

TEMA 3: NOCIONES BÁSICAS DE FÍSICA DE LOS SEMICONDUCTORES

1 - ALGUNOS CONCEPTOS BÁSICOS

1.1 - LOS ÁTOMOS Y SU DISTRIBUCIÓN EN LA MATERIA

La materia en general está constituida por átomos formados por un núcleo cargado positivamente, rodeado de electrones necesarios para que el átomo sea eléctricamente neutro. Los electrones se distribuyen en órbitas (orbitales, o niveles de energía, según el modelo físico que se emplee para describirlo) alrededor del núcleo. Las diferentes propiedades químicas de los diferentes materiales se deben a que están compuestos por átomos diferentes. Las diferencias entre las distintas fases (sólida, líquida o gaseosa) de una sustancia dada se deben a lo más o menos fuertemente unidos que estén sus átomos. La elevación de la temperatura aumenta el movimiento térmico aleatorio y también la separación media entre los átomos; como consecuencia se reduce la fuerza interatómica media.

Así, si los átomos guardan separaciones grandes frente a los diámetros de las órbitas de sus electrones más externos, no podrán ejercer entre sí fuerzas intensas y formarán un gas. Si se disminuye la separación entre los átomos de manera que sea comparable con los diámetros de sus órbitas exteriores, podrán constituir un líquido o un sólido.

Existen varios modelos físicos del átomo. Nos serviremos aquí de dos de ellos para interpretar los fenómenos que describiremos y utilizando cada uno según nos convenga. Esos dos modelos son :

- a) **Modelo de ENLACES** : Pone de relieve la situación en el espacio de electrones ligados, electrones de conducción, etc. y es útil para explicar la distinción entre metales, semiconductores y aisladores, mecanismos de conducción de la carga eléctrica, etc.
- b) **Modelos de BANDAS DE ENERGÍA** : Está mucho más íntimamente ligado con los conceptos de energía y cantidad de movimiento que con los de situación en el espacio y velocidad. Sus conceptos provienen de la denominada Mecánica Cuántica y resulta útil para explicar ciertos fenómenos que ocurren en los semiconductores.

1.2 - ESTADOS ATÓMICOS Y NIVELES DE ENERGÍA

Según se sabe, en el átomo libre (es decir no existiendo otros suficientemente cerca como para interactuar con él) los electrones adoptan órbitas, modos de movimientos o estados cuánticos. En general, a cada uno de esos estados está asociado un valor de la energía de la partícula, aún cuando a menudo existen varios estados a los que corresponde el mismo valor de energía.

Así pues, para describir los estados que puede tener un electrón en un átomo, emplearemos diagramas de niveles de energéticos.

En un átomo libre los estados cuánticos están perfectamente diferenciados, y no puede existir más de un electrón con el mismo estado. El principio que conduce a esta limitación es el principio de exclusión de PAULI, el cual postula en esencia que *dos electrones del mismo sistema no pueden tener el mismo estado cuántico*. En este caso el sistema es el átomo libre (el caso típico de un gas).

Con los estados mencionados se asocian entonces, niveles de energía discretos (perfectamente diferenciados).

1.3 - CONCEPTOS DE ESTRUCTURA CRISTALINA

Cuando los átomos forman un sólido suelen adoptar una distribución tridimensional ordenada que define una estructura cristalina, dicha estructura es periódica en el sentido que puede trasladarse paralelamente a si misma en tres direcciones independientes, en cantidades que sean múltiplos enteros de una distancia apropiada en la escala atómica, presentando el mismo aspecto que antes de producirse la traslación. Las distancias de traslación mínimas en cada dirección, definen una célula unitaria que se repite en el espacio constituyendo la red cristalina del material. Como vamos a ocuparnos de estos sólidos cristalinos, recalcaremos algunas de sus características especiales :

- Las órbitas exteriores de los átomos aislados suelen tener radios del orden del Ángstrom , $1 \text{ [Å]} = 10^{-10} \text{ [m]}$. En consecuencia podemos esperar que los átomos de un cristal estén separados el doble de esa distancia.
- Como a separaciones del orden de las mencionadas, las órbitas electrónicas exteriores de los átomos vecinos se solapan considerablemente, dichas órbitas se deforman mucho en virtud de la proximidad relativa de los átomos en el cristal. De hecho suele ser difícil decir que electrón pertenece a que átomo y algunos electrones de valencia se hallan compartidos por varios átomos.

Asociando estos últimos conceptos con los de la sección precedente es posible deducir una propiedad importante de las redes cristalinas. Según se estableció más arriba la interacción entre átomos es muy significativa en un sólido cristalino; por otro lado debe cumplirse el principio de exclusión, pero ahora el sistema al que se hace referencia en él ya no es el átomo aislado, sino toda la red cristalina. En consecuencia ya dos átomos no pueden tener estados cuánticos o niveles de energía iguales. Lo que se ha deducido es exactamente lo que ocurre en la realidad. Por esa razón los niveles discretos perfectamente diferenciados que se observan en los átomos libres, se transforman en Bandas de Energía que están compuestas por muchos niveles sumamente próximos. Lo que se aprecia claramente en la (Fig. 1), donde se ha graficado *Energía vs. Distancia Interatómica*.

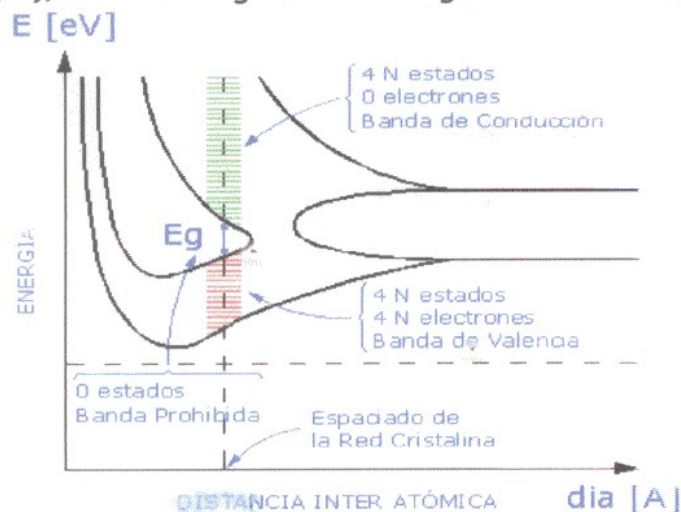


Fig. 1 - Distribución de los niveles de energía de los átomos aislados en bandas de energía, y cuando estos átomos están próximos a otros, para constituir un cristal.

Suponiendo que fuese posible tomar átomos libres y acercarlos paulatinamente, la modificación de los niveles de energía se producirían como se muestra en la Fig. 1. A medida que se acercan los átomos cada nivel comienza a "desdoblarse" en un N° cada vez mayor de niveles de energía muy próximos. En realidad a la distancia interatómica que se da en una red cristalina, aparecen bandas perfectamente diferenciadas. Las energías más elevadas (correspondiente a los estados cuánticos más alejados del núcleo) se denomina Banda de Conducción (BC); la otra se denomina Banda de Valencia (BV) y sus niveles de energía son menores, ambas bandas se encuentran separadas por una zona de energía prohibida (no pueden existir electrones con esos niveles de energía en este sistema, al menos en forma estable). El salto de energía entre BV y BC será E_g .

Este concepto de bandas de energía, servirá para explicar con relativa facilidad y claridad las diferentes propiedades que puede tener una red cristalina en cuanto al transporte de la carga eléctrica.

1.4 - AISLANTES, SEMICONDUCTORES Y METALES

A un mal conductor de la electricidad se lo denomina aislante; un excelente conductor es un metal y las sustancias cuya conductividad está entre esos extremos, son denominadas semiconductoras. Cualquier material puede clasificarse en una de estas tres clases, dependiendo sobre todo de la estructura de sus bandas de energía.

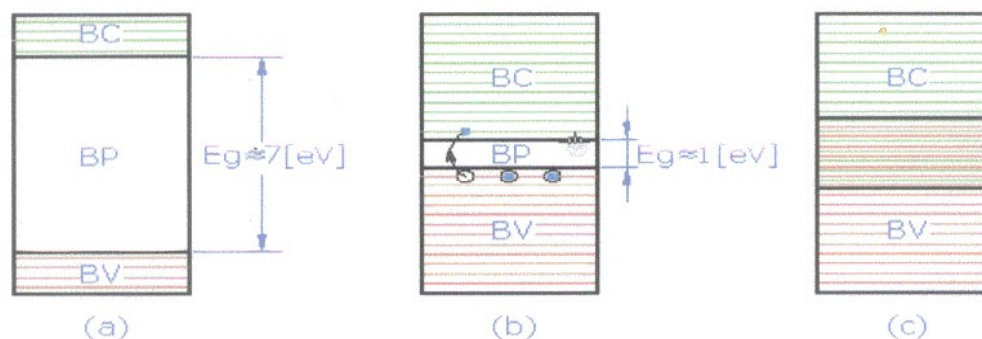


Fig. 2 – Estructura de bandas de energía de (a) un aislante, (b) un semiconductor, (c) un metal.

1.4.1 - AISLANTES:

La estructura en bandas de energía de la Fig. 1, se indica en la Fig 2(a), para un espaciado normal de la malla.

Para el diamante (Carbono) la región que no contiene estados cuánticos tiene un ancho $E_g \cong 7$ [eV] : [Electron-Volt]. Esta gran Banda Prohibida (BP) separa a la región de valencia (llena), de la BC (vacía, es decir que no existen electrones con esos estados cuánticos). La energía que se le podría suministrar a un electrón, mediante un campo eléctrico externo, no es suficiente para llevar a la partícula desde la banda llena a la banda vacía. Por lo tanto no es posible la conducción, y el cristal en cuestión es un aislante.

1.4.2 - SEMICONDUCTORES:

Una sustancia cuyo ancho de BP sea relativamente pequeña ($\cong 1$ [eV]), se denomina semiconductor. El grafito (otra estructura cristalina del Carbono) que tiene una simetría diferente a la del diamante, posee un valor pequeño de E_g y se

comporta como semiconductor. Los semiconductores más importantes que se utilizan en la práctica son el Silicio (Si) y el Germanio (Ge), que tienen valores de E_g igual a 1,21 y 0,785 [eV] respectivamente a 0°K (antiguamente se utilizaron el Selenio y el óxido de cobre). Estas magnitudes de energía no pueden ser adquiridas normalmente desde un campo eléctrico aplicado exteriormente, por lo tanto la BV permanece llena y la BC vacía; de ahí que estos materiales sean aislantes a bajas temperaturas. No obstante la conducción aumenta con la temperatura, como se explicará a continuación. A estas sustancias se las conoce con el nombre de semiconductores **intrínsecos o puros**.

A medida que la temperatura aumenta, algunos de los electrones de valencia adquieren una energía térmica mayor que E_g y por lo tanto se mueven en la BC, a partir de este momento son electrones libres en el sentido que pueden trasladarse bajo la acción de cualquier campo exterior aplicado. Estos electrones libres o de conducción quedan esquematizados en la Fig. 2, por puntos negros. Ahora el aislante se ha convertido en un ligero conductor y constituye un semiconductor. La ausencia de un electrón en la BV se representa por un pequeño círculo vacío y se lo denomina "huevo" ver Fig. 2(b). La frase "huecos en un semiconductor" siempre se refiere a niveles de energía vacíos en una BV.

La importancia de los huecos estriba en que, pueden servir como portadores de electricidad, comparables en efectividad a los electrones libres.

Si se introducen ciertas impurezas en el cristal, resulta un estado de energía en la BP (Nivel de Fermi). Este nivel de energía también contribuye a la conducción. A un material semiconductor donde predomina este mecanismo de conducción se lo denomina semiconductor **extrínseco o impuro** (impurificado).

Como la energía de la BP de un cristal es función del espacio interatómico, no es sorprendente que E_g dependa de la temperatura (por dilatación). Entonces E_g decrece con el aumento de la temperatura.

1.4.3 - METALES:

Si las BC y BV se encuentran muy próximas entre sí, o incluso se solapan ($E_g = 0$), estamos en presencia de un metal (conductor de la electricidad). En este caso no hace falta que el material reciba ningún tipo de energía externa para poseer electrones libres, que bajo la acción de un campo externo constituyan una corriente.

2 - MECANISMOS DE TRANSPORTE DE LA CARGA ELÉCTRICA EN METALES Y SEMICONDUCTORES

El transporte de la carga eléctrica en un metal se realiza exclusivamente a través de los electrones libres (que se mueven en la BC).

En cambio en los semiconductores son dos los mecanismos de transporte de cargas: a) A través de los electrones libres (como en los metales); b) A través de las cargas positivas (huecos o lagunas) que en realidad son producidos por falta de un electrón en un enlace covalente de la estructura cristalina. Esa falta de un electrón ocurre en un nivel de energía perteneciente a la BV.

2.1 - CONDUCCIÓN EN LOS METALES

En un metal, los electrones de conducción o de valencia de un átomo se hallan tan asociados con unión como con cualquier otro, o sea que la ligazón con cualquier átomo

individual es prácticamente nula. Según sea el metal, por lo menos uno; y a veces dos o tres electrones por átomo; están libres y se mueven por el interior del metal en forma aleatoria (infinitas direcciones). Esto se debe a que la estructura cristalina de los metales es tan densa (átomos muy próximos entre sí), que la Distancia Inter-Atómica (d_{ia}) es menor que el Diámetro Atómico (d_a); por lo que las órbitas de los electrones externos se solapan y en algún momento un electrón pasa más cerca de un ión vecino que de su propio ión; generándose fuerzas eléctricas que rompen el equilibrio atómico y ese electrón se libera (Fig. 3).

La Fig. 4 es un esquema en dos dimensiones de la carga distribuida en el interior de un metal. Los signos (+) representan la carga positiva neta de los núcleos juntos con los electrones internos ligados a cada núcleo. Y los puntos negros representan a los electrones de valencia o de conducción del átomo (en realidad no ligados a ningún átomo en particular). De esta manera un metal puede ser considerado una red periódica tridimensional de iones pesados, fuertemente enlazados, rodeado por una nube de electrones que pueden moverse libremente.

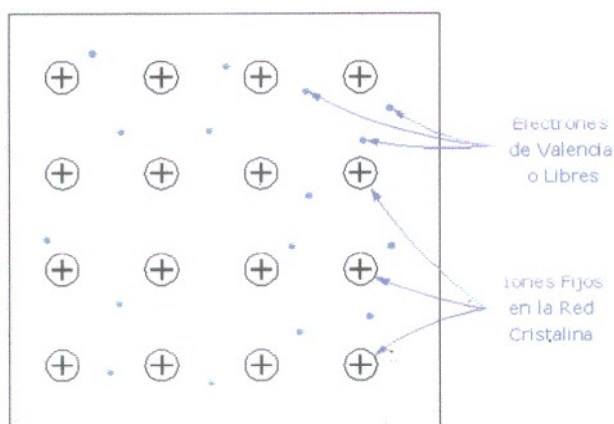


Fig. 4 – Colocación esquemática de los átomos de un metal (átomos monovalentes). Los puntos negros representan el gas o nube electrónica, y cada átomo ha contribuido con un electrón a este gas.

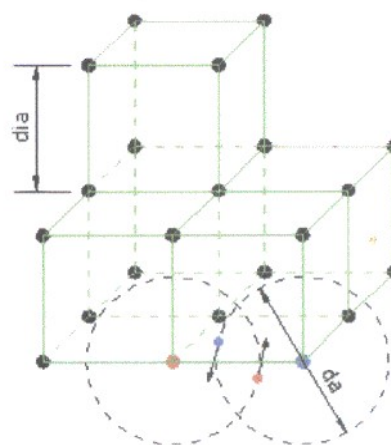


Fig. 3 – Estructura cristalina de los metales y enlaces iónicos.

De acuerdo con la teoría del gas electrónico de un metal, los electrones están continuamente en movimiento; la dirección de sus trayectorias cambia continuamente en cada colisión con los iones pesados. La distancia media entre colisiones se denomina **recorrido libre medio**. Como el movimiento es al azar, es probable que muchos electrones pasen por un área unitaria en una dirección y en dirección opuesta. Por lo tanto la corriente media es cero.

Veamos como cambia ahora la situación si se aplica a un metal un campo eléctrico constante \vec{E} [V/m]. Como resultado de las fuerzas electrostáticas, los electrones se aceleran y la velocidad crecería indefinidamente si no fuera por las colisiones con los electrones fijos. En cada colisión inelástica con un ión el electrón pierde energía y la condición de equilibrio se alcanza para un valor finito de la velocidad de desplazamiento \vec{v} [m/s] (en promedio constante).

Esta velocidad de desplazamiento tiene sentido opuesto al del campo eléctrico y es proporcional a su módulo: $\vec{v} = \mu \cdot \vec{E}$

Donde: μ se denomina Movilidad de los electrones y se mide en $[m^2/V.s] = [m/s] / [V/m]$.

De acuerdo con la teoría anterior, el estado de equilibrio de la velocidad de desplazamiento se sobrepone al del movimiento térmico al azar de los electrones. El flujo dirigido de los electrones por el campo eléctrico, constituye una corriente que es posible calcular de la siguiente manera:

Si en una longitud L de conductor existen N electrones libres (ver Fig. 5) y si cada uno tarda un tiempo t en atravesar dicha longitud, el nº total de electrones que pasan a través de cualquier sección del conductor por unidad de tiempo, será N/t . Por lo tanto, la carga total por segundo que pasa por cualquier área y que por definición constituye la corriente en Amper, será:

$$I[A] = \frac{Q[C]}{t[s]} = \frac{N \cdot q}{t}$$

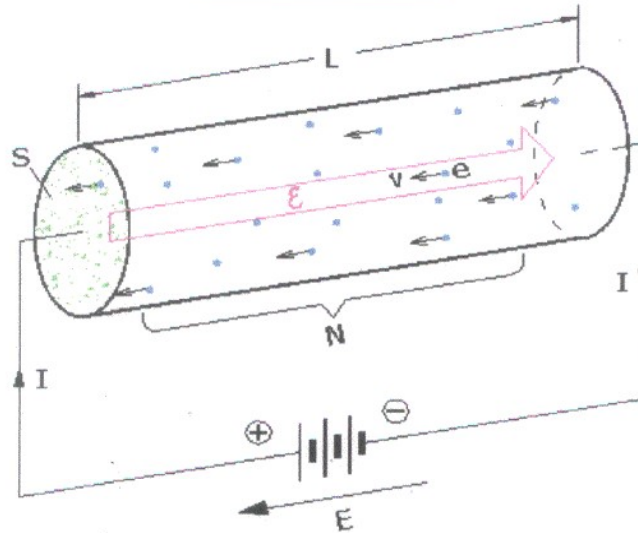


Fig. 5 – Densidad de corriente en un conductor metálico.

Pero como la velocidad media de desplazamiento de los electrones es: $v = \frac{L}{t} \left[\frac{m}{s} \right]$,

entonces la intensidad de corriente será: $I = \frac{N \cdot q \cdot v}{L}$

Recordando que la densidad de corriente J , es la relación entre la corriente media por unidad de área transversal del conductor (suponiendo una distribución uniforme):

$$J = \frac{I}{S} \left[\frac{A}{mm^2} \right]$$

De todo esto se deduce que: $J = \frac{N \cdot q \cdot v}{L \cdot S}$

En la Fig. 5 podemos observar que: $L \cdot S$ es el volúmen que contiene N electrones, por lo tanto $N / L \cdot S [e/cm^3]$ es la concentración de electrones libres que simbolizaremos con la letra n .

Por lo tanto: $J = n \cdot q \cdot v$ ó $J = n \cdot q \cdot \mu \cdot E$

Donde $n \cdot q \cdot \mu = \sigma$, es la Conductividad eléctrica del material (inversa de la Resistividad: $\rho = 1/\sigma$).

Analicemos las unidades correspondientes: $\left[\frac{e}{cm^3} \right] \cdot \left[\frac{C}{e} \right] \cdot \left[\frac{cm^2}{V \cdot s} \right] = \left[\frac{1}{\Omega \cdot cm} \right]$

Resumiendo:

$$\boxed{J = \sigma \cdot \mathcal{E}}$$
 se conoce con el nombre de Ley de OHM MICROSCÓPICA

Por lo que hemos visto la conductividad eléctrica de los materiales es directamente proporcional a la concentración de electrones (portadores negativos) libres n . Para un buen conductor este valor es de 10^{23} [e/cm^3] y para un aislante 10^7 [e/cm^3]. Mientras que en los semiconductores estarán ubicados entre dos límites, como veremos en el tema siguiente.

2.2 - CONDUCCIÓN EN LOS SEMICONDUCTORES INTRÍNSECOS O PUROS

2.2.1 - EL ENLACE COVALENTE:

El Germanio(Ge) y el Silicio (Si) constituyen los dos semiconductores empleados en los dispositivos electrónicos (en realidad el Si en los últimos años ha desplazado al Ge, debido a ciertas ventajas que luego veremos). También se usaron en el pasado el Selenio (Se) y el Oxido de Cobre (CuO).

La estructura cristalina de estos materiales está formada por una repetición regular tridimensional de una célula unitaria, que tiene el aspecto de un tetraedro con un átomo en cada vértice. Estas estructuras se representan simbólicamente en dos dimensiones, según se indica en la Fig. 6. Cada átomo de un cristal posee cuatro electrones de valencia. La fuerza de enlace entre átomos vecinos es el resultado de que cada electrón de valencia de un átomo es compartido por uno de sus cuatro vecinos más próximos. Este par de electrones o enlace covalente sirve de unión entre los átomos y determina que los electrones de valencia estén ligados a los núcleos. Esto explica la baja conductividad de un semiconductor intrínseco (puro).

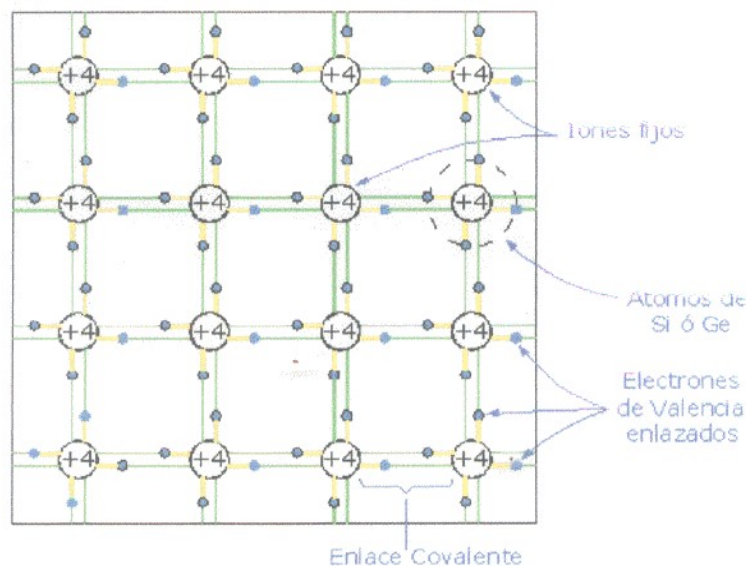


Fig. 6 – Estructura cristalina del Si expresada en dos dimensiones.

2.2.2 - EL HUECO (ó LAGUNA):

A 0° K el cristal se constituye en un aislante, pues no hay disponible ningún portador de carga. En cambio, a temperatura ambiente ($t_{\text{amb}} = 20^\circ \text{ C}$) alguno de los enlaces covalentes se romperán, debido al suministro de energía térmica que recibe el cristal y sus electrones de valencia y en consecuencia resulta posible la conducción. Esta situación se observa en la Fig. 7.

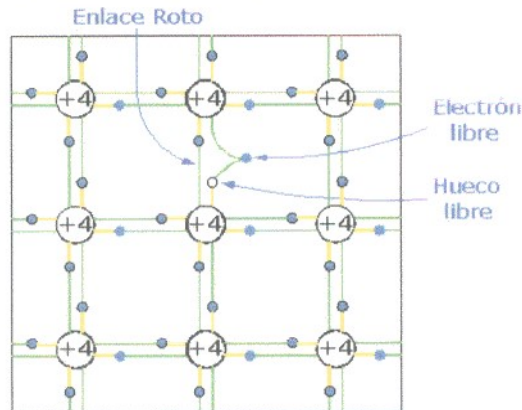


Fig.7 – Cristal de Si con un enlace covalente roto.

En este caso un electrón que antes había formado parte de un enlace covalente, es representado fuera de su enlace, libre para circular al azar por el cristal. La energía E_g necesaria para romper el enlace covalente a temperatura ambiente es de aproximadamente:

0,72 [eV] para el Germanio

1,12 [eV] para el Silicio

La ausencia del electrón en el enlace covalente se representa con un círculo vacío (ver Fig. 7); el enlace covalente incompleto se denomina hueco. La importancia del hueco es primordial ya que puede servir como portador de carga eléctrica comparable en su efectividad con el electrón libre.

El mecanismo por el cual los huecos contribuyen a la conductividad puede explicarse de la siguiente manera: cuando un enlace queda incompleto aparece un hueco y le resulta relativamente fácil al electrón de valencia del átomo vecino dejar su enlace covalente y llenar este hueco. Un electrón que deja un enlace para llenar un hueco, deja a su vez un hueco en su posición inicial. Por lo tanto el hueco se mueve en dirección contraria al electrón. Este es un nuevo mecanismo de conducción de la electricidad que no implica electrones libres. Ver Fig. 8.

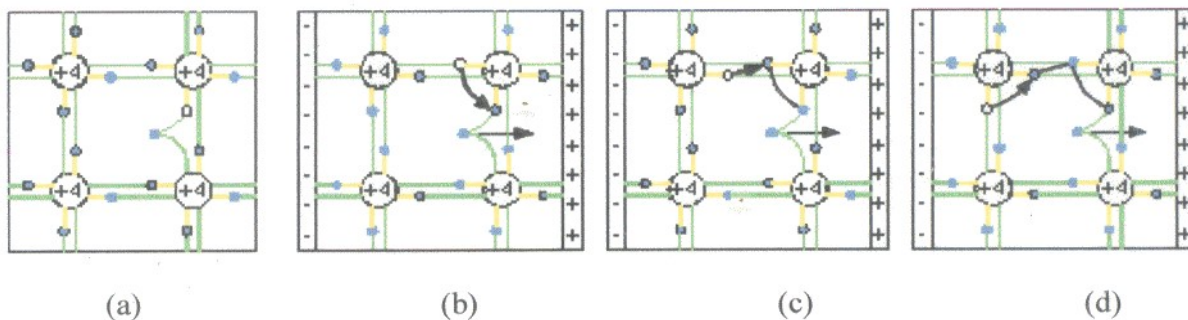


Fig. 8 – Electrones y huecos moviéndose en el seno de un semiconductor.

Desde el punto de vista del modelo de bandas de energía, podemos decir que, en los semiconductores intrínsecos, para que un electrón de valencia rompa su enlace y se transforme en electrón de conducción (niveles superiores de energía) necesita recibir una cantidad de energía $\geq E_g$. Y cuando esto ocurre, un electrón en la banda de valencia puede moverse (con niveles de energía más bajos) ocupando los huecos. Esto se puede ejemplificar en la siguiente Fig. 9.

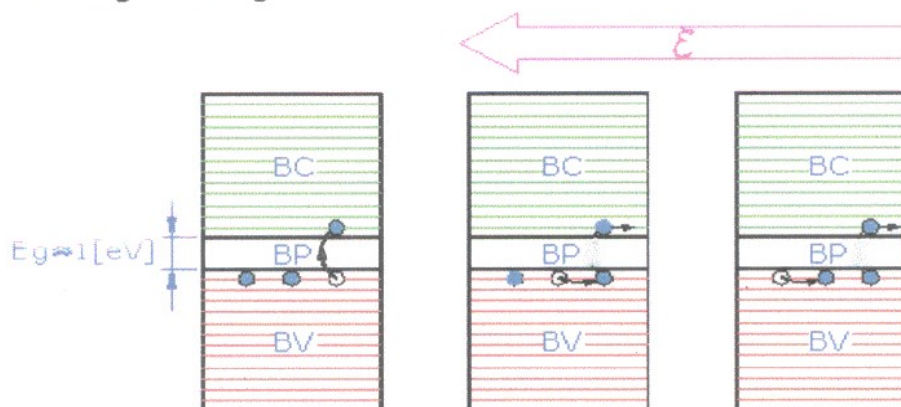


Fig. 9 – Movimiento de los huecos y los niveles de energía.

En un semiconductor puro o intrínseco, el N° de huecos es igual al de electrones libres. La agitación térmica continuamente produce pares e-h, mientras que otros pares desaparecen como resultado de la recombinación. La concentración de huecos (p) debe ser igual a la concentración de electrones libres (n), de manera que: $n = p = n_i$: concentración intrínseca.

Por ej el Germanio (Ge), que a temperatura ambiente posee una densidad de $4,5 \times 10^{22}$ [átomos/cm³] y en el se libera un electrón de valencia por cada 10^9 átomos de la estructura; tendrá un $n_i = p_i = 4,5 \times 10^{13}$ [e/cm³].

2.3 - SEMICONDUCTORES EXTRÍNSECOS O IMPURIFICADOS

Cuando hablábamos de un semiconductor puro, nos referíamos a uno que tuviera una pureza mayor al 99,9999999 %. Ahora lo vamos a impurificar intencionalmente (Dopado) con elementos de la tabla periódica situados en grupos adyacentes al grupo IV. El agregado de impurezas es a razón de 1 átomo de la impureza por cada 10^6 a 10^8 átomos de Si o Ge.

2.3.1 - IMPUREZAS DONADORAS (Tipo N):

Si al semiconductor intrínseco se le añaden impurezas pentavalentes, estas se incorporarán en la estructura cristalina desplazando a un átomo de Si por medio de 4 de sus 5 electrones de valencia y el 5º que no se enlazará quedará casi libre, constituyendo un portador de carga (ver Fig. 10). La energía para desligar a este 5º electrón del átomo, es del orden e 0,01 [eV] para el Ge y 0,05 [eV] para el Si; pero en ambos casos mucho menor que la necesaria para romper un enlace covalente.

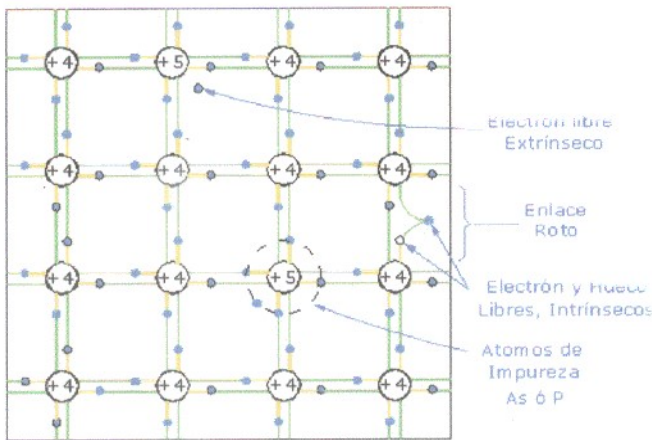


Fig. 10 – Cristal semiconductor tipo N

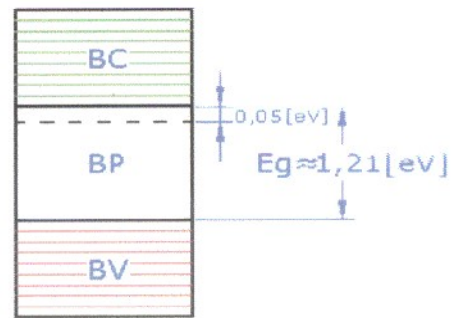


Fig. 11 – Diagramas de Bandas de energía de un semiconductor tipo N.

Como impurezas pentavalentes o donadoras se emplean el Antimonio (Sb), el Fósforo (P), y el Arsénico (As). Estas impurezas generan un exceso de portadores negativos por lo que obtenemos un Cristal Tipo N.

En el modelo de bandas de energía aparece un nivel de energía permitido en la BP (nivel de FERMI), a muy poca distancia debajo de la BC, como se ve en la Fig. 11. Estos niveles son fundamentalmente discretos, debido a que los átomos de impurezas están muy alejados entre si en la red cristalina, por lo tanto su interacción es pequeña. De hecho como la energía para liberarse es muy pequeña, estos 5tos electrones a temperatura ambiente estarán en estado de conducción.

Si un semiconductor intrínseco se dopa con impurezas tipo N, no solo aumenta el nº de electrones, sino que también disminuye el nº de huecos por debajo del que tenía el semiconductor intrínseco. La razón de este decrecimiento de huecos es el elevado nº de electrones que aumenta la velocidad de recombinación.

2.3.2 - IMPUREZAS ACEPTORAS (Tipo P):

Si al semiconductor intrínseco se le añaden impurezas trivalentes, estas se incorporarán en la estructura cristalina desplazando a un átomo de Si por medio de de sus 3 electrones de valencia y el 4º enlace quedará incompleto, constituyendo un hueco portador de carga positiva, ya que aceptará electrones (ver Fig. 12).

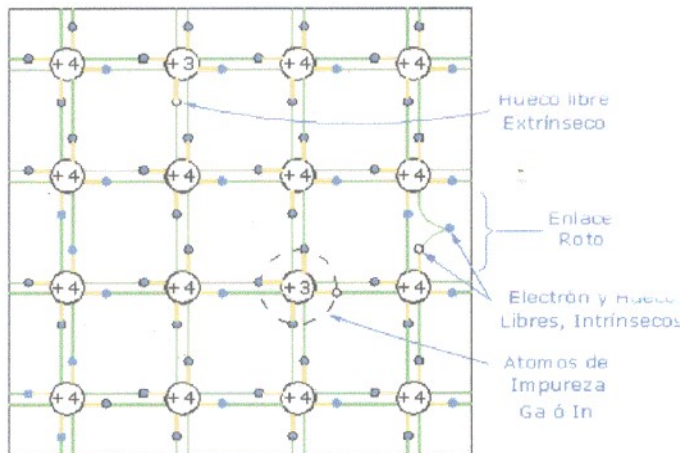


Fig. 12 – Cristal semiconductor tipo P.

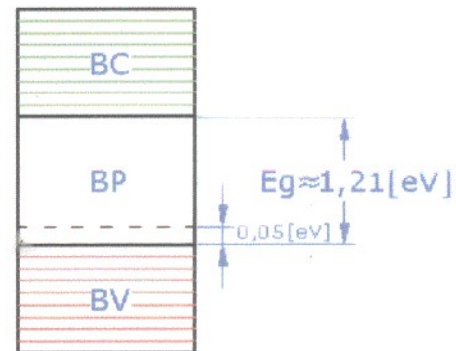


Fig. 13 – Diagrama de bandas de energía de un semiconductor tipo P.

Como impurezas trivalentes o aceptoras se emplean el Boro (B), el Galio (Ga), y el Indio (In). Estas generan un exceso de portadores positivos por lo que obtenemos un Cristal Tipo P.

En el modelo de bandas de energía aparece un nivel de energía permitido en la BP (nivel de FERMI), a muy poca distancia encima de la BV, como se ve en la Fig. 13.

Puesto que se precisa una cantidad muy pequeña de energía para que un electrón deje la BV y ocupe el nivel de energía introducido por los aceptadores, se generarán huecos en la BV debido a los electrones que la abandonan.

Si la relación de dopado es de 1 en 10^6 ; con referencia al ej. anterior; en el que existían $4,5 \times 10^{22}$ [átomos/cm³] de Ge. Tendremos $4,5 \times 10^{16}$ [e ó h/cm³] aportados por las impurezas, lo que es 1000 veces superior a la cantidad de portadores intrínsecos a Temperatura ambiente y por ende su conductividad.

3 - LEYES QUE RELACIONAN LAS DENSIDADES DE PORTADORES EN UN SEMICONDUCTOR

3.1 - LEY DE ACCIÓN DE LAS MASAS

Hemos observado anteriormente que al añadir impurezas del tipo n, disminuye el N° de huecos. En forma parecida si se añaden impurezas del tipo p disminuye la concentración de electrones libres, a un valor inferior a la del semiconductor intrínseco.

Un análisis teórico demostraría que en condiciones de equilibrio térmico se cumple que: $n \cdot p = n_i^2$

Donde n_i es la concentración intrínseca, la cual depende de la temperatura pero no de la cantidad de impurezas introducidas en el cristal.

Como conclusión importante de todo lo expuesto encontramos que las impurezas en un semiconductor intrínseco, no solo aumentan la conductividad, sino que también producen un conductor en el que los portadores de carga son predominantemente huecos o electrones:

En un semiconductor tipo n: $n \gg p$, por lo tanto los **electrones** se denominan **portadores mayoritarios** y los **huecos**, **portadores minoritarios**. En un semiconductor tipo p ocurre todo lo contrario.

3.2 - NEUTRALIDAD DE LA CARGA ELÉCTRICA EN UN SEMICONDUCTOR

La ley de acción de las masas indica una relación entre la concentración de electrones y la de huecos. Estas densidades también están relacionadas por la ley de la neutralidad eléctrica, a la que daremos a continuación forma algebraica. Sea N_D la concentración de átomos donantes (iones, en la medida que son átomos que han perdido un electrón), aparecerán N_D [cargas positivas/cm³] como contribución de iones fijos donantes; de ahí que la densidad de carga positiva total sea $N_D + p$. Con el mismo razonamiento la densidad de cargas negativas es $N_A + n$, donde N_A es la densidad de iones fijos negativos originados a partir de los átomos de impurezas aceptadoras.

Como el conductor es eléctricamente neutro se cumplirá: $N_D + p = N_A + n$.

Como ej. que ilustre lo que acabamos de establecer, consideremos un material del tipo n entonces $N_A = 0$.

En estos el N° de electrones es mucho mayor que el de huecos (el valor de p es despreciable frente al de n) entonces la concentración de electrones libres es aproximadamente igual a la densidad de átomos donadores N_b .

Finalmente estamos en condiciones de enunciar la ley que vincule el campo eléctrico con la densidad de corriente, como se hizo para los metales.

La diferencia fundamental entre un metal y un semiconductor, es que el primero es **unipolar** (conduce corriente mediante cargas de un solo signo, los **electrones**), mientras que en los segundos es **bipolar** (posee dos tipos de portadores de carga de signo opuesto), los **electrones** y los **huecos** que se mueven dentro del campo eléctrico en sentidos opuestos y con movilidades diferentes, pero los dos constituyen una corriente del mismo sentido. Por lo tanto:

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

Donde: n es la concentración de electrones libres [e/cm^3]

p es la concentración de huecos libres [h/cm^3]

μ_n es la movilidad de los electrones 0,36 [$m/s / V/m$] ó [$m^2/V.s$] (para el Ge)

μ_p es la movilidad de los huecos 0,17 [$m/s / V/m$] ó [$m^2/V.s$] (para el Ge)

3.3 - DIFUSIÓN

Junto con la corriente de conducción, el mecanismo de transporte de cargas en un semiconductor, puede realizarse por un fenómeno denominado difusión; el cual no sucede normalmente en los metales. Vamos a estudiar a continuación algunos rasgos importantes de este fenómeno.

Es factible tener en un semiconductor una concentración de partículas no uniforme. Como se indica en la Fig. 14, la concentración p de huecos varía con la distancia x en el semiconductor y existe un gradiente de concentración dp/dx , en la densidad de portadores. La existencia de este gradiente implica que, si se traza una línea imaginaria (indicada con trazos en la Fig.) que represente una superficie en el semiconductor, la densidad de huecos en las inmediaciones de un lado de la superficie es mayor que la densidad en el otro lado. Los huecos tienen un movimiento al azar como resultado de la agitación térmica; de acuerdo a esto se moverán de un lado a otro de la superficie. Este transporte de huecos constituye una corriente en la dirección de x positivo (debe tenerse en cuenta que este transporte de cargas no es el resultado de la repulsión mutua entre cargas del mismo signo, sino que, es el resultado de un fenómeno estadístico). Esta difusión es exactamente análoga a la que existe en un gas neutro, si hay un gradiente de concentración en el continente del gas. La densidad de corriente de difusión de huecos es J_p proporcional al gradiente de concentración, y viene dado por:

$$J_p = e \cdot D_p \cdot \frac{dp}{dx}$$

Donde: D_p se denomina constante de difusión de los huecos [m^2/s]

Ya que p disminuye con el aumento de x, dp/dx es negativa y se precisa el signo (-), de manera que J_p sea positiva en la dirección positiva de las x. Existe una ecuación similar

para la corriente de difusión de electrones J_n (n reemplaza a p , y el signo (-) es sustituido por (+)).

Ya que tanto la Difusión como la Movilidad son fenómenos estadísticos termodinámicos, D y μ no son independientes. La relación entre ellos es:

$$\frac{D_p}{\mu_p} = \frac{D_n}{\mu_n} = V_T$$

Donde: V_T es el Potencial Equivalente de Temperatura o Tensión Térmica, definida por:

$$V_T = \frac{K \cdot T}{e}$$

Donde: K es la constante de Boltzmann, y vale $1,38 \times 10^{-23}$ [J/°K]

Por lo tanto a temperatura ambiente ($20^\circ\text{C} + 273^\circ\text{C} = 293$ °K), $V_T = 25$ [mV]

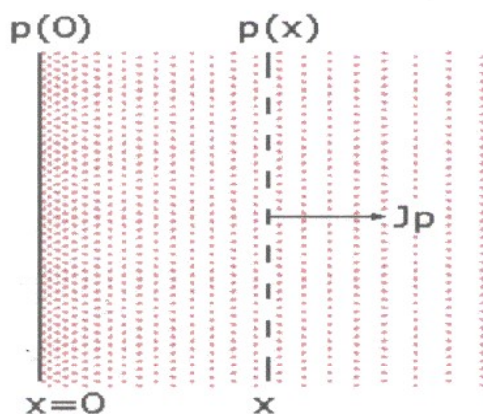


Fig. 14 – Una concentración de cargas no uniforme, origina una corriente de difusión J_p .

3.4 - EXPRESIÓN DE LA CORRIENTE TOTAL EN UN SEMICONDUCTOR

La densidad de corriente J en un semiconductor es la suma de las densidades de corrientes debidas a los portadores negativos (electrones libres) y a los portadores positivos (huecos libres), es decir: $J = J_p + J_n$.

A su vez cada una de ellas reconoce dos causas: el Campo Eléctrico ε y el gradiente de concentración dp/dx o dn/dx .

$$J_p = p \cdot \mu_p \cdot e \cdot \varepsilon - e \cdot D_p \cdot \frac{dp}{dx} \quad \text{y} \quad J_n = n \cdot \mu_n \cdot e \cdot \varepsilon - e \cdot D_n \cdot \frac{dn}{dx}$$

Bibliografía consultada :

- S.E.A.C. "Introducción a la Física del Estado Sólido" Vol. 1-1. Editorial REVERTÉ.
- Millman J., Halkias Ch. "Electrónica Integrada" . Editorial HISPANO AMERICANA.
- Guy A. Leclercq. "Transistores y Semiconductores Industriales". Editorial MARCOMBO.

Realizado por el Ing. Héctor Aníbal AYMERICH - Santa Fe 02 - 09 - 2001.