

FISICA DE LOS SEMICONDUCTORES

1.1.- INTRODUCCIÓN.

De un modo simple, se puede definir un semiconductor, como un material que tiene una resistividad cuyo valor está comprendido entre la de un conductor y la de un aislador. Sin embargo, el hecho más sobresaliente de los semiconductores, es que debido a su estructura atómica, se puede modificar su resistividad (o conductividad) añadiendo elementos impurificadores por un proceso denominado dopado. Básicamente lo que se consigue es variar el número de electrones libres, el semiconductor dopado es Negativo o tipo N; reduciendo el número de electrones libres, se obtiene un semiconductor con defecto de electrones, lo que en principio y de una forma simple, puede considerarse como un semiconductor Positivo o tipo P. Existen diversos elementos semiconductores, entre los que destacan el germanio y el silicio, aunque hay materiales compuestos como el arseniuro de galio, sulfuro de plomo, etc... Tanto el germanio como el silicio pueden doparse obteniendo semiconductores tipo P o tipo N.

La unión de un material P con otro tipo N, da lugar a la unión PN. Si se considera simplemente una barra de silicio, dopada en un lado para obtener un semiconductor tipo P y en el otro un semiconductor tipo N, la unión PN representa la frontera entre ambas configuraciones, en la que aparecen cargas libres opuestas a cada lado del contorno, lo que crea una d.d.p. de contacto que mantiene las cargas separadas. Una unión PN es un dispositivo semiconductor con dos terminales o puertas, denominada diodo. El diodo PN puede utilizarse, por ejemplo, como rectificador, ya que la corriente sólo puede circular en un solo sentido de P a N).

Si se considera la estructura formada por un material N unido a cada lado por un material P o a la inversa, se obtiene un dispositivo con tres terminales con la

configuración PNP o NPN respectivamente, que se denomina transistor de unión. El transistor fue descubierto en 1948 por los físicos J. Bardeen y W.H. Brattain de los laboratorios de la “Bell Telephone”. El transistor tiene tres electrodos o terminales con dos uniones. Estos electrodos son el emisor, la base (el del medio) y el colector. El emisor suministra cargas a través de su unión con la base para proporcionar corriente al colector. En electrónica analógica, se hace funcionar el transistor como amplificador, en este caso una tensión externa aplicada a la unión base-emisor en el circuito de entrada controla la corriente que pasa al colector en el circuito de salida.

En este capítulo se van a estudiar los materiales semiconductores como base previa para comprender el funcionamiento de los dispositivos electrónicos: diodos y transistores. Un análisis riguroso de la teoría del semiconductor requiere un conocimiento profundo de la física del estado sólido que no es el objetivo de este curso de Electrónica, por ello en este capítulo se tratará de explicar de una forma cualitativa los fenómenos inherentes a los semiconductores : conducción por electrones y huecos, proceso de dopado y su influencia en la conducción, etc..., para ello será preciso repasar la estructura atómica de los elementos, definiendo los conceptos de bandas de energía, lo que permitirá comprender el por qué elementos con la misma estructura cristalina presentan diferente comportamiento a la conducción eléctrica. Se explicará la conducción en los semiconductores puros o intrínsecos y en los dopados, impurificados o extrínsecos. Con ello se podrá comprender el funcionamiento de los diodos transistores que constituyen los últimos epígrafes del capítulo. Los capítulos siguientes tendrán un enfoque más tecnológico y explicarán el comportamiento de los diodos, transistores y otros componentes electrónicos, como elementos de circuito, destacando sus aplicaciones prácticas y las bases necesarias para obtener el régimen de funcionamiento que se desea conseguir.

1.2.- EL ÁTOMO DE BOHR Y LOS NÚMEROS CUÁNTICOS.

La física moderna de los cuerpos semiconductores se apoya básicamente, en el modelo atómico ideado por Bohr en 1913, teniendo en cuenta las teorías de Planck y Einstein. Según dicho modelo, el átomo está formado por un núcleo central compuesto de protones y neutrones, alrededor del cual giran en órbitas circulares electrones. Para determinar el radio de las órbitas y explicar el espectro de emisión del hidrógeno, Bohr introdujo los siguientes postulados :

1) Cualquiera que sea la órbita descrita por un electrón éste no emite energía radiante. Cada una de estas órbitas, fue considerada primero como un estado estacionario. A cada uno de estos estados corresponde una cierta energía W_n , dando lugar a los niveles de energía del electrón.

2) Aunque se puede imaginar el electrón a cualquier distancia del núcleo, únicamente son posibles aquellas órbitas para las cuales el momento angular del electrón (producto de su momento de inercia I por la velocidad angular ω) es un múltiplo entero de $h / 2\pi$, donde h es la constante de Planck igual a $6,6252 \cdot 10^{-34}$ julios-segundo.

3) El paso de un estado de energía W_{n1} a otro estado de energía W_{n2} , se produce repentinamente con emisión de un cuanto de energía si $W_{n1} > W_{n2}$ y con absorción de un cuanto de energía si $W_{n1} < W_{n2}$, cumpliéndose $W_{n1} - W_{n2} = hf$ donde f es la frecuencia de la onda radiante.

El modelo de Bohr, junto con sus postulados permitió calcular las frecuencias y longitudes de onda de la líneas del espectro del hidrógeno con gran precisión y la de otros átomos de tipo hidrogenoide. Sin embargo la teoría de Bohr no explicaba otros efectos como el desdoblamiento de la línea D del átomo de sodio o el efecto Zeeman de desdoblamiento de las rayas espectrales de un átomo bajo la influencia de un campo magnético.

Hubo que admitir, que el número cuántico n que definía la órbita circular de Bohr no era suficiente para describir todos los estados posibles de un electrón, (en el

átomo de elementos más complicados que el hidrógeno). El perfeccionamiento del modelo de Bohr condujo a la introducción de cuatro números para caracterizar los estados posibles del electrón, denominados números cuánticos. Ellos son:

1) El número cuántico principal n , que determina en primera aproximación el nivel de energía en que se halla el electrón, de acuerdo con los postulados de Bohr. Es un entero que puede tomar los valores 1, 2, 3...

2) El número cuántico acimutal l , que está asociado con el momento angular del electrón. La introducción de este segundo número cuántico equivale a admitir que las órbitas electrónicas, imaginadas como circulares por Bohr, pueden ser también elípticas, según lo establecen, por otra parte, las leyes del movimiento de una partícula, sobre la cual obra una fuerza newtoniana, dirigida hacia el centro de atracción (hipótesis de Sommerfeld). Este número cuántico l toma los valores 0, 1, 2... ($n-1$) que caracterizan diversos estados posibles en una órbita n determinada. Estos estados se distinguen con las letras s, p, d, f, g, h, etc... En cada nivel cuántico la energía es menor para la órbita más aplanada (que corresponde a $l=0$) y mayor para la órbita circular ($l=n-1$)

3) El número cuántico magnético exterior m_l , determina por la orientación de la órbita electrónica con respecto a una dirección privilegiada, la que existe siempre como consecuencia de la presencia de un campo magnético. Puede tomar los valores : 0, ± 1 , ± 2 , ..., $\pm l$.

4) El número cuántico magnético interior ó spin m_s , que expresa el momento angular del electrón girando sobre sí mismo, que puede tomar dos valores: $+\frac{1}{2}$ y $-\frac{1}{2}$.

De esta manera, la especificación completa de un estado cuántico requiere la de los cuatro números n, l, m_l, m_s . El nivel de energía del estado depende esencialmente de n , pero l , tiene también una influencia importante, aunque de segundo orden. La influencia de los demás números cuánticos m_l y m_s sobre el nivel de energía es en general despreciable.

Los electrones de un átomo que tienen el mismo número cuántico principal, se consideran como formando una capa alrededor del núcleo (fig. 1) (en realidad un nivel principal de energía). Las capas se designan corrientemente con las letras K, L, M, N, O, P y Q en correspondencia con $n = 1, 2, 3, 4, 5, 6$ y 7 . El número cuántico acimutal l determina una subcapa. Como quiera que $l = n-1$, para la capa $k(n=1)$, se tienen $l=0$ que se denomina subcapa s; para la capa $L(n = 2)$ se tendrá $l = 0, \quad l = 1$, es decir dos subcapas; s y p, etc.

En un átomo a baja temperatura, los distintos electrones deben disponerse en las órbitas posibles de mínima energía. Para explicar la ordenación de los electrones, Pauli en 1925, enunció su principio de exclusión que puede formularse como sigue:

En un átomo cualquiera no pueden existir dos electrones en el mismo estado cuántico, esto es, el grupo de valores asignados a los cuatro números cuánticos, debe ser diferente para los distintos electrones del átomo.

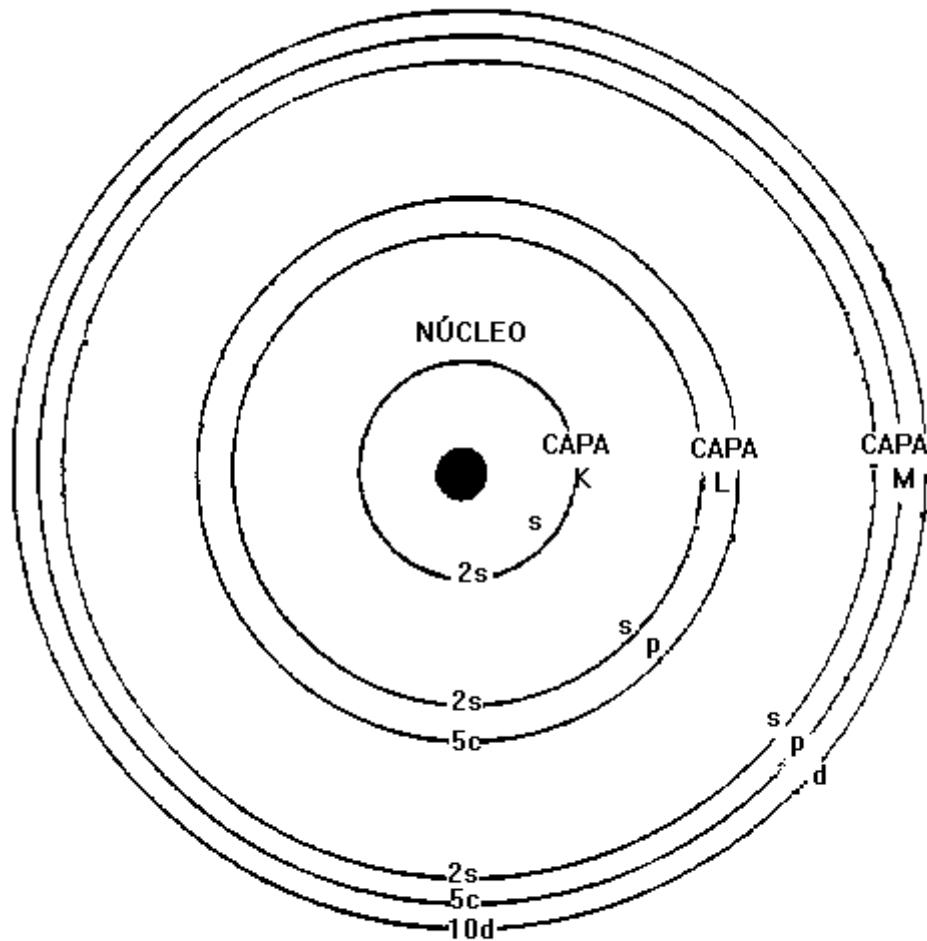


Fig. 1

Teniendo en cuenta el principio de exclusión de Pauli, se puede calcular el número de electrones que corresponde a cada nivel principal. Recordemos que a cada valor de l corresponde $2l + 1$ valores posibles de m_l . Como el spin puede ser $+\frac{1}{2}$ o $-\frac{1}{2}$ el número total de estados con el mismo número cuántico acimutal es $2(2l + 1)$. Como la capa de orden n admite valores de l desde 0 hasta $n-1$, el número total de electrones en una capa será :

$$\text{Valor de } l \longrightarrow 0 \quad 1 \quad 2 \quad \dots \quad n-1 \quad (1)$$

$$\text{Nº de electrones } N = 2(1 + 3 + 5 + \dots + 2n-1) = 2 \frac{(2n-1) + 1}{2} n = 2n^2$$

Por ejemplo, la capa k (n=1) admite sólo dos electrones; la órbita siguiente, la capa L puede contener hasta 8 electrones: 2 en la subcapa s y 6 en la subcapa p, y así sucesivamente. En la tabla nº 1 se indica la distribución de electrones de un átomo en las capas y subcapas correspondientes.

CAPA n: 1, 2, 3...	K 1	L 2	M 3	N 4
SUBCAPA l: 0, 1, ..., (n-1)	s 0	s p 0 1	s p d 0 1 2	s p d f 0 1 2 3
Nº ELECTRONES (SUBCAPA) —————>	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14
2(2l + 1)				
CAPA —————>	2	8	18	32

TABLA Nº 1

Siguiendo esta tabla se puede determinar la distribución de los electrones en los diferentes átomos. Así, el átomo de hidrógeno tiene un sólo electrón, éste puede ocupar cualquiera de los estados ls, según el valor del número cuántico m_s . El helio, que le sigue en la tabla periódica tiene dos electrones, éstos ocupan los dos estados ls de la capa K quedando lleno este nivel; esto hace al helio químicamente inactivo o inerte. A continuación viene el litio con tres electrones, dos se sitúan en la capa K y uno en el nivel L, subcapa s, sigue el berilio con cuatro electrones, el boro con cinco y el carbono con seis. En el caso del carbono, dos electrones completan el nivel K y cuatro el nivel L incompleto (dos en la subcapa s y dos en la subcapa p). Siguen el nitrógeno con siete electrones, el oxígeno con ocho, el flúor con nueve y el neón con diez. En el caso del neón el nivel L queda completo y en consecuencia el neón es químicamente inactivo o inerte, exactamente como el helio. Siguiendo el mismo procedimiento se pueden representar todos los elementos de la tabla periódica, añadiendo un electrón cada vez.

En función de la configuración electrónica podemos describir y comprender, las

similitudes existentes en el comportamiento químico que poseen diversos átomos, lo que da lugar a la clasificación de los elementos químicos según la Tabla periódica.

Los elementos cuyos átomos poseen una configuración electrónica con un electrón en el nivel o subnivel más exterior, presentan unas propiedades químicas que guardan entre sí una semejanza. Así, pues el litio, sodio, potasio, rubidio, cesio y francio, tienen todas propiedades químicas similares y reciben el nombre de alcalinotérreos. El cobre, la plata y el oro, tienen propiedades químicas semejantes, y cada uno de ellos posee un electrón exterior a un nivel completo. Estos nueve elementos, juntamente con el hidrógeno, se hallan reunidos en el grupo I de la tabla periódica. De un modo semejante, los átomos con dos electrones, situados en la última capa (o subcapa) se hallan reunidos conjuntamente en el grupo II de la tabla periódica, y así sucesivamente.

Los electrones de las capas que no se hallan saturadas, son los que intervienen en los enlaces químicos con otros átomos para formar la amplia variedad de compuestos químicos observados en la Naturaleza. Estos electrones de los niveles o subniveles sin saturar, reciben el nombre de electrones de valencia. Los átomos del grupo I tienen solamente un electrón de valencia que interviene en los enlaces químicos. Los átomos del grupo II tienen dos; los del grupo III tienen tres, y así sucesivamente.

Para facilitar la descripción de la estructura electrónica de un átomo, se utiliza la notación espectral en la cual, las diferentes subcapas se indican por el número y la letra representativos de los números cuánticos n y l que los definen escribiendo un índice superior a la derecha que expresa el número de electrones existente en la correspondiente subcapa. Por ejemplo el sodio, de número atómico 11 se distribuye así $1s^2 2s^2 2p^6 3s^1$; las capas 1 y 2 están completas y la 3ª tiene un sólo electrón, que hace que este elemento sea un metal del grupo I ó monovalente. De especial importancia en el estudio de los semiconductores, la constituye los elementos del grupo IV, fundamentalmente el carbono, el silicio y el germanio, cuyas configuraciones atómicas se muestran en la tabla nº 2.

Elemento	Número atómico	Configuración
C	6	$1s^2 2s^2 2p^2$
Si	14	$1s^2 2s^2 2p^2 3s^2 3p^2$
Ge	32	$1s^2 2s^2 2p^2 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^2$

TABLA N° 2

Puede comprobarse que los tres elementos anteriores, tienen todas las capas interiores completamente llenas, la última capa, tiene dos electrones en la subcapa s y otros dos en la subcapa p. A pesar de esa similitud, el carbono en forma cristalina (diamante) es un aislante y el silicio y el germanio son semiconductores, más adelante se explicará esta aparente anomalía.

Cuando un átomo de un elemento adquiere o pierde uno o más electrones se dice que está ionizado. Si se considera el caso del hidrógeno, su único electrón tiene una energía de 13,595 eV (*), si este electrón, recibe una energía exterior, por radiación o por impacto, puede pasar a un nivel superior, dando lugar a un átomo excitado. Esta situación es inestable y el electrón vuelve al estado normal, al cabo de un brevísimo tiempo, emitiendo una radiación. Si la energía suministrada es superior a 13,595 eV, el electrón se aleja indefinidamente del núcleo, quedando el átomo con una carga neta positiva igual a e y se dice que el átomo está ionizado. En general la ionización puede ser positiva: cuando el átomo pierde algún electrón, o negativa: cuando el átomo adquiere un electrón adicional.

La propiedad de los átomos en perder o ganar electrones de acuerdo con su energía de ionización, explica la transferencia total de electrones de unos átomos a otros con la consiguiente formación de iones, cuya atracción electrostática da lugar al correspondiente compuesto. En el caso por ejemplo del ClNa, el átomo de cloro gana el electrón perdido por el átomo de sodio (monovalente) y los dos átomos se convierten en iones, se produce entre los iones un enlace químico denominado heteropolar o electrovalente, pues la ligadura entre ambos iones es debida a fuerzas de tipo electrostático.

Otro tipo de enlace es el llamado homopolar o covalente que se establece entre átomos (o radicales) del mismo tipo de ionización y se explica también por la

tendencia a formar estructuras electrónicas estables por ejemplo, al átomo de hidrógeno le falta un electrón para tener la estructura electrónica del helio. Puede satisfacer la tendencia a formar esta estructura asociándose con un halógeno, pero también la satisface si se une a otro átomo de hidrógeno. En el primer caso el enlace es heteropolar o electrovalente y en el segundo es homopolar o covalente.

Un caso de enlace covalente de primordial interés para la electrónica es el de los elementos del grupo IV (tetraivalentes): C, Si, Ge, etc.... que como se ha indicado en la tabla nº 2, tienen dos electrones en la última subcapa s y otros dos en la última subcapa p. La tendencia a completar el subnivel p correspondiente (para que tenga un total de 6 electrones) hace que estos elementos cristalicen de manera que cada átomo se asocie con otros cuatro para compartir un electrón con cada uno de éstos o la forma de cristalización es la tetraédrica (cúbica centrada en las caras) (fig. 2), en la que los átomos se disponen en los vértices y en el centro del tetraedro. Cada átomo está así equidistante de los otros cuatro con quienes comparte sus electrones (uno cada uno).

(*)1 electrón-voltio (eV) es la energía que adquiere un electrón cuando es sometido a una d.d.p. de 1 voltio. Es una unidad de energía que se emplea frecuentemente en la física de las partículas elementales.

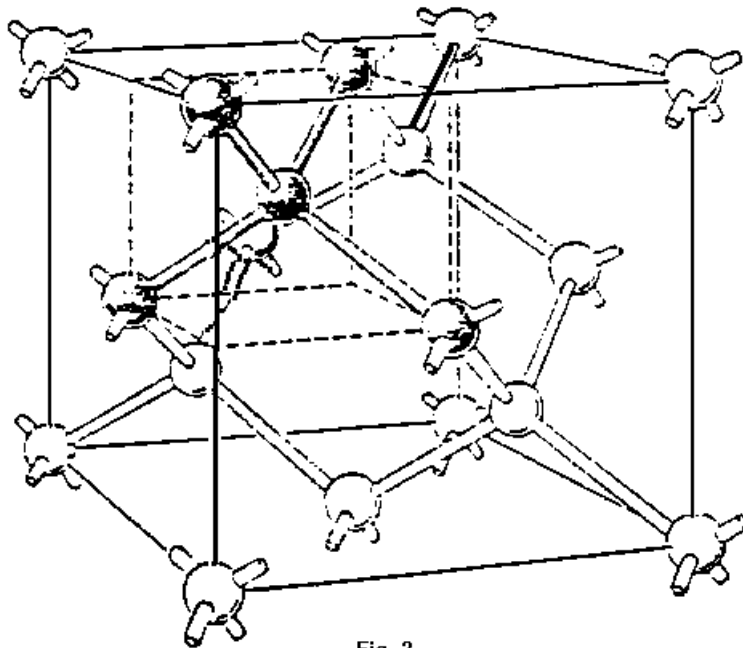


Fig. 2

EJEMPLO DE APLICACIÓN N°1

De acuerdo con los postulados de Bohr. Determinar: a) el radio de las órbitas permitidas, b) frecuencia de la radiación cuando se produce un salto del electrón de una órbita n_1 a otra n_2

SOLUCIÓN

a) De acuerdo con el 2° postulado de Bohr, denominando m a la masa del electrón y v la velocidad angular, se cumplirá:

$$(mr^2)\omega = n \frac{h}{2\pi} \quad (2)$$

como quiera que la fuerza de atracción electrostática debe estar compensada por la fuerza centrífuga, se tendrá :

$$F_a = dE = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} = F_c = m \omega^2 r \quad (3)$$

Eliminando ω entre ambas ecuaciones y despejando resulta:

$$r = n^2 \frac{h^2 \epsilon_0}{\pi m e^2} \quad (4)$$

10^{-9}

haciendo $n = 1$, y teniendo en cuenta que $h = 6,6252 \cdot 10^{-34}$ julios - seg. ; $\epsilon_0 = \frac{1}{36 \pi}$

Faradios/m. ; $m = 9,1085 \cdot 10^{-31}$ kg; $e = 1,6021 \cdot 10^{-19}$ culombios, resulta para el radio de la menor órbita posible

$$r = 0,527 \cdot 10^{-10} \text{ metros}$$

b) Para calcular la frecuencia de la radiación, es preciso determinar la energía total del electrón, ésta será la suma de la energía cinética debido a su movimientos y de la energía potencial debida a su posición dentro del campo eléctrico del núcleo. La energía cinética será :

$$W_{\text{cinética}} = \frac{1}{2} m v^2 = \frac{1}{2} m \omega^2 r^2 = \frac{e^2}{3 \pi \epsilon_0 r} \quad (5)$$

donde se ha tenido en cuenta la igualdad (3). La energía potencial será :

$$W_{\text{pot.}} = \int_{\infty}^r F_a dr = \frac{e^2}{4 \pi \epsilon_0 r} \quad (6)$$

en consecuencia la energía total valdrá :

$$W_{\text{total}} = W_c. + W_p = \frac{e^2}{8 \pi \epsilon_0 r} \quad (7)$$

Teniendo en cuenta los valores de los radios permitidos para las órbitas de acuerdo con (4) resultará :

$$W_{\text{total}} = \frac{-1}{n^2} \frac{m e^4}{8 \epsilon_0^2 h^2} \quad (8)$$

y teniendo en cuenta el 3^{er} postulado de Bohr, al pasar de una órbita n_2 a otra n_1 ($n_2 > n_1$) se cumplirá :

$$f = \frac{W_2 - W_1}{h} = \frac{m e^4}{8 \epsilon_0^2 h^3} \left(\frac{1}{n_1^3} - \frac{1}{n_2^3} \right) \quad (9)$$

para $n_1 = 1$ y dando a n_2 valores sucesivos (enteros) mayores que n_1 se obtienen las series de Lyman (ultravioleta). Para $n_1 = 2$, resultan las series de Balmer (visibles). Para $n_1 = 3$, se obtienen las series de Paschen (infrarrojo) y con $n_1 = 4$ las series de Brackett (infrarrojo remoto).

1.3.- BANDAS DE ENERGÍA.

La demostración rigurosa de los postulados de Bohr fue realizada entre 1924 y 1926 por Louis de Broglie y Schrödinger, que dio origen a una nueva rama de la física, denominada mecánica ondulatoria o mecánica cuántica. La solución de la ecuación de Schrödinger, introduce de forma natural los números cuánticos, mencionados en el epígrafe anterior y confirma la idea de los niveles de energía de la estructura atómica, no sólo en el caso de átomos como el hidrógeno, sino en elementos más complicados, incluso en cristales o sistemas espaciales de átomos. En este epígrafe se va a tratar de explicar de modo cualitativo cómo la estructura de niveles de energía de un átomo aislado se convierte en bandas de energía al tratarse de estructuras cristalinas formadas por un sistema espacial de átomos, de esta forma estaremos en condiciones de comprender el mecanismo de conducción electrónica en semiconductores que se verá más adelante (*).

Si se considera un átomo aislado de un elemento químico, se obtienen unos niveles de energía representados por las capas (niveles) y subcapas (subniveles) analizados en el epígrafe anterior. Si se considera un conjunto de átomos formando una red espacial en forma de cristal donde una célula básica tridimensional se repite, es evidente que aparecerá una distorsión de los niveles de energía de cada átomo al estar influenciado por sus adyacentes. Se observa, sin embargo, que los niveles de energía de los electrones de las capas más internas no son afectados por la presencia de los átomos vecinos y solamente se obtienen cambios en los niveles correspondientes a las capas más exteriores correspondientes a los electrones de valencia.

(*) En realidad de lo que se trata, es de comprender las soluciones que daría la ecuación de Schrödinger en un cristal y que aquí se exponen de forma intuitiva.

Consideramos un cristal de un elemento tetravalente (carbono, silicio, germanio, estaño) constituido por N átomos. Imaginemos que es posible variar la distancia entre los átomos sin alterar el tipo de estructura cristalina fundamental, Si los átomos están

tan lejos que la interacción entre ellos es despreciable, los niveles de energía coincidirán con los del átomo aislado. Las dos subcapas más exteriores de los elementos considerados, contienen dos electrones s y dos electrones p (ver la tabla 2). Ignorando los niveles de las capas más internas, según se indica a la derecha de la fig. 3, para una distancia inter-atómica representada por la vertical A (átomos muy alejados). Se tendrán en la última subcapa s , $2N$ electrones llenando los $2N$ niveles o estados posibles (todos ellos a una energía prácticamente idéntica. En la última subcapa p , habrá sin embargo $2N$ electrones llenando los $6N$ niveles posibles.

Si ahora disminuye la distancia interatómica de nuestro cristal imaginario (movimiento de derecha a izquierda en la fig. 3), se acoplan los niveles de energía de los diferentes átomos del cristal (lo que equivale a decir que se solapan las funciones de onda de las soluciones de la ecuación de Schrödinger), de tal modo que el conjunto se puede considerar como un sistema electrónico que debe obedecer el principio de exclusión de Pauli y por lo tanto los niveles de energía de las subcapas s y p deben separarse en energía. La separación entre los niveles es pequeña, pero como el número N de átomos por cm^3 es muy grande (del orden de 10^{23} para la estructura del diamante), la separación total entre la energía mínima y máxima puede ser de varios electrónvoltios, si la distancia interatómica ha disminuido suficientemente. Este gran número de niveles de energía permisibles, que están muy poco separados pero discretos, se denomina banda de energía, y aparece como desdoblamiento tanto en el nivel s como en el nivel p (ver parte rayada en la fig. 3). Para la distancia interatómica representada por la vertical en 3, se obtiene una banda superior formada por $6N$ estados de los cuales $2N$ niveles están ocupados por electrones y otra banda inferior donde los $2N$ estados están completamente llenos por los $2N$ electrones correspondientes. Se observa que existe un salto de energía entre ambas bandas donde no se encuentra ningún estado posible, por ello se denomina este intervalo: banda prohibida (un electrón puede existir en la banda inferior o en la banda superior, pero no entre las dos bandas)

Cuando el espacio interatómico se reduce aún más, las dos bandas permitidas se mezclan (C en la fig. 3) En estas circunstancias, los $6N$ estados superiores se solapan con los $2N$ inferiores, dando un total de $8N$ niveles, la mitad de ellos ocupados por los $2N+2N = 4N$ electrones disponibles. A esta distancia cada átomo ha dado cuatro

electrones a la banda; ya no se puede decir que estos electrones orbitan en las subcapas s o p de un átomo aislado, sino que pertenecen al cristal en conjunto.

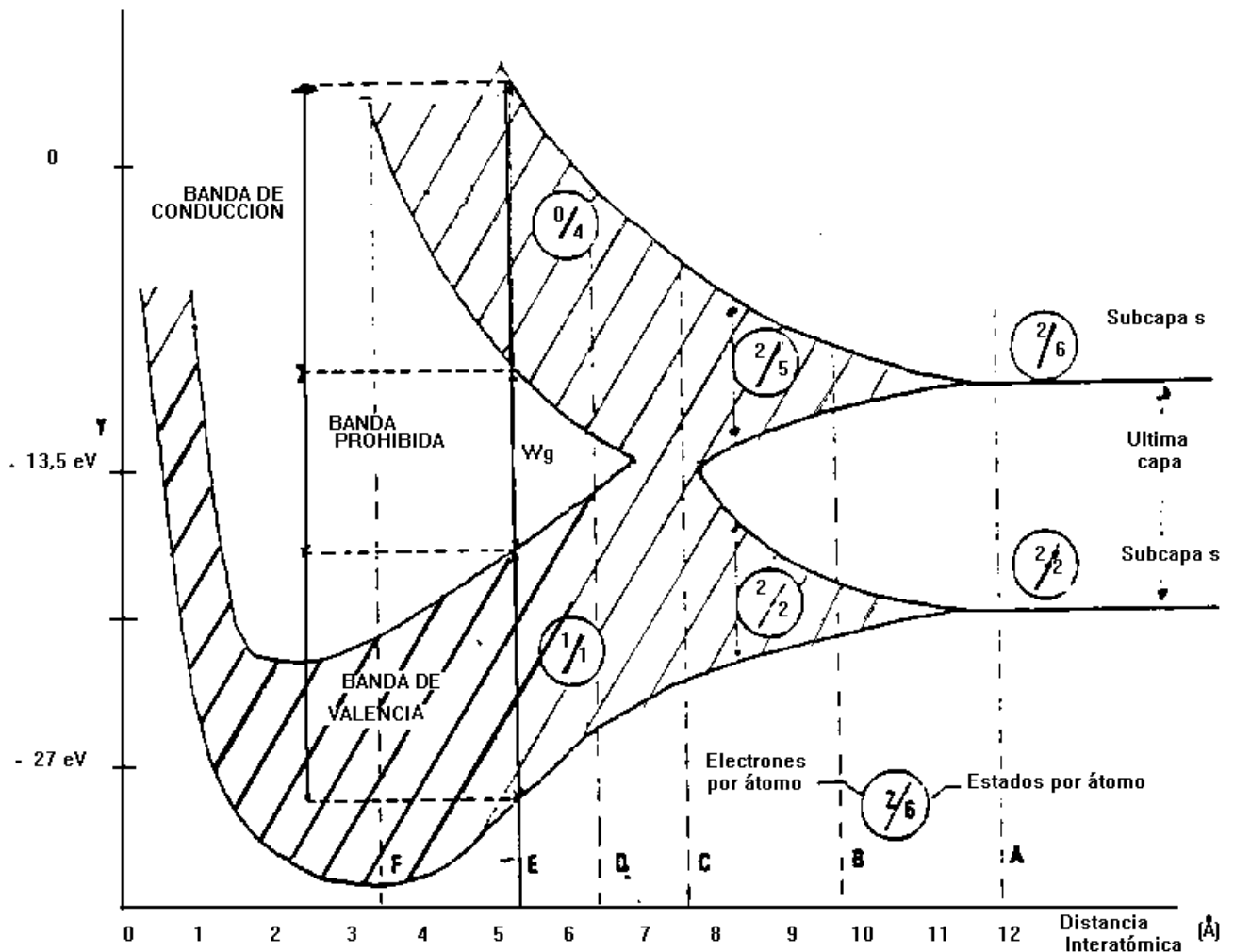


Fig. 3

Una reducción ulterior del espaciado interatómico separa las bandas mezcladas en dos bandas (en D, E y F de la fig. 3). Esto se debe a que entonces la interacción entre los átomos es muy grande. La banda superior o más alta se denomina banda de conducción que a 0° K está completamente vacía, es decir de los $4N$ estados posibles, mitad de los $8N$ totales, no existe ningún nivel ocupado por electrones. La

banda inferior se denomina banda de valencia, que a 0° K está completamente llena, es decir los $4N$ estados posibles contienen $4N$ electrones.

Para que fluya corriente dentro de un material, debe producirse un movimiento de electrones (en general de portadores de corriente). Al estar la banda de valencia completamente ocupada, no puede haber movimiento de electrones en esta banda, pero existe la posibilidad de lograr la conducción llevando un electrón de la banda de valencia a la banda de conducción (por excitación térmica, luminosa, aplicación de un campo eléctrico, etc...). Cuando se tiene algún electrón en la banda de conducción, con un pequeño aporte de energía, debido por ejemplo a un campo eléctrico, se puede producir un desplazamiento de electrones ya que éstos encontrarán siempre estados sin ocupar, en su traslación a través de la red cristalina.

Cuando la banda de conducción esta mezclada con la de valencia (C en la fig. 3), no existe banda prohibida, y la energía externa necesaria para producir corriente es pequeña, se trata de un conductor eléctrico. En F (Fig. 3) la anchura de la banda prohibida es grande, del orden de 6 eV para el carbono en la forma cristalina del diamante. En consecuencia, la energía que puede suministrarse a un electrón (de la banda de valencia) mediante un campo externo es demasiado pequeña como para que la partícula salte de la banda llena (inferior) a la vacía (superior). En consecuencia no hay corriente de conducción y la estructura cristalina se comporta como un aislante.

Para la distancia E (fig. 3) se tiene una anchura de la banda prohibida del orden de 1 eV, se tiene un semiconductor. La energía necesaria para pasar un electrón de la banda de valencia a la de conducción, no es suficiente con la acción de un campo aplicado, por ello a bajas temperaturas estos materiales se comportan como aislantes. Sin embargo como veremos más adelante, la conductividad aumenta con la temperatura, debido a que los electrones adquieren energía térmica superior a W_g (anchura de la banda prohibida) y saltan a la banda de conducción, donde pueden ahora moverse bajo la influencia de un campo eléctrico incluso pequeño.

El esquema de la fig. 3 desarrollado para el carbono está hecho a escala. La vertical F corresponde a una constante de la red cristalina de $3,56 \text{ \AA}$ que es la del

diamante ($W_g = 6-7$ eV, aislador). La vertical E corresponde a una distancia interatómica de $5,42\text{\AA}$ silicio, donde $W_g = 1,21$ eV comportándose como un semiconductor. Para una constante de la red cristalina de $5,62\text{\AA}$ se tiene la estructura cristalina del germanio con $W_g = 0,785$ eV que hace que este elemento sea también semiconductor. La vertical C corresponde a otro elemento incluido en el grupo IV de la tabla periódica: el estaño; en el cual se observan entremezcladas las bandas de valencia y de conducción, lo que da carácter metálico a este elemento como quiera que la variación de las distancias interatómicas impuestas en el desarrollo de la fig. 3 es sólo posible idealmente, los diagramas de bandas de energía corrientemente utilizadas emiten esta referencia y se presentan como se indican en la fig. 4.

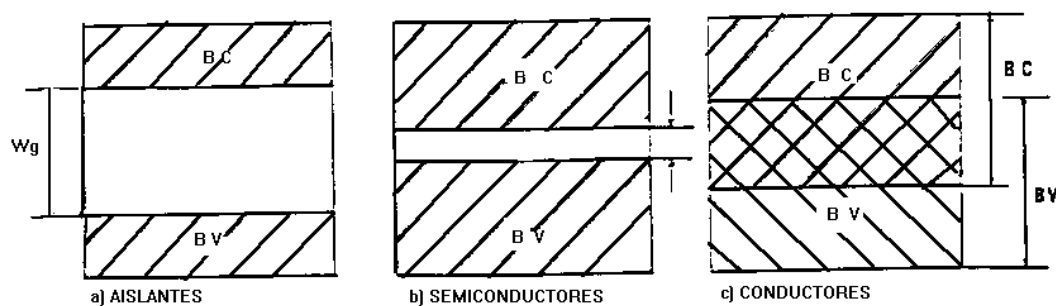


Fig. 4

1.4.- CONDUCCIÓN EN LOS METALES.

En un metal, los electrones más exteriores (o de valencia) de un átomo, se puede decir que pertenecen tanto a un ion como a cualquier otro, de tal manera que el enlace de un electrón con cualquier átomo individual es prácticamente nulo. De acuerdo con el epígrafe 1.3, esto significará, que en un metal, la banda ocupada por los electrones de valencia no puede estar completamente llena y que no hay niveles prohibidos en las

energías más altas. Dependiendo del metal al menos un electrón por átomo, y a veces dos y tres, pueden moverse libremente en el interior bajo la acción de un campo eléctrico aplicado.

La fig. 5 muestra la distribución de carga en el interior de un metal. Los signos + representan los iones positivos de los átomos individuales y las regiones rayadas representan los electrones que están fuertemente ligados al núcleo atómico del metal. Estos apenas son perturbados cuando los átomos se unen para formar el metal. El volumen no sombreado contiene los electrones más exteriores o de valencia de los átomos. Estos electrones son los que no puede decirse que pertenezcan a un átomo particular, sino que han perdido completamente su individualidad y pueden vagar libremente de átomo a átomo en el interior del metal. Entonces, se puede considerar un metal como una región que contiene un sistema periódico tridimensional de iones positivos fuertemente enlazados, rodeados por una gran cantidad de electrones que se mueven casi completamente libres. Esta imagen se conoce como la descripción de un metal mediante un gas de electrones.

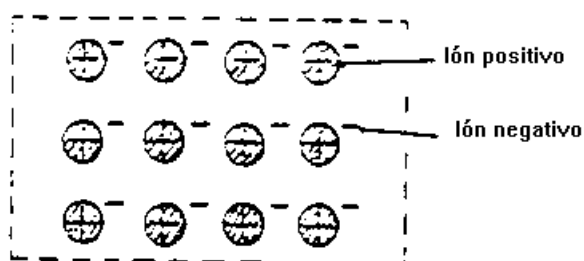


Fig. 5

Según la teoría del gas electrónico de un metal, los electrones están en continuo movimiento, cambiando la dirección de éstos en cada colisión con los iones positivos. La distancia entre colisiones se denomina camino libre medio. Puesto que el movimiento es errático, no hay movimiento neto y la corriente resultante es nula.

Si se aplica al metal un campo eléctrico E (V/m) los electrones son acelerados, y superpuesto al movimiento aleatorio hay una pequeña componente de velocidad en la dirección $-E$. En cada colisión inelástica con un ion, el electrón pierde su energía cinética, entonces se acelera nuevamente en la dirección $-E$ y pierde su energía cinética

en la siguiente colisión inelástica. Como media se obtiene una velocidad de arrastre v cuyo sentido es contrario al del campo y su módulo es proporcional a E . Es decir:

$$v = \mu \cdot E \quad (10)$$

donde μ es la movilidad de los electrones ($m^2/v \cdot s$). El flujo resultante de los electrones (carga $-e$) a la velocidad de deriva μ , constituye una corriente. Si hay n electrones libres por metro cúbico. La derivada de corriente $J(A/mm^2)$ es

$$J = n \cdot e \cdot v = n \cdot e \cdot \mu \cdot E = \sigma \cdot E \quad (11)$$

donde

$$\sigma = n \cdot e \cdot \mu \quad (12)$$

es la conductividad del material en siemens/metro. La inversa de σ , es la resistividad ρ en ohmios-metro. La ecuación (11) expresa la ley de Ohm en forma puntual que dice que la densidad de corriente es directamente proporcional al gradiente de tensión. Para un conductor de área $A(m^2)$ y longitud $l(m)$ se tiene:

$$I = J \cdot A = \sigma \cdot A \cdot E = \sigma \cdot A \cdot \frac{V}{l} = \sigma \cdot \frac{A}{l} \cdot V \quad (13)$$

donde $\sigma \cdot A/l$ es la conductancia G en siemens. La resistencia $R = 1/G$ vale :

$$R = \frac{V}{I} = \frac{1}{G} = \frac{l}{\sigma \cdot A} = \frac{1}{\sigma} \cdot \frac{l}{A} \quad (14)$$

La velocidad de arrastre en un buen conductor es muy pequeña comparada con la velocidad “térmica” aleatoria de un electrón que es del orden de 10^5 m/s a la temperatura ambiente. Cuando aumenta la temperatura, se incrementa el movimiento térmico, disminuyendo el tiempo entre colisiones, la movilidad se reduce y en consecuencia también disminuye la conductividad. Es una característica de los conductores metálicos el que la resistencia se eleve con la temperatura.

EJEMPLO DE APLICACIÓN N°2

La resistividad del cobre a 20 °C es $1,73 \cdot 10^{-8} \Omega \cdot m$. Hallar: a) movilidad de los electrones, b) la velocidad de arrastre si se tiene un conductor de $10^{-6} m^2$ de sección llevando una corriente de 4A. Datos adicionales: Peso atómico del cobre: 63,6 g; densidad $8,9 g/cm^3$, carga del electrón: $1,6 \cdot 10^{-19}$ culombios; Número de Avogadro $6,022 \cdot 10^{23}$ átomos/mol.

SOLUCIÓN

El número de átomos/ m^3 será:

$$n_A = \frac{6,022 \cdot 10^{23} \cdot 8,9 \cdot 10^6}{63,6} = 8,43 \cdot 10^{28}$$

como el cobre es monovalente, suponiendo un electrón libre por átomo, el número de electrones libres n será igual a n_A .

a) La movilidad de acuerdo con (12) será:

$$\mu = \frac{\sigma}{ne} = \frac{1}{8,43 \cdot 10^{28} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 1,73 \cdot 10^{-8}} = 4,285 \cdot 10^{-3} m^2 s^{-1} V^{-1}$$

b) La velocidad de arrastre, de acuerdo con (11) será:

$$v = \frac{J}{ne} = \frac{I/A}{ne} = \frac{4,6 \cdot 10^6}{8,43 \cdot 10^{28} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}} = 2,965 \cdot 10^{-4} m/s$$

1.5.- SEMICONDUCTORES INTRÍNSECOS O PUROS.

Los materiales libres de impurezas reciben el nombre de semiconductores intrínsecos. Los más importantes dentro del campo de la electrónica son el germanio y el silicio. Estos elementos están situados en el grupo IV de la tabla periódica y tienen 4 electrones de valencia. La estructura cristalina del germanio y el silicio es tetraédrica (fig. 2), de tal modo que cada átomo tiene 4 adyacentes y todos equidistantes entre sí. El núcleo iónico de estos elementos tiene una carga positiva +4 y las fuerzas de enlace entre los átomos próximos resultan del hecho de que cada uno de los electrones de

valencia de un átomo compartido por uno de sus cuatro vecinos más próximos, simplicidad, el modelo tridimensional de la fig. 2 suele representarse en forma bidimensional como indica la fig. 6a, donde se representan los enlaces covalentes que unen los electrones de los átomos más próximos, por medio de las líneas de puntos. En la fig. 6b se representa las bandas de energía de estos semiconductores. Cuando el material está a la temperatura del cero absoluto ($0\text{ }^{\circ}\text{K}$), todos los electrones están situados en la banda de valencia, ninguno está en la banda de conducción. El intervalo de energía W_g es de $0,785\text{ eV}$ para el germanio y $1,21\text{ eV}$ para el silicio a $0\text{ }^{\circ}\text{K}$ y expresan de otra manera, la energía necesaria para romper un enlace covalente para estos elementos.

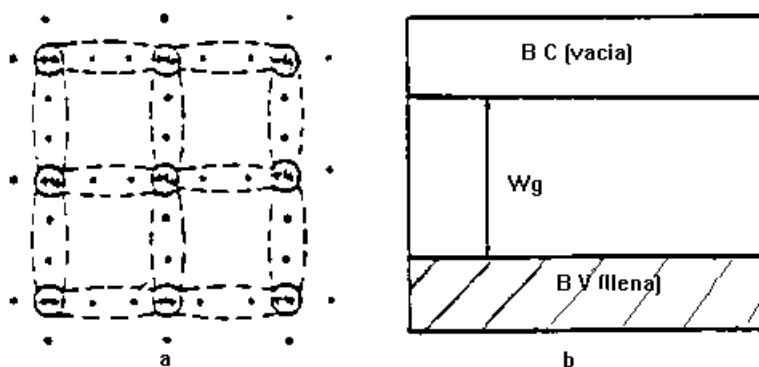
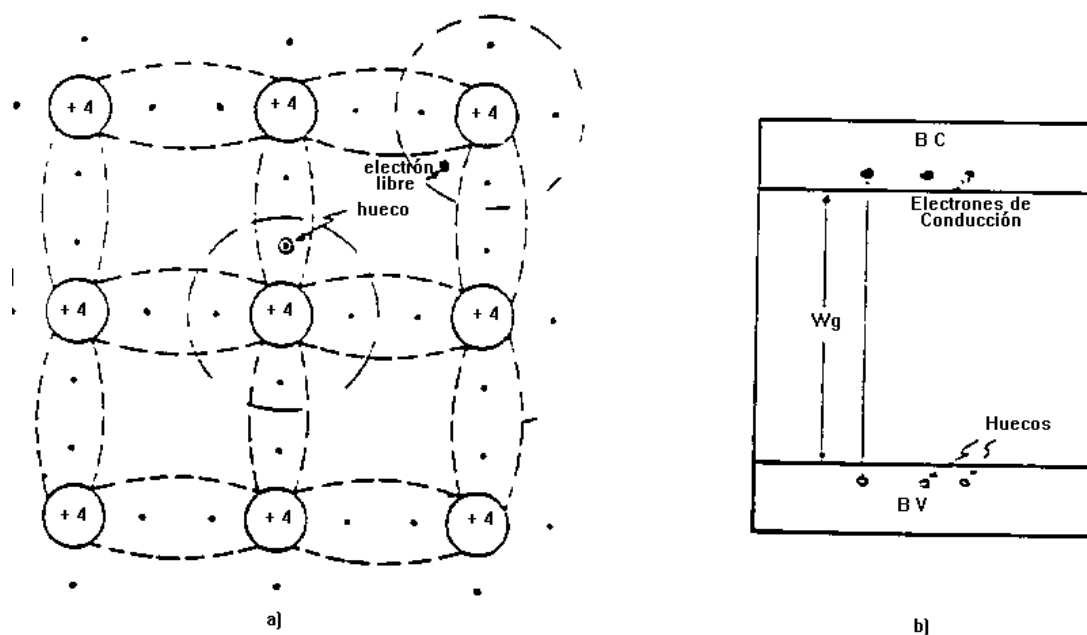


Fig. 6

Cuando al sistema se le aplica energía en forma de calor, algunos electrones de valencia escapan de sus átomos de origen y se convierten en electrones de conducción, es decir pasan electrones de la banda de valencia a la de conducción. El ancho de la banda prohibida disminuye con el aumento de temperatura. A la temperatura ambiente ($300\text{ }^{\circ}\text{K}$) W_g es de $0,72\text{ eV}$ para el germanio y $1,10\text{ eV}$ para el silicio (*). Una aplicación adicional de calor hace que más electrones crucen la banda prohibida pasando de la banda de valencia a la de conducción. Esto significa que las características de resistividad del germanio y el silicio muestren una resistencia decreciente con un incremento de la temperatura. Los termistores son una aplicación directa de esta propiedad del semiconductor. Sin embargo, normalmente los semiconductores, deben funcionar dentro de límites de temperatura definidos para controlar las características de resistividad del germanio y el silicio muestren una resistencia decreciente con un incremento de temperatura. Los termistores son una aplicación directa de esta propiedad

del semiconductor. Sin embargo, normalmente los semiconductores deben funcionar dentro de límites de temperatura definidos para controlar las características de conductividad.

Entonces, a la temperatura ambiente, algunos electrones de valencia habrán escapado de sus átomos de origen y se habrán convertido en electrones de conducción. Las figs. 7, 2-1, 2-2 y 2-3 ilustran este fenómeno en las dos versiones: de estructura atómica y según la teoría de las bandas de energía. Cada átomo que ha perdido un electrón de valencia es ahora un ion y posee una carga neta positiva $+e$. Por otra parte, uno de sus cuatro electrones de valencia está incompleto; en este enlace existe una vacante. Este carga positiva neta en el lugar del átomo ionizado y la ausencia correspondiente, definen conjuntamente una entidad física que denominamos hueco. El material que tiene este apareamiento se llama intrínseco.



(*)Experimentalmente se han determinado las variaciones de W_g con la temperatura. Para el silicio es $W_g(T) = 1,21 - 3,6 \cdot 10^{-4} \cdot T$; para el germanio vale: $W_g(T) = 0,785 - 2,23 \cdot 10^{-4} \cdot T$

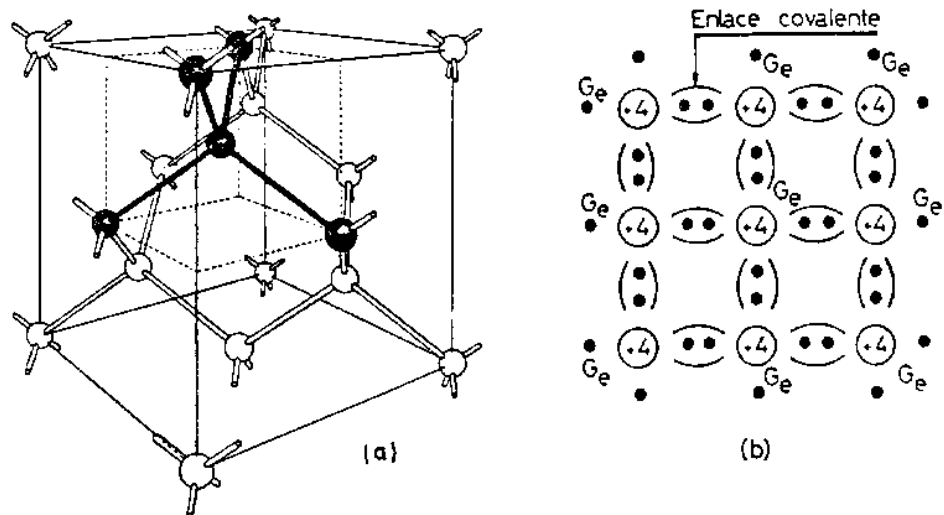


Figura 2.1.

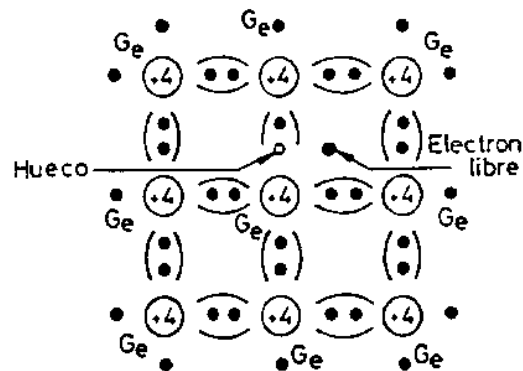


Figura 2.2.

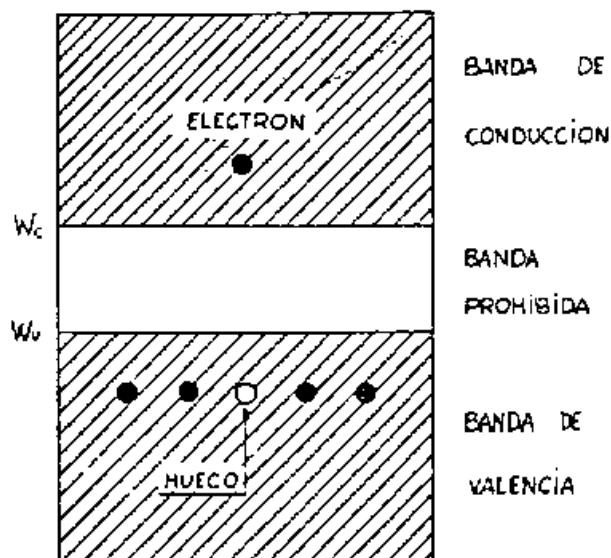


Figura 2.3.

Al aplicar un campo eléctrico externo, los electrones podrán moverse por la banda de conducción. De manera similar, si un electrón en la banda de valencia se mueve para llenar un hueco, deja otro hueco en su posición primitiva. De esta manera podemos tener corriente no sólo en la banda de conducción, sino también dentro de la banda de valencia, la cual es resultado de los huecos “saltando” de un átomo a otro. Un electrón en la banda de conducción tiene un nivel de energía mayor que un electrón (o hueco) en la banda de valencia. Si un electrón necesita una energía de un campo externo para moverse, el electrón de la banda de conducción requiere menos energía adicional que otro en la banda de valencia. De acuerdo con esto, las corrientes más comunes en los semiconductores intrínsecos son corrientes en la banda de conducción. Sin embargo, al mismo tiempo habrá pequeñas corrientes de “huecos”.

Teniendo en cuenta este mecanismo de conducción se puede calcular ahora la magnitud de la densidad de corriente en un semiconductor intrínseco en función del campo eléctrico. Por analogía con la expresión (11) y teniendo en cuenta la existencia de electrones y huecos; si denominamos μ_n y μ_p a las correspondientes movilidades, y n y p las concentraciones de electrones y huecos, se cumplirá:

$$J = (n \cdot \mu_n \cdot e \cdot E + p \cdot \mu_p \cdot e \cdot E) = (n \cdot \mu_n + p \cdot \mu_p) \cdot E = \sigma \cdot E \quad (15)$$

donde la conductividad σ es ahora igual a:

$$\sigma = (n \cdot \mu_n + p \cdot \mu_p) \cdot e \quad (16)$$

como cualquiera que en un semiconductor puro o intrínseco los huecos y electrones se crean simultáneamente, se tendrá $n=p=n_i$ donde n_i expresa la concentración intrínseca. En Física de semiconductores se demuestra que la concentración intrínseca n_i varía con la temperatura según la relación:

$$n_i^2 = A_0 \cdot T^{3/2} \cdot e^{-W_{GO}/KT} = n \cdot p \quad (17)$$

donde A_0 es una constante que depende del material, W_{GO} es el ancho de la banda prohibida en eV a 0 °K, K es la constante de Boltzmann = $1,38 \cdot 10^{-23}$ julios/°K o bien $8,61 \cdot 10^{-5}$ eV/°K; T es la temperatura en °K.

En la tabla nº 3 se muestran algunas propiedades importantes de los semiconductores puros: germanio y silicio.

Como es de esperar, los portadores libres: huecos y electrones se están generando continuamente en un semiconductor, y su densidad aumentaría de forma continua si no hubiera una recombinación. La recombinación es el proceso de unión de un hueco con un electrón, eliminándose ambos como es fácil imaginar, la recombinación será proporcional al producto del número de electrones libres por el número de huecos. A una temperatura dada, la velocidad de recombinación debe ser igual a la velocidad de generación, de tal forma que la densidad de portadores libres permanece esencialmente constante en el valor expresado por la ecuación (17). Si por ejemplo, la temperatura de un semiconductor intrínseco se elevará lo suficiente para que la generación de portadores fuera el doble, también crecerá la recombinación hasta duplicarse. Sin embargo, cada tipo de densidad de portadores electrones o huecos se incrementará en un factor $\sqrt{2}$.

PROPIEDADES	Ge	Si
Número atómico.....	32	14
Peso atómico.....	72,6	28,1
Densidad (g/cm ³).....	5,32	2,33
Átomos/cm ³	$4,4 \cdot 10^{22}$	$5,0 \cdot 10^{22}$
W_{GO} (eV a 0°K).....	0,785	1,21
W_G (eV a 300°K).....	0,72	1,1
Movilidad de electrones (cm ² /V·s).....	3800	1300
Movilidad de huecos (cm ² /V·s).....	1800	500
n_i (a 300°K)/m ³	$2,5 \cdot 10^{13}$	$1,5 \cdot 10^{10}$
Resistividad intrínseca (a 300°K) Ω·cm.....	45	230.000

TABLA N°3

EJEMPLO DE APLICACIÓN N°3

Conociendo los valores de μ_n , μ_p y n_i de los semiconductores germanio y silicio mostrados en la tabla N° 3, determinar las resistividades de ambos materiales.

SOLUCIÓN

a) Germanio

De acuerdo con la tabla n° 3 se tiene

$$n_i = n = p = 2,5 \cdot 10^{13} \text{ portadores/cm}^3$$

$$\mu_n = 3800 \text{ cm}^2/\text{v} \cdot \text{s}; \quad \mu_p = 1800 \text{ cm}^2/\text{v} \cdot \text{s}$$

aplicando la expresión (16) y teniendo en cuenta que $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ culombios, se obtiene la siguiente conductividad para el germanio puro.

$$\sigma = (n \cdot \mu_n + p \cdot \mu_p) \cdot e = (\mu_n + \mu_p) \cdot n_i \cdot e$$

y sustituyendo valores:

$$\sigma = (3800 + 1800) \cdot 2,5 \cdot 10^{13} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} = 0,0224 \text{ siemens/cm}$$

es decir 2,24 siemens/metro, lo que indica una resistividad intrínseca:

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{2,24} = 0,4464 \text{ ohmios/metro}$$

b) Silicio

De forma análoga se obtiene $\sigma = 4,32 \cdot 10^4$ siemens/m. equivalente a una resistividad

$$\rho = \frac{1}{4,32 \cdot 10^4} = 2314,8 \text{ ohmios} \cdot \text{metro}$$

Si se comparan ambos valores con la resistividad del cobre (ver ejemplo de aplicación nº2), vale $\rho = 1,73 \cdot 10^{-8} \Omega \cdot \text{m}$, se confirma que tanto el germanio como el silicio son malos conductores eléctricos comparados con el cobre. No obstante y como se verá en la sección siguiente, la conductividad de un semiconductor puede aumentarse ampliamente añadiendo impurezas a su red cristalina.

1.6 DENSIDAD DE NIVELES EN LAS BANDAS DE ENERGÍA

La representación por bandas de energía que se viene utilizando muestra que hay niveles energéticos posibles para los electrones, tanto en la banda de conducción como en la de valencia, y que éstas se hallan separadas por una banda prohibida. En el caso concreto de elementos del grupo IV, es sabido que existen cuatro estados por átomo (caso del carbono ya estudiado); por tanto el número de estados será cuatro veces el de átomos. Con ello es posible conocer el número total de estados en la banda de conducción, por unidad de volumen, pero no se obtiene ninguna información en cuanto al número de aquellos ocupados por electrones.

El paso de un electrón desde el borde superior de la banda de valencia al borde inferior de la de conducción exige una cantidad de energía que es la mínima necesaria para conseguir el desplazamiento de cualquier electrón de una a otra banda. Las traslaciones de electrones de la banda de valencia a la de conducción serán normalmente de este tipo dependiendo el número de electrones que se trasladen, en parte de la temperatura, y en parte del número de estados energéticos posibles en los bordes de ambas bandas. Parece, por tanto, interesante conocer cómo se distribuyen los estados energéticos en los bordes de las bandas de conducción y valencia, puesto que entre estos bordes es donde más probablemente se van a producir las transiciones de electrones.

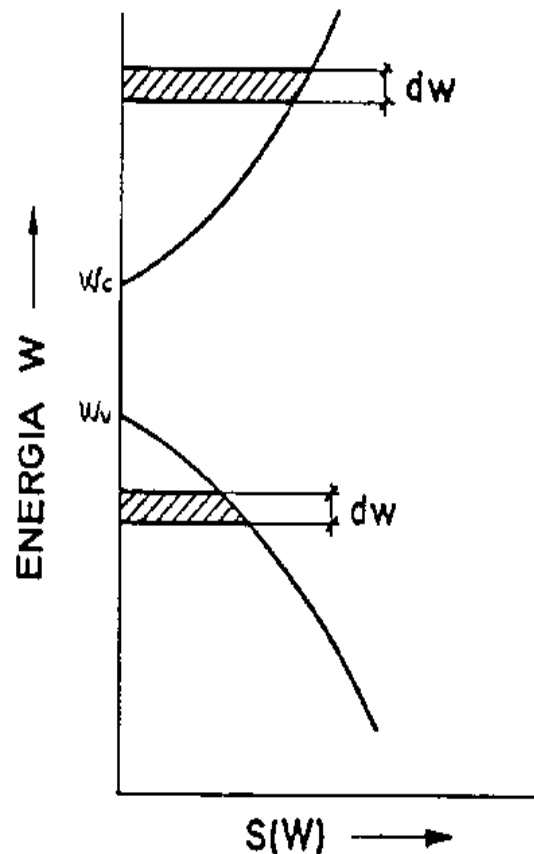


Figura 2.4.

Por consideraciones matemáticas que no es del caso presentar aquí, se llega con relativa facilidad a la conclusión de que la mencionada distribución de estados no es uniforme, sino que obedece a la expresión:

$$S(W) = \frac{8\sqrt{2}\pi m_e^{3/2}}{h^3} (W - W_c)^{1/2} = A(W - W_c)^{1/2} \quad (2.5)$$

para la banda de conducción, y a la

$$S(W) = \frac{8\sqrt{2}\pi m_h^{3/2}}{h^3} (W_v - W)^{1/2} = (W_v - W)^{1/2} \quad (2.6)$$

para la de valencia. En estas ecuaciones A es una constante, m_c la masa del electrón, m_h la masa del hueco, h la constante de Planck, W_c y W_v las energías correspondientes a los bordes inferior y superior de las bandas de conducción y valencia, respectivamente, y $S(W)$ representa el número de estados por unidad de energía y de volumen, al nivel energético W ; es pues, una *densidad de estados*. Para mayor claridad se han representado en la figura 2.4 las ecuaciones (2.5) y (2.6). En dicha figura, las áreas halladas representan el número de estados que, por unidad de volumen, existen en el intervalo energético dW , o sea, el producto $S(W) \cdot dW$ para el nivel energético W considerado.

1.7. EL NIVEL DE FERMI

En apartados anteriores se ha tratado la distribución de niveles de energía en cuerpos sólidos, y se ha hablado de estados ocupados por electrones y estados sin ocupar; ahora se va a completar el estudio analizando cómo están ocupados los estados y la distribución de los electrones dentro de los niveles de energía, en función de la temperatura.

La forma en que se reparte la energía térmica entre los diferentes átomos de un metal o un semiconductor, a una temperatura determinada, es un problema que sólo puede resolverse estadísticamente. La función de distribución que más se adapta a la realidad física, entre las varias propuestas, es la de Fermi-Dirac, que da la probabilidad de que un determinado estado de energía esté ocupado por un electrón. Su expresión matemática es la siguiente:

$$f(W) = \frac{N(W)}{S(W)} = \frac{1}{1 + e^{(W-W_f)/KT}}$$

siendo $K = 1.38 \cdot 10^{-16}$ erg / °K la constante de Boltzmann, W_f el denominado nivel de Fermi, W la energía del nivel considerado, T la temperatura absoluta, $N(W)$ el número de estados efectivamente ocupados y $S(W)$ el número de estados susceptible de ser ocupados por un electrón. Haciendo $W = w_f$ en la fórmula anterior, se ve claramente que el nivel de Fermi es aquel para el cual la probabilidad de encontrar un electrón es $1/2$, a cualquier temperatura. En la figura 2.5 se representa la función de Fermi-Dirac para distintos valores de T .

El valor máximo que puede tomar la función es la unidad; lo que equivale a decir que ese estado se halla constantemente ocupado. Al aumentar la energía W la función tiende a cero, lo que significa que los niveles de energía muy elevada estarán siempre vacíos. Para la temperatura $T = 0$ el cambio de la función, del valor 0 a 1, es brusco y se produce precisamente en el nivel de Fermi, lo que significa que por debajo de dicho nivel todos los estados están ocupados, y por encima vacíos.

En el caso de un metal, el nivel de Fermi cae dentro de una zona en la que existen estados posibles de energía; en el de los semiconductores y aislantes, dicho nivel puede caer en la banda prohibida, lo que debe interpretarse como que la probabilidad de ocupación es $1/2$, pero ello siempre que existan estados posibles de energía en ese nivel.

En un semiconductor puro, a cero grados de temperatura, la probabilidad de encontrar un electrón en la banda de valencia es la unidad, y en la banda de conducción cero; puede, concebirse intuitivamente que el nivel de Fermi de los semiconductores puros esté situado en el centro de la banda prohibida. A esta afirmación se llegará posteriormente en la forma más rigurosa.

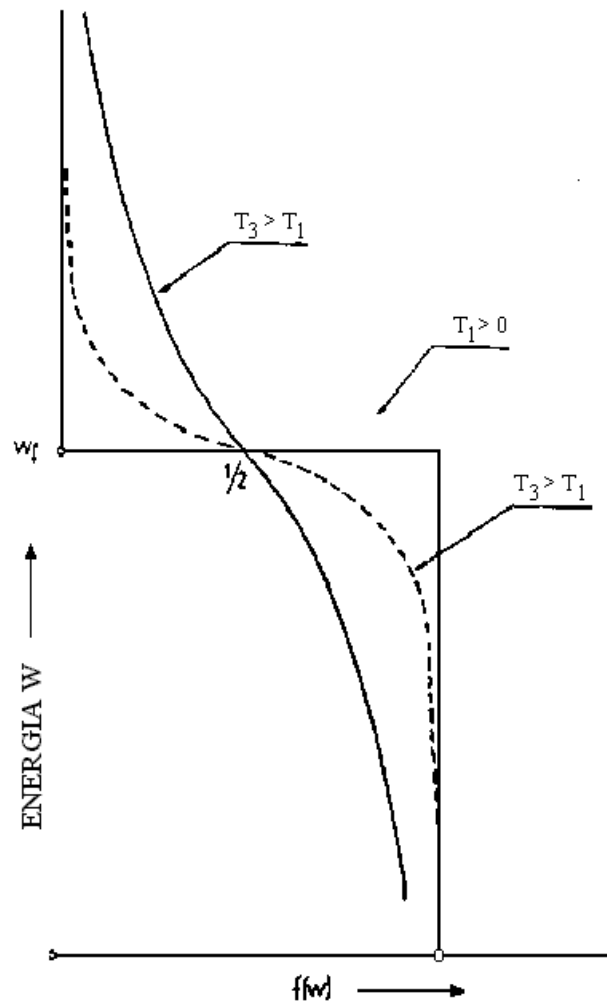


Figura 2.5.

1.8 DISTRIBUCIÓN DE PORTADORES EN LAS BANDAS DE ENERGÍA

Según se vio en el apartado 2.3 la distribución de niveles energéticos en los bordes de las bandas de conducción y de valencia no es uniforme, sino que obedece a una ley de tipo parabólico según las expresiones (2.5) y (2.6). Por otra parte, es sabido que la función de Fermi-Dirac da la probabilidad de que un determinado nivel se halle ocupado por un electrón (a una determinada temperatura) y que dicha probabilidad es independiente del número de niveles existentes para ese valor de la energía.

Considérese ahora la ecuación (2.8) que se indica a continuación

$$N(W) dW = S(W) \cdot f(W) dW \quad (2.8)$$

Puesto que $S(W)$ es la densidad de niveles, el producto $S(W) dW$ es el número total de niveles disponibles en el intervalo dW ; $f(W)$ es la probabilidad de que dichos estados estén ocupados. En consecuencia el producto de la densidad de niveles disponibles, $S(W)$, por la probabilidad de que estén ocupados $f(W)$, da el número de niveles ocupados $N(W)$, en el pequeño intervalo energético considerado dW ; esto es, el número de electrones que, por unidad de volumen, existe en dicho intervalo.

En la figura 2.6 se ha representado la ecuación (2.8) para un semiconductor intrínseco. Para mejor comprensión se han incluido el diagrama de bandas (parte a) de la figura), la densidad de niveles $S(W)$ (parte b) de la figura) y la función de probabilidad $f(W)$ a dos temperaturas $T = 0^\circ\text{K}$ y $T_1 > 0^\circ\text{K}$. El producto gráfico de estas dos funciones, $N(W)$, da como resultado la figura 2.6 d) que se analiza a continuación.

Para $T = 0^\circ\text{K}$, $f(W)$ toma los valores 0 para $W > W_f$ y 1 para $W < W_f$. En estas condiciones de la función $N(W)$ corresponde a las curvas indicadas por (1) en la figura 2.6 d), es decir, $N(W) = 0$ para $W \geq W_c$ (no hay electrones en la banda de conducción) y $N(W) = S(W)$ para $W \leq W_v$ (la banda de valencia está completa).

Para $T_1 > 0^\circ\text{K}$, algunos electrones han alcanzado la banda de conducción distribuyéndose en dicha banda según la curva indicada por (3). Estos electrones proceden de la banda de valencia que ya no estará totalmente llena (curva (2)). Los electrones que aparecen en la banda de conducción son, en número, igual a los huecos de la banda de valencia (diferencia entre las curvas (1) y (2), o sea, la curva (4)).

Así pues, las curvas marcadas (3) y (4) en la figura 2.6 d) muestran las distribuciones de electrones y huecos en las bandas de conducción y valencia, para un semiconductor intrínseco, a una temperatura superior 0°K . Puede observarse cómo ambas curvas son simétricas respecto al nivel de Fermi W_f . Su integración entre los

límites de energía en que son aplicables, daría la cantidad total de electrones y de huecos por unidad de volumen.

El número de electrones n en la banda de conducción de un semiconductor intrínseco a una temperatura determinada T se tendrá, pues, integrando la ecuación (2.8) desde el borde inferior de la banda W_c hasta “ $+\infty$ ”. Introduciendo las expresiones (2.5) y (2.7) en la (2.8) e integrando resulta como valor de n

$$n = \frac{4\sqrt{2}}{h^3} (\pi m_e K T)^{3/2} e^{(W_f - W_c)/KT} \quad (2.9)$$

Mediante esta ecuación podría, por tanto, calcularse el número de electrones por centímetro cúbico que están en la banda de conducción disponibles como elementos portadores de corriente.

El número de huecos p en la banda de valencia puede calcularse en forma similar, sustituyendo la masa m_e del electrón por la m_h del hueco y considerando que la probabilidad de que exista un estado vacante en la banda de valencia es la unidad menos la probabilidad de que esté ocupado. Hallando el producto de ambas funciones como se hizo anteriormente e integrando entre W_v y “ $-\infty$ ” se obtiene como valor p

$$p = \frac{4\sqrt{2}}{h^3} (\pi m_h K T)^{3/2} e^{(W_v - W_f)/KT} \quad (2.10)$$

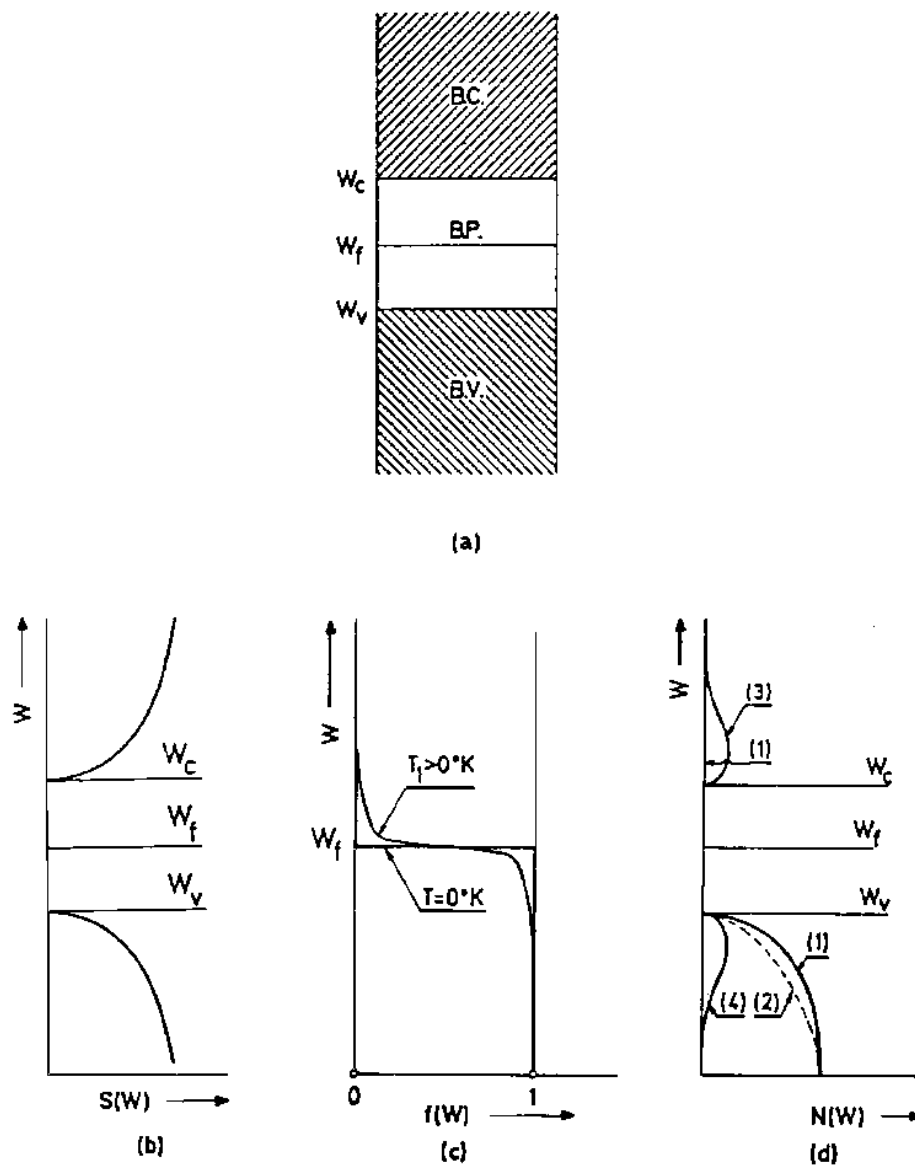


Figura 2.6.

ecuación que permite calcular el número de huecos p por centímetro cúbico disponible, como elementos portadores de carga, en un semiconductor intrínseco.

Como en un semiconductor intrínseco el número de huecos situados en la banda de valencia es igual al de electrones en la banda de conducción, pueden igualarse las

expresiones (2.9) y (2.10) para obtener el nivel de Fermi. Si se considera que las masas del electrón y del hueco son aproximadamente iguales, $m_e = m_h$, resulta

$$W_f = \frac{W_c + W_v}{2} \quad (2.11)$$

La expresión (2.11) muestra, tal como se había intuido, que el nivel de Fermi, para un semiconductor intrínseco, está situado en el centro de la banda prohibida. Por otra parte, nótese que en la ecuación (2.9) el valor $(W_f - W_c)$ es igual a $(-W_g / 2)$, siendo w_g el ancho de banda prohibida; en consecuencia el valor de n , de p , o de la concentración intrínseca será

$$n = p = n_i = A_0 \cdot T^{3/2} \cdot e^{-(W_g/2KT)} \quad (2.12)$$

expresión idéntica a la (2.4) anticipada.

1.9. SEMICONDUCTORES EXTRÍNSECOS

En un semiconductor intrínseco, existe el mismo número de electrones que de huecos, y ambos contribuyen por igual al fenómeno de conducción; sin embargo, puede lograrse que la conductividad sea ocasionada exclusivamente por uno u por otro tipo de portadores. Para ello basta añadir al semiconductor puro cierta cantidad de impureza adecuadamente elegida (dopado). En el caso del germanio o del silicio, las impurezas más interesantes pertenecen a los grupos tercero y quinto del sistema periódico.

Si se añade el germanio en fusión, una ligerísima cantidad de antimonio, cada átomo de este último reemplaza, después de la solidificación, a un átomo de germanio, resultando una configuración cristalina como la mostrada en la figura 2.7 a).

En ella puede verse como cuatro de los cinco electrones de valencia del antimonio forman enlaces covalentes con átomos de germanio. El quinto electrón queda

tan débilmente unido al núcleo que puede considerarse como libre; en realidad, es necesaria una energía de 0.01 eV para separarlo de aquel, pero dicha energía se obtiene directamente de la agitación térmica a la temperatura ambiente.

Esta clase de semiconductores impuros, que presentan incrustaciones en su red cristalina, se llaman semiconductores *extrínsecos*, y los cuerpos que al ser introducidos como impureza dan un exceso de electrones libres, utilizables como elementos portadores de carga, se denominan *donadores*.

En el modelo de bandas el proceso descrito se explica de la forma siguiente: al tener el átomo de antimonio cinco electrones de valencia, uno de ellos no puede situarse en la banda de valencia del germanio puro, pues ésta queda completa con sólo cuatro electrones; sin embargo, la introducción de la impureza modifica la distribución de los niveles energéticos, de tal modo que aparece uno nuevo permitido W_D , dentro de la banda prohibida, que es precisamente el que alberga al electrón sobrante.

El nivel W_D está situado en la parte superior de la zona prohibida, a una distancia $\Delta W_1 = 0.01$ eV del nivel inferior W_c de la banda de conducción, como puede verse en la figura 2.7 b). Se comprende fácilmente que la más pequeña aportación de energía hará que todo electrón cuyo nivel energético sea el W_D pase a la banda de conducción como electrón libre, dejando el átomo de antimonio ionizado. La carga positiva, situada en el ion, permanece fija, pues pertenece al número atómico; por el contrario, los electrones en la banda de conducción son fácilmente desplazables y dan lugar a una corriente eléctrica si se aplica un campo exterior.

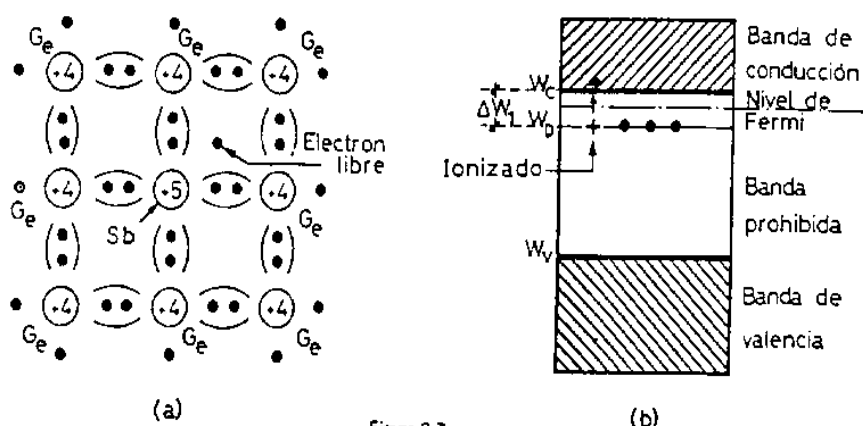


Figura 2.7.

Un proceso análogo, pero de signo contrario, puede conseguirse introduciendo impurezas trivalentes como aluminio, boro, indio, etc. La configuración cristalina es la mostrada en la figura 2.8 a); en ella se ve claramente como para este tipo de impureza resulta un exceso de huecos, pues al existir una diferencia de un electrón de valencia entre el germanio y el indio, por ejemplo, no pueden completarse más que tres enlaces covalentes, quedando un hueco en el cuarto enlace. Los cuerpos que al ser introducidos como impureza proporcionan portadores de carga positivos, se llaman aceptadores, por crear una configuración en la que uno de los enlaces está en condiciones de aceptar un electrón para cubrir su hueco.

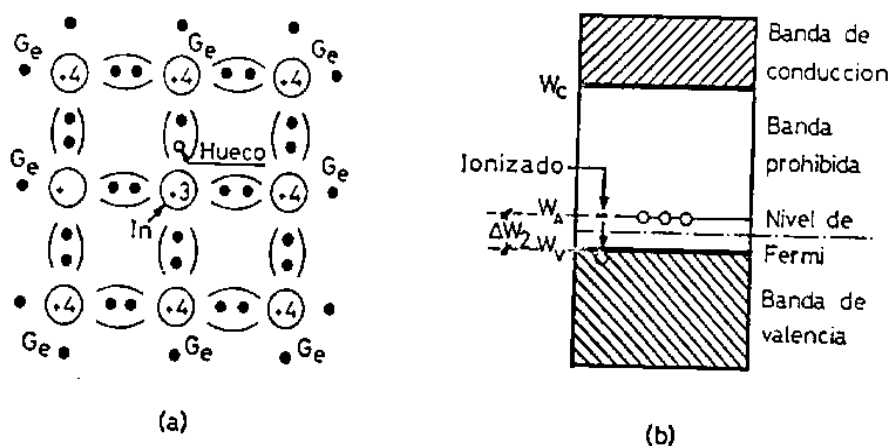


Figura 2.8.

El modelo de bandas sucede con las impurezas de tipo aceptador que los huecos se sitúan en el nivel W_A , cerca del límite superior W_V de la banda de valencia a una

distancia ΔW_2 muy reducida, según se muestra en la figura 2.8 b). A temperatura de 0° K el nivel W_A está vacío, siendo necesaria solamente una pequeña cantidad de energía para que algunos electrones del germanio abandonen la banda de valencia y pasen a ocupar el mencionado nivel. El desplazamiento de electrones crea huecos dentro de la banda de valencia que, sometidos a un campo eléctrico exterior, pueden desplazarse dentro de la misma, según el mecanismo de conducción descrito en párrafos anteriores.

A temperatura ambiente puede decirse que prácticamente todos los átomos de impureza están ionizados. En consecuencia, cuando se introduzca en un semiconductor como impureza un donador, habrá más electrones en la banda de conducción que huecos en la de valencia y la corriente resultante será casi totalmente debida a los electrones. En tales condiciones se dice que el semiconductor es de tipo *n*, que los electrones son *mayoritarios* y los huecos *minoritarios*. Si se trata de impurezas de tipo aceptador existirán más huecos en la banda de valencia que electrones en la conducción; el semiconductor es de tipo *p*, los huecos son mayoritarios, los electrones minoritarios y la corriente será debida principalmente a los huecos.

Los semiconductores que se utilizan en la práctica suelen contener impureza de tipo donador y de tipo aceptador, en cuyo caso, una vez establecido el equilibrio térmico, las concentraciones de electrones y huecos vienen reguladas, en cada zona, por la ley de acción de masas según la expresión:

$$n_n \cdot p_n = n_p \cdot p_p = n_i^2 \quad (2.13)$$

donde n_n y p_n son las concentraciones de electrones y huecos en la zona del semiconductor de tipo *n*, n_p y p_p las mismas concentraciones en la zona de tipo *p*; y n_i la concentración intrínseca, tomada de las fórmulas (2.3) y (2.4). La fórmula (2.13) confirma que la ecuación general (2.2) sigue siendo válida aun en presencia de impurezas. Si, por ejemplo, la concentración de electrones de germanio de tipo *n* es, a la temperatura ambiente, $n_n = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ y $n_i = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, resulta para la concentración de huecos, $p_n = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. En el cristal de germanio de tipo *n* existirán por cada 10^{16} electrones libres y huecos, la influencia de estos será prácticamente despreciable al lado

de los electrones que son mayoritarios. En el germanio de tipo p , naturalmente, los huecos serán mayoritarios y los electrones minoritarios.

1.10 DENSIDADES DE CARGA EN UN S.C. EXTRINSECO

Partiendo de la expresión (2.13) y de la ley de neutralidad eléctrica, pueden calcularse las densidades de carga en un semiconductor extrínseco. Efectivamente, según dicha ley, tanto en el caso de donadores como en el de aceptadores la impureza introducida es un cuerpo eléctricamente neutro, por lo que el cristal debe permanecer también neutro. Si se ha introducido en el germanio puro una concentración de N_d átomos de donador y se supone que a la temperatura ambiente todos ellos se han ionizado, aportarán N_d cargas positivas; el número total de cargas positivas existentes en el semiconductor, por unidad de volumen, será pues $N_d + p$. Exactamente igual, si N_a es la concentración de átomos de aceptador, el número de cargas negativas, por unidad de volumen será $N_a + n$. Como el conductor en conjunto ha de permanecer eléctricamente neutro debe cumplirse la igualdad:

$$N_d + p = N_a + n \quad (2.14)$$

Si se considera un material exclusivamente de tipo n , $n_a = 0$ y $n \gg p$, entonces

$$n_n \approx N_d \quad p_n \approx n_i^2 / N_d \quad (2.15)$$

De manera análoga resultaría para un semiconductor de tipo p

$$p_p \approx N_a \quad n_p \approx n_i^2 / N_a \quad (2.16)$$

1.11 POSICIÓN DEL NIVEL DE FERMI EN UN S.C. EXTRINSECO

Respecto al nivel de Fermi, su situación depende de la intensidad del dopado y de la temperatura. Un incremento del dopado de donador origina un acercamiento del nivel de Fermi hacia la banda de conducción; un incremento en el dopado de aceptador produce un acercamiento del mencionado nivel hacia la banda de valencia y finalmente

un incremento en la temperatura tiende a llevar el nivel de Fermi hacia el centro de la banda prohibida. Se puede obtener una expresión para el nivel de Fermi en un semiconductor extrínseco partiendo de las ecuaciones (2.9) y (2.10), que son válidas también para un material dopado, hallando el logaritmo neperiano de n/p y sustituyendo $(W_c + W_v)/2$ por el valor W_{fi} (nivel de Fermi de un semiconductor intrínseco) según la ecuación (2.11). El resultado es

$$W_f = W_{fi} + KT/2 \cdot \ln (n/p) \quad (2.17)$$

Estando situando W_{fi} en el centro de la banda prohibida, para un material de tipo n el segundo término de la expresión (2.17) es positivo y en consecuencia $W_f > W_{fi}$; para un material de tipo p el segundo término es negativo y $W_f < W_{fi}$. Para intensidades de dopado normales el nivel de Fermi se encuentra entre W_c y W_D en un semiconductor tipo n, y entre W_A y W_v en uno de tipo p, como indican las figuras 2.7b) y 2.8b).

En la figura 2.9 se muestra una muestra una representación semejante a la dada en la figura 2.6, pero en este caso para un semiconductor extrínseco con impurezas de tipo p y n, con predominio de esta última. En ella puede observarse cómo, al estar el semiconductor dopado con N_d átomos de elemento donador por unidad de volumen y N_a de aceptador, siendo $N_d > N_a$, el nivel de Fermi se encuentra situado en posición intermedia entre los indicados en las figuras 2.7 b) y 2.8 b) y más próximo a la banda de conducción que a la de valencia, a causa del predominio de N_d sobre N_a . En la misma figura puede apreciarse cómo la cantidad de electrones en la banda de conducción es muy superior a la de huecos en la de valencia.

Es de destacar que, mientras en un semiconductor intrínseco la corriente es debida por igual a electrones y huecos, en un extrínseco de tipo p puede ser debida casi exclusivamente a huecos, ya que al ser $p_p > n_i$ resultará $n_p < n_i$ y por tanto $p_p \gg n_p$, en virtud de (2.13). Lo contrario ocurre en un semiconductor de tipo n. De esta forma y con un dopado suficientemente intenso, puede conseguirse no sólo aumentar la conductividad del material sino, y además, el que aquella sea debida prácticamente a un solo tipo de portador.

1.12. DIFUSIÓN DE PORTADORES

En apartados anteriores se ha visto cómo los portadores dentro de un cristal homogéneo están animados de un movimiento completamente desordenado que no da lugar a corriente alguna. También se vio que si estas partículas eran sometidas a un campo eléctrico se producía un desplazamiento de las mismas, en la dirección del campo, si se trataba de huecos, y en sentido contrario si eran electrones. Se establecía así una *corriente eléctrica* que llamaremos conducción. Puede conseguirse también un desplazamiento de portadores por difusión entre una zona de alta densidad de carga y otra de baja; la corriente resultante se llama *corriente por difusión*. El mecanismo es semejante al desplazamiento de las moléculas de un gas cuando existe un gradiente de presión en el recipiente que lo contiene.

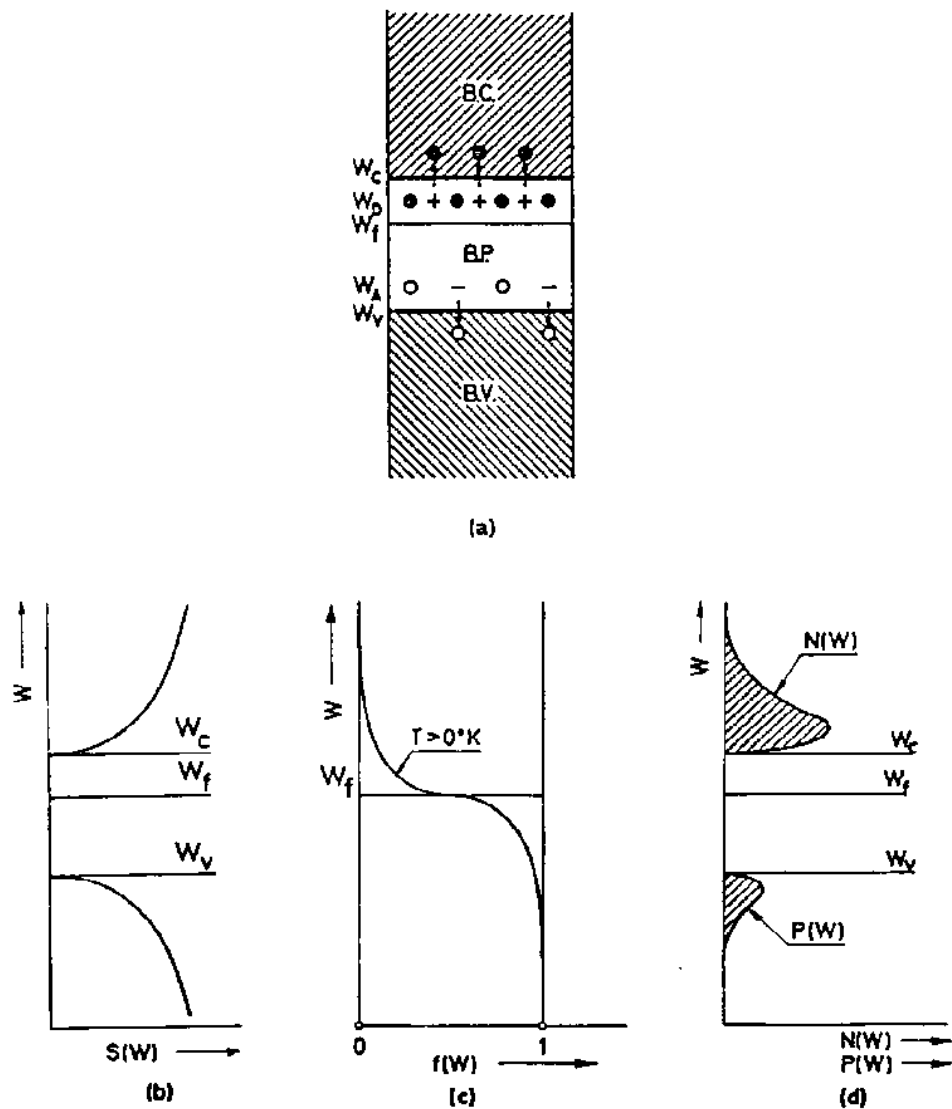


Figura 2.9.

Si se considera un cristal homogéneo, en el que la repartición de partículas portadoras de cargas es uniforme, no se produce desplazamiento alguno de las mismas. Sin embargo, si se aumenta en un punto del cristal la concentración de portadores, de modo que exista un gradiente de concentración a lo largo de aquel, las partículas tenderán a moverse desde la zona de mayor concentración hacia la de menor, dando lugar a una corriente eléctrica de difusión proporcional, en cada instante, al gradiente de concentraciones. Pasado un cierto tiempo se habrá llegado a un equilibrio y la concentración de portadores en todo el cristal volverá a ser uniforme.

La densidad de corriente, cuando los portadores sean exclusivamente huecos, viene dada por la expresión

$$i_p = -q \cdot D_p \cdot dp / dx \quad (2.17)$$

siendo D_p la constante de difusión para los huecos, q la carga del electrón y dp/dx el gradiente de concentración de huecos a lo largo del eje x del cristal.

Para los electrones se tendría, en forma análoga

$$i_p = q \cdot D_n \cdot dn / dx$$

La corriente total de difusión se obtendrá multiplicando i_n y j_p por la sección.

En los semiconductores pueden existir simultáneamente corrientes de difusión y de conducción; las expresiones de la corriente total de huecos y de electrones puede obtenerse fácilmente a partir de las ecuaciones (2.1), (2.17) y (2.18), resultando

$$i_p = q \cdot \mu_p \cdot p \cdot \varepsilon - q \cdot D_p dp/dx \quad (2.19)$$

$$i_n = q \cdot \mu_n \cdot p \cdot \varepsilon - q \cdot D_n dn/dx \quad (2.20)$$

Las constantes de difusión están ligadas con las movilidades por la relación

$$D_p / \mu_p = D_n / \mu_n = KT / q \quad (2.21)$$

denominada ecuación de Einstein; en ella K es la constante de Boltzmann y T la temperatura absoluta.

En la tabla 2.1 se dan algunas de las constantes físicas del germanio y del silicio como semiconductores típicos.

Tabla 2.1

Algunas propiedades del germanio y silicio		
	Ge	Si
Número atómico	32	14
Peso atómico	72,6	28,1
Densidad en gr./cm ³	5,32	2,33
Constante dieléctrica relativa	16	12
Átomos/cm ³	4,4·10 ²²	5·10 ²²
Banda prohibida W_{GO} a 0°K, en eV	0,785	1,21
Banda prohibida W_G a 300°K, en eV	0,72	1,1
n_i a 300°K, en cm ⁻³	2,5·10 ¹³	1,5·10 ¹⁰
Resistividad intrínseca a 300°K, en Ω cm	45	230.000
μ_n , en cm ² /V·seg	3.800	1.300
μ_p , en cm ² /V·seg	1.800	500
D_n , en cm ² /seg	99	34
D_p , en cm ² /seg	47	13
Valores probables de algunas constantes físicas		
Carga del electrón	$q = 1,602 \cdot 10^{-19}$ C	
Masa del electrón	$m = 9,109 \cdot 10^{-31}$ Kg	
Constante de Planck	$h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ J·seg	
Constante de Boltzmann	$k = 1,381 \cdot 10^{-23}$ J/°K	
Número de Avogadro	$A = 6,023 \cdot 10^{23}$ moléculas/mol	
Velocidad de la luz	$c = 2,998 \cdot 10^8$ m/seg	
Volumen por mol	$V = 2,241 \cdot 10^{-2}$ m ³	

Cuestiones y Problemas:

1.- Explica brevemente qué son los electrones de valencia y los electrones libres en un cristal.

¿Cuáles son los que pueden contribuir a la corriente eléctrica y por qué?

2.- En base a la Teoría de Bandas, explica brevemente por qué a temperatura ambiente hay cristales aislantes, cristales conductores y cristales semiconductores. Cita algunos ejemplos de cada uno de dichos materiales.

3.- ¿Pueden existir cristales en los que un electrón que ocupe un nivel de energía en la banda de conducción tenga menos energía que otro que ocupe un nivel en la banda de valencia? En caso afirmativo ¿De qué tipo es ese cristal?. ¿En qué cristales nunca es posible encontrar esa situación y por qué?

4.- ¿Qué es un semiconductor intrínseco? Indica cuál es la principal diferencia que existe, en cuanto a su naturaleza, entre la corriente eléctrica que circula a través de un cristal conductor y uno semiconductor intrínseco?

5.- Indica los diferentes tipos de portadores que pueden encontrarse en un material semiconductor, e indica y explica su origen.

6.- Explica brevemente el mecanismo de conducción por huecos en un semiconductor.

7.- A una temperatura dada, ¿qué relación hay entre las concentraciones de electrones libres y huecos en un semiconductor intrínseco?, ¿y en un semiconductor extrínseco de tipo P fuertemente dopado?, ¿y en uno de tipo N?

8.- ¿Qué es una impureza donadora y para que se introducen en un material semiconductor?

9.- ¿Cuáles son los portadores mayoritarios en un semiconductor N y cuál es su origen?

10.- ¿Cuáles son los portadores mayoritarios en un semiconductor P y cuál es su origen?

11.- Para el silicio a temperatura ambiente (25°C) $n_i = 10^{10}\text{ cm}^{-3}$. ¿Cuánto valen las concentraciones de electrones libres y huecos en el silicio intrínseco?. ¿Y en silicio dopado con 10^{15} átomos de fósforo por cm^{-3} ?, ¿Y en silicio dopado con 10^{16} átomos de Galio por cm^{-3} ? . Indicar que tipo de semiconductor se tendrá en cada caso.

12.- Explica el fundamento y las componentes de la corriente de arrastre en un semiconductor.

13.- Explica el fundamento de la corriente de difusión en un semiconductor.

14.- Se sabe que a una temperatura dada, la conductividad en un cristal es proporcional a la concentración de portadores de carga libre. ¿Qué tipo de semiconductores tienen mayor conductividad, los intrínsecos a los extrínsecos. Razona la respuesta.

15.- ¿Qué expresa la ecuación de neutralidad de carga?

16.- ¿Qué expresa la ley de acción de masas de los semiconductores?

Ejercicios resueltos del tema:

1.- Una muestra de silicio de 2 cm de longitud tiene una sección recta cuadrada de 2x2 cm. La corriente es debida a los electrones, cuya movilidad vale 1300 cm² / Vs. Un voltio aplicado a la barra de silicio da una corriente de 8 mA.

a) Calcular la concentración de electrones libres n .

b) Calcular la velocidad de desplazamiento.

Respuesta:

a) Pasando a las unidades adecuadas, tenemos los siguientes datos para la realización del problema:

$$L = 0,02 \text{ m}; \quad S = 4 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2; \quad \mu_n = 0,13 \text{ m}^2 / \text{Vs}$$

Sabemos que la conductividad se define como: $\sigma = n \cdot q \cdot \mu_n$, de donde

$$n = \frac{\sigma}{q \cdot \mu_n}$$

Este es el dato que buscamos, pero antes debemos averiguar σ , para ello sabemos que para la densidad de corriente se cumple $J = I / A$, por lo que $I = J \cdot A$. Sustituyendo llegamos a $I = \sigma \cdot E \cdot A \cdot L / L$. Conocida la igualdad $E \cdot L = V$, llegamos a la expresión

$$\sigma = \frac{I \cdot L}{V \cdot A}$$

Sustituyendo por sus valores numéricos:

$$\sigma = \frac{8 \cdot 10^{-3} \cdot 20 \cdot 10^{-3}}{(2 \cdot 10^{-3})^2} = 40 (\Omega \cdot \text{m})^{-1}$$

Conocida la conductividad sustituimos valores numéricos en la ecuación antes dada para n de la forma:

$$n = \frac{40}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 1300 \cdot 10^{-4}} = 1,92 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$$

b) Sabemos que $J = n \cdot q \cdot v$, por lo que despejando $v = J / (n \cdot q)$ y sustituyendo $v = 6,51 \text{ m/s}$.

2.- En condiciones de equilibrio, un semiconductor extrínseco tiene una concentración de huecos de $p = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ y una concentración de electrones $n = 2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Hallar:

- a) Concentración resultante de impurezas.
- b) ¿Qué tipo de impurezas predominan?
- c) Concentración intrínseca a esa temperatura para material extrínseco.

Respuesta:

a) Basándonos en la relación $N_A^- + n = N_D^+ + p$, despejamos de la forma $p - n = N_A^- - N_D^+ = 10 \cdot 10^{13} - 2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3} = 8 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$.

b) Al ser el resultado anterior positivo, predominan las impurezas aceptadoras.

c) Mediante la ley de acción de masas:

$$n \cdot p = n_i^2 \longrightarrow n_i = 4,4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$$

3.- Calcular la concentración de h^+ y e^- en el germanio tipo P a la temperatura de 300°K si la conductividad es $100 (\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$, sabiendo que $\mu_p^p = 1800 \text{ cm}^2 / \text{Vs}$ y $n_i = 2,5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$.

Respuesta:

Al ser tipo p, se cumple que $p \gg n$, por lo que $\mu_p \cdot p \gg \mu_n \cdot n$. Considerándolo obtendremos que $\sigma = n \cdot q \cdot \mu_n + q \cdot p \cdot \mu_p \approx q \cdot p \cdot \mu_p$. De esta expresión podemos despejar

$$p = \frac{\sigma}{\mu_p \cdot q} = 3,47 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$$

Aplicando la ley de acción de masas ($n_i^2 = n \cdot p$) y despejando obtenemos que

$$n = \frac{n_i^2}{p} = 1,8 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$$

4.- Probar que la resistividad del germanio intrínseco a 300°K es igual a $45 \Omega \cdot \text{cm}$. Si añade una impureza donadora en una proporción de un átomo por cada 10^8 átomos de germanio, comprobar que la resistividad desciende a $3,7 \Omega \cdot \text{cm}$.

$$\text{Datos: } n_i(300^\circ\text{K}) = 2,5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$$

$$\mu_n = 3800 \text{ cm}^2 / \text{Vs}$$

$$\mu_p = 1800 \text{ cm}^2 / \text{Vs}$$

$$\text{átomos} / \text{cm}^3 = 4,4 \cdot 10^{22}$$

Respuesta:

Para probar que la resistividad del germanio intrínseco (300°K) es $45 \Omega \cdot \text{cm}$, nos basaremos en el cálculo de la conductividad ($\sigma = n \cdot q \cdot \mu_n + p \cdot q \cdot \mu_p$). Al tratarse de un semiconductor intrínseco, a temperatura ambiente, se cumple que $n_i = p = q$, por lo que la expresión anterior se puede reducir a

$$\sigma = n_i \cdot q \cdot (\mu_n + \mu_p) = 2,5 \cdot 10^{13} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot (3800 + 1800) = 0,0224 (\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$$

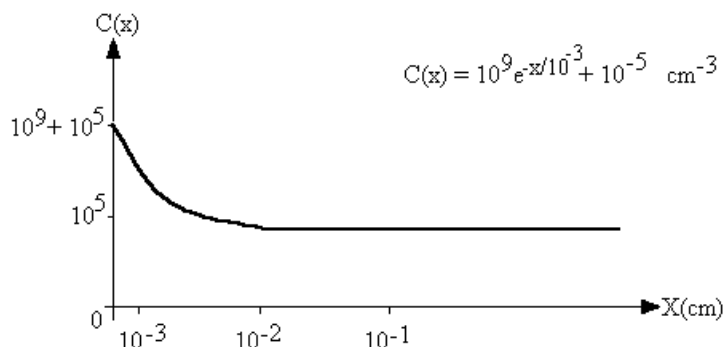
Al ser la resistividad la inversa de la conductividad, el valor de ésta será igual a $44,64 \Omega \cdot \text{cm}$.

Para llevar a cabo la segunda parte del problema realizamos una simple regla de tres mediante la cual averiguamos el valor de la concentración de impurezas donadoras: $N_D = 4,4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Al tratarse de un semiconductor tipo N, $n \gg p$ y $\mu_n \cdot n \gg \mu_p \cdot p$. De estos datos deducimos que la conductividad cumple $\sigma \approx n \cdot q \cdot \mu_n = 0,268 (\text{cm} \cdot \Omega)^{-1}$. Si realizamos el inverso del resultado, comprobaremos que se cumple lo propuesto en el enunciado del problema.

5.- Supóngase en un determinado semiconductor que se consigue de alguna forma un perfil de portadores como el de la figura. Sabiendo que la temperatura es de 300°K y que la sección de la pastilla es homogénea de valor $S = 10^{-2} \text{ cm}^2$, hallar la corriente de difusión para $x = 0, x = 10^{-3}, x = 10^{-2}, x = 10^{-1}$ en los casos:

a) Cuando los portadores son electrones con $\mu_n = 1200 \text{ cm}^2 / \text{Vs}$.

b) Cuando los portadores son huecos con $\mu_p = 500 \text{ cm}^2 / \text{Vs}$.



Respuesta:

Sabemos que $J_n = q \cdot D_n \cdot dn / dx = -q \cdot D_n \cdot 10^{12} \cdot e^{-x/10^{-3}}$.

Según la relación de Einstein se cumple que $D_n = \mu_n \cdot V_T$, por lo que deducimos que la corriente de difusión cumplirá (según el apartado del problema):

a) $I_{\text{dif}} = -q \cdot V_T \cdot \mu_n \cdot S \cdot dn / dx$

b) $I_{\text{dif}} = -q \cdot V_T \cdot \mu_p \cdot S \cdot dp / dx$

Tomando valores numéricos a cada una de estas fórmulas llegamos a los siguientes resultados para el apartado a)

$x = 0$	—————→	$I_{\text{dif}} = -5 \cdot 10^{-8} \text{ A}$
$x = 10^{-3}$	—————→	$I_{\text{dif}} = -1,84 \cdot 10^{-8} \text{ A}$
$x = 2 \cdot 10^{-3}$	—————→	$I_{\text{dif}} = -6,77 \cdot 10^{-9} \text{ A}$
$x = 10^{-2}$	—————→	$I_{\text{dif}} = -2,27 \cdot 10^{-12} \text{ A}$
$x = 10^{-1}$	—————→	$I_{\text{dif}} = 0 \text{ A}$

Análogamente para el apartado b)

$x = 0$	—————→	$I_{\text{dif}} = 2,08 \cdot 10^{-8} \text{ A}$
$x = 10^{-3}$	—————→	$I_{\text{dif}} = 5,65 \cdot 10^{-8} \text{ A}$
$x = 2 \cdot 10^{-3}$	—————→	$I_{\text{dif}} = 2,82 \cdot 10^{-8} \text{ A}$
$x = 10^{-2}$	—————→	$I_{\text{dif}} = 9,44 \cdot 10^{-13} \text{ A}$
$x = 10^{-1}$	—————→	$I_{\text{dif}} = 0 \text{ A}$