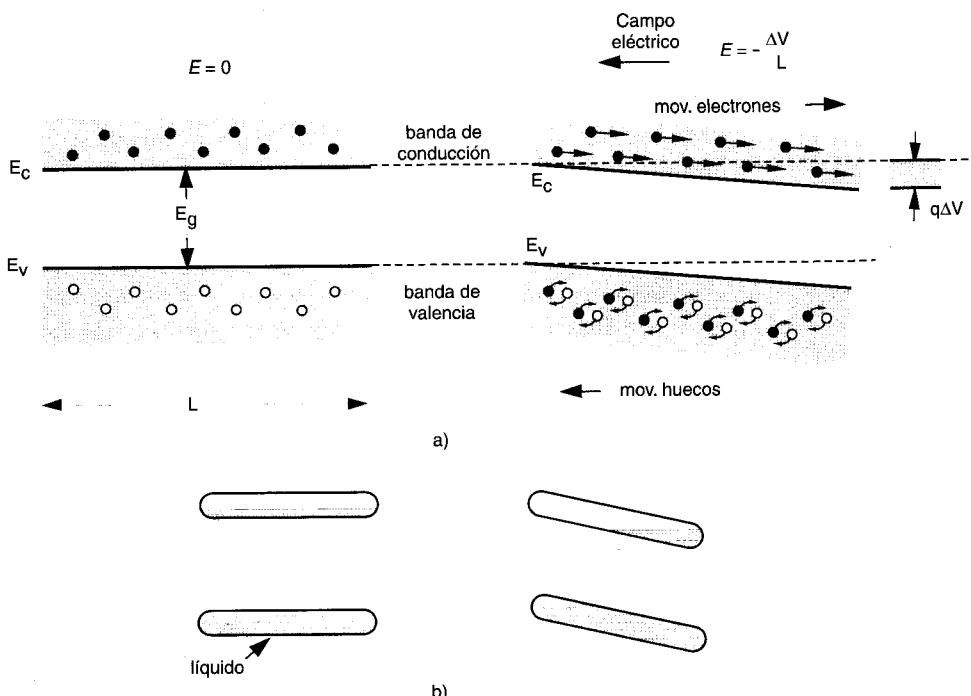


Fig.1.8. a) Esquema de bandas de energía de un semiconductor antes y después de aplicar un campo eléctrico. b) Analogía mecánica del movimiento de los electrones en la banda de conducción (tubo superior) y de los huecos en la banda de valencia (tubo inferior).

aplicación del campo eléctrico hace que los electrones de la banda de conducción se muevan dentro de la banda bajando hacia los puntos de menor potencial. Igualmente, cuando se trata de la banda de valencia también puede existir movimiento de electrones siempre que exista un hueco o estado vacante en sus proximidades, según hemos visto más arriba. Cuando esto ocurre, el electrón viaja del mismo modo hacia los puntos de energía potencial más baja, intercambiando su posición con el hueco correspondiente, lo cual se traduce en definitiva en un desplazamiento del hueco en sentido contrario al del electrón. De todo esto se concluye que los huecos de la banda de valencia se desplazan en la dirección del campo eléctrico o, lo que es lo mismo, hacia valores de energía potencial más elevada.

Para entender mejor el movimiento de los huecos por la acción de un campo eléctrico, conviene traer de nuevo la analogía mecánica del tubo de agua ya vista anteriormente. En la fig. 1.8b se han representado dos tubos, de los cuales al inferior se le ha extraído una pequeña cantidad de agua, dejando unas burbujas de aire, y esta cantidad se ha pasado al tubo superior. Es evidente que al inclinar los tubos (fuerza externa) las burbujas de aire del tubo inferior se moverán hacia arriba mientras que la pequeña cantidad de agua del tubo superior se desplazará hacia abajo. De una manera esquemática y sin pretender llevar la analogía hasta el fin, se puede describir el comportamiento de los electrones en la banda de conducción por acción del campo eléctrico como el de partículas clásicas que se desplazan hacia posiciones de energía potencial menor, mientras que el de los huecos es equivalente al de burbujas que tienden a "flotar" dentro de un mar de electrones, desplazándose hacia posiciones de energía potencial más elevada.

#### 1.4.4. Fenómenos de excitación de portadores

En un semiconductor que se encuentra en equilibrio térmico a una temperatura dada, existe un proceso continuo de excitación de electrones desde la banda de valencia a la de conducción. En este proceso se rompe un enlace y se crea el hueco correspondiente en la banda de valencia. Los procesos de excitación están a su vez compensados por procesos de recombinación que actúan en sentido opuesto, en los cuales un electrón de la banda de conducción se desexcita y pasa a ocupar un nivel vacante de la banda de valencia, con lo que desaparece un hueco. De todo esto se desprende que **en un semiconductor intrínseco, en equilibrio térmico, la concentración de electrones presentes en la banda de conducción,  $n$ , debe ser igual a la de huecos en la banda de valencia,  $p$ , es decir:  $n = p$ .** Es más, el valor de  $n$  y  $p$  debe ser constante con el tiempo si la temperatura del material es constante, a pesar de que continuamente existen procesos de generación y de recombinación de pares electrón-hueco.

En los procesos de excitación térmica los electrones de enlace ganan energía de la red como consecuencia de las vibraciones de los átomos. Estas vibraciones dan lugar a la ruptura de un cierto número de enlaces produciéndose electrones "libres" en la banda de conducción y el correspondiente número de huecos en la banda de valencia. Si llamamos  $n_i$  a la concentra-

ción de electrones (o huecos) en la banda de conducción (valencia), el valor de  $n_i$  debe ser más elevado cuanto mayor sea la temperatura del cristal, ya que en este caso la energía de las vibraciones de la red es mayor. Así pues, para un semiconductor intrínseco que se encuentra en equilibrio térmico a una cierta temperatura T podemos escribir:

$$n = p = n_i(T) \quad [1.4]$$

El valor de  $n_i$  también depende, obviamente, del valor de la energía de la banda prohibida,  $E_g$ , ya que cuanto menor sea  $E_g$  mayor es el número de electrones que tiene energía suficiente de excitación para pasar desde la banda de valencia a la de conducción a una temperatura dada.

Un hecho a destacar en los semiconductores es que los electrones excitados a la banda de conducción y los huecos generados en la banda de valencia no se encuentran en una posición estática sino que están en continuo movimiento en el interior del cristal. La energía de movimiento procede también de la energía térmica del cristal, es decir, la impartida por las vibraciones de los átomos de la red del semiconductor.

En algunos semiconductores como el arseniuro de galio, denominado de "gap" directo, para que se efectúe la transición de una banda a otra sólo se requiere que la energía transferida al electrón sea igual o mayor que la energía de la banda prohibida. Por contra, los semiconductores de "gap" indirecto -el silicio y el germanio son los ejemplos más representativos- requieren por consideraciones de conservación del momento no sólo el aporte necesario en energía sino también la transferencia de una cierta cantidad de movimiento al electrón. Como veremos en el capítulo quinto, esta distinción entre semiconductores de "gap" directo e indirecto es muy importante en dispositivos optoelectrónicos, ya que la absorción o emisión de luz que ocurre en los procesos de excitación o de desexcitación respectivos se produce con la participación de un fotón, cuyo momento es muy pequeño. Por esta razón los procesos de emisión o absorción son más eficientes en semiconductores de "gap" directo.

## **1.5. SEMICONDUCTORES EXTRINSECO**

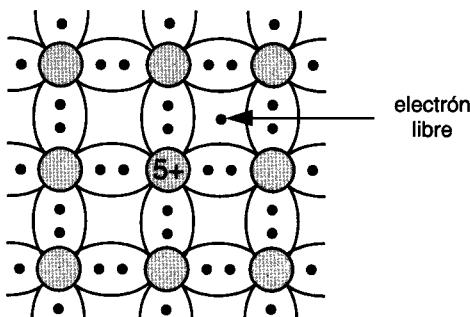
Según acabamos de ver, en un semiconductor intrínseco, la concentración de portadores intrínsecos -electrones o huecos- está determinada por la temperatura del semiconductor,  $n_i = n_i(T)$ , siendo  $n_i(T)$  una función creciente con la temperatura. Más adelante veremos también que la función  $n_i(T)$  tiene una naturaleza cuasi-exponencial. Así pues, la conductividad de un semiconductor puro es una magnitud muy sensible a los cambios de temperatura. Desde un punto de vista práctico, la variación de la conductividad con la temperatura constituye un

serio inconveniente para la utilización de los semiconductores en estado puro en la fabricación de dispositivos electrónicos, ya que en este caso lo que se pretende es que los dispositivos tengan un comportamiento lo más estable posible con la temperatura. Aparte de ello, interesa también disponer de semiconductores en los que la conducción esté determinada por un solo tipo de portadores, bien sea electrones o huecos.

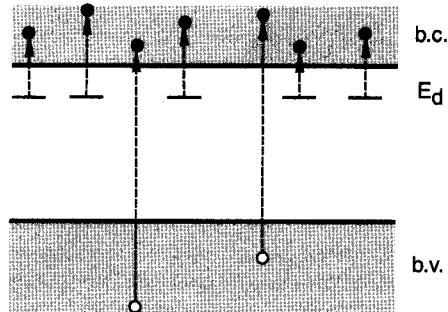
Existe un procedimiento para obtener un valor relativamente constante del número de portadores de un semiconductor a la temperatura ambiente. Este procedimiento consiste en la introducción de átomos de diferente valencia, en una proporción adecuada, dentro de la red del material semiconductor. En los semiconductores de valencia +4, como el Ge o el Si, los átomos añadidos suelen ser de valencia +3, boro o aluminio, por ejemplo, o de valencia +5, fósforo, arsénico, antimonio, etc. La conductividad pasa entonces a estar dominada por la concentración y la naturaleza de los átomos añadidos, también denominados impurezas, y el semiconductor se denomina *extrínseco o dopado*.

### 1.5.1 Semiconductor de tipo n

Veamos cómo afecta la presencia de estas impurezas a la concentración de portadores, electrones y huecos, del material semiconductor. En la fig. 1.9a se ha dibujado de nuevo la



a)



b)

Fig. 1.9. a) Esquema de la estructura de enlace químico del silicio dopado con átomos pentavalentes. b) Esquema correspondiente de la estructura de bandas de energía de los electrones.

estructura de enlace de un semiconductor como el silicio, de valencia +4, dopado con una cierta proporción de átomos de antimonio. La valencia de este elemento es +5. Cuando la red del semiconductor está libre de defectos y formada por un cristal único o monocrystal, los átomos de antimonio ocupan posiciones en sustitución de átomos de silicio cediendo también cuatro electrones para compartir con sus átomos vecinos de silicio en un enlace covalente. Cada átomo de antimonio tiene además un quinto electrón que no participa en el enlace y que queda por tanto muy débilmente ligado al propio átomo. Por esta razón a temperaturas próximas a la del ambiente este electrón recibe suficiente energía térmica para romper su enlace con el antimonio quedando en completa libertad para moverse a través del cristal. El átomo de impureza queda entonces ionizado con una carga positiva. Desde un punto de vista energético esta situación se representa mediante el paso del electrón desde un cierto nivel de energía ( $E_d$ ), correspondiente a la energía de enlace con el átomo de antimonio, a la banda de conducción, con  $E_d$  situado en el interior del "gap" a unas centésimas de electrón-voltio de energía por debajo de  $E_c$  (fig. 1.9b).

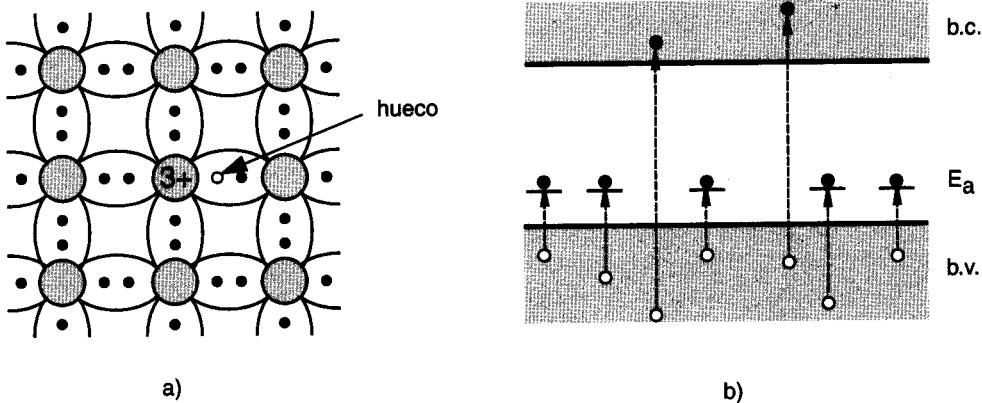


Fig. 1.10. a) Esquema de la estructura de enlace químico del silicio dopado con átomos trivalentes. b) Esquema correspondiente de la estructura de bandas de energía de los electrones.

A este tipo de impurezas, que como el antimonio son capaces de ceder electrones a la banda de conducción, se las denomina *donadoras*. Los electrones así generados, denominados "extrínsecos", una vez en la banda de conducción son completamente indistinguibles de los electrones "intrínsecos", y por tanto participan en pie de igualdad en los procesos de conducción. Observemos en la fig. 1.9b que la concentración total de electrones,  $n$ , en el

semiconductor extrínseco puede ser completamente diferente a la de huecos, p, a diferencia de los semiconductores intrínsecos en los que siempre se cumple que  $n = p$  (ec. 1.4). La introducción de impurezas de tipo donador en cantidad suficiente hace que a la temperatura ambiente sea  $n > p$ , y el semiconductor se dice entonces que es de *tipo n*.

### 1.5.2. Semiconductor de tipo p

Si en lugar de impurezas de valencia +5, se añaden átomos de valencia +3, como el boro, ocurre una situación en ciertos aspectos similar a la anterior (fig. 1.10a). Los átomos ocupan también en este caso, por consideraciones de tamaño, posiciones sustitucionales, y comparten los tres electrones de la capa más externa con el resto de los átomos vecinos de silicio. La deficiencia de un electrón para completar el enlace hace que electrones vecinos que también participan en el enlace puedan ocupar esa vacante si son activados mediante energía. La energía necesaria para la activación suele ser muy pequeña de forma que a la temperatura ambiente prácticamente todos los átomos de impureza están ionizados, es decir han recibido un electrón "extra" para completar el enlace. Mediante este proceso se origina igual número de vacantes de electrones de enlace que átomos de impureza añadidos. El comportamiento eléctrico de estas vacantes es, para todos los efectos, igual al de los huecos generados térmicamente en la banda de valencia (fig. 1.10b). Así pues, mediante la adición de impurezas de valencia inferior, *impurezas aceptadoras o acceptoras*, aparece en la banda de valencia a la temperatura ambiente un número de huecos aproximadamente igual al de átomos de impurezas debido a la excitación de electrones desde la banda de valencia a los niveles de energía correspondientes a los átomos de impureza. El átomo de impureza queda entonces ionizado, esto es, con carga negativa. La energía necesaria para este proceso, representada por  $E_a$ , corresponde a la diferencia de energía entre el borde superior de la banda de valencia y el nivel de energía del átomo ionizado ( $E_a$ ). En este caso tendremos que  $p > n$  y el semiconductor se denomina de tipo p.

Generalmente, el valor de la concentración de impurezas (donadoras o acceptoras) y su energía de excitación ( $E_c - E_d$ ) ó ( $E_a - E_v$ ), es tal que, a la temperatura ambiente, la concentración de portadores extrínsecos generados, n o p, es mucho mayor que la concentración de portadores intrínsecos,  $n_i$ . En el silicio por ejemplo, que tiene alrededor de  $10^{22}$  átomos por  $\text{cm}^3$ , la concentración de portadores intrínsecos es del orden de  $10^{10}$  por  $\text{cm}^3$ . Así pues, si se pretende que la concentración de portadores extrínsecos sea  $10^4$  veces mayor, es suficiente añadir una concentración de átomos de impureza en la proporción de 1 por cada  $10^8$  átomos de Si. La energía de excitación debe ser muy pequeña (alrededor de unas centésimas de electrón-voltio) con objeto de que a la temperatura ambiente todas las impurezas estén ionizadas. Este es el caso de las impurezas normalmente añadidas al silicio, como el B, P, As, etc. Por supuesto, la pureza del semiconductor de partida debe ser tal que la proporción de impurezas no deseadas sea muy inferior a las del dopaje, es decir de unas partes por billón, con objeto de que las propiedades de conducción estén determinadas exclusivamente por el dopaje. Estos requiri-

mientos de pureza, así como de la cristalinidad del material, son verdaderamente importantes para determinar con precisión las propiedades eléctricas de los semiconductores. Es evidente además que mediante la adición de impurezas de forma controlada se puede obtener un valor prefijado de antemano de la concentración de portadores, y por tanto de la conductividad del material, en un rango amplio de temperaturas.

En la fig. 1.11 se ha representado de manera cualitativa la variación de la concentración total del número de portadores en función de la temperatura para el caso del silicio dopado

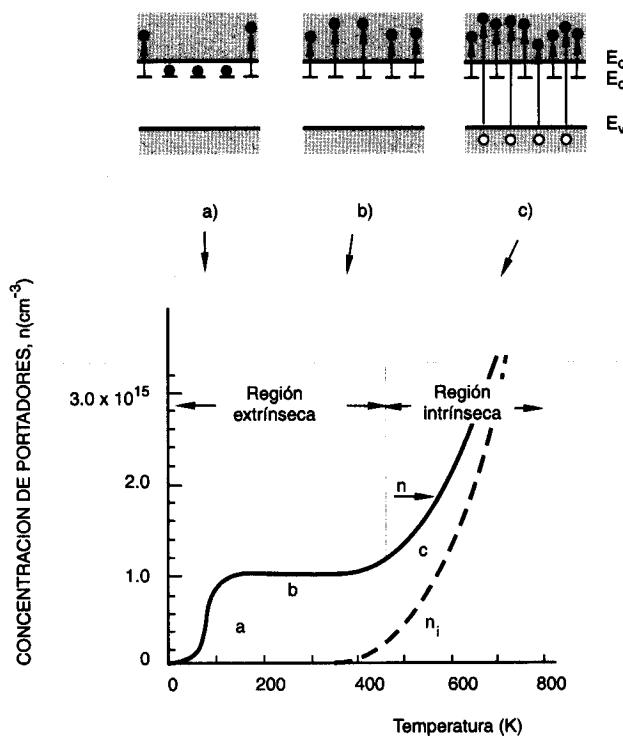


Fig.1.11. Variación con la temperatura de la concentración total de portadores para el Si tipo n, dopado con  $N_d = 1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  (línea continua). Se muestra también la variación de portadores,  $n_i$ , para el caso en el que semiconductor fuera intrínseco (línea a trazos). En la parte superior se indican los procesos de excitación correspondientes a cada rango de temperatura.

con átomos de arsénico, en una concentración de  $10^{15}$  átomos por  $\text{cm}^3$  (Si tipo n). A temperaturas muy bajas la proporción de átomos de As ionizados es muy pequeña por lo que la concentración de portadores (electrones) es también muy pequeña (tramo a de la curva). A temperaturas muy bajas, inferiores a los 100 K, comienza la ionización de los átomos de impureza, por lo que el valor de  $n$  aumenta rápidamente con la temperatura. Si se aumenta todavía más la temperatura llega un momento en que prácticamente todos los átomos de As quedan ionizados, con lo que  $n$  alcanza un valor estable. Esto ocurre desde una temperatura ligeramente superior a 100 K hasta unos 600 K, aproximadamente (tramo b). Por encima de esta temperatura comienza a dominar la ionización de los átomos de silicio aumentando de forma considerable el número de portadores intrínsecos,  $n_i$ . El valor de  $n$  aumenta de nuevo, iniciándose el comportamiento intrínseco (tramo c). Así pues, un semiconductor puede comportarse como intrínseco incluso cuando está dopado, para ello basta aumentar la temperatura suficientemente.

Como veremos en los próximos capítulos, el rango de operación útil de un semiconductor es el comprendido en el tramo b de la fig. 1.11, también llamado *rango de saturación*, ya que en esta región la concentración de portadores tiene un valor constante dentro de un margen amplio de temperaturas que incluye la temperatura ambiente. Además el valor de la concentración y el signo de los portadores es controlable a voluntad dentro de este rango. Basta para ello la adición de impurezas, aceptoras o donadoras, en la proporción debida. Es éste, quizás, uno de los aspectos más característicos de los semiconductores, ya que **mediante el proceso de dopaje es posible la prefijar la conductividad del material en un valor determinado**. Las técnicas utilizadas para la introducción de impurezas en el interior de un semiconductor son bastante complejas y serán descritas con detalle en el último capítulo de este tratado.

## 1.6. LEY DE ACCION DE MASAS

Según hemos visto anteriormente, los electrones en la banda de conducción y los huecos en la banda de valencia generados térmicamente adquieren una cierta energía cinética que les permite moverse en el interior del cristal. Sin embargo, el tiempo de vida de estos portadores no es infinito ya que una fracción importante de ellos está sometida constantemente a procesos de recombinación, mediante los cuales un electrón puede pasar a ocupar el nivel correspondiente a un hueco, desapareciendo tanto el electrón como el hueco y liberando al mismo tiempo una determinada energía. Estos procesos ocurren por ejemplo cuando un electrón pasa por las inmediaciones de un hueco, aunque existen también otros mecanismos posibles de recombinación. Si el semiconductor se halla en equilibrio térmico los procesos de recombinación están compensados a su vez por los de generación de nuevos pares electrón-hueco debidos a la excitación térmica. Supongamos un semiconductor intrínseco a una cierta temperatura, T. Si denominamos R(T) y G(T) al número de portadores que se recombinan y que se generan por unidad de tiempo, respectivamente, es evidente que en equi-

librio térmico tendremos (ver fig.1.12):

$$R(T) = G(T) \quad [1.5]$$

Las funciones  $R(T)$  y  $G(T)$  presentan una variación creciente con la temperatura, ya que a medida que aumenta  $T$  mayor es el número de electrones que se excita a la banda de conducción y lógicamente mayor es también el número de electrones que se desexcita a la banda de valencia. En cualquier caso, la ecuación [1.5] implica que en un semiconductor en equilibrio térmico la concentración de electrones en la banda de conducción y de huecos en la de valencia se mantiene constante con el tiempo.

Cuando un semiconductor se encuentra dopado, los procesos de generación y recombinación alteran profundamente la concentración de portadores (electrones y huecos) en el interior del semiconductor respecto al caso intrínseco. Así, cuando se añade una concentración  $N_d$  de impurezas donadoras en suficiente cantidad tendremos a la temperatura ambiente  $n \approx N_d$ , es decir, el valor de  $n$  se incrementa hasta igualar aproximadamente el valor de  $N_d$ . El aumento en la concentración de electrones en la banda de conducción origina a su vez una disminución en el número de huecos ya que existe una mayor probabilidad de procesos de recombinación. Algo parecido ocurre al añadir impurezas acceptoras a un semiconductor con una concentración  $N_a$ . En este caso el valor de  $p$  aumenta hasta el valor de  $N_a$ , es decir  $p \approx N_a$ , mientras que el de  $n$  disminuye. Consideremos el caso de un semiconductor tipo n con una concentración  $N_d$  de impurezas donadoras y queremos calcular la concentración de huecos en

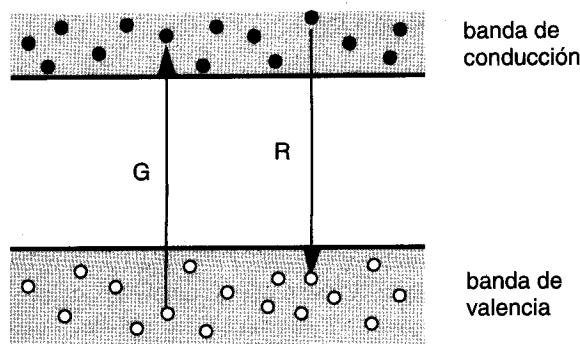


Fig. 1.12. Esquema de los procesos de generación,  $G$ , y de recombinación,  $R$ , de electrones y huecos en un semiconductor.

el semiconductor. Podemos suponer en este caso (aunque el razonamiento también es válido si se trata de un semiconductor tipo p) que la velocidad de recombinación,  $R$ , es proporcional al número de electrones presentes en la banda de conducción,  $n$ , y al de huecos en la banda de valencia,  $p$ , esto es:

$$R = r \cdot n \cdot p \quad [1.6]$$

siendo  $r$  una constante de proporcionalidad. Teniendo en cuenta la relación [1.5], y que para cualquier temperatura  $R$  y  $G$  han de ser constantes, la ecuación anterior conduce a:

$$n \cdot p = \text{cte} (T) \quad [1.7]$$

es decir, el producto  $np$  ha de ser una constante dependiente de la temperatura, exclusivamente, para una semiconductor determinado.

En realidad, la ecuación anterior es válida no sólo en el caso extrínseco sino también en el caso intrínseco. Es más, para un material semiconductor dado, bien sea puro o dopado, el valor de la constante en la ec. [1.7] ha de ser el mismo en un caso u otro. Para calcular el valor de esta constante podemos extender la ec. [1.7] al caso intrínseco en el que se cumple:  $n = p = n_i$  (ec. 1.4). Se obtiene entonces:  $n_i^2(T) = \text{cte}(T)$ . Llevando el valor de la constante a la ec. [1.7] resulta la conocida *ley de acción de masas*:

$$n \cdot p = n_i^2(T) \quad [1.8]$$

La ecuación es completamente general, y por tanto válida tanto para los semiconductores intrínsecos como para los extrínsecos. A temperatura ambiente (300 K) el valor de  $n_i$  resulta ser  $1.45 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  para el silicio y  $1.79 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$  para el arseniuro de galio. En el caso del silicio puro, si se añade por ejemplo una concentración de impurezas donadoras,  $N_d = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ , supuesto que todas están ionizadas a la temperatura ambiente, tendremos para la concentración de electrones:  $n = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ , y para la de huecos:  $p = n_i^2/n = (1.45 \times 10^{10})^2 / 10^{14} = 2.1 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ . Así pues, a medida que aumenta la concentración de electrones la de huecos se reduce en la misma proporción. Desde un punto de vista físico este proceso se explica si se tiene en cuenta que una pequeña fracción de los electrones procedentes de los átomos donadores contribuye a saturar una parte importante de los niveles o estados vacantes, disminuyendo por tanto la concentración de huecos.

Los datos anteriores muestran cómo es posible variar la concentración de electrones y huecos en un semiconductor mediante la adición de una proporción relativamente pequeña de átomos de impurezas. Efectivamente, en el caso que nos ocupa la concentración de impurezas añadidas ( $10^{14}$  átomos de impurezas por  $\text{cm}^3$ ) representa una fracción despreciable frente a la

concentración de átomos de silicio del material ( $5 \times 10^{22}$  átomos de Si por  $\text{cm}^3$ ). Aún así, la concentración de electrones aumenta sobre la de huecos en varios órdenes de magnitud.

La ecuación [1.8] indica además que en un semiconductor extrínseco de tipo n, por ejemplo, con una concentración elevada de electrones en la banda de conducción, el número de huecos en la banda de valencia será muy pequeño. Se dice entonces que los electrones son los *portadores mayoritarios* y los huecos los *portadores minoritarios*. En semiconductores de tipo p, en condiciones análogas, tendremos la situación opuesta.

## CUESTIONES Y PROBLEMAS

- 1.1 ¿Qué condiciones de pureza se exigirían a un material semiconductor como el Si para que pueda ser dopado con una concentración de  $10^{14}$  átomos de impureza por  $\text{cm}^3$ ?
- 1.2 Cuando se da el valor de la energía total de un electrón en la banda de valencia o de conducción, ¿cuál es el signo más apropiado para esta magnitud?, ¿por qué?. ¿Cuál sería la situación de un electrón con valor cero de energía?.
- 1.3 Utilizando los datos del Sistema Periódico dar la configuración electrónica de los siguientes elementos: B, Si, Ge, As, Ga, Al, P y Sb. Así mismo, comparar los datos de valencia, radio iónico y potencial de ionización de estos elementos.
- 1.4 El arseniuro de galio se dopa con estaño. Si en la red del compuesto el estaño desplaza al galio, ¿cuál es el carácter de las impurezas?. ¿Qué tipo de semiconductor tendremos?.
- 1.5 En el apartado 1.4 se explica que los huecos de la banda de valencia pueden participar en los procesos de conducción. ¿Quiere esto decir que dan lugar a una corriente adicional a la de electrones?. ¿Cuál sería el sentido de la corriente de huecos?.
- 1.6 ¿Puede haber huecos en un metal?. Explicar bajo qué condiciones es conveniente introducir el concepto de hueco.

- 1.7 En un semiconductor dopado, ¿la concentración de portadores puede ser mayor que la concentración de impurezas añadidas?. Explicar las condiciones en que puede darse esta circunstancia.
- 1.8 Hacer un cálculo de la energía de ionización de las impurezas de silicio de tipo donador, utilizando un modelo de átomo hidrogenoide (núcleo positivo + un solo electrón). Comparar el resultado con la energía de la banda prohibida del Si.
- 1.9 ¿De qué factores cabe esperar que dependa la concentración de portadores intrínsecos en un material semiconductor?.
- 1.10 Si los procesos de generación y de recombinación de pares electrón-hueco se asimilan a una reacción química, ¿cuál serían los reactantes y los productos de la reacción?. Establecer la ley de masas en un semiconductor a partir de las leyes de equilibrio químico de la reacción.