

TEMA 2: ESTADÍSTICA Y FENÓMENOS DE TRANSPORTE EN SEMICONDUCTORES

Definición de condición de equilibrio térmico.

2.1. Densidad de estados $N(E)$.

2.2. Concentración de portadores intrínsecos.

2.2.1. Función de distribución de Fermi-Dirac.

2.2.2. Concentración de portadores.

2.3. Semiconductores intrínsecos y extrínsecos.

2.3.1. Concentración intrínseca, producto n-p y nivel de Fermi

2.3.2. Semiconductores extrínsecos. Dadores y aceptores.

Semiconductor de tipo N.

Semiconductor de tipo P.

Energía de ionización.

Condición de ionización completa.

Nivel de Fermi extrínseco.

Concentraciones extrínsecas.

Neutralidad de cargas.

Región extrínseca.

2.4. Fenómenos de transporte de portadores.

2.4.1 Fenómenos de arrastre de portadores.

2.4.1.1. Movilidad.

Velocidad de arrastre.

2.4.1.2. Resistividad.

2.4.2. Fenómenos de difusión de portadores.

2.4.2.1. Procesos de difusión.

2.4.2.2. Relación de Einstein.

2.4.2.3. Ecuaciones para la densidad de corriente.

2.4.2.4. El efecto Hall.

2.4.3. Inyección de portadores.

2.4.4. Procesos de generación-recombinación de portadores.

2.4.4.1. Procesos de generación-recombinación directa o entre bandas.

Tiempo de vida media.

2.4.4.2. Procesos de generación-recombinación indirecta.

a) En volumen.

b) En superficie.

2.4.5. La ecuación de continuidad.

Ecuación de Poisson.

Ejemplos de resolución de la ecuación de continuidad:

1. Inyección de portadores en exceso desde una cara.
2. El experimento de Haynes-Shockley.

2. ESTADÍSTICA Y FENÓMENOS DE TRANSPORTE EN SEMICONDUCTORES

Una vez descrito el estado energético de un sólido y clasificados estos en metales, semiconductores y aislantes atendiendo a la disposición de las bandas de energía, se va a proceder en esta lección al estudio de los procesos de transporte de carga que se dan en un semiconductor. En particular, se deducirán las expresiones de las concentraciones y de las densidades de corriente de los portadores (huecos y electrones) en un semiconductor, junto con otras de continuidad de corriente las cuales son fundamentales en el estudio del comportamiento interno de los dispositivos semiconductores discretos y de los circuitos integrados.

Equilibrio térmico: En primer lugar se realizará el estudio sobre el semiconductor en equilibrio térmico. Se dice que un sistema permanece en equilibrio térmico cuando no tiene otra interacción con el exterior que aquella que es suficiente para mantener constante su temperatura en el espacio y en el tiempo. Posteriormente se estudiará al semiconductor en cuanto a lo que le ocurren a sus portadores fuera del equilibrio (presencia de un campo eléctrico exterior o incidencia de un haz luminoso).

2.1. Densidad de estados N(E)

Con el fin de obtener las expresiones de las concentraciones de electrones y huecos en las bandas de conducción y de valencia respectivamente en un cristal semiconductor, es necesario primeramente determinar la densidad de estados con posibilidad de ser ocupados para, con posterioridad, determinar la probabilidad de ocupación de los distintos estados y sus respectivos niveles energéticos.

La expresión para la densidad de estados en un metal viene dada por:

$$N(E) = 4 \cdot \pi \cdot \left(\frac{2 \cdot m}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot E^{\frac{1}{2}} \quad \text{Densidad de estados permitidos por unidad de volumen y de energía}$$

donde N(E) es la función densidad de estados para electrones libres en un metal medida por unidad de volumen y por unidad de energía, alrededor de un nivel energético E. Por tanto, para obtener el número total de estados energéticos por unidad de volumen en un rango de energías dE alrededor de E, se habrá de multiplicar N(E) por dE. De esta forma

$$N(E) \cdot dE = 4 \cdot \pi \cdot \left(\frac{2 \cdot m}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot E^{\frac{1}{2}} \cdot dE \quad \text{Densidad de estados permitidos por unidad de volumen en un intervalo de energía dE alrededor de E}$$

En el caso de un material semiconductor, un electrón situado en la banda de conducción es similar a un electrón libre en el sentido de que goza de relativa libertad para moverse en el semiconductor. Sin embargo, debido a la existencia de un potencial periódico creado por los núcleos atómicos de la red cristalina, la masa efectiva del electrón en la banda de conducción m_n es diferente de la masa del electrón libre. De manera análoga aparecerá m_p referida a la masa efectiva del hueco. Podemos suponer

que la función densidad de estados vista con anterioridad es válida también para semiconductores sustituyendo m por la masa efectiva del portador de carga (electrón o hueco) correspondiente. **Las expresiones de las concentraciones de electrones y huecos en las bandas de conducción y de valencia respectivamente serán determinadas utilizando esta función conjuntamente con una función de probabilidad de ocupación de los estados**, como se verá más adelante.

La energía E corresponde a un conjunto de números cuánticos n y l , por tanto, puede tomar únicamente determinados valores discretos. En Fig. 1 se representa la distribución de estados. Esta curva no es continua pero está construida por un conjunto discreto de puntos con los estados adyacentes tan cercanos unos de otros que, a los efectos, se puede considerar continua.

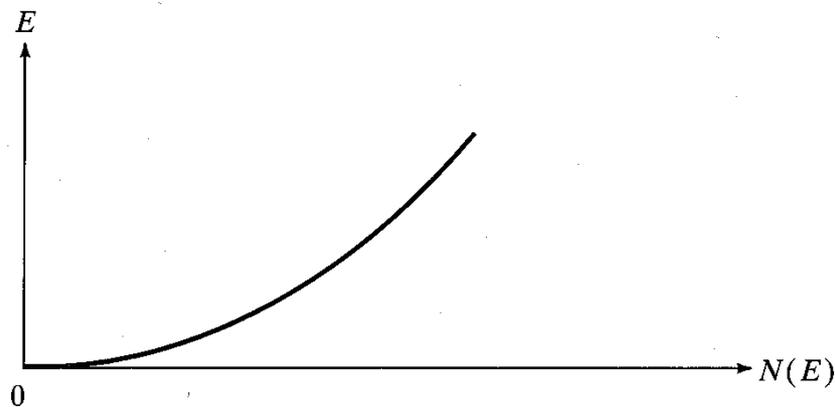


Fig. 1: Distribución de estados energéticos; E frente $N(E)$.

Teniendo en cuenta que el nivel energético más bajo que posee un electrón en la banda de conducción es E_c , siendo esta además la energía potencial en reposo del electrón dentro de esta banda, cuando el electrón gana energía se sitúa en un nivel E de energía superior a E_c dentro de la banda de conducción. Es decir, un incremento de la energía de un electrón en la banda de conducción corresponde al electrón moviéndose hacia arriba en la escala de energías dentro de dicha banda. La diferencia $(E-E_c)$ representa la energía cinética del electrón. En consecuencia, tomando como origen de energías el nivel E_c a efectos de movilidad, la densidad de estados $N_n(E)$ en la banda de conducción puede escribirse cambiando la variable E por $(E-E_c)$ como:

$$N_n(E) = 4 \cdot \pi \cdot \left(\frac{2 \cdot m_n}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot (E - E_c)^{\frac{1}{2}} \text{ para } E > E_c$$

donde $N_n(E)$ es el número de estados por unidad de volumen y por unidad de energía en la banda de conducción.

Análogamente un incremento de energía de un hueco en la banda de valencia corresponde a un movimiento hacia abajo dentro de la banda de valencia. La densidad de estados de los huecos $N_p(E)$ en la banda de valencia puede escribirse cambiando la variable E por (E_v-E) como:

$$N_p(E) = 4 \cdot \pi \cdot \left(\frac{2 \cdot m_p}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot (E_v - E)^{\frac{1}{2}} \text{ para } E < E_v$$

En Fig. 2 se representa la densidad de estados en la banda de conducción y en la de valencia ($N(E)$ corresponde a la representación conjunta de $N_n(E)$ y $N_p(E)$). El área rayada representa el número de estados que existe en el intervalo energético dE por unidad de volumen. Obsérvese como la densidad de estados energéticos en la banda de conducción es mínima en las proximidades de su nivel mínimo E_c , mientras que en la banda de valencia la densidad de estados energéticos es mínima en su valor máximo E_v .

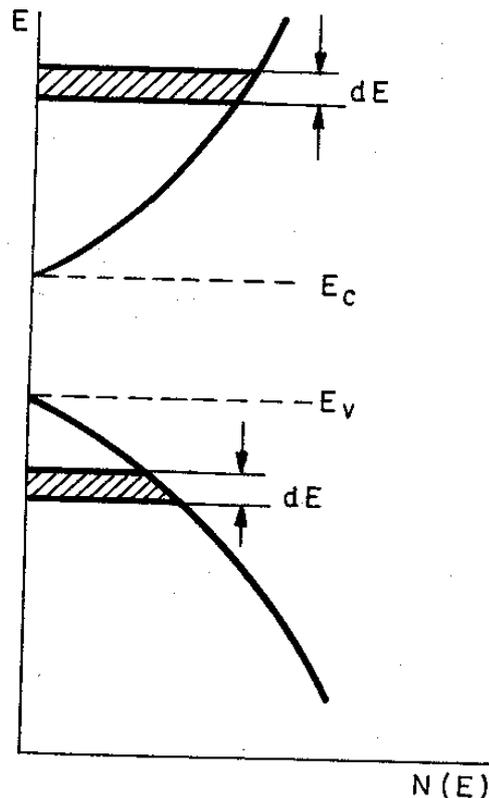


Fig. 2. Densidad de estados para la banda de conducción y la de valencia.

Queda ahora por determinar cómo se distribuyen los portadores de carga dentro de los niveles de energía anteriormente obtenidos en función de la temperatura absoluta T .

2.2. Concentración de portadores intrínsecos.

2.2.1. Función de distribución de Fermi-Dirac

El objetivo final de toda teoría de física estadística es la de encontrar una expresión matemática (distribución) que a una temperatura absoluta T proporcione cual es la probabilidad de que una partícula ocupe un nivel dado de energía E en equilibrio térmico.

En física estadística existen tres distribuciones fundamentales. La primera de ellas es de tipo clásico, en la que se considera de una forma especial a las partículas idénticas, es la distribución de Maxweel-Boltzman aplicada a los sistemas clásicos.

$$f_{MB}(E) = C \cdot e^{-\frac{E}{KT}}$$

$K \equiv$ constante de Boltzman; $C \equiv$ constante de proporcionalidad

Si se tienen en cuenta los aspectos cuánticos del sistema físico aparecen dos distribuciones a considerar. La diferencia entre ellas está en si las partículas satisfacen o no el principio de exclusión de Pauli.

Aquellas que no lo satisfacen, bosones o lo que es lo mismo, aquellas en que no existe límite a la ocupación de un mismo nivel energético, siguen la distribución de Bose-Einstein con la expresión:

$$f_{BE}(E) = \frac{1}{1 - e^{-\frac{E-E_B}{KT}}}$$

Si las partículas cumplen el principio de exclusión, fermiones, es decir, dos o más partículas no pueden ocupar el mismo estado cuántico, la distribución que satisfacen es la de Fermi-Dirac.

$$f(E) = \frac{1}{1 + e^{-\frac{E-E_F}{KT}}}$$

donde $f(E)$ es la probabilidad de que un estado con energía E esté ocupado por un electrón.

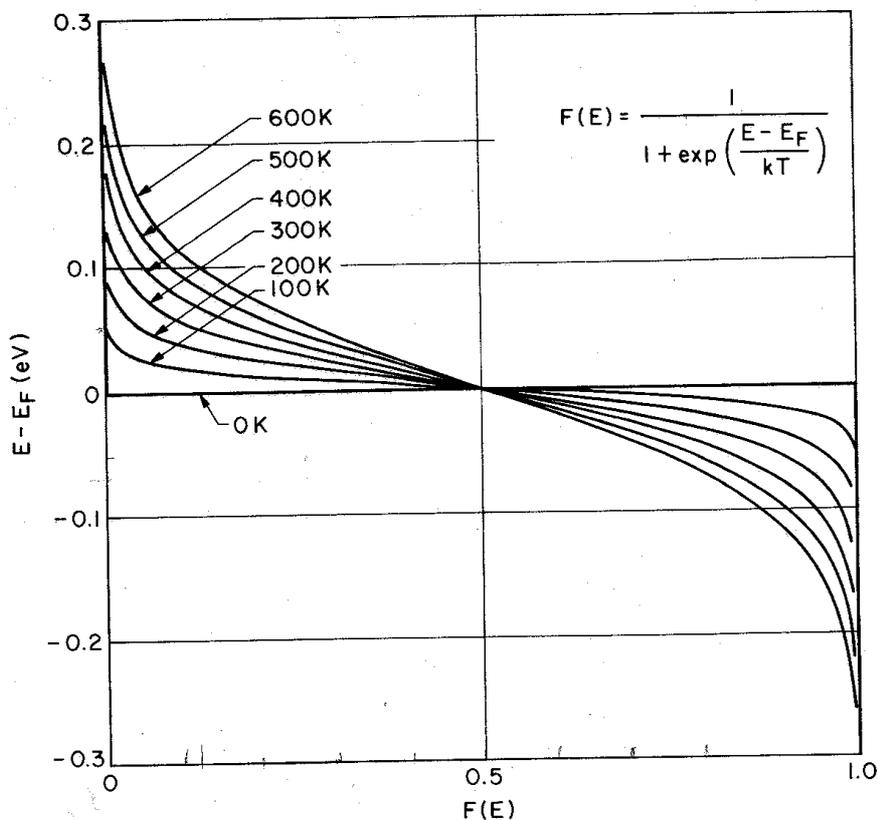


Fig. 3: Función de distribución de Fermi $F(E)$ frente a $(E-E_F)$ para varias temperaturas.

Fijarse que para $E = E_F$, $f(E)$ es siempre 0.5. En consecuencia, se puede definir E_F como **la energía que ha de poseer la partícula para que la probabilidad de ocupación sea de 0.5 a cualquier temperatura**. Podemos decir que, para un nivel energético E_F , durante un largo periodo de tiempo, la probabilidad es tal que la mitad de los estados están ocupados.

Dado que la probabilidad de ocupación de un estado es $f(E)$, la probabilidad de que dicho estado no esté ocupado es $[1-f(E)]$. Es decir, **la probabilidad de que un hueco ocupe un nivel de energía E viene dada por $[1-f(E)]$** .

Obsérvese que $f(E)$ es simétrica alrededor del nivel de Fermi. Para energías superiores a $3KT$ por encima del nivel de Fermi (banda de conducción), la exponencial de $f(E)$ es mayor que 20. En estas condiciones se puede dar la siguiente aproximación:

$$f(E) \approx f_c(E) = e^{-\frac{(E-E_F)}{KT}} \quad \text{para } E - E_F > 3KT$$

La relación $E-E_F > 3 \cdot K \cdot T$ se cumple en la mayor parte de los dispositivos semiconductores (en diodos y transistores con excepción del diodo túnel y el láser de inyección).

Para energías superiores a $3KT$ por debajo del nivel de Fermi (banda de valencia), la exponencial de $f(E)$ es menor de 0.5 por lo que la probabilidad de que haya un hueco es:

$$1 - f(E) = 1 - \frac{1}{1 + e^{\frac{E-E_F}{KT}}} = \frac{e^{\frac{E-E_F}{KT}}}{1 + e^{\frac{E-E_F}{KT}}} \approx f_v(E) = e^{-\frac{(E_F-E)}{KT}} \quad \text{para } E_F - E > 3KT$$

La primera de las expresiones coincide con la distribución de Maxwell-Boltzman de un sistema clásico (gas de partículas).

A partir de la figura anterior puede ser visto como para una determinada temperatura absoluta T , **la probabilidad de ocupación de un estado es menor cuanto mayor sea el nivel E de energía de dicho estado**. Por tanto, estados con niveles energéticos superiores es menos probable que estén ocupados que los estados con niveles energéticos menores. Como casos límite de la función de Fermi-Dirac $f(E)$ puede verse que para $E - E_F = 0$, $f(E)$ será igual a 0.5, para $E - E_F \gg 0$, $f(E) \rightarrow 0$ y para $E - E_F \rightarrow -\infty$, $f(E) \rightarrow 1$.

Como puede ser observado a partir de la ecuación correspondiente a $N(E)$ la densidad de estados energéticos es mayor cuanto mayor es el nivel energético, por lo que se puede concluir que **para niveles energéticos superiores, donde los estados son mas numerosos, la probabilidad de ocupación de un estado es mucho menor que a niveles inferiores, con un numero de estados inferior**. La razón de este aparentemente anormal comportamiento está en el hecho de que los electrones inicialmente ocupan los estados energéticos inferiores donde el Principio de Exclusión de Pauli permite únicamente dos electrones de espín opuesto para cada estado.

Con respecto al papel que juega la temperatura absoluta T puede verse que hay dos tendencias o límites claros. Para temperaturas cercanas al cero absoluto ($T = 0K$) y para $E < E_F$, $f(E)$ será igual a 1 y, para $E > E_F$, $f(E)$ será cero. Por tanto, a la temperatura del cero absoluto, E_F es la energía por debajo de la cual todos los estados están ocupados por electrones y por encima todos los estados están desocupados.

Cuando se incrementa la temperatura, algunos electrones adquieren suficiente energía para moverse a estados por encima de E_F .

Otra conclusión que se obtiene de la figura es que un estado de energía E aumenta la probabilidad de ser ocupado al producirse un aumento de la temperatura, es decir, **el aumento de temperatura favorece la probabilidad de ocupación.**

2.2.2. Concentración de portadores

Para obtener la densidad de electrones (es decir, el número de electrones por unidad de volumen) en un material semiconductor se calculará primeramente dicha densidad por unidad de volumen y de energía. Esta densidad, que llamaremos $n(E)$, se obtiene mediante el producto de la densidad de estados energéticos permitidos por unidad de volumen y de energía $N(E)$ por la probabilidad de que ese intervalo energético esté ocupado por electrones $f(E)$.

$$n(E) = f(E) \times N(E)$$

En un intervalo de energía dE :

$$n(E) \cdot dE = f(E) \times N(E) \cdot dE$$

La densidad de electrones en la banda de conducción se obtendrá integrando el producto anterior para valores comprendidos entre E_c y E_{TOP} , donde E_{TOP} es el nivel superior de la banda de conducción. Tomando $E_c = 0$ por simplicidad como el origen de energías en la banda de conducción:

$$n = \int_0^{E_{TOP}} n(E) \cdot dE = \int_0^{E_{TOP}} f_c(E) \times N_n(E) \cdot dE$$

En la mayor parte de los casos prácticos se satisface la condición $E - E_F > 3KT$ y, por tanto, se podrá realizar la aproximación $f(E) \approx f_c(E)$ vista con anterioridad. Por otro lado y sin pérdida de generalidad y considerando que $f_c(E)$ decrece exponencialmente con E el valor de E_{TOP} puede ser substituido por infinito. De esta forma y considerando las expresiones de $N_n(E)$ y $f_c(E)$:

$$n = 4 \cdot \pi \cdot \left(\frac{2 \cdot m_n}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot \int_0^{\infty} \sqrt{E} \cdot e^{-\frac{E-E_F}{KT}} \cdot dE$$

con el cambio $x \equiv \frac{E}{KT}$ se obtiene:

$$n = 4 \cdot \pi \cdot \left(\frac{2 \cdot m_n}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot (K \cdot T)^{\frac{3}{2}} \cdot e^{\frac{E_F}{KT}} \int_0^{\infty} \sqrt{x} \cdot e^{-x} \cdot dx$$

La integral anterior es estándar y su valor es $\sqrt{\pi}/2$:

$$n = 2 \cdot \left(\frac{2 \cdot \pi \cdot m_n \cdot K \cdot T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot e^{\frac{E_F}{KT}}$$

TEMA 2 : Estadística y Fenómenos de Transporte en Semiconductores

Si ahora se pone de manifiesto el nivel más bajo de la banda de conducción E_c en lugar de cero, se obtiene la densidad de electrones en la banda de conducción:

$$n = 2 \cdot \left(\frac{2 \cdot \pi \cdot m_n \cdot K \cdot T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-\frac{E_c - E_F}{KT}} = N_c \cdot e^{-\frac{E_c - E_F}{KT}}$$

$$\text{con } N_c = 2 \cdot \left(\frac{2 \cdot \pi \cdot m_n \cdot K \cdot T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}}$$

La cantidad N_c es la **densidad efectiva de estados en la banda de conducción**. A temperatura ambiente (300K), N_c toma los valores:

$$N_c = 2.8 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3} \text{ para Si}$$

$$N_c = 4.7 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3} \text{ para GaAs}$$

De forma análoga, para los huecos en la banda de valencia, considerando $f_v(E)$ y $N_p(E)$:

$$p = 2 \cdot \left(\frac{2 \cdot \pi \cdot m_p \cdot K \cdot T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-\frac{E_F - E_v}{KT}} = N_v \cdot e^{-\frac{E_F - E_v}{KT}}$$

$$\text{con } N_v = 2 \cdot \left(\frac{2 \cdot \pi \cdot m_p \cdot K \cdot T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}}$$

La cantidad N_v es la **densidad efectiva de estados en la banda de valencia**. A temperatura ambiente (300K), N_v toma los valores:

$$N_v = 1.04 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3} \text{ para Si}$$

$$N_v = 7.0 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3} \text{ para GaAs}$$

Fig. 4 recoge gráficamente las expresiones hasta ahora manejadas de $N(E)$, $f(E)$, $n(E)$ y las concentraciones de portadores.

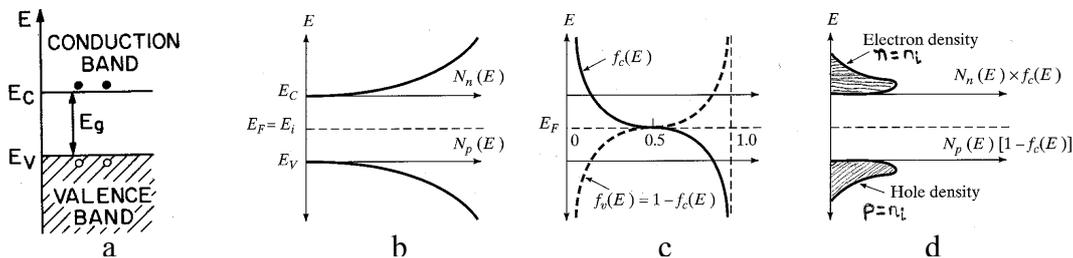


Fig. 4: Representación gráfica de las bandas de energía, $N(E)$, $f(E)$, $n(E)$ y concentraciones de portadores.

Fig. 4a es la representación esquemática del diagrama de bandas, 4b representa la densidad de estados con energía E permitida $N(E)$, la Fig. 4c es la distribución de Fermi-Dirac y finalmente la Fig. 4.d recoge la distribución de portadores donde se observa la densidad de electrones en la banda de conducción y de huecos en la banda de valencia.

En la banda de conducción hay una gran cantidad de estados permitidos, sin embargo, la probabilidad de que sean ocupados $f(E)$ es muy baja. En la banda de valencia también hay gran cantidad de estados permitidos pero, en contraste con la de conducción, la probabilidad de que sean ocupados por electrones es elevada (casi la unidad). Su diferencia hasta la unidad indica que hay algunos estados no ocupados por electrones, es decir, presencia de huecos en la banda de valencia. Por otra parte, se observa que el número de electrones en la banda de conducción coincide con el número de huecos en la banda de valencia.

2.3. Semiconductores intrínsecos y extrínsecos.

Se dice que un semiconductor es intrínseco si es químicamente puro, es decir, no contiene impurezas o sustancias distintas de las que constituyen el material semiconductor. Un semiconductor es extrínseco si se le ha añadido algún tipo de impurezas (se le ha dopado) con el fin de mejorar las propiedades de conducción.

Desde un punto de vista más riguroso, en un semiconductor a temperatura T se producen por agitación térmica rotura de enlaces en la red y hay electrones en la banda de conducción y huecos en la de valencia. **Se dice también que el semiconductor es intrínseco cuando la cantidad de impurezas que contiene es pequeña comparada con los electrones y huecos generados térmicamente (n_i).**

2.3.1. Concentración intrínseca, producto $n \cdot p$ y nivel de Fermi

Para un semiconductor intrínseco la concentración de electrones en la banda de conducción coincide con la de huecos en la banda de valencia, es decir $n=p=n_i$ donde n_i es la densidad o concentración de portadores intrínseca. Esta cantidad n_i es la representada en Fig. 4.d donde, como se observa, el área rayada en la banda de conducción es la misma que la de la banda de valencia.

Igualando las expresiones de n y de p , puede obtenerse el nivel de Fermi para un semiconductor intrínseco:

$$n = p$$

$$N_c \cdot e^{-\frac{E_c - E_F}{KT}} = N_v \cdot e^{-\frac{E_F - E_v}{KT}}$$

$$E_F = E_i = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{K \cdot T}{2} \cdot \ln\left(\frac{N_v}{N_c}\right) = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{3 \cdot K \cdot T}{4} \cdot \ln\left(\frac{m_p}{m_n}\right)$$

Donde se han utilizado las relaciones:

$$N_c = 2 \cdot \left(\frac{2 \cdot \pi \cdot m_n \cdot K \cdot T}{h^2}\right)^{3/2}$$

$$N_v = 2 \cdot \left(\frac{2 \cdot \pi \cdot m_p \cdot K \cdot T}{h^2}\right)^{3/2}$$

A temperatura ambiente el segundo término de E_F es mucho más pequeño que el primero y, de esta forma, el nivel de Fermi para un semiconductor intrínseco se encuentra muy cerca de la mitad de la banda prohibida, es decir, a medio camino entre la banda de conducción y la de valencia.

La concentración de portadores intrínsecos n_i puede obtenerse de la forma:

TEMA 2 : Estadística y Fenómenos de Transporte en Semiconductores

$$n \cdot p = n_i^2 = N_c \cdot e^{-\frac{E_c - E_F}{KT}} \cdot N_v \cdot e^{-\frac{E_F - E_v}{KT}}$$

$$n_i^2 = N_c \cdot N_v \cdot e^{-\frac{E_g}{KT}} ; E_g = E_c - E_v$$

y, por tanto,

$$n_i = \sqrt{N_c \cdot N_v} \cdot e^{-\frac{E_g}{2KT}} \text{ con } E_g = E_c - E_v$$

Esta ecuación es la llamada ley de acción de masas la cual, como se observa sólo depende del tipo de sustancia empleada (N_c , N_v y E_g) y de la temperatura absoluta (T). Bajo equilibrio térmico es válida tanto para semiconductores intrínsecos como para semiconductores extrínsecos. En este último el aumento de la concentración de un tipo de portadores produce la disminución del otro tipo por fenómenos de recombinación de forma que la cantidad n_i permanece constante a una temperatura dada.

Fig. 5 muestra la dependencia de n_i con la temperatura para el Si y el GaAs. A $T=300K$:

Para Si: $n_i = 1.45 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$

Para GaAs: $n_i = 1.79 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$

Como era de esperar aquel que tiene una mayor banda prohibida presenta una concentración intrínseca menor.

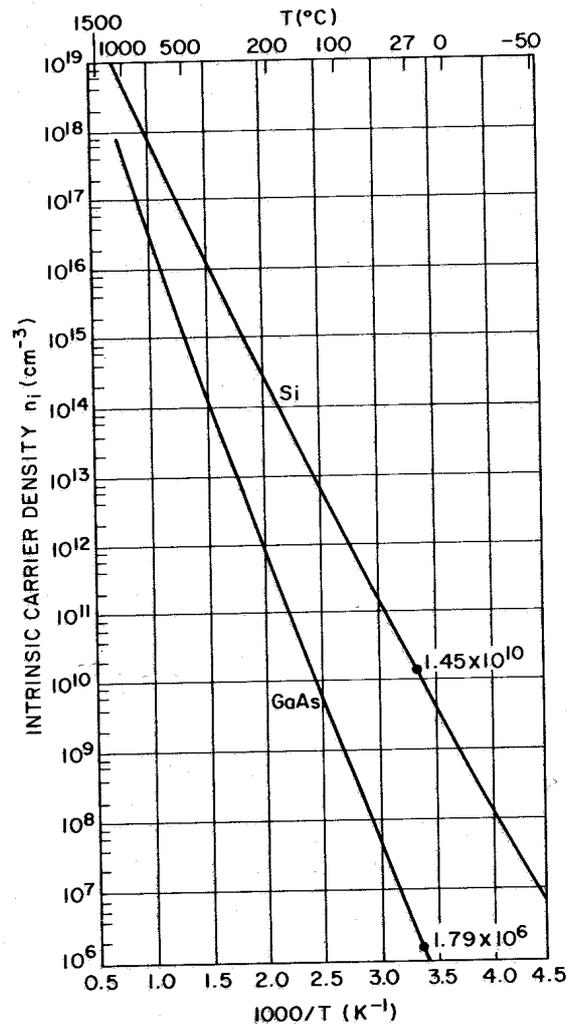


Fig. 5: Concentraciones intrínsecas de Si y GaAs en función de la temperatura.

2.3.2. Semiconductores extrínsecos. Dadores y aceptores.

Cuando un semiconductor intrínseco es dopado con impurezas, el semiconductor se convierte en extrínseco. La aparición de impurezas, como se verá a continuación, crea en el diagrama de bandas nuevos niveles de energía. Hay tres tipos de procesos para la adición de impurezas a la red cristalina: difusión, implantación de iones y crecimiento epitaxial.

Como se ha comentado, los semiconductores extrínsecos se forman al añadir pequeñas cantidades de determinadas *impurezas* al semiconductor intrínseco. Esta adición produce efectos considerables en las propiedades de conducción del material semiconductor. El efecto de añadir impurezas va a ser incrementar la concentración de uno de los dos tipos de portadores de carga (electrones o huecos) y, en consecuencia, afectará considerablemente a la conductividad eléctrica. Este proceso no es efectivo en materiales que son buenos conductores, como el cobre, ya que la concentración de electrones es tan grande que apenas se ve variada por la adición de impurezas.

A estas impurezas también se las conoce como *sustancias dopantes* y al proceso de adición de impurezas se le llama *dopado del semiconductor*. El dopado produce dos tipos de semiconductores extrínsecos, identificados según el tipo de portador de carga cuya concentración se ha visto incrementada: semiconductor de tipo N si se ha incrementado la concentración de electrones o de tipo p si se ha incrementado la de huecos.

Semiconductor de tipo N

Si se introducen sustancias dopantes de tipo pentavalente (5 electrones de valencia, columna V de la tabla periódica), cuatro átomos de la sustancia dopante formarán enlaces covalentes con sus vecinos de Si, el quinto electrón se convierte en un electrón que no comparte enlaces, es un electrón de conducción el cual será dado (donado) a la banda de conducción. Se dice que el semiconductor de silicio es de tipo N debido a que recibe una cantidad adicional de portadores de carga negativa (Fig. 6) y la sustancia pentavalente (tal como P, As, Sb) se llama dador.

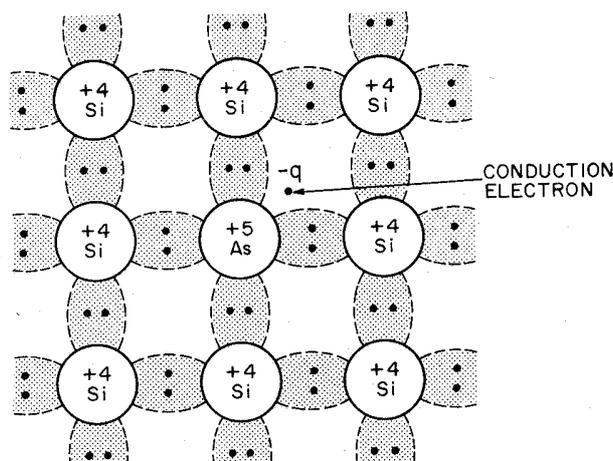


Fig. 6: Adición de un átomo de arsénico con 5 electrones de valencia.

En un semiconductor de tipo N, vamos a llamar E_D a la energía necesaria para llevar el quinto electrón de la sustancia pentavalente a la banda de conducción de manera que este se convierta en un electrón libre dando lugar a un átomo dador ionizado (cargado

positivamente). Esta energía es, por tanto, la necesaria para la ionización del átomo dador. En Fig. 7 se observa, para el caso del fósforo, como dicho nivel energético E_D está muy próximo a la banda de conducción. Cuanto mayor sea la temperatura de la muestra (semiconductor + impurezas), mayor será la energía conseguida por efecto térmico y mayor será el número de electrones que accederán a la banda de conducción. Existe una importante diferencia entre este mecanismo de ionización que produce electrones y el proceso intrínseco de formación de electrones, y es que en este caso el resultado es la producción de impurezas ionizadas fijas en la estructura cristalina y no huecos.

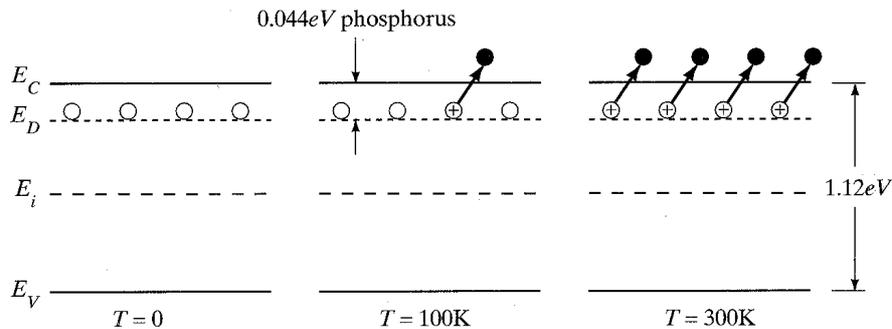


Fig. 7: Representación de bandas de energía al introducir impurezas dadoras en el silicio y efecto de la temperatura. Los átomos de fósforo tienen una energía E_D que está alrededor de $0.044eV$ por debajo de E_c estando completamente ionizados a $T = 300K$.

Semiconductor de tipo P

De forma similar, si se introducen en la red de silicio impurezas de tipo trivalente (tres electrones de valencia, columna III de la tabla periódica), aparece un enlace covalente con el resto de los átomos de silicio sin formar, es un enlace roto o una ausencia de electrón de valencia para llenar un enlace. Este defecto de electrón en los enlaces que puede formar el átomo trivalente provoca que sea aceptado un electrón de los enlaces covalentes de los átomos de silicio, formándose en consecuencia un hueco en la banda de valencia Fig. 8. El semiconductor dopado con sustancias trivalentes se llama de tipo p y dichas sustancias (tales como B, Al, Ga) se denominan aceptores.

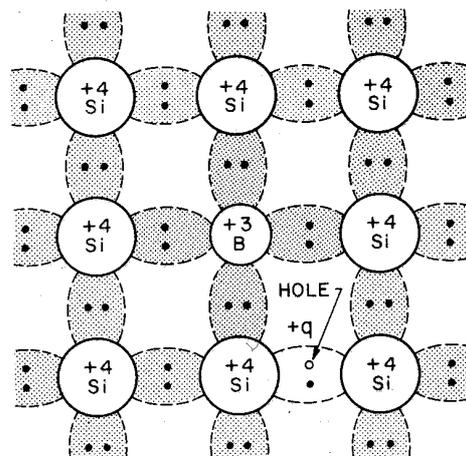


Fig. 8: Introducción de impurezas de boro.

Una vez capturado el electrón (el cual proviene de la banda de valencia del semiconductor), el átomo aceptor queda ionizado negativamente. La condición para la ionización de los átomos aceptores es similar a la vista con anterioridad para los átomos

Condición de ionización completa

A temperatura ambiente, la energía térmica debida a la propia vibración de las partículas es suficiente para que todos los átomos dadores estén ionizados positivamente y cada átomo aceptor lo esté negativamente. Es decir, cada átomo dador ha proporcionado un electrón libre a la banda de conducción y cada átomo aceptor ha generado un hueco en la banda de valencia.

En un semiconductor de tipo N, por tanto, se produce el mismo número de electrones que de sustancia dadora. Esta condición se denomina condición de ionización completa. Bajo estas condiciones puede decirse con respecto a la concentración de electrones:

$$n = N_D = N_c \cdot e^{-\frac{E_c - E_F}{KT}}$$

siendo N_D la concentración de átomos dadores. Fig. 11a muestra la misma concentración de electrones en la banda de conducción (los cuales son móviles) que de iones dadores en su nivel energético E_D (los cuales son fijos). A partir de la condición anterior y de la expresión obtenida previamente para la concentración de electrones en la banda de conducción n , se puede obtener:

$$E_c - E_F = K \cdot T \cdot \ln\left(\frac{N_c}{N_D}\right)$$

que nos da el nivel de Fermi para el semiconductor de tipo N, con respecto al nivel E_c .

Se ha supuesto que $N_D \gg n_i$ (la concentración de electrones en la banda de conducción producidos por la introducción de impurezas es mucho mayor que la producida por efecto térmico, n_i).

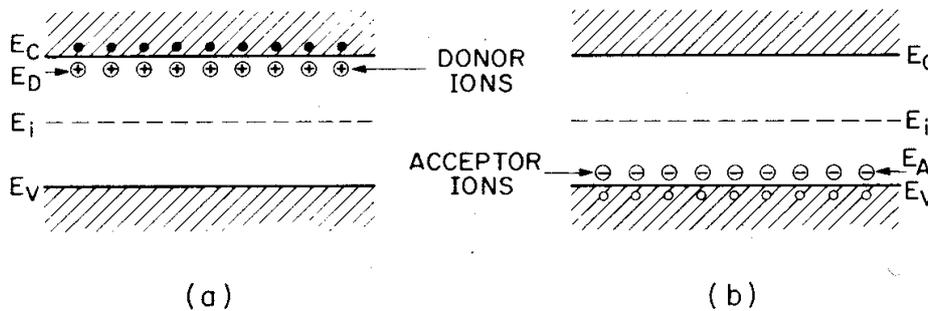


Fig. 11: Representación esquemática de las bandas de energía para semiconductores extrínsecos con (a) iones dadores (b) iones aceptores.

De forma similar, en un semiconductor de tipo P, se cumple la condición de ionización completa, para la concentración de huecos (Fig. 11b).

$$p = N_A = N_v \cdot e^{-\frac{E_F - E_v}{KT}}$$

siendo N_A la concentración de átomos aceptores. A partir de la condición anterior y de la expresión obtenida previamente para la concentración de huecos en la banda de valencia p , se puede obtener:

$$E_F - E_v = K \cdot T \cdot \ln\left(\frac{N_v}{N_A}\right)$$

que nos da el nivel de Fermi con respecto al nivel E_v en un semiconductor de tipo P.

Se ha supuesto que $N_A \gg n_i$ (la concentración de huecos en la banda de valencia producidos por la introducción de impurezas es mucho mayor que la producida por efecto térmico, n_i).

Nivel de Fermi extrínseco

De las dos expresiones anteriores para el nivel de Fermi se deduce en primer lugar que, para un semiconductor de tipo N, el nivel de Fermi se sitúa cada vez más cerca del nivel mínimo E_c de la banda de conducción a medida que la concentración de impurezas dadoras aumenta. Para un semiconductor de tipo P, el nivel de Fermi se aproxima al nivel superior E_v de la banda de valencia conforme la concentración de impurezas aceptoras aumenta.

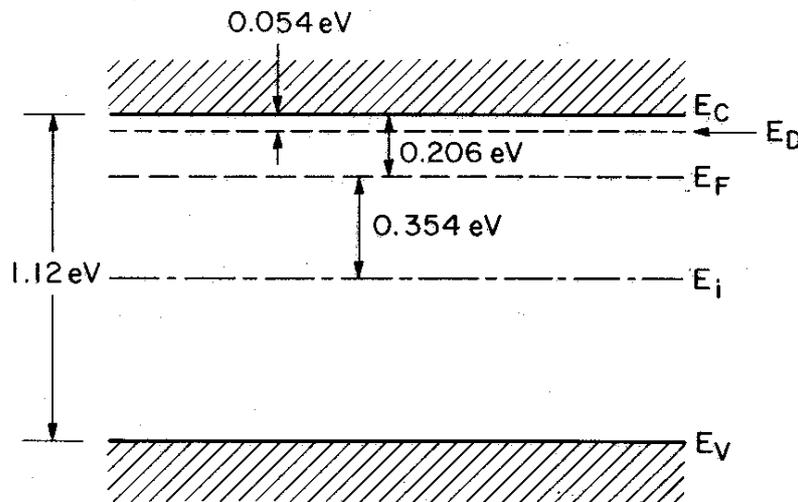


Fig. 12: Diagrama de bandas mostrando el nivel de Fermi E_F y el nivel de Fermi intrínseco E_i para un semiconductor de tipo N.

Desde un punto de vista práctico, el nivel de Fermi es importante conocerlo pues, como se verá más adelante, determina la magnitud del campo que existe en una unión p-n y en consecuencia la capacidad de la unión. Esta capacidad constituye uno de los parámetros más importantes en los dispositivos de unión.

Con respecto a la situación del nivel de Fermi en un semiconductor extrínseco, se dice que el semiconductor es degenerado cuando el nivel de Fermi coincide con uno de los bordes de las bandas permitidas o se interna en ellas. Ello se da cuando las concentraciones de impurezas son muy elevadas, cuantitativamente ocurre si $E_c - E_F < 3 \cdot K \cdot T$.

Concentraciones extrínsecas.

Es frecuente expresar la concentración de portadores en un semiconductor extrínseco en función de los parámetros que definen el semiconductor intrínseco, concretamente la concentración de portadores intrínseca y el nivel de Fermi intrínseco, n_i y E_i respectivamente.

$$n = N_c \cdot e^{-\frac{(E_c - E_F)}{KT}} = N_c \cdot e^{-\frac{(E_c - E_i)}{KT}} \cdot e^{-\frac{(E_F - E_i)}{KT}} = n_i \cdot e^{-\frac{(E_F - E_i)}{KT}}$$

y

$$p = N_v \cdot e^{-\frac{(E_F - E_V)}{KT}} = n_i \cdot e^{-\frac{(E_i - E_F)}{KT}}$$

En un semiconductor de tipo N, la concentración de electrones en la banda de conducción se ve aumentada con respecto a la del semiconductor intrínseco y además debido a la ley de acción de masas, un aumento en la población de portadores negativos de carga (electrones) en la banda de conducción comporta una disminución de portadores positivos de carga (huecos) en la banda de valencia ya que el producto $n \cdot p$ ha de mantenerse constante (Fig. 13).

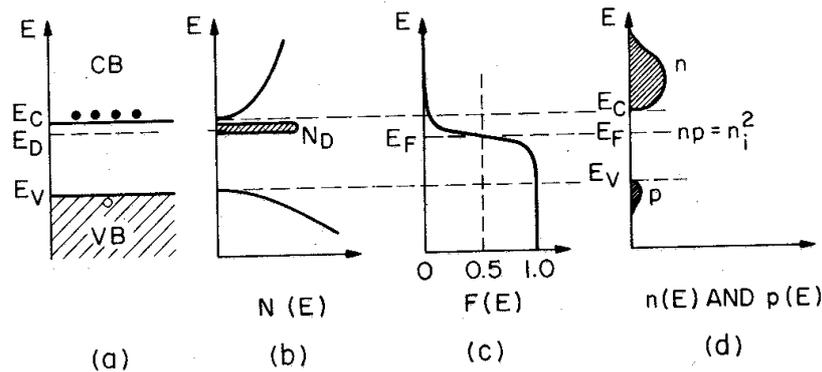


Fig. 13: Semiconductor de tipo N. (a) Diagrama de bandas. (b) Densidad de estados. (c) Función de distribución de Fermi. (d) Concentración de portadores. Fijarse que $n \cdot p = n_i^2$.

Neutralidad de cargas

De forma general, si en el semiconductor extrínseco están presentes ambos tipos de impurezas (dadoras yceptoras), aquella concentración mayoritaria es la que determinará el tipo de semiconductor extrínseco (p ó n), así como la conductividad del semiconductor. En esta situación más general, debe satisfacerse la neutralidad de cargas en el semiconductor (que está además en equilibrio térmico), es decir:

$$n + N_A = p + N_D$$

La expresión anterior dice que el número total de cargas negativas (electrones en la banda de conducción e iones fijos aceptores) será igual al número total de cargas positivas (huecos en la banda de valencia e iones dadores fijos). Considerando además la ley de acción de masas y esta última igualdad se pueden obtener las concentraciones de portadores en equilibrio térmico para un semiconductor extrínseco.

Para el de tipo N ($N_D > N_A$):

$$n_n = \frac{1}{2} \left[N_D - N_A + \sqrt{(N_D - N_A)^2 + 4 \cdot n_i^2} \right]$$

$$p_n = \frac{n_i^2}{n_n}$$

TEMA 2 : Estadística y Fenómenos de Transporte en Semiconductores

Teniendo en cuenta que en un semiconductor tipo N la población de electrones es mayoritaria respecto a la de huecos, se dice que el electrón es el portador mayoritario y que el hueco es el portador minoritario.

De forma similar, en un semiconductor tipo P ($N_A > N_D$), el portador mayoritario es el hueco y el minoritario el electrón. Las expresiones de las concentraciones de portadores en equilibrio térmico para este tipo de semiconductor son:

$$p_p = \frac{1}{2} \left[N_A - N_D + \sqrt{(N_A - N_D)^2 + 4 \cdot n_i^2} \right]$$

$$n_p = \frac{n_i^2}{p_p}$$

Las expresiones anteriores son completamente generales, pero si se acude a la práctica ocurre que:

En un semiconductor tipo N ($N_D \gg N_A$): $n_i \ll N_D \Rightarrow n_n \approx N_D$

$$p_n \approx \frac{n_i^2}{n_n}$$

En un semiconductor tipo P ($N_A \gg N_D$): $n_i \ll N_A \Rightarrow p_p \approx N_A$

$$n_p \approx \frac{n_i^2}{p_p}$$

Finalmente Fig. 14 recoge la dependencia de la concentración de impurezas con la temperatura (tanto para impurezas dadoras como aceptoras) para el Si y el GaAs, además, también recoge la variación del gap prohibido con la temperatura. Se observa como al aumentar la temperatura el nivel de Fermi se aproxima al nivel intrínseco E_i , es decir, el semiconductor se convierte en intrínseco. Esto se tratará en el siguiente apartado.

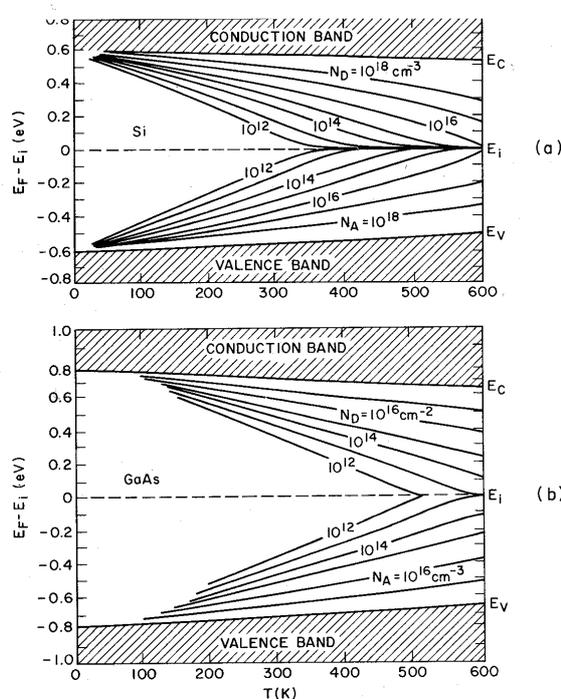


Fig. 14: Nivel de Fermi para Si y GaAs en función de la temperatura y de la concentración de impurezas. Se observa en la gráfica la dependencia de la anchura de la banda prohibida con la temperatura.

Región extrínseca

Un suplemento interesante a los resultados de esta sección se obtiene si se obtiene la gráfica de la relación existente entre la concentración de portadores mayoritarios y la concentración dadora en función de la temperatura (Fig. 15) en un semiconductor de tipo N.

Vamos a suponer que se ha añadido una concentración de impurezas N_D de 10^{16}cm^{-3} a la muestra de silicio. A temperaturas cercanas al cero absoluto, la concentración de electrones en la banda de conducción es cero ya que la energía térmica a dicha temperatura no es suficiente para ionizar ningún átomo dador y ciertamente tampoco es suficiente para excitar electrones desde la banda de valencia a la de conducción. Conforme la temperatura se incrementa, algunos átomos dadores quedan ionizados, cediendo sus electrones a la banda de conducción, aunque todavía no es suficiente para llevar electrones fuera de la banda de valencia.

A una temperatura de alrededor de 150K, la concentración de electrones es menor que la concentración dadora debido a que no todos los átomos dadores están ionizados y muy pocos electrones han sido excitados desde la banda de valencia hasta la banda de conducción. La región de 0-150K es conocida como *región "freeze-out"*. A temperaturas superiores a 150K, se alcanza la ionización total (todos los átomos dadores están ionizados) y la concentración de portadores negativos coincide con la de dadores $n \cong N_D$. Esta concentración de electrones permanece constante en el valor N_D también por encima de la temperatura ambiente (300K), temperatura a la cual se cumple que $n \approx N_D \gg n_i$. El rango comprendido entre 150 y 400K en que se cumple que la concentración de electrones permanece constante en un valor $n \cong N_D$ es llamado *región extrínseca*.

Por encima de 400K la concentración intrínseca de portadores n_i empieza a incrementarse rápidamente alcanzando valores superiores a N_D . Esto es debido a que una gran cantidad de electrones son excitados térmicamente desde la banda de valencia hasta la banda de conducción. La concentración dadora N_D pasa a ser despreciable frente a la concentración de electrones n por lo que el material se convierte de nuevo en intrínseco. La concentración de huecos también sufrirá un incremento estando su valor en equilibrio térmico determinado por la ley de acción de masas. Esta región correspondiente a temperaturas superiores a 400K es llamada *región intrínseca*.

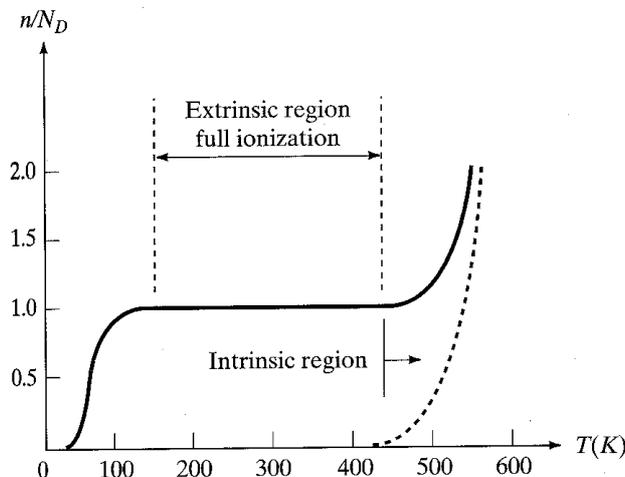


Fig. 15: Variación de la concentración de portadores mayoritarios.

2.4. Fenómenos de transporte de portadores

Hasta ahora sólo se ha tratado al semiconductor en equilibrio térmico, es decir, sin la influencia de ningún agente externo. Si se da una excitación externa al semiconductor, el efecto es el de alterar la velocidad media de los portadores de forma que ahora ya no será nula. En estas condiciones se dice que el semiconductor se encuentra fuera del equilibrio. Los mecanismos provocados en los portadores por acción de excitaciones externas reciben el nombre de fenómenos de transporte. La excitación externa puede ser de tipo eléctrico, térmico o óptico.

Entre los fenómenos de transporte cabe mencionar como fundamentales a los fenómenos de arrastre, difusión y efecto Hall.

Conducción por arrastre: Se produce cuando se somete la sustancia semiconductor a una diferencia de potencial o a la acción de un campo eléctrico externo.

Conducción por difusión: Las corrientes de portadores generadas por difusión se deben a la diferente concentración de estas en el semiconductor.

Efecto Hall: La corriente de portadores se crea por la acción conjunta de un campo eléctrico y una magnético sobre el semiconductor.

2.4.1 Fenómenos de arrastre de portadores.

2.4.1.1. Movilidad.

Consideremos una muestra de semiconductor de tipo N con una concentración dadora constante y en equilibrio térmico. Los electrones en la banda de conducción son esencialmente partículas libres, ya que no están asociados a ninguna estructura en particular. La influencia de la estructura cristalina está en la masa efectiva de los electrones en conducción, la cual es ligeramente diferente a la los electrones libres. Bajo condiciones de equilibrio térmico, la energía térmica promedio de los electrones en la banda de conducción puede ser obtenida a partir del Teorema de Equipartición de energía: $\frac{1}{2} \cdot K \cdot T$ por cada grado de libertad, donde K es la constante de Boltzman y T es la temperatura absoluta. Los electrones en un semiconductor tienen tres grados de libertad ya que pueden moverse en un espacio tridimensional. Por lo tanto, la energía cinética de los electrones vendrá dada por:

$$\frac{1}{2} \cdot m_n \cdot v_{th}^2 = \frac{3}{2} \cdot K \cdot T$$

donde $m_n \equiv$ masa efectiva de los electrones y $v_{th} \equiv$ velocidad térmica promedio.

A temperatura ambiente ($T=300K$) $\Rightarrow v_{th}=10^7$ cm/s para Si y GaAs.

Por el hecho de recibir energía térmica, los electrones están en un movimiento constante, moviéndose rápidamente en todas direcciones. Como están continuamente en movimiento, no están asociados con ninguna particular posición de la estructura. El movimiento térmico de un electrón individual puede ser visto como una sucesión de movimientos aleatorios con colisiones con átomos de la estructura cristalina, con impurezas, etc, como se muestra en Fig. 16.

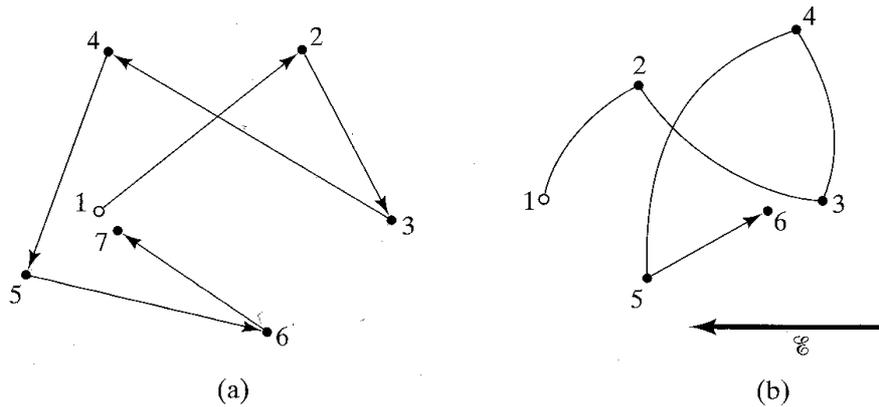


Fig. 16: (a) Movimiento térmico aleatorio de los electrones en ausencia de campo eléctrico. (b) Presencia de campo eléctrico.

Este movimiento aleatorio de los electrones conduce a un desplazamiento neto cero de un electrón en un periodo de tiempo suficientemente largo (siempre y cuando no esté sometido a ningún campo eléctrico externo), Fig. 16a. Luego, la velocidad media de los electrones es nula. La distancia promedio entre colisiones es llamada recorrido libre medio, l , y el tiempo promedio entre colisiones tiempo libre medio, τ_c . Ambas magnitudes están relacionadas con la velocidad térmica promedio mediante la relación:

$$v_{th} = \frac{l}{\tau_c}$$

Para los electrones ($T=300K$) son $10^{-5}cm$ y $1ps$ (es decir $\tau_c = l/v_{th} \cong 10^{-12}s$), respectivamente.

Velocidad de arrastre

Cuando se somete al semiconductor a un pequeño campo eléctrico ε , cada electrón experimenta una fuerza $(-)q\varepsilon$, de manera que es acelerado.

Los electrones experimentan un recorrido antes de la próxima colisión que se realiza en la dirección del campo pero en sentido opuesto a este. Adquieren en consecuencia una nueva componente de velocidad debido a la acción del campo, es la llamada velocidad de arrastre v_n . Esta nueva componente de la velocidad es, en la mayor parte de los dispositivos, mucho más pequeña que la velocidad térmica por lo que la velocidad de arrastre puede ser considerada como una perturbación de la velocidad térmica. La acción combinada de la velocidad térmica y la de arrastre da lugar a un movimiento neto de los electrones en sentido contrario al del campo eléctrico aplicado, Fig. 16b.

Podemos obtener una expresión para la velocidad de arrastre igualando el momento (fuerza x tiempo) aplicado a un electrón durante el recorrido libre entre colisiones con el momento ganado por el electrón en el mismo periodo. Esta igualdad es válida ya que, en el caso estacionario, todo el momento que se gana entre colisiones es cedido a la estructura en la colisión, iniciándose el proceso de nuevo antes de la siguiente colisión. Por conservación del momento, el momento proporcionado por la acción del campo eléctrico ε (es decir, $-q \cdot \varepsilon \cdot \tau_c$) deberá ser igual al momento lineal ($m_n \cdot v_n$) ganado entre colisiones, por lo que se obtiene que:

$$-q \cdot \varepsilon \cdot \tau_c = m_n \cdot v_n$$

es decir

$$v_n = (-) \left(\frac{q \cdot \tau_c}{m_n} \right) \cdot \mathcal{E}$$

Esta expresión afirma que la velocidad de arrastre es proporcional al campo eléctrico externo aplicado. El factor de proporcionalidad, que depende del tiempo libre medio y de la masa efectiva es llamado movilidad del electrón y sus unidades son $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$:

$$\mu_n \equiv \frac{q \cdot \tau_c}{m_n}$$

y, por tanto:

$$v_n = -\mu_n \cdot \mathcal{E}$$

La movilidad es un parámetro importante es el transporte de portadores ya que expresa cuantitativamente la facilidad o no de movimiento de los electrones frente a la acción de un campo eléctrico.

El tratamiento hecho hasta el momento para los electrones en la banda de conducción puede extrapolarse para los huecos en la banda de valencia:

$$v_p = \mu_p \cdot \mathcal{E} \text{ con } \mu_p \equiv \frac{q \cdot \tau_c}{m_p}$$

ahora no aparece el signo negativo pues los huecos se desplazan en el mismo sentido que el campo eléctrico externo.

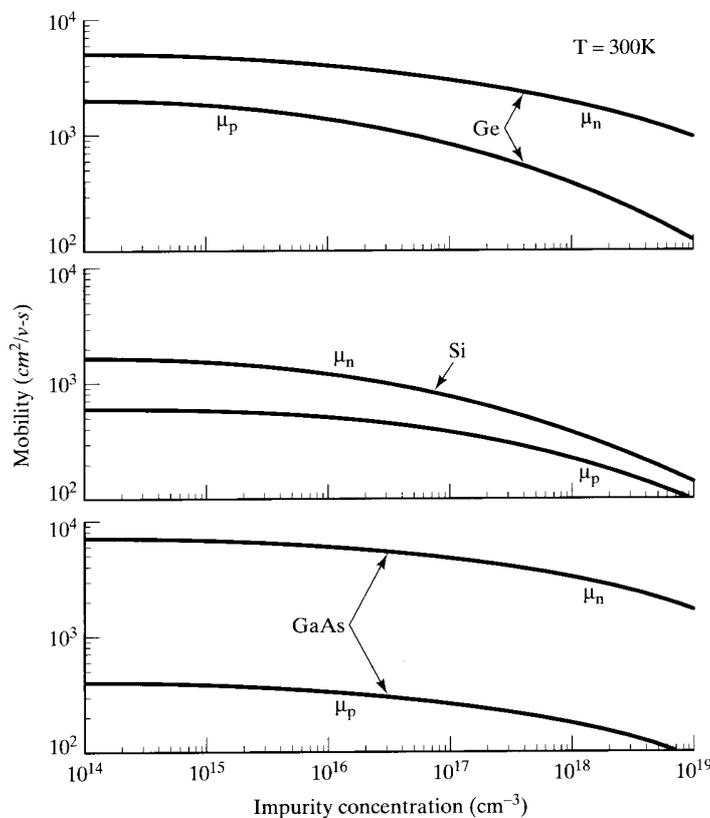


Fig. 17: Movilidades de electrones y huecos en el Si, Ge y GaAs a 300K en función de la concentración de impurezas.

Dado que τ_c es el recorrido libre medio entre colisiones y dichas colisiones pueden producirse con los átomos de la estructura cristalina o con las impurezas, la movilidad tanto de electrones como de huecos es función, a una temperatura dada, de la concentración de impurezas. Ambas movilidades presentan un valor máximo para baja concentración de impurezas (limitación impuesta por las colisiones con los átomos de la estructura cristalina) disminuyendo su valor al aumentar la concentración de impurezas.

Por otra parte, y dado que se tiene la siguiente relación entre las masas efectivas de electrón y hueco, $m_n < m_p$, la movilidad de los electrones es mayor que la de los huecos para una misma concentración de impurezas (dadoras o aceptoras); $\mu_n > \mu_p$.

Como dato, decir que $m_n = 9.8 \cdot 10^{-31} \text{Kg}$ y $m_p = 2.35 \cdot 10^{-30} \text{Kg}$.

2.4.1.2. Resistividad.

Supongamos un semiconductor de tipo N dopado homogéneamente cuyo diagrama de bandas puede ser observado en Fig. 18.a. Fig. 18b muestra el diagrama de bandas cuando se aplica una tensión de polarización en el terminal de la parte derecha (suponemos que tanto el terminal de la derecha como el de la izquierda son óhmicos con una caída de tensión despreciable en cada contacto).

Si recordamos la definición de campo eléctrico, este se define como la fuerza de tipo eléctrico ejercida sobre la unidad de carga positiva. Cuando un campo eléctrico ϵ se aplica al semiconductor, dicho campo realiza una fuerza $-q \cdot \epsilon$ sobre cada electrón, donde q es el valor de la carga del electrón.

También sabemos que dicha fuerza ejercida es igual al valor negativo del gradiente (variación espacial) de la energía potencial:

$$F = -q \cdot \epsilon = - (\text{gradiente de la energía potencial del electrón})$$

Sabemos que el valor inferior de la banda de conducción E_c corresponde a la energía potencial de un electrón. Como estamos interesados en el gradiente de la energía potencial, podemos utilizar cualquier parte del diagrama de bandas que sea paralelo a E_c (es decir, E_F , E_i o E_v). Es conveniente utilizar E_i pues dicha magnitud es ampliamente utilizada en el caso de uniones p-n. Por tanto y para el caso unidimensional:

$$-q \cdot \epsilon = - \frac{dE_i}{dx} \Rightarrow \epsilon = \frac{1}{q} \cdot \frac{dE_i}{dx}$$

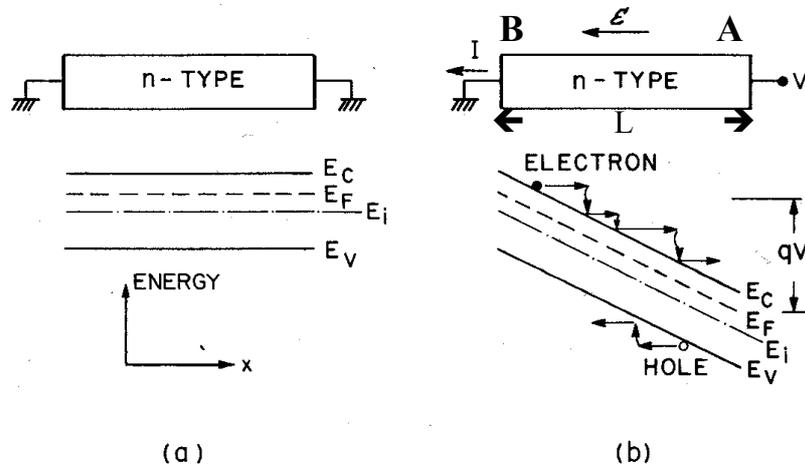


Fig. 18: Proceso de conducción en un semiconductor de tipo N. (a) semiconductor en equilibrio térmico (b) bajo condiciones de polarización

TEMA 2 : Estadística y Fenómenos de Transporte en Semiconductores

Para un semiconductor con dopado homogéneo como el mostrado en Fig. 18b, la energía potencial (E_c) y por tanto E_i decrecen linealmente con la distancia con lo que el campo eléctrico es constante al aplicar una diferencia de potencial V constante. Su valor iguala la tensión aplicada dividido por la longitud de la muestra, como se va a demostrar.

La caída de tensión entre dos puntos se define como la energía empleada o adquirida para mover una carga positiva unidad desde uno al otro. Para mover una carga positiva Q desde un punto a otro entre los cuales exista una diferencia de potencial V , se realiza un trabajo y la energía empleada es $Q \cdot V$, por lo que al llegar a su destino la carga positiva ha ganado una energía potencial igual a la energía empleada es decir $Q \cdot V$.

En el caso del electrón, si éste es llevado desde B hasta A con una diferencia de potencial V , el electrón (carga negativa) pierde una energía potencial $-q \cdot V$ donde q es la carga del electrón (como puede verse en Fig. 18b).

$$\text{Variación de la energía potencial} \rightarrow \Delta E_p = (-)q \cdot V ; \quad q = \text{carga del } e^-$$

Por lo que el campo eléctrico es constante y de valor:

$$|\varepsilon| = \frac{1}{q} \cdot \frac{q \cdot V}{L} = \frac{V}{L} = \text{cte.}$$

Los electrones en la banda de conducción se mueven hacia la derecha. Cuando un electrón colisiona, cede su energía cinética a la estructura y vuelve a su posición en equilibrio térmico. Posteriormente este electrón empieza a moverse de nuevo hacia la derecha, repitiéndose el mismo proceso muchas veces.

La conducción por huecos puede ser entendida de manera similar pero en sentido opuesto.

El transporte de portadores bajo la influencia de un campo eléctrico produce una corriente llamada *corriente de arrastre*. Considérese ahora una muestra de semiconductor homogéneo de longitud L , sección transversal A y con una concentración de n electrones/cm³.

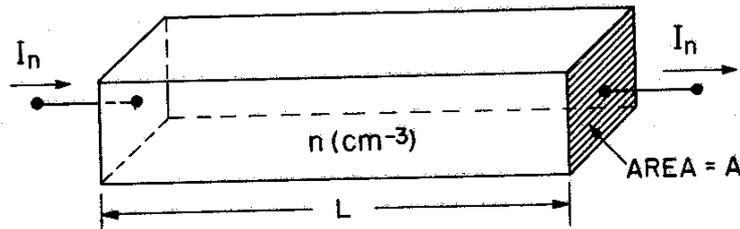


Fig. 19: Conducción de corriente en una barra uniformemente dopada de longitud L y sección transversal A .

Supóngase que ahora se somete la muestra a la acción de un campo eléctrico externo ε . La presencia de dicho campo eléctrico origina una corriente de arrastre de los electrones de la banda de conducción cuya densidad de corriente J_n (corriente por unidad de superficie) se obtiene sumando para cada uno de los n electrones por unidad de volumen el producto de su carga $-q$ por su velocidad:

$$J_n = \frac{I_n}{A} = \sum_{i=1}^n ((-)q \cdot v_i) = -q \cdot n \cdot v_n = q \cdot n \cdot \mu_n \cdot \varepsilon$$

donde I_n es la corriente de electrones y se ha hecho uso de la expresión obtenida con anterioridad para v_n .

TEMA 2 : Estadística y Fenómenos de Transporte en Semiconductores

De igual forma, para los huecos en la banda de valencia:

$$J_p = q \cdot p \cdot v_p = q \cdot p \cdot \mu_p \cdot \mathcal{E}$$

La densidad de corriente neta de portadores debida a la acción del campo eléctrico externo es:

$$J = J_n + J_p = (q \cdot n \cdot \mu_n + q \cdot p \cdot \mu_p) \cdot \mathcal{E}$$

La cantidad entre paréntesis recibe el nombre de conductividad σ (S/cm) y nos indica la capacidad del material de conducir una corriente eléctrica:

$$\sigma = q \cdot n \cdot \mu_n + q \cdot p \cdot \mu_p$$

La contribución de los electrones y los huecos a la conductividad es simplemente aditiva. La resistividad del semiconductor ρ ($\Omega \cdot \text{cm}$) es la recíproca de la conductividad y viene dada por:

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{q \cdot n \cdot \mu_n + q \cdot p \cdot \mu_p}$$

Para el caso de semiconductores extrínsecos, generalmente hay una concentración de portadores de carga que es mayoritaria respecto de la otra (en varios órdenes de magnitud) y de esta forma:

Semiconductor tipo N ($n \gg p$): $\rho = \frac{1}{q \cdot n \cdot \mu_n}$

Semiconductor tipo P ($p \gg n$): $\rho = \frac{1}{q \cdot p \cdot \mu_p}$

Fig. 20 muestra la variación de la resistividad con la concentración de impurezas para el Si y el GaAs a temperatura ambiente (300K). A esta temperatura, todas las impurezas están ionizadas de forma que la concentración de portadores es igual a la concentración de impurezas.

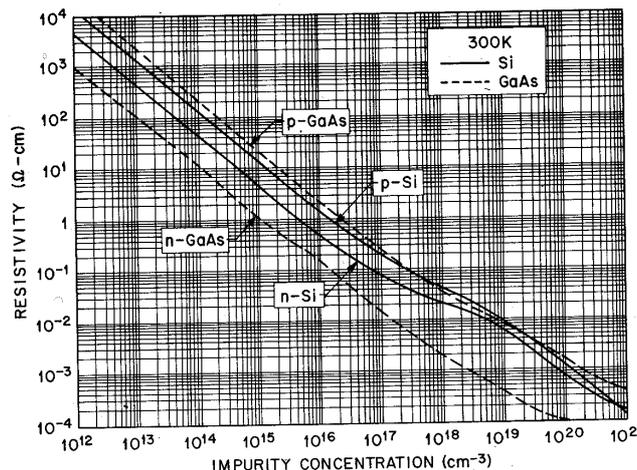


Fig. 20: Resistividad en función de la concentración de impurezas para el Si y el GaAs.

Para una misma concentración de impurezas (dadoras o aceptoras) la resistividad de un semiconductor de tipo P es mayor que la de un semiconductor de tipo N: $\mu_n > \mu_p$ ($m_n < m_p$) $\Rightarrow \rho_p > \rho_n$.

2.4.2. Fenómenos de difusión de portadores.

2.4.2.1. Procesos de difusión.

El movimiento de los portadores en semiconductores, el cual da lugar a una corriente, es algunas veces causado por la aplicación de un campo eléctrico, el cual provoca una corriente de arrastre o por los procesos de difusión de portadores.

La corriente de difusión es la corriente de portadores que aparece en un semiconductor cuando existe una variación espacial de la concentración de estos portadores. Los portadores, en estos casos, tienden a moverse en un sentido determinado siempre desde las zonas de más concentración hacia las de baja concentración. Este proceso puede ser visto con facilidad cuando se ilumina una pequeña región cerca del centro de una larga y delgada barra de material semiconductor. Este exceso de portadores se moverá aleatoriamente hacia la derecha y hacia la izquierda de la zona de generación, dando lugar a un flujo de partículas que se aleja del centro. Esos portadores se dice que se difunden (como una gota de tinta se mezcla rápidamente con el agua de un vaso).

Para ilustrar el problema consideremos la Fig. 21, la cual muestra una concentración de electrones que varía en el eje x . El cristal está en equilibrio térmico de forma que la energía térmica promedio no varía con x , sólo varía $n(x)$. Se pretende calcular el flujo de electrones que atraviesa un área unidad en la unidad de tiempo. Debido a la temperatura, los electrones tendrán unos movimientos térmicos aleatorios con una velocidad térmica v_{th} y un recorrido libre medio, l . ($l = v_{th} \cdot \tau_c$, donde τ_c es el recorrido libre medio). Se va a considerar un plano de área unidad dispuesto en la abscisa $x = 0$. El número de electrones que atraviese esta área procederá de aquellos que estén situados ambos lados del plano una distancia igual al recorrido libre medio l . Ello es debido a que, por la propia definición de l , todos aquellos electrones que estén situados a una distancia l no habrán colisionado todavía y lo harán atravesando el plano $x = 0$. Por otra parte y en promedio sólo la mitad de la concentración de electrones situados en la posición $(-l)$ y de idéntica forma los situados en la posición $+l$ fluirán al área localizada en $x = 0$. Las otras mitades fluirán en sentido opuesto, debido a que hay una probabilidad del 50% de ir tanto a la izquierda como a la derecha (esto es debido a que al no haber ningún campo eléctrico aplicado no hay ninguna dirección privilegiada de movimiento).

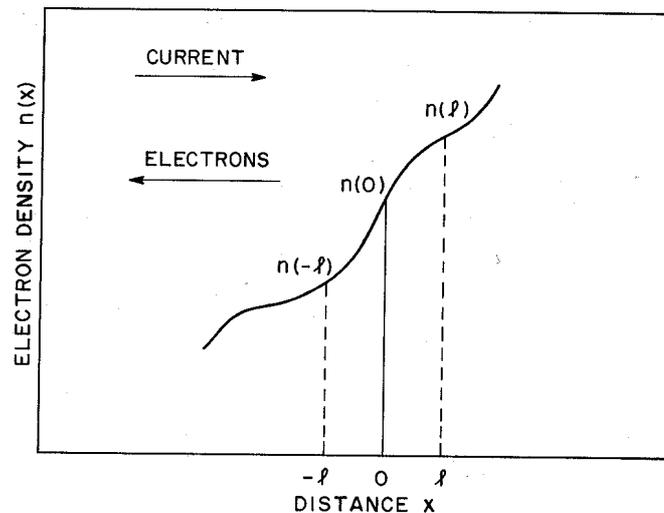


Fig. 21: Concentración de electrones en función de la distancia. El sentido de la corriente y del movimiento de los electrones se indica mediante flechas.

A fin de obtener una expresión para la densidad de corriente se calculará primeramente el flujo promedio de electrones (número de electrones) atravesando la unidad de área por unidad de tiempo desde la posición $(-l)$ hacia $x = 0$, F_1 viene dado por:

$$F_1 = \frac{(1/2) \cdot n(-l) \cdot l}{\tau_c} = \frac{1}{2} \cdot n(-l) \cdot v_{th}$$

donde τ_c es el tiempo libre medio (tiempo promedio entre colisiones).

Análogamente, el flujo F_2 desde la posición $+l$ que atraviesa la sección localizada en $x=0$ es:

$$F_2 = \frac{1}{2} \cdot n(+l) \cdot v_{th}$$

el flujo neto (considerando sentido positivo del flujo el de aumento de la concentración de electrones) será:

$$F = F_1 - F_2 = \frac{1}{2} \cdot v_{th} \cdot [n(-l) - n(+l)] < 0$$

Dado que $n(+l) > n(-l)$, el flujo neto será negativo, es decir, en el sentido de mayor a menor concentración de electrones (este resultado es lógico, pues la mitad de una cantidad mayor es mayor que la mitad de una cantidad menor).

Para obtener una expresión más explícita de dicho flujo, se pueden aproximar ambas concentraciones en $x = \pm l$ por los dos primeros términos del desarrollo en serie de Taylor alrededor de $x = 0$:

$$F = \frac{1}{2} \cdot v_{th} \cdot \left\{ \left[n(0) - l \cdot \left. \frac{dn}{dx} \right|_{x=0} \right] - \left[n(0) + l \cdot \left. \frac{dn}{dx} \right|_{x=0} \right] \right\} = (-)v_{th} \cdot l \cdot \left. \frac{dn}{dx} \right|_{x=0}$$

Este resultado ha sido obtenido para el plano en $x = 0$, en general, para un plano situado en la posición x del semiconductor:

$$F = (-)v_{th} \cdot l \cdot \frac{dn}{dx} \equiv (-)D_n \cdot \frac{dn}{dx}$$

donde $D_n \equiv v_{th} \cdot l$ es el llamado coeficiente de difusión o difusividad y sus unidades son cm^2/s .

Las expresiones anteriores muestran que el flujo de electrones (F) en un semiconductor que posea una variación espacial de su concentración de electrones se produce en el sentido opuesto al gradiente $\left(\frac{dn}{dx}\right)$. Suponiendo una concentración que

aumente en el sentido de las x positivas $\left(\frac{dn}{dx} > 0\right)$ dará lugar a un flujo de electrones

hacia la parte negativa del eje x (los electrones se mueven hacia zonas de menor concentración). La corriente de difusión generada fluirá en sentido opuesto al movimiento de los electrones y tendrá el sentido de este gradiente, es decir, hacia el sentido de las x positivas (Fig. 21).

Este flujo de electrones origina una corriente cuya densidad es el producto de la carga de cada electrón $-q$ por dicho flujo:

$$J_n = (-)q \cdot F = q \cdot D_n \cdot \frac{dn}{dx}$$

De forma análoga, para los portadores positivos:

$$J_p = q \cdot F = (-)q \cdot D_p \cdot \frac{dp}{dx}$$

Este proceso de difusión es muy importante cuando se tienen en cuenta las corrientes de difusión de portadores minoritarios en semiconductores y que se verán más adelante.

2.4.2.2. Relación de Einstein.

La ecuación anterior para J_n puede ser reescrita utilizando el teorema de equipartición de la energía para el caso unidimensional (igualdad entre energía cinética y energía térmica para el caso unidimensional en que únicamente se tiene un grado de libertad):

$$\frac{1}{2} \cdot m_n \cdot v_{th}^2 = \frac{1}{2} \cdot K \cdot T \Rightarrow v_{th}^2 = \frac{K \cdot T}{m_n}$$

Por otro lado, a partir de la expresión correspondiente a la movilidad:

$$\mu_n = \frac{q \cdot \tau_c}{m_n} \Rightarrow \tau_c = \frac{m_n}{q} \cdot \mu_n$$

y teniendo en cuenta que $l = v_{th} \cdot \tau_c$, llegamos a que:

$$D_n = v_{th} \cdot l = v_{th} \cdot \tau_c \cdot \frac{l}{\tau_c} = v_{th}^2 \cdot \tau_c = \frac{K \cdot T}{q} \cdot \mu_n$$

Esta última relación recibe el nombre de *relación de Einstein* y relaciona los dos comportamientos (difusividad y movilidad) que caracterizan el transporte de carga por difusión y por movilidad en un semiconductor

Análogamente se puede obtener una expresión similar para los huecos entre D_p y μ_p :

$$D_p = \frac{K \cdot T}{q} \cdot \mu_p$$

Los valores de difusividad y movilidad para Si y GaAs a 300K se muestran en Fig. 22. A una temperatura fija existe una relación de proporcionalidad entre ellas de ahí que puedan representarse conjuntamente utilizando dos escalas en el eje y.

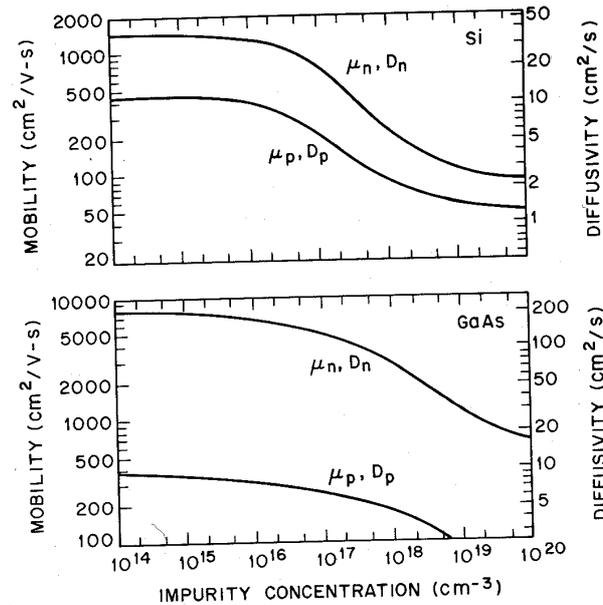


Fig. 22: Movilidades y difusividades en el Si y GaAs a 300K en función de la concentración de impurezas.

2.4.2.3. Ecuaciones para la densidad de corriente

Si se consideran ambos fenómenos de presencia de un campo eléctrico débil y de distribución espacial de la concentración de portadores en un semiconductor, la densidad de corriente será la suma de las densidades de corriente aportadas por cada efecto.

Para la corriente de electrones:

$$J_n = q \cdot \mu_n \cdot n \cdot \mathcal{E} + q \cdot D_n \cdot \frac{dn}{dx}$$

Y, para la corriente de huecos:

$$J_p = q \cdot \mu_p \cdot p \cdot \mathcal{E} - q \cdot D_p \cdot \frac{dp}{dx}$$

y, en consecuencia, la densidad de corriente de conducción vendrá dada por:

$$J_{cond} = J_n + J_p$$

Las unidades de los símbolos son: J en A/cm², q en coulombios, μ en cm²/V·s, n y p en cm⁻³, D_n y D_p en cm²/s y dn/dx y dp/dx en cm⁻⁴.

Estas tres expresiones son muy importantes y constituyen las llamadas *ecuaciones de la densidad de corriente* y describen la conducción eléctrica en los dispositivos semiconductores en condiciones de campo eléctrico débil.

Bajo condiciones de campo eléctrico elevado, el término $v_n \equiv \mu_n \cdot \mathcal{E}$ (o $v_p \equiv \mu_p \cdot \mathcal{E}$) debe ser reemplazado por la velocidad de saturación v_s .

2.4.2.4. El efecto Hall.

Existe un método para medir directamente la concentración de portadores en un semiconductor. Este método recibe el nombre de efecto Hall. Dicho efecto es además uno de los métodos más convincentes para demostrar la existencia de los huecos como portadores de carga, ya que la medida puede decirnos directamente el tipo de portador.

Supongamos que tenemos una muestra de semiconductor de tipo P (Fig. 23) sometida a una diferencia de potencial V en la dirección x . Esta diferencia de potencial origina un campo en la misma dirección ϵ_x el cual por el fenómeno de arrastre proporcionará una velocidad a los huecos v_x en la dirección x . En esta situación se aplica a la muestra semiconductor un campo magnético a lo largo de la dirección z , B_z . La fuerza de Lorentz $q \cdot \vec{v} \times \vec{B}$ (en magnitud, $q \cdot v_x \cdot B_z$) debida a la presencia del campo magnético ejercerá una fuerza ascendente (en la dirección del eje y) sobre los huecos que fluyan en el eje x .

Como consecuencia de esta fuerza, la velocidad de los huecos presentará una componente en el eje y .

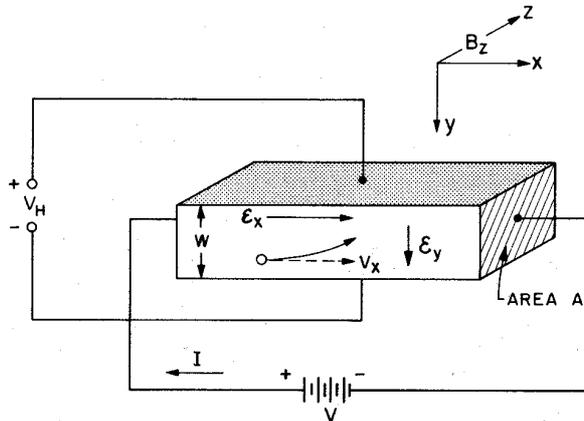


Fig. 23: Esquema utilizado para la medida de la concentración de portadores utilizando el efecto Hall.

El resultado será una acumulación de cargas positivas en la parte superior de la muestra. Dicha acumulación de cargas creará ahora otro campo eléctrico en la dirección “ y ” y orientado hacia abajo ϵ_y .

Como no se produce un flujo neto de corriente en la dirección y , las fuerzas de tipo eléctrico y de Lorentz serán iguales a fin de que la fuerza neta resultante sea igual a cero:

$$F_{resultante} = q \cdot \epsilon_y - q \cdot v_x \cdot B_z = 0$$

$$q \cdot \epsilon_y = q \cdot v_x \cdot B_z$$

$$\epsilon_y = v_x \cdot B_z$$

La única corriente existente en el semiconductor es la corriente I proporcionada por la fuente externa V , de arrastre en la dirección x .

La aparición del campo eléctrico ϵ_y es conocida como efecto Hall. Dicho campo ϵ_y es llamado campo de Hall, y la diferencia de potencial eléctrico creado por él es el llamado voltaje de Hall V_H . Recordando ahora que v_x es la velocidad de arrastre para los huecos, puede darse una nueva expresión para el campo de Hall ϵ_y .

Como: $J_p = q \cdot p \cdot v_p \Rightarrow v_x = v_p = \left(\frac{J_p}{q \cdot p} \right)$

Y, en consecuencia:

$$\varepsilon_y = v_x \cdot B_z = \left(\frac{J_p}{q \cdot p} \right) \cdot B_z = R_H \cdot J_p \cdot B_z$$

donde,

$$R_H \equiv \frac{1}{q \cdot p} = \text{Coeficiente de Hall } (R_H > 0)$$

El campo de Hall es proporcional al producto de la densidad de corriente y el campo magnético. El coeficiente de proporcionalidad R_H es llamado coeficiente Hall.

Para los electrones en un semiconductor de tipo N siguiendo un tratamiento análogo se tendría:

$$v_x = v_n = - \left(\frac{J_n}{q \cdot n} \right) \text{ y } J_n = - q \cdot n \cdot v_n$$



$$\varepsilon_y = v_x \cdot B_z = - \left(\frac{J_n}{q \cdot n} \right) \cdot B_z = R_H \cdot J_n \cdot B_z$$

donde:

$$R_H \equiv - \frac{1}{q \cdot n} = \text{Coeficiente de Hall } (R_H < 0)$$

A partir de la medida de este coeficiente, se pueden obtener fácilmente medidas de la concentración de portadores. Así, para un semiconductor de tipo P:

$$p = \frac{1}{q \cdot R_H} = \frac{J_p \cdot B_z}{q \cdot \varepsilon_y} = \frac{\left(\frac{I}{A} \right) \cdot B_z}{q \cdot V_H / W} = \frac{I \cdot B_z \cdot W}{q \cdot V_H \cdot A}$$

donde: W = espesor de la muestra (eje y)
 A = sección transversal
 I = Corriente proporcionada por V

Dado que en el semiconductor de tipo P los portadores mayoritarios son los huecos, la corriente I es debida a la densidad de corriente de huecos, J_p (mucho mayor que la densidad de corriente de electrones). Luego: $I = J_p \cdot A$, con A = Sección transversal del material semiconductor.

Por otra parte la magnitud del campo eléctrico en el eje "y" (ε_y = Campo de Hall) es igual a la diferencia de potencial en dicho eje (voltaje de Hall, V_H) dividido por la distancia, que en el eje "y" es el espesor de la muestra W .

Todas las cantidades de la parte derecha de la ecuación pueden ser medidas. Por tanto, la concentración de portadores puede ser obtenida a partir de la medida Hall.

Por otra parte se tiene que:

$$V_H = \varepsilon_y \cdot W = \left(R_H \cdot \frac{I}{A} \cdot B_z \right) \cdot W$$

En un semiconductor de tipo P, $R_H > 0$ por lo que $V_H > 0$, mientras que en un semiconductor de tipo N, $R_H < 0$ por lo que $V_H < 0$. Por tanto, también el tipo de portador puede ser obtenido a partir de la medida Hall.

2.4.3. Inyección de portadores.

En equilibrio térmico, en un semiconductor se satisface la ley de acción de masas respecto de la concentración de sus portadores, $n \cdot p = n_i^2$ donde n_i es la concentración de portadores en el semiconductor intrínseco.

Si, por cualquier medio externo, se introducen en el semiconductor portadores adicionales el producto intrínseco ya no se satisface y ahora se tendrá $n \cdot p > n_i^2$. Se estará en una situación fuera del equilibrio. El proceso por el cual se introducen portadores de carga en exceso recibe el nombre de inyección de portadores. A los portadores que se han introducido externamente se les llama portadores en exceso.

Hay varios métodos diferentes de inyectar portadores en un semiconductor entre los cuales cabe destacar la excitación óptica. También hay un proceso de inyección de portadores en exceso para el caso de una unión p-n directamente polarizada (como se verá en el Tema 3). En el caso de excitación óptica, se irradia la muestra de semiconductor. Si la energía del fotón de la luz $h \cdot \nu$ es mayor que la anchura de la banda prohibida E_g del semiconductor, donde h es la constante de Planck y ν es la frecuencia óptica, el fotón es absorbido por el semiconductor generándose un par electrón-hueco.

La magnitud relativa de la concentración de portadores en exceso respecto de la concentración de portadores mayoritarios, determina el *grado o nivel de inyección*. Para ello consideremos el ejemplo dado en Fig. 24.

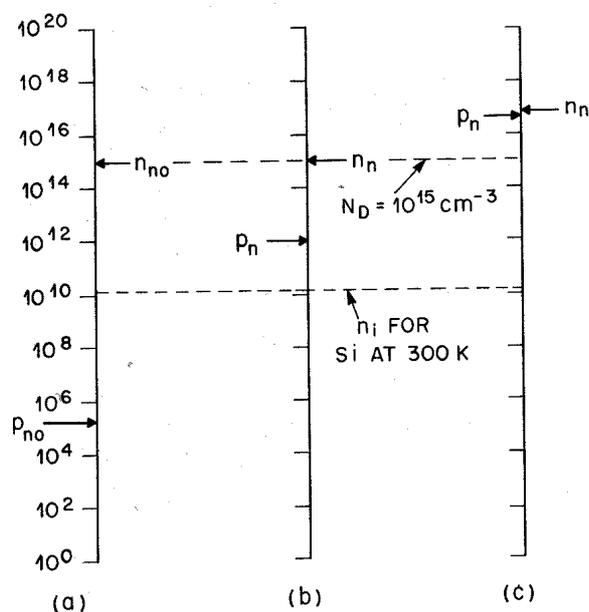


Fig. 24: Concentraciones de portadores en un semiconductor de Si de tipo N dopado con una concentración de impurezas dadoras de 10^{15}cm^{-3} (a) en equilibrio térmico (b) bajo condiciones de baja inyección (c) bajo condiciones de alta inyección.

En el caso a) se representa la concentración de portadores en una muestra de Si tipo N en situación de equilibrio. La concentración de portadores mayoritarios n_{no} coincide

con la de impurezas (en este caso particular de 10^{15}cm^{-3}) y la de portadores minoritarios p_{no} se obtiene mediante la ley de acción de masas:

$$p_{no} = \frac{n_i^2}{n_{no}} = 2.1 \cdot 10^5 \text{cm}^{-3}$$

En esta notación, el primer subíndice se refiere al tipo de semiconductor, y el segundo “o” a la situación de equilibrio térmico. En consecuencia, n_{no} y p_{no} corresponden a las concentraciones de electrones y de huecos, respectivamente, en un semiconductor de tipo N en equilibrio térmico.

En esta situación y mediante por ejemplo una excitación óptica se produce una inyección de portadores en el semiconductor. Este tipo de acción produce igual incremento de portadores negativos Δn que positivos Δp debido a que la aparición de un electrón lleva consigo la creación de un hueco. En el ejemplo mostrado en Fig. 24.b se han añadido una cantidad de 10^{12}cm^{-3} portadores, por un lado 10^{12}cm^{-3} huecos y por otro 10^{12}cm^{-3} electrones, aquellos portadores minoritarios y estos mayoritarios pero ambos en exceso. Mediante la inyección, los portadores minoritarios han visto muy incrementada su concentración (de $2.1 \cdot 10^5 \text{cm}^{-3}$ a 10^{12}cm^{-3}), es decir, 7 órdenes de magnitud, sin embargo, los portadores mayoritarios no han cambiado cuantitativamente su concentración (sólo un 0.1% al pasar de 10^{15} a $(10^{15} + 10^{12}) \text{cm}^{-3}$).

Esta condición en la cual la concentración de portadores en exceso es pequeña comparada con la concentración de impurezas (concentración de portadores mayoritarios antes de la inyección de portadores en exceso), $\Delta n = \Delta p \ll N_D$ es referida con el nombre de *bajo nivel de inyección*.

Fig. 24.c muestra el caso en el que la concentración de portadores en exceso iguala o incluso supera a la de impurezas (concentración de portadores mayoritarios antes de la inyección de portadores en exceso). Esta situación da lugar al llamado *alto nivel de inyección*. En este caso, p_n puede llegar a ser comparable con n_n , como se muestra en la figura. Este tipo de nivel de inyección puede encontrarse algunas veces en dispositivos semiconductores, pero debido a la complejidad que involucra su tratamiento nos vamos a restringir al caso bajo nivel de inyección.

2.4.4. Procesos de generación-recombinación de portadores.

Hasta el momento se han introducido los dos procesos de movimiento de portadores –difusión y arrastre. Una tercera categoría que involucra una variación de las concentraciones de electrones y huecos son los procesos de generación y recombinación. De hecho, estos son dos procesos independientes que tienen lugar de forma simultánea y cuyas velocidades son iguales únicamente en equilibrio térmico. Recordemos que la condición de equilibrio térmico se da cuando no existen fuerzas externas (tales como luz) o un campo eléctrico aplicado al semiconductor. Estos dos procesos (generación y recombinación) afectan indirectamente a las corrientes cambiando las concentraciones de portadores involucradas en los procesos de arrastre y difusión.

Por un lado los electrones de la banda de conducción pueden ceder energía (por ejemplo mediante colisiones con la red cristalina o la emisión de un fotón) de forma que vayan a ocupar un nivel de energía localizado en la banda de valencia y, en consecuencia, electrón y hueco desaparecen simultáneamente. Este proceso de neutralización de portadores recibe el nombre de *recombinación* de portadores y, como

se ha visto, conlleva la desaparición de un par electrón-hueco. Análogo razonamiento se puede seguir si un electrón de la banda de valencia sufre una transición de la banda de valencia a la banda de conducción (por ejemplo gracias al aporte energético debido a la energía térmica) dejando un hueco en la banda de valencia. Este proceso recibe el nombre de *generación* de portadores y conlleva la aparición de un par electrón-hueco.

En un semiconductor en condiciones de equilibrio, el número de pares electrón-hueco generados (mediante la absorción de energía vibracional de la red), iguala al número de pares electrón-hueco aniquilados por recombinación de forma que se cumple la ley de acción de masas $p \cdot n = n_i^2$.

Cuando se rompe la situación de equilibrio térmico, la tendencia de los sistemas es retornar a la situación de equilibrio. Por ejemplo, cuando se produce una inyección de portadores minoritarios en exceso en un extremo de una barra semiconductor, las concentraciones de electrones y huecos tenderán a volver a sus valores en el equilibrio causando que la velocidad de recombinación exceda a la de generación. Por tanto, fuera de la situación de equilibrio las velocidades de generación y recombinación no son iguales, causando que la concentración de un tipo de portador de carga exceda su valor de equilibrio.

Supongamos un semiconductor de tipo N en equilibrio térmico con unas concentraciones de portadores mayoritarios y minoritarios n_0 y p_0 respectivamente. Si este semiconductor es expuesto a una fuente de energía que incrementa la concentración de portadores minoritarios, entonces el *proceso de generación-recombinación* actúa para reducir la concentración de estos portadores causando que la velocidad de recombinación supere a la velocidad de generación. Si, por el contrario, debido a la extracción de portadores, la concentración de portadores se decrementase, entonces la velocidad de generación excederá a la velocidad de recombinación hasta que se llegue al equilibrio.

Los procesos de generación-recombinación pueden ser de dos tipos: procesos directos o de banda a banda y procesos indirectos o a través de centros intermedios (en el volumen y en la superficie del cristal).

2.4.4.1. Procesos de generación-recombinación directa o entre bandas.

El proceso de generación directa ocurre cuando un electrón es excitado *directamente* desde la banda de valencia a la banda de conducción, dando como resultado un par electrón-hueco. Por el contrario, la recombinación directa ocurre cuando un electrón “cae” desde la banda de conducción *directamente* a la banda de valencia, eliminándose tanto el electrón como el hueco. Dicho de otra forma, los procesos de generación-recombinación que en este apartado se van a describir sólo se van a dar entre los portadores de la banda de conducción y los de la banda de valencia, electrones y huecos respectivamente.

Si llamamos G_{th} al número de pares electrón-hueco producidos por generación por unidad de volumen y por unidad de tiempo y R_{th} al número de pares electrón-hueco aniquilados por recombinación, se ha de cumplir que en equilibrio térmico ambas cantidades sean iguales, de forma que la ley de acción de masas se cumpla $p \cdot n = n_i^2$ (Fig. 25).

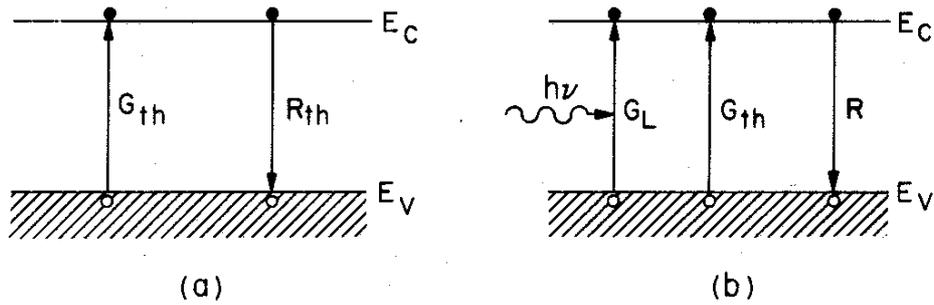


Fig. 25: Proceso de generación-recombinación directa de pares electrón-hueco. (a) en equilibrio térmico (b) bajo condiciones de iluminación.

Cuando es introducido un exceso de portadores en el semiconductor, hay una alta probabilidad de que los electrones y huecos se recombinen directamente. En forma general es lógico pensar que la velocidad de recombinación R sea proporcional al número de electrones disponibles en la banda de conducción (n) y al número de huecos disponible en la banda de valencia (p), es decir:

$$R = \beta \cdot n \cdot p$$

donde β es la constante de proporcionalidad. Como se ha dicho con anterioridad, en equilibrio térmico las velocidades de generación y recombinación son iguales. Por tanto, para un semiconductor de tipo N:

$$G_{th} = R_{th} = \beta \cdot n_{no} \cdot p_{no}$$

donde n_{no} y p_{no} son las concentraciones respectivas de electrones y huecos en el semiconductor de tipo N en el equilibrio térmico.

En esta situación, se produce una excitación externa (por ejemplo, un haz luminoso dirigido al semiconductor) que incrementa la concentración de portadores minoritarios. Vamos a ver como el *proceso de generación-recombinación* actúa para reducir la concentración de estos portadores causando que la velocidad de recombinación supere a la velocidad de generación.

El efecto que se produce es doble. Por un lado se altera la velocidad de generación de pares electrón-hueco, ahora ya no sólo será la atribuida en el caso de equilibrio térmico, sino también la debida a la excitación luminosa:

$$G = G_L + G_{th}$$

y, por otro lado, al haber creado un exceso de portadores, las poblaciones en las dos bandas quedarán alteradas, $(n_{no} + \Delta n)$ y $(p_{no} + \Delta p)$ respectivamente, de forma que la nueva velocidad de recombinación será:

$$R = \beta \cdot (n_{no} + \Delta n) \cdot (p_{no} + \Delta p)$$

Δn y Δp son las concentraciones en exceso de portadores introducidas cumpliéndose que $\Delta n = \Delta p$ (se conserva la neutralidad de cargas).

TEMA 2 : Estadística y Fenómenos de Transporte en Semiconductores

Si suponemos bajo nivel de inyección, la concentración de electrones a penas se verá variada frente a la de en equilibrio término n_{no} . Por tanto, podemos centrarnos en lo que sucede para los portadores minoritarios.

El cambio neto que experimentará la concentración de huecos (portadores minoritarios) vendrá dado por la velocidad neta de generación-recombinación (diferencia entre las velocidades de generación y recombinación):

$$\frac{dp_n}{dt} = G - R = G_L + G_{th} - R$$

Habrà un proceso de variación de dicha concentración p_n con el tiempo hasta llegar al caso estacionario en que se haya estabilizado en un valor constante (dicho valor constante será superior al valor en equilibrio térmico p_{no} , ya que se han inyectado portadores minoritarios en exceso):

$$\frac{dp_n}{dt} = 0 \Rightarrow G_L = R - G_{th} = R - R_{th} \equiv U$$

La cantidad U recibe el nombre de velocidad de recombinación neta. Como se verá con posterioridad dicha velocidad corresponde a la velocidad a la cual se recombinan los portadores minoritarios inyectados en exceso hasta alcanzar de nuevo el valor de concentración p_{no} existente en el equilibrio.

Siguiendo en este estado estable, y sustituyendo R y G_{th} por sus expresiones se obtiene:

$$\begin{aligned} U &= \beta \cdot (n_{no} + \Delta n) \cdot (p_{no} + \Delta p) - \beta \cdot n_{no} \cdot p_{no} \\ &= \beta \cdot n_{no} \cdot \Delta p + \beta \cdot \Delta n \cdot p_{no} + \beta \cdot \Delta n \cdot \Delta p \\ &= \beta \cdot (n_{no} + p_{no} + \Delta n) \cdot \Delta p = \beta \cdot (n_{no} + p_{no} + \Delta p) \cdot \Delta p \end{aligned}$$

donde se ha hecho uso de la relación $\Delta n = \Delta p$.

Si despreciamos términos de segundo orden en Δp ($\Delta p \cdot \Delta p \approx 0$), admitimos bajo nivel de inyección Δp , es decir $n_{no} \gg \Delta p$ (concentración de portadores mayoritarios mucho mayor que la concentración de portadores en exceso), y tenemos en cuenta que se trata de un semiconductor de tipo N por lo que $n_{no} \gg p_{no}$ se tiene que:

$$U \cong \beta \cdot n_{no} \cdot \Delta p = \frac{p_n - p_{no}}{\frac{1}{\beta \cdot n_{no}}}$$

donde se ha tenido en cuenta que $\Delta p = p_n - p_{no}$

Esta expresión significa que la velocidad de recombinación neta es proporcional al exceso de portadores minoritarios. La constante de proporcionalidad $\frac{1}{\beta \cdot n_{no}}$ se denomina tiempo de vida media τ_p de los portadores minoritarios en exceso.

Obviamente, en condiciones de equilibrio térmico, la velocidad de recombinación neta U será igual a cero al no haber portadores en exceso.

$$U = \frac{P_n - P_{no}}{\tau_p}$$

$$\tau_p = \frac{1}{\beta \cdot n_{no}}$$

Tal y como se verá con posterioridad, la vida media está relacionada con el tiempo medio en que un portador minoritario (hueco en este caso) permanece libre antes de recombinarse con el de la carga contraria (electrón). Su valor varía entre μs y ms .

La velocidad de recombinación neta representa la velocidad a la que los portadores minoritarios en exceso se recombinan para restablecer las concentraciones de portadores de carga existentes inicialmente en equilibrio térmico.

Para un semiconductor de tipo P:

$$U = \frac{n_p - n_{po}}{\tau_n}$$

$$\tau_n = \frac{1}{\beta \cdot p_{po}}$$

El significado físico del tiempo de vida media puede ser comprendido analizando la respuesta del dispositivo cuando se retira súbitamente una fuente de luz. Consideremos una muestra de semiconductor de tipo N, como el mostrado en Fig. 26a, la cual está iluminada y en la cual los pares electrón-hueco son generados de forma uniforme en toda la muestra con una velocidad de generación G_L cumpliéndose que:

$$\frac{dp_n}{dt} = G - R = G_L + G_{th} - R$$

Cuando se haya alcanzado el estado estacionario:

$$G_L = R - G_{th} \equiv U = \frac{P_n - P_{no}}{\tau_p}$$

o, dicho de otra forma:

$$P_n = P_{no} + \tau_p \cdot G_L$$

En un tiempo arbitrario, que llamaremos $t = 0$, la luz es apagada. La variación que experimentará la concentración de huecos será ($G_L=0$):

$$\frac{dp_n}{dt} = G_{th} - R = -U = -\frac{P_n - P_{no}}{\tau_p}$$

El signo negativo es debido a que la concentración de huecos experimenta una disminución (predomina la recombinación frente a la generación).

Para obtener $p_n(t)$ se ha de resolver una ecuación diferencial de la forma:

$$\frac{dp_n}{dt} + \frac{1}{\tau_p} \cdot p_n - \frac{P_{no}}{\tau_p} = 0$$

Para la resolución de dicha ecuación diferencial se requieren dos condiciones de contorno:

$$t=0 \Rightarrow p_n(t=0) = p_{no} + \tau_p \cdot G_L$$

$t \rightarrow \infty \Rightarrow p_n(t \rightarrow \infty) = p_{no}$ (la concentración de huecos tiende a la concentración de huecos en equilibrio térmico)

y la solución será:

$$p_n(t) = p_{no} + \tau_p \cdot G_L \cdot e^{-t/\tau_p}$$

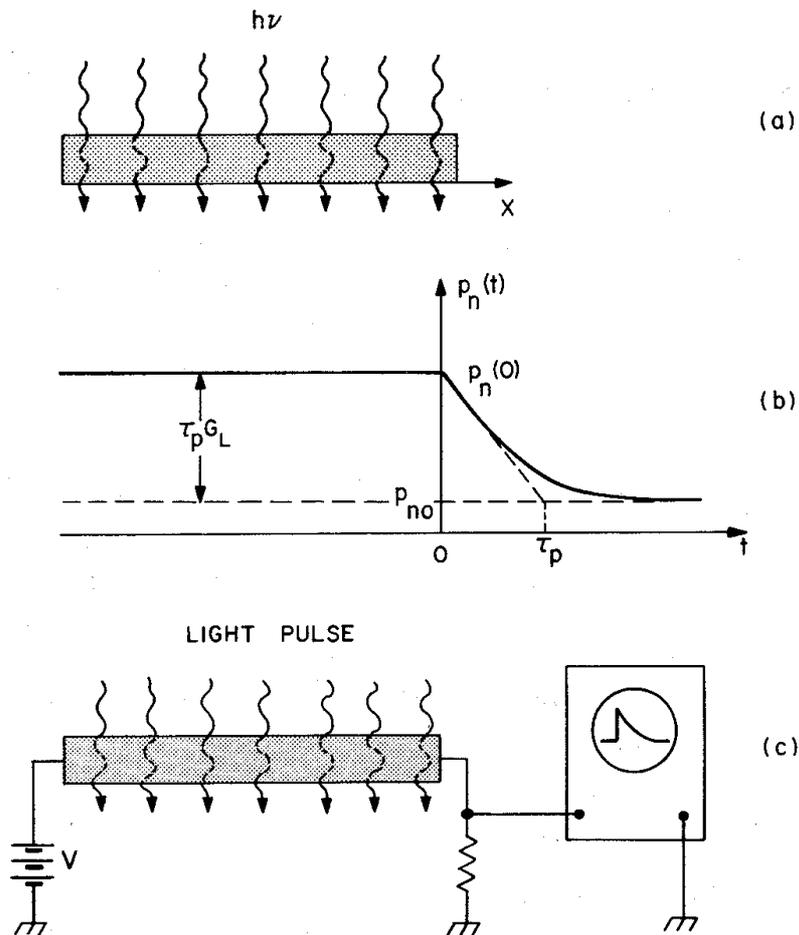


Fig. 26: Caída de la concentración de portadores fotoexcitados (a) Muestra de semiconductor de tipo N bajo condiciones de iluminación constante (b) Caída de la concentración de portadores minoritarios (huecos) con el tiempo. (c) Esquema del montaje utilizado para la medida de la vida media de los portadores minoritarios.

Fig. 26b muestra la variación de p_n con el tiempo. Los portadores minoritarios se recombinan con los mayoritarios y su concentración decae exponencialmente con una constante de tiempo τ_p correspondiente al tiempo de vida medio definido anteriormente.

El ejemplo anterior ilustra la idea de la medida de la vida media de los portadores de carga utilizando el método de la fotoconductividad. Fig. 26c muestra un esquema del montaje. El exceso de portadores, generado de forma uniforme por toda la muestra mediante un pulso de luz, causa un incremento momentáneo de la conductividad (y, por tanto, una disminución de la resistividad). Este incremento de la conductividad provoca una caída de tensión a través de la muestra. La caída de la conductividad puede por

tanto ser observada en un osciloscopio y es una medida del tiempo de vida medio de los portadores minoritarios en exceso.

2.4.4.2. Procesos de generación-recombinación indirecta.

Los procesos de generación-recombinación en el caso del germanio y el silicio ocurren mediante la intervención de un tercero, actuando como agente catalítico. Este tercero corresponde a un estado localizado en la banda prohibida, el cual sirve de “escalón” entre las bandas de conducción y de valencia. Tales estados se presentan a niveles energéticos en que los átomos de silicio y germanio no pueden existir. Estos estados son, por tanto, únicamente accesibles para átomos diferentes. Fig. 27 muestra los procesos indirectos de generación-recombinación. Cada uno de estos dos procesos tiene lugar en dos etapas, donde el estado “escalón” es un estado localizado que tiene un nivel energético E_T cerca del centro de la banda prohibida.

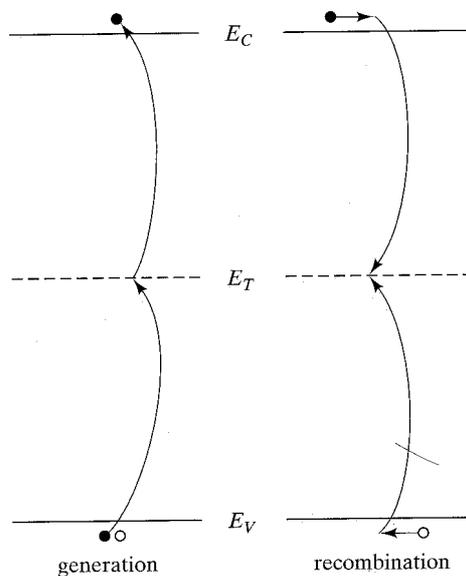


Fig. 27: Procesos de generación-recombinación indirectos.

Existen cuatro procesos que dan lugar a la generación y recombinación indirecta en semiconductores. Estos son mostrados en Fig. 28, donde existe un estado localizado aceptor ligeramente por encima del centro de la banda prohibida. El primer proceso es el de *captura de un electrón* por el estado localizado, mientras que el inverso, segundo proceso, ocurre cuando el electrón es llevado desde el estado localizado a la banda de conducción y es conocido como *emisión de un electrón*.

El tercer proceso, conocido como *captura de un hueco*, corresponde a la transferencia de un electrón desde el estado localizado hacia la banda de valencia. Finalmente, el cuarto proceso corresponde a la transición de un electrón desde la banda de valencia hasta el estado localizado, dejando un hueco detrás y es llamado *emisión de un hueco*.

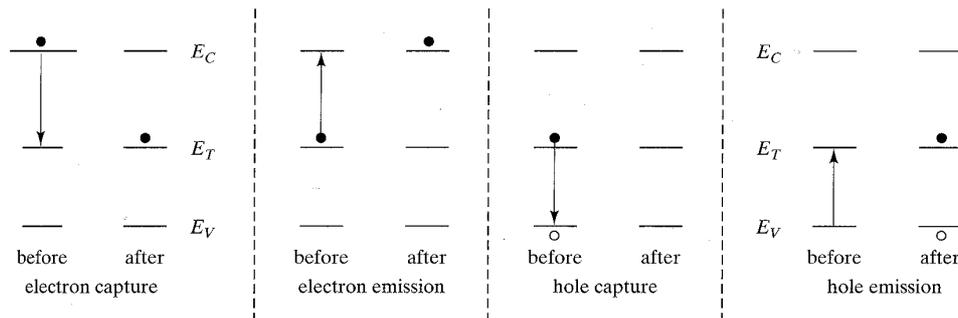


Fig. 28: Interacción de portadores libres con estados localizados en procesos de generación-recombinación indirectos. El centro de generación-recombinación es de tipo aceptor.

Los estados localizados son también llamados *centros de generación-recombinación* o desvíos.

Estos centros de recombinación son debidos a imperfecciones en la estructura cristalina, causadas por dislocaciones o *defectos del cristal* o por la presencia de *impurezas*, las cuales pueden haber sido introducidas de forma deliberada.

Las imperfecciones en el cristal normalmente son producidas en la etapa de preparación de la muestra de semiconductor y, por tanto, provienen del proceso de fabricación.

Las impurezas que dan lugar a estos centros de generación-recombinación pueden ser inherentes al sólido pero, en la mayor parte de los casos, son introducidas para controlar los tiempos de vida medios de los portadores minoritarios. Los centros de generación-recombinación introducidos por las impurezas deben permanecer en las proximidades del centro de la banda prohibida. Esto ocurre en el caso de las impurezas presentes en el silicio, a diferencia de las impurezas de los elementos de la columna III (boro) y V (fósforo) de la tabla periódica en que los centros de generación-recombinación están cercanos de la banda de valencia y la de conducción respectivamente.

El oro y el hierro en el silicio y el cobre en el germanio introducen centros de recombinación algo por arriba (aceptores) o algo por abajo (dadores) del centro de la banda prohibida, pero en ambos casos a menos de 0.1eV del centro de ésta.

Los procesos de generación-recombinación indirecta pueden ser clasificados en dos tipos: en volumen y en la superficie del semiconductor.

a) En volumen.

En primer lugar se va a considerar una situación de equilibrio térmico. La existencia de impurezas o defectos en el cristal da lugar a la presencia de niveles de energía incluidos en la banda prohibida del semiconductor. Estos niveles de energía son los centros de generación-recombinación que son utilizados por los electrones y huecos como etapas en los procesos de generación-recombinación indirecta.

Como se ha comentado con anterioridad, un nivel intermedio o centro da lugar a cuatro procesos de generación-recombinación indirecta, siempre hasta ahora considerando el equilibrio térmico (Fig. 29).

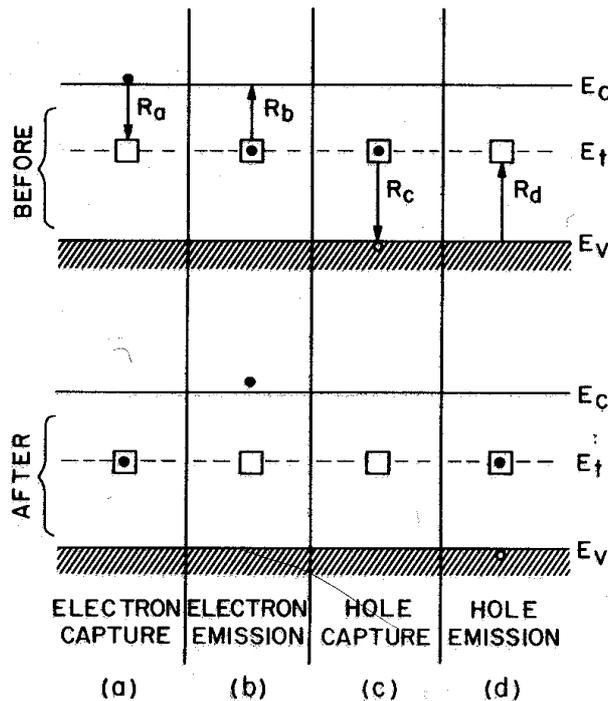


Fig. 29: Procesos de generación-recombinación indirecta en equilibrio térmico.

Esta figura recoge los cuatro procesos de transición que pueden existir, mostrando la situación antes y después de cada transición. En Fig. 29a aparece la transición llamada de captura de un electrón por un centro. Un electrón de la banda de conducción es capturado por el centro. Cuando un centro es ocupado por un electrón ya no puede ser ocupado ese nivel energético por otro electrón que se capture. En consecuencia, la velocidad de captura de electrones será proporcional a la concentración de centros que todavía no estén ocupados (es decir, los centros que permanezcan neutros). Tomando como N_t la concentración de centros en el semiconductor, la concentración de centros no ocupados vendrá dada por $N_t(1-F)$, siendo F la probabilidad de que un centro sea ocupado por un electrón, función de distribución que viene dada por la estadística de Fermi-Dirac:

$$F = \frac{1}{1 + e^{(E_t - E_F)/K \cdot T}}$$

donde $E_t \equiv$ nivel de energía del centro; y $E_F \equiv$ nivel de Fermi

De esta forma, la velocidad de captura de electrones R_a por este proceso será proporcional a la concentración de centros no ocupados y a la de electrones de la banda de conducción:

$$R_a = K_a \cdot n \cdot N_t \cdot (1 - F) \text{ (velocidad de captura de electrones)}$$

Por otro lado, si se considera ahora el proceso de emisión de electrones dado por Fig. 29b. El punto de partida es el de un electrón ocupando un centro y el final es el electrón situado en la banda de conducción y el centro no ocupado. En este caso, la velocidad de emisión electrónica R_b será directamente proporcional a la concentración de centros ocupados por electrones, es decir, la cantidad $N_t F$, de esta manera:

$$R_b = K_b \cdot N_t \cdot F \text{ (velocidad de emisión de electrones)}$$

La constante K_b recibe el nombre de probabilidad de emisión. Bajo condiciones de equilibrio térmico, las velocidades de captura y emisión electrónica coincidirán, es decir:

$$R_a = R_b \Rightarrow K_b = \frac{K_a \cdot n \cdot (1 - F)}{F}$$

recordando la concentración de electrones en equilibrio térmico y la función de distribución de Fermi para el nivel energético del centro:

$$n = n_i \cdot e^{(E_F - E_i)/K \cdot T}$$

$$\frac{1 - F}{F} = e^{(E_i - E_t)/K \cdot T}$$

puede obtenerse que:

$$K_b = K_a \cdot n_i \cdot e^{(E_t - E_i)/K \cdot T}$$

Esta última expresión significa que si el nivel del centro E_t está cerca de la banda de conducción ($E_t - E_i$ aumenta), la emisión de electrones desde los centros aumenta su probabilidad.

Las transiciones entre los centros y la banda de valencia son análogas a las descritas con anterioridad.

El proceso mostrado en Fig. 29c es el llamado captura de huecos. Como se deduce de la figura, la velocidad de captura de un hueco por parte de un centro será proporcional a la concentración de electrones presentes en los centros, es decir:

$$R_c = K_c \cdot p \cdot N_t \cdot F \text{ (velocidad de captura de un hueco por parte de un centro)}$$

El cuarto proceso posible (Fig. 29d) es la emisión de huecos. Para este caso, la velocidad de emisión de un hueco (o lo que es lo mismo, de que un electrón de la banda de valencia pase al centro) será proporcional a la concentración de centros no ocupados por electrones, es decir:

$$R_d = K_d \cdot N_t \cdot (1 - F) \text{ (velocidad de emisión de un hueco)}$$

siendo K_d la probabilidad de emisión de un hueco.

De forma análoga al caso anterior:

$$K_d = K_c \cdot n_i \cdot e^{(E_i - E_t)/K \cdot T}$$

es decir, la probabilidad de emisión de un electrón de la banda de valencia aumenta a medida que el nivel del centro esté más cercano a la banda de valencia.

Experimentalmente se pueden medir las constantes N_t , E_t , K_c y K_a y mediante el uso de las expresiones iniciales para R_a , R_b , R_c y R_d determinar la dinámica de una recombinación indirecta bajo condiciones de no equilibrio.

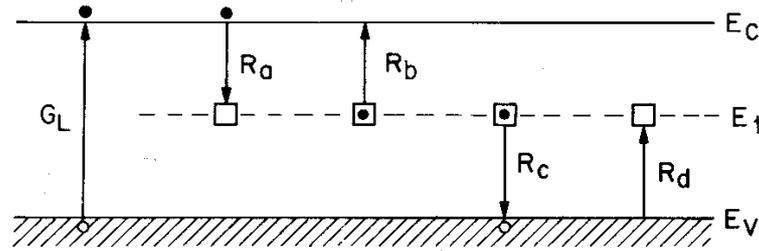


Fig. 30: Procesos de generación-recombinación bajo condiciones de iluminación.

Considérese ahora la situación de no equilibrio en un semiconductor de tipo N, el cual mediante excitación uniforme produce una velocidad de generación G_L (Fig. 30). En consecuencia, además de los anteriores procesos indirectos cabe considerar este nuevo proceso externo.

En situación de estado estable, la velocidad de abandono de los electrones de la banda de conducción será igual a la de incorporación a esta banda, es decir:

$$\frac{dn_n}{dt} = G_L - (R_a - R_b) = 0$$

de forma similar, respecto de los huecos en la de valencia:

$$\frac{dp_n}{dt} = G_L - (R_c - R_d) = 0$$

Evidentemente, bajo condiciones de equilibrio térmico $G_L=0$ y $R_a=R_b$ y $R_c=R_d$ pero en condiciones estacionarias fuera del equilibrio térmico (equilibrio dinámico) $R_a \neq R_b$ y $R_c \neq R_d$. De las dos ecuaciones anteriores resulta que:

$$G_L = R_a - R_b = R_c - R_d$$

Si ahora se tienen en cuenta las expresiones que se han dado con anterioridad para R_a , R_b , R_c y R_d se obtiene la relación:

$$K_a \cdot N_t \cdot [n_n \cdot (1 - F) - n_i \cdot e^{(E_t - E_i)/K \cdot T} \cdot F] = K_c \cdot N_t \cdot [p_n \cdot F - n_i \cdot e^{(E_i - E_t)/K \cdot T} \cdot (1 - F)]$$

eliminando F y resolviendo para la velocidad de recombinación neta definida como:

$$U \equiv R_a - R_b$$

se puede obtener la expresión:

$$U \equiv K_c \cdot N_t \cdot (p_n - p_{no}) = \frac{(p_n - p_{no})}{\tau_p}$$

donde se ha supuesto además una condición de baja inyección en un semiconductor de tipo n ($n_n \gg p_n$, es decir y para el semiconductor tipo N, después de la inyección de portadores la concentración de electrones en la banda de conducción sigue siendo

mucho mayor que la de huecos en la banda de valencia) y que los centros presentan un nivel E_t cercano al centro de la banda prohibida, es decir:

$$n_n \gg n_i \cdot e^{(E_t - E_i)/K \cdot T}$$

La expresión obtenida para U recuerda la anteriormente obtenida para el caso de recombinación directa y se puede considerar ahora un tiempo de vida media para los electrones y los huecos. En el caso considerado, el tiempo de vida media para los huecos en un semiconductor de tipo N es:

$$\tau_p \equiv \frac{1}{K_c \cdot N_t}$$

También puede obtenerse análogamente un tiempo de vida media para los electrones en un semiconductor de tipo P.

La conclusión importante de este proceso indirecto es que el tiempo de vida media es *independiente de los portadores mayoritarios*. Como en un semiconductor tipo N hay gran concentración de electrones, tan pronto como un hueco sea capturado por un centro (Fig. 29c) estará en condiciones de capturar un electrón y el proceso de recombinación se habrá completado. Es decir, *la velocidad del proceso de recombinación viene controlada por los portadores minoritarios*.

Muchas impurezas tienen niveles energéticos cercanos al centro de la banda prohibida. Estas impurezas son centros de recombinación eficientes. Un ejemplo típico es el del oro en el caso del silicio. El oro tiene un estado aceptor a $E_t - E_i = 0.02\text{eV}$ a temperatura ambiente (300K). El tiempo de vida media de los portadores minoritarios decrece de forma lineal con la concentración de oro, como puede ser visto en Fig. 31. Incrementando la concentración de oro desde 10^{14}cm^{-3} hasta 10^{18}cm^{-3} , se puede reducir el tiempo de vida media de los portadores minoritarios desde $1\mu\text{s}$ hasta 0.1ns . Otra forma de cambiar el tiempo de vida media de los portadores minoritarios es mediante irradiación a alta frecuencia, lo cual causa un desplazamiento de los átomos y daña la estructura cristalina. Estos efectos de la radiación, de hecho, introducen niveles energéticos en la banda prohibida.

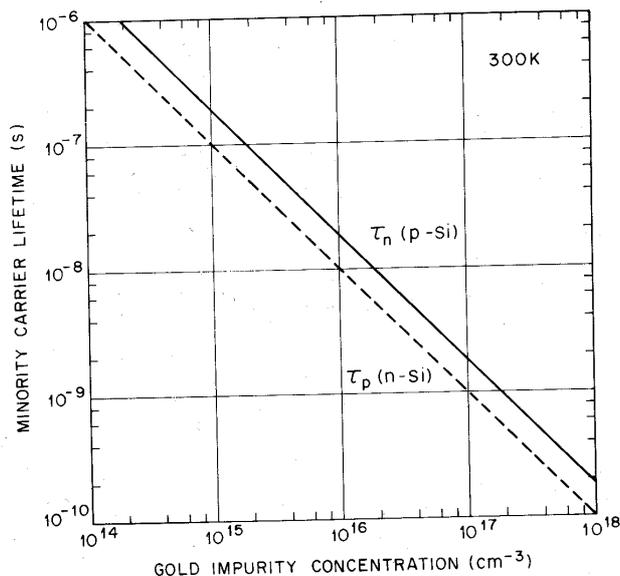


Fig. 31: Tiempo de vida media en función de la concentración de impurezas de oro para el Si.

b) En superficie.

Fig. 32 muestra de forma esquemática los enlaces en la superficie del semiconductor.

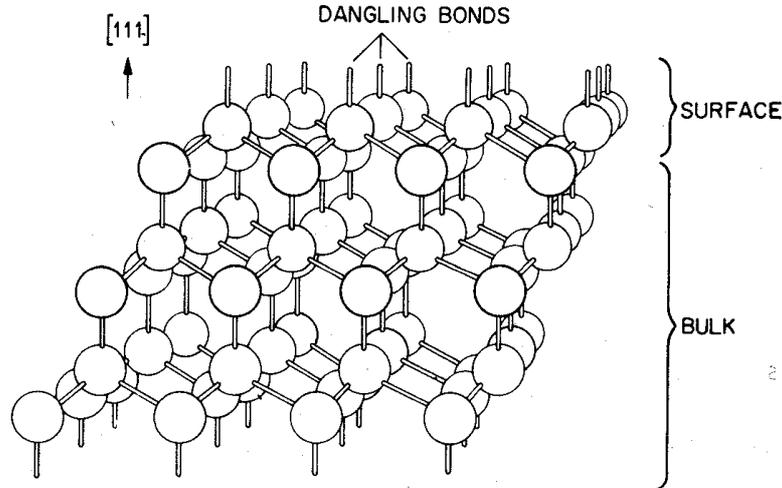


Fig. 32: Diagrama esquemático de los enlaces en la superficie del semiconductor. Los enlaces son anisotrópicos y difieren de los que se encuentran en el interior.

Un gran número de estados energéticos localizados o centros de generación-recombinación pueden ser introducidos en la región de la superficie debido a la abrupta discontinuidad que presenta la estructura cristalina. Estos centros actúan de modo análogo a los centros en volumen. Sin embargo al ser demasiado numerosos, los tiempos de vida media a los que dan lugar son muy pequeños. Además existe un efecto de ralentización de los procesos de generación-recombinación, pues los átomos de silicio superficiales se oxidan formando SiO_2 sobre un sustrato interno de silicio.

2.4.5. La ecuación de continuidad.

Anteriormente se han considerado los efectos de arrastre (debido a la presencia de un campo eléctrico), difusión (concentración no homogénea de portadores) y procesos de generación-recombinación (directos e indirectos), todos ellos de forma separada. Ahora, sin embargo, se van a considerar todos ellos conjuntamente en el semiconductor. La ecuación matemática que se obtenga gobernará todo el proceso conjunto y recibe el nombre de ecuación de continuidad.

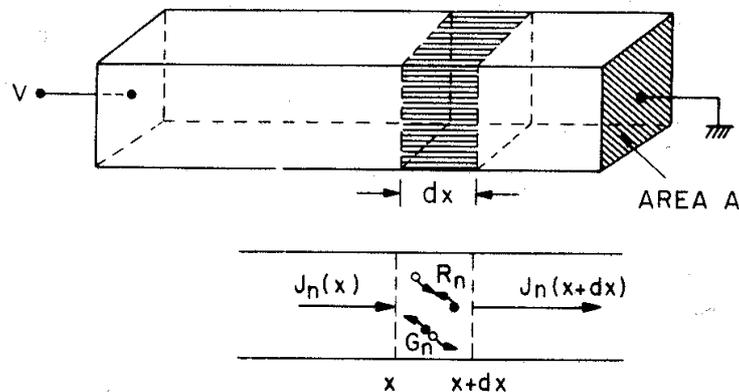


Fig. 33: Flujo de corriente y procesos de generación-recombinación en un bloque infinitesimal de espesor dx .

Para ello vamos a considerar la Fig. 33. En ella aparece un bloque de semiconductor destacándose una sección transversal de área A y grosor dx , localizada en la posición x . En ella se consideran simultáneamente los procesos de arrastre y difusión (representados por las densidades de corriente $J_n(x)$ y $J_n(x+dx)$) y los de generación-recombinación (representadas respectivamente por sus velocidades G_n y R_n). Se va a obtener la variación temporal que experimenta la concentración de electrones en el bloque correspondiente al elemento de volumen $A \cdot dx$.

La variación global de electrones en este elemento de volumen de semiconductor será la contribución de los electrones que penetran el volumen en la posición x , menos la cantidad de ellos que la abandonan en la posición dx , más los que son generados (a velocidad G_n) menos los que se recombinan (a velocidad R_n). Las primeras cantidades son obtenidas dividiendo las corrientes ($I_n = J_n \cdot A$) en cada cara del bloque por la carga de un electrón (es decir $-q$) y las segundas a partir de las velocidades de generación y recombinación (dichas cantidades vienen dadas por unidad de volumen de manera que al multiplicar por el volumen $A \cdot dx$ del elemento de volumen nos dan directamente el número de electrones generados o recombinados por unidad de tiempo). Es decir:

$$\frac{\partial n}{\partial t} \cdot A \cdot dx = \left[\frac{J_n(x) \cdot A}{(-)q} - \frac{J_n(x+dx) \cdot A}{(-)q} \right] + (G_n - R_n) \cdot A \cdot dx$$

desarrollando $J_n(x+dx)$ en serie de Taylor:

$$J_n(x+dx) = J_n(x) + dx \cdot \frac{\partial J_n}{\partial x} + \dots$$

se obtiene la ecuación de continuidad para los electrones:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \cdot \frac{\partial J_n(x)}{\partial x} + (G_n - R_n)$$

De forma similar puede obtenerse la ecuación de continuidad para los huecos:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = (-) \frac{1}{q} \cdot \frac{\partial J_p(x)}{\partial x} + (G_p - R_p)$$

Teniendo en cuenta las expresiones obtenidas en apartados anteriores para la densidad de corriente ($J_n(x)$ y $J_p(x)$):

$$J_n = q \cdot \mu_n \cdot n \cdot \varepsilon + q \cdot D_n \cdot \frac{dn}{dx}$$

$$J_p = q \cdot \mu_p \cdot p \cdot \varepsilon - q \cdot D_p \cdot \frac{dp}{dx}$$

y considerando en las expresiones de recombinación la velocidad de recombinación neta (la velocidad de recombinación de los portadores minoritarios en exceso es la velocidad de recombinación neta):

$$U = \frac{(p_n - p_{no})}{\tau_p} \text{ (semic. tipo N) o } U = \frac{(n_p - n_{po})}{\tau_n} \text{ (semic. tipo P)}$$

TEMA 2 : Estadística y Fenómenos de Transporte en Semiconductores

se obtienen las ecuaciones de continuidad para los portadores minoritarios (es decir, n_p en un semiconductor de tipo P o p_n en un semiconductor tipo N) para el caso unidimensional y bajo condiciones de baja inyección:

Para ambos tipos de portadores minoritarios:

$$G - R = G_{ext} + G_{th} - R = G_{ext} - (R - G_{th}) = G_{ext} - U$$

- Para los portadores minoritarios n_p en un semiconductor de tipo P:

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = n_p \cdot \mu_n \cdot \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial x} + \mu_n \cdot \mathcal{E} \cdot \frac{\partial n_p}{\partial x} + D_n \cdot \frac{\partial^2 n_p}{\partial x^2} + G_n - \frac{n_p - n_{po}}{\tau_n}$$

donde G_n corresponde a la generación de portadores minoritarios (electrones) que no sea debida a la energía térmica, G_{th} .

- Para los portadores minoritarios p_n en un semiconductor de tipo N:

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = (-)p_n \cdot \mu_p \cdot \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial x} - \mu_p \cdot \mathcal{E} \cdot \frac{\partial p_n}{\partial x} + D_p \cdot \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} + G_p - \frac{p_n - p_{no}}{\tau_p}$$

donde G_p corresponde a la generación de portadores minoritarios (huecos) que no sea debida a la energía térmica, G_{th} .

Ecuación de Poisson

Adicionalmente a estas dos ecuaciones de continuidad anteriores se debe satisfacer la ecuación de Poisson para el campo eléctrico, la cual permite determinar éste en términos de la distribución de carga espacial ρ_s y la permitividad dieléctrica del semiconductor ϵ_s (para el caso del silicio $\epsilon_s = 1.04 \cdot 10^{-12} \text{F/cm}$). La primera viene dada por la suma algebraica de las densidades de portadores y de las concentraciones de impurezas ionizadas, es decir $q \cdot (p - n + N_D^+ - N_A^-)$.

$$\frac{d\mathcal{E}}{dx} = \frac{\rho_s}{\epsilon_s} \Rightarrow \text{Ecuación de Poisson}$$

Esta última ecuación junto a las dos anteriores que nos dan la variación temporal de las concentraciones de portadores minoritarios en exceso y las ecuaciones de la densidad de corriente permiten conocer las distribuciones unidimensionales de portadores, corriente y campo eléctrico. Pueden resolverse numéricamente cuando se tienen las condiciones iniciales y de contorno adecuadas o bien analíticamente introduciendo aproximaciones que las simplifiquen.

A continuación se van a describir dos ejemplos de solución de las ecuaciones de continuidad para el caso de inyección de portadores en exceso desde una cara y para el caso del llamado experimento de Haynes-Shockley.

Ejemplos de resolución de la ecuación de continuidad

1. Inyección de portadores en exceso desde una cara.

Fig. 34 muestra un semiconductor de tipo N al cual se le inyectan portadores en exceso desde una cara mediante excitación luminosa.

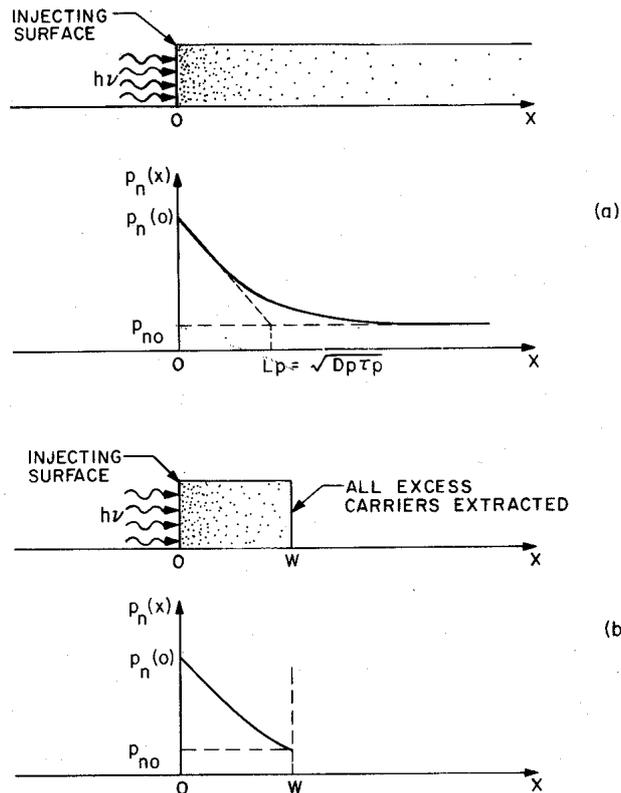


Fig. 34: Representación del estado estacionario correspondiente a la inyección de portadores desde una cara. (a) Muestra semi-infinita. (b) Muestra de longitud W .

En el estado estacionario hay un gradiente de concentración en las proximidades de la superficie por lo cual es lógico pensar que habrá un fenómeno de difusión. A partir de la ecuación de continuidad para los portadores minoritarios en el interior del semiconductor considerando el caso estacionario y teniendo en cuenta que no hay arrastre (pues no hay campo eléctrico aplicado) y que, después de la excitación luminosa, no hay generación de portadores minoritarios - $G_p = 0$ - (que no sea la debida a la energía térmica, la cual se compensa con la recombinación).

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = 0 = D_p \cdot \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} - \frac{p_n - p_{no}}{\tau_p}$$

Las condiciones de contorno serán:

$$p_n(x=0) = p_n(0) = \text{Valor constante}$$

$$p_n(x \rightarrow \infty) = p_{no}$$

La solución para $p_n(x)$ es igual a:

$$p_n(x) = p_{no} + [p_n(0) - p_{no}] \cdot e^{-x/L_p}$$

TEMA 2 : Estadística y Fenómenos de Transporte en Semiconductores

La longitud $L_p = \sqrt{D_p \cdot \tau_p}$ es llamada longitud de difusión. Fig. 34.a muestra la variación de la concentración de portadores minoritarios, la cual decae con una longitud característica que viene dada por L_p .

Al inyectar portadores minoritarios en exceso (huecos) por una cara (mediante excitación luminosa) estos se difunden más allá del punto de inyección y se recombinan.

Si se cambia la segunda condición de contorno de manera que todos los portadores en exceso son extraídos en $x=W$, es decir, $p_n(W) = p_{no}$, se obtiene una nueva solución:

$$p_n(x) = p_{no} + [p_n(0) - p_{no}] \cdot \left[\frac{\sinh\left(\frac{W-x}{L_p}\right)}{\sinh(W/L_p)} \right]$$

La densidad de corriente en $x = W$ (con $\varepsilon=0$) se obtiene a partir de la expresión de la corriente por difusión particularizando para $x = W$:

$$J_p = -q \cdot D_p \cdot \left. \frac{\partial p_n}{\partial x} \right|_{x=W} = q \cdot [p_n(0) - p_{no}] \cdot \frac{D_p}{L_p} \cdot \frac{1}{\sinh(W/L_p)}$$

2. El experimento de Haynes-Shockley.

Un experimento clásico en la física de los semiconductores y que permite la demostración de los fenómenos de arrastre y difusión de los portadores minoritarios, fue realizado por J.R. Haynes y W. Shockley en 1951.

Fig 35.a muestra la disposición básica del experimento.

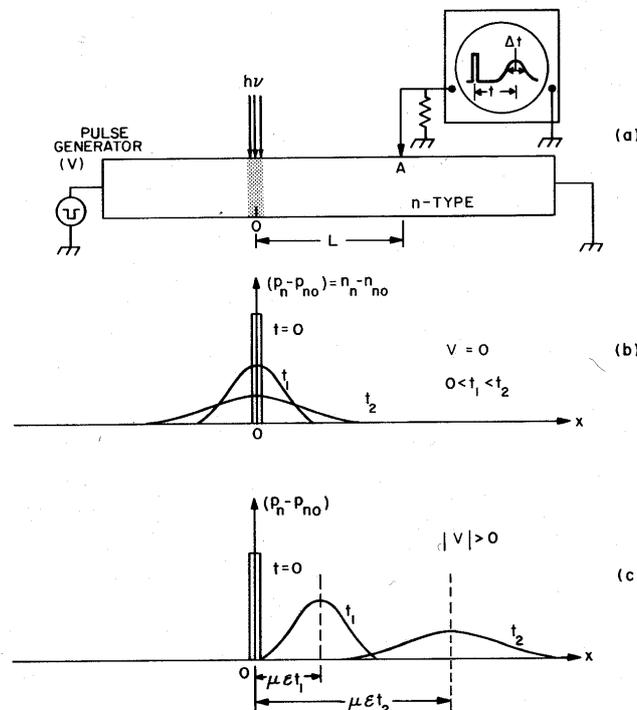


Fig 35: Experimento de Haynes-Shockley. (a) Montaje experimental. (b) Distribución de portadores en ausencia de campo eléctrico. (c) Distribución de portadores con un campo eléctrico aplicado.

TEMA 2 : Estadística y Fenómenos de Transporte en Semiconductores

En una barra de semiconductor de tipo N se tienen tres contactos. Dos de dichos contactos son utilizados para conectar la barra a un generador (V). La función de este generador es establecer un campo eléctrico que cause el arrastre en la barra, con los huecos moviéndose de izquierda a derecha. El tercer contacto A nos permite visualizar la variación que experimenta la concentración de portadores minoritarios.

Se hacen incidir pulsos luminosos dirigidos a una zona de la barra semiconductor (x=0). Después de un pulso, la ecuación de continuidad para p_n (portadores minoritarios) es:

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = -\mu_p \cdot \varepsilon \cdot \frac{\partial p_n}{\partial x} + D_p \cdot \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} - \frac{p_n - p_{no}}{\tau_p}$$

donde $G_L = 0$ (después del pulso) y se ha considerado un campo eléctrico aplicado constante a lo largo de la barra semiconductor ($\frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = 0$).

Si no se aplica campo eléctrico en el semiconductor ($V = 0$), la solución para la distribución espacio-temporal de los portadores minoritarios viene dada por:

$$p_n(x,t) = \frac{N}{\sqrt{4 \cdot \pi \cdot D_p \cdot t}} \cdot e^{\left[-\frac{x^2}{4 \cdot D_p \cdot t} - \frac{t}{\tau_p} \right]} + p_{no}$$

donde N es el número de electrones o huecos generados por unidad de área. Fig. 35.b muestra en ausencia de campo eléctrico como los portadores se van difundiendo cada vez más allá del punto de inyección y como se recombinan.

Si un campo eléctrico es aplicado ($|V| > 0$) a la muestra (Fig. 35.c), la ecuación para $p_n(x,t)$ es análoga a la anterior salvo que debe sustituirse x por $x - \mu_p \cdot \varepsilon \cdot t$. Puede observarse como el exceso de portadores se desplaza hacia el extremo más negativo del semiconductor con una velocidad de arrastre $\mu_p \cdot \varepsilon$, y al mismo tiempo los portadores se difunden hacia afuera y se recombinan de la misma manera que en el caso de ausencia de campo eléctrico ε .

El pulso se desplaza a lo largo de la barra como resultado del *arrastre*, su amplitud decrece y el pulso se ensancha debido a la *difusión* de los huecos tanto a la derecha como a la izquierda del centro del pulso y el área del pulso se reduce debido a la *recombinación*.

La magnitud del campo eléctrico aplicado puede determinarse a partir del valor de V. Es posible medir en el osciloscopio el tiempo que tarda el pulso en recorrer la distancia L, de manera que es posible calcular la velocidad de arrastre promedio y calcular, por tanto, la movilidad μ_p . Otros resultados del experimento permitieron a Haynes y Shockley calcular la difusividad o coeficiente de difusión D_p y el tiempo de vida medio τ_p .

ANEXO: Densidad de estados en un semiconductor.

Con el fin de obtener expresiones que permitan obtener la concentración de electrones en la banda de conducción y de huecos en la banda de valencia en un cristal semiconductor, es necesario previamente determinar la función densidad de estados $N(E)$ disponibles en las correspondientes bandas. En el texto de este tema dicho cálculo se ha hecho por analogía con lo que sucede en un metal conductor. Aquí se va a obtener una expresión para $N(E)$ para el caso de un material semiconductor. Previamente se obtendrá el número de estados de energía permitida por unidad de volumen comprendidos en el intervalo energético E y $E+dE$, es decir, la cantidad $N(E) \cdot dE$.

La energía cinética de un electrón libre E viene dada por:

$$E = \frac{p^2}{2 \cdot m_o}$$

donde p es el momento de la partícula y m_o la masa del electrón libre. Un electrón en la banda de conducción de un semiconductor es similar a un electrón libre en el sentido de que goza de relativa libertad para moverse en el semiconductor. Sin embargo, debido a la existencia de un potencial periódico creado por los núcleos atómicos de la red cristalina la masa efectiva del electrón de la banda de conducción del semiconductor difiere de la masa de un electrón libre. La relación energía-momento en un electrón en la banda de conducción del semiconductor puede escribirse de la forma:

$$E = \frac{\bar{p}^2}{2 \cdot m_n}$$

donde \bar{p} es el momento del electrón en la banda de conducción del cristal y m_n es la masa efectiva del electrón (el subíndice n hace referencia a la carga negativa del electrón). Respecto de los portadores de carga positivos (huecos) puede escribirse otra expresión análoga donde aparecería m_p referida a la masa efectiva del hueco (el subíndice p hace referencia a la carga positiva del hueco).

El concepto de masa efectiva es muy usual pues permite tratar a los electrones de la banda de conducción y a los huecos de la banda de valencia como partículas clásicas cargadas.

Consideremos el caso de un material semiconductor unidimensional (eje x). Cuando un electrón se mueve a lo largo del eje x en dicho material, sus movimientos pueden ser descritos en términos de una oscilación estacionaria. La longitud de onda de dicha oscilación λ está relacionada con la longitud L del semiconductor por:

$$\frac{L}{\lambda} = n_x$$

donde n_x es un número entero. La cantidad entera n_x define el estado energético del electrón, de forma que un aumento en una unidad en el valor de n_x supone el cambio de un estado energético a otro inmediatamente superior.

Por otra parte, la longitud de onda de la onda estacionaria asociada al electrón puede relacionarse con el momento de dicho electrón en este caso unidimensional en el eje de las x , \bar{p}_x .

$$\lambda = \frac{h}{\bar{p}_x}$$

siendo h la constante de Planck. A partir de ambas expresiones se puede obtener:

$$L \cdot \bar{p}_x = h \cdot n_x$$

El momento incremental producido al incrementar n_x en una unidad (salto de un nivel energético al inmediatamente superior):

$$L \cdot d\bar{p}_x = h$$

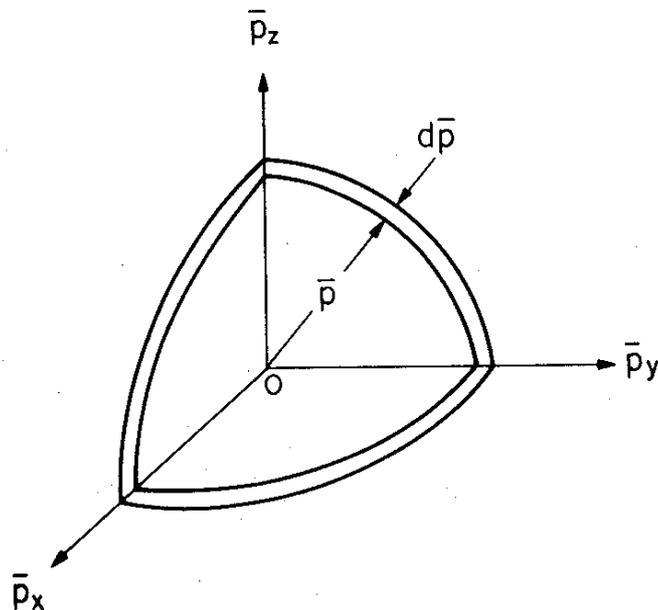
Si ahora se considera un cubo de semiconductor de arista L , al incrementarse el número cuántico principal n en una unidad se tendrá la relación:

$$L^3 \cdot d\bar{p}_x \cdot d\bar{p}_y \cdot d\bar{p}_z = h^3$$

Si consideramos el cubo de arista unidad ($L = 1$) para normalizar:

$$d\bar{p}_x \cdot d\bar{p}_y \cdot d\bar{p}_z = h^3$$

Esta expresión indica que el incremento de volumen en el espacio de los momentos al cambiar en una unidad el número cuántico n es igual a h^3 . El cambio del número cuántico n en una unidad supone cambiar el estado energético del electrón de un nivel de energía al siguiente. De esta forma también puede interpretarse la cantidad h^3 como el volumen en el espacio de los momentos por incremento de nivel energético.



El volumen dV entre dos esferas concéntricas de radios \bar{p} y $\bar{p} + d\bar{p}$ en el espacio de los momentos ($\bar{p}_x, \bar{p}_y, \bar{p}_z$) viene dado por la expresión:

$$dV = 4 \cdot \pi \cdot \bar{p}^2 \cdot d\bar{p}$$

TEMA 2 : Estadística y Fenómenos de Transporte en Semiconductores

El número de estados energéticos contenidos en el elemento de volumen dV será el número de estados de energía permitida por unidad de volumen comprendidos en el intervalo energético dE en torno a E , es decir, la cantidad $N(E) \cdot dE$.

$$N(E) \cdot dE = \frac{\text{Elemento de volumen}}{\text{Volumen / Incremento de energía}} = \frac{dV}{h^3} = \frac{4 \cdot \pi \cdot \bar{p}^2 \cdot dp}{h^3} \cdot 2$$

El factor 2 recoge el doblete de estados de energía producido si se tiene en cuenta el espín del electrón.

Para obtener una dependencia de E en la expresión anterior en lugar de la dependencia en \bar{p} que posee, se considera la relación vista inicialmente entre E y \bar{p} para el electrón en la banda de conducción:

$$E = \frac{\bar{p}^2}{2 \cdot m_n} \rightarrow \bar{p} = \sqrt{2 \cdot m_n \cdot E}$$

En un intervalo energético dE (diferenciando):

$$dE = \frac{2 \cdot \bar{p} \cdot d\bar{p}}{2 \cdot m_n} \rightarrow d\bar{p} = \frac{m_n}{\bar{p}} \cdot dE = \frac{m_n}{\sqrt{2 \cdot m_n \cdot E}} \cdot dE$$

Y, por tanto:

$$\begin{aligned} N(E) \cdot dE &= \frac{4 \cdot \pi \cdot \bar{p}^2 \cdot dp}{h^3} \cdot 2 = \frac{4 \cdot \pi \cdot (2 \cdot m_n \cdot E)}{h^3} \cdot \frac{2 \cdot m_n}{\sqrt{2 \cdot m_n \cdot E}} \cdot dE = \\ &= \frac{4 \cdot \pi \cdot (2 \cdot m_n \cdot E)^{1/2}}{h^3} \cdot 2 \cdot m_n \cdot dE = \frac{4 \cdot \pi \cdot (2 \cdot m_n)^{3/2} \cdot E^{1/2}}{h^3} \cdot dE \\ &= 4 \cdot \pi \cdot \left[\frac{2 \cdot m_n}{h^2} \right]^{3/2} \cdot E^{1/2} \cdot dE \end{aligned}$$

Y, por tanto, la densidad de estados permitidos de energía por unidad de volumen y por unidad de energía $N(E)$:

$$N(E) = 4 \cdot \pi \cdot \left[\frac{2 \cdot m_n}{h^2} \right]^{3/2} \cdot E^{1/2}$$

Teniendo en cuenta que el nivel energético más bajo que posee un electrón en la banda de conducción es E_c , siendo esta además la energía potencial en reposo del electrón dentro de esta banda, cuando el electrón gana energía se sitúa en un nivel E de energía dentro de la banda de conducción superior a E_c .

La diferencia $(E-E_c)$ representa la energía cinética del electrón. En consecuencia, tomando como origen de energías el nivel E_c a efectos de movilidad la densidad de estados $N_n(E)$ en la banda de conducción es:

$$N_n(E) = 4 \cdot \pi \cdot \left(\frac{2 \cdot m_n}{h^2} \right)^{3/2} \cdot (E - E_c)^{1/2} \text{ para } E > E_c$$

TEMA 2 : Estadística y Fenómenos de Transporte en Semiconductores

donde $N_n(E)$ es el número de estados por unidad de volumen y por unidad de energía en la banda de conducción.

Análogamente un incremento de energía de un hueco en la banda de valencia corresponde a un movimiento hacia abajo dentro de la banda de valencia. La densidad de estados de los huecos $N_p(E)$ en la banda de valencia puede escribirse cambiando la variable E por $(E_v - E)$ como:

$$N_p(E) = 4 \cdot \pi \cdot \left(\frac{2 \cdot m_p}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot (E_v - E)^{\frac{1}{2}} \text{ para } E < E_v$$

Se observa en estas expresiones que m_n y m_p son las únicas variables que hacen referencia al tipo de sustancia que se trate. Además a medida que aumenten su valor, mayor es la densidad de estados.