

Capítulo II.

2.- Juntura p-n

En el capítulo anterior se discutieron las características de dos materiales semiconductores separados, los semiconductores tipo-n y tipo-p. ¿Qué sucede cuando estos dos materiales se acercan hasta formar un solo sólido cristalino? La frontera entre dos materiales cristalinos se denomina juntura y un flujo de electrones y huecos fluirán debido a los grandes gradientes de concentración que existen entre las dos regiones.

Si los electrones y huecos no estuvieran cargados, estos flujos continuarían hasta que una concentración uniforme de ambas especies se estableciera a través del semiconductor. Sin embargo, tanto huecos como electrones son partículas cargadas y por lo tanto la situación es totalmente diferente como se ilustra en la figura 2.1

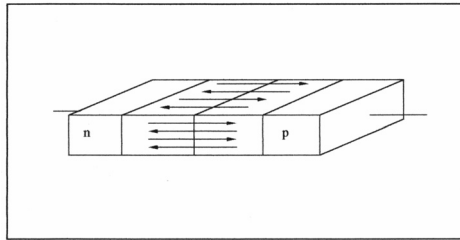


Figura 2.1 Juntura metálica formada por contacto íntimo entre un semiconductor tipo-n y otro tipo-p

Cuando un flujo neto de electrones de la región n cruza la juntura a la región p y un flujo de huecos lo hace de p a n, se forma una región de carga espacial debido a los donores y aceptores ionizados. Esto provoca el establecimiento de un campo eléctrico en la vecindad de la juntura. El campo eléctrico así formado es de tal dirección que tiende a mantener los huecos en la región p y a los electrones en la región n, previniendo un mayor flujo de portadores. De esta manera se establece una condición de equilibrio.

2.1-Corrientes por la Juntura.

Muchas características importantes de la juntura p-n están asociadas con la región de carga espacial, es decir, con la región donde la densidad de carga es distinta de cero.

El campo eléctrico creado permite que se alcance una situación de equilibrio. En este estado el flujo neto de huecos y electrones será cero ya que el flujo de portadores debido a la difusión por diferencia de concentración es igual y opuesto al campo eléctrico.

Usemos este criterio para obtener la condición de equilibrio en términos cuantitativos. El flujo de huecos F_p en estas condiciones está dado por:

$$F_p = -D_p \frac{dp}{dx} + \mu_p p E \quad (64)$$

La concentración de huecos puede escribirse como:

$$p = n_i \cdot e^{\frac{E_i - E_f}{kT}} \quad (65)$$

la derivada

$$\frac{dp}{dx} = \frac{p}{kT} \left[\frac{dE_i}{dx} - \frac{dE_f}{dx} \right] \quad (66)$$

El flujo F_p es entonces

$$F_p = D_p \frac{p}{kT} \frac{dE_f}{dx} + q \frac{D_p}{qkT} \frac{dE_i}{dx} p - \frac{p}{kT} D_p \frac{dE_i}{dx} \quad (67)$$

$$F_p = \frac{1}{q} \mu_p p \frac{dE}{dx} \quad (68)$$

Luego, la condición de flujo cero significa que el nivel de Fermi debe ser uniforme cuando pasamos de la región n a la región p.

La juntura p-n es aquella zona de un material semiconductor monocristalino en la que el tipo de impureza contenida cambia en forma abrupta de aceptor a donador y viceversa. Se trata por lo tanto de una característica que debe ser incorporada al cristal durante la fabricación. Así, dos trozos de semiconductor de diferente tipo de conductividad e impurezas entre sí, no constituyen una juntura sino un contacto ya que las características cristalográficas sufren una completa discontinuidad en la superficie de unión.

En la juntura, las características cristalográficas, espaciamiento y orientación se conservan, solamente los niveles y bandas de energía se alteran en la transición de un tipo de semiconductor al otro. Para simplificar el análisis supondremos que la sección transversal del cristal es muy grande y por lo tanto no hay efectos de borde. Supondremos que la concentración de impurezas N_A es constante en el semiconductor tipo-p y la concentración de impurezas N_D es constante en el semiconductor tipo-n. Supondremos también que la superficie de separación entre ambos semiconductores es un plano, mientras que a ambos lados de la juntura se han formado contactos óhmicos, es decir, contactos que siguen la Ley de Ohm.

La descripción de la juntura p-n puede ser hecha a través de un modelo muy simple considerando el diagrama de niveles de energía de la figura 2.2.

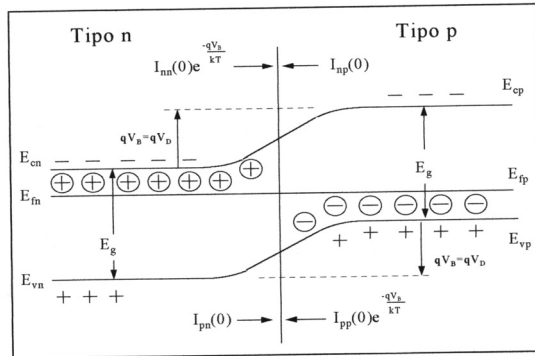


Figura 2.2 Diagrama de niveles de energía de una juntura p-n en equilibrio.

Como no hay flujo de corriente el nivel de Fermi debe ser constante a través del material. Por lo tanto existe un desplazamiento en energía entre las bandas de energía de los distintos materiales. En la región de transición o de carga espacial los portadores mayoritarios a cada lado de la juntura han difundido hacia el material donde existía una menor concentración de ellos, dejando ionizados los átomos de impurezas.

Si se examina el diagrama de energía vemos que hay potenciales de barrera al movimiento de portadores mayoritarios a través de la juntura. Una buena aproximación consiste en suponer que no hay recombinación de electrones y huecos en la región de transición. Esto permite considerar en forma independiente a la corriente de huecos y electrones.

Los electrones minoritarios en el lado p de la juntura, moviéndose hacia el lado n constituyen una corriente de electrones I_{np} . Los electrones en la región de transición experimentan un campo eléctrico que los acelera hacia el lado n de la juntura. Por otro lado, si existen electrones con una energía mayor que la energía de barrera entre ellos, cruzaran desde el lado n hacia el lado p. Esta corriente se puede expresar por

$$I_{np} = I_{nn} \cdot e^{\frac{-qV_B}{kT}} \quad (69)$$

en que $-qV_B$ es la energía de la barrera.

Análogamente, para los huecos,

$$I_{pn} = I_{pp} e^{\frac{qV_B}{kT}} \quad (70)$$

Cuando no hay corriente a través de la juntura, el voltaje de barrera se denomina también voltaje de difusión V_D .

¿Qué sucede cuando se aplica un potencial externo a la juntura? Si el terminal negativo de la batería se conecta a la región n, los electrones libres de esa región son rechazados y empujados hacia la zona de la juntura donde se neutralizaran parte de los iones positivos de la zona de carga espacial. Al mismo tiempo, los electrones libres que se encuentran en el lado p de la juntura son atraídos hacia el terminal positivo de la batería. Como consecuencia, la zona de carga espacial se reduce notablemente. Si el voltaje de la batería es mayor que el voltaje de difusión, la juntura estará polarizada en directo y una corriente apreciable fluirá por ella. Esta corriente estará limitada por la resistencia del material semiconductor y por la resistencia del circuito externo a él.

El voltaje de barrera con polarización aplicada esta dado por

$$V_B = V_D + V_J \quad (71)$$

en que V_J es el voltaje aplicado.

En términos de diagrama de energía, la aplicación de polarización tendrá el efecto de bajar la energía de barrera en la cantidad qV_J . En la figura 2.3 se muestra el diagrama de niveles de energía correspondiente a este caso.

Esta disminución de potencial de energía de barrera permitirá que más electrones crucen la juntura desde el lado n, haciendo que la corriente debida a la diferencia de concentración sea varias veces más grande que el valor de equilibrio. Por otra parte, el número de portadores minoritarios térmicamente generados en el lado p y que alcanza la juntura, seguirán siendo favorecidos por el campo eléctrico para cruzar hacia el lado n. En la misma situación se encuentran los portadores térmicamente generados en el lado n. De este análisis se concluye que las corrientes de portadores mayoritarios son ahora

$$I_{np} = I_{nn} \cdot e^{\frac{q(V_D - V_J)}{kT}} \quad (72)$$

e

$$I_{pn} = I_{pp} \cdot e^{\frac{q(V_D - V_J)}{kT}} \quad (73)$$

La corriente total en la juntura es I_J y es igual a la corriente de electrones del lado n hacia el lado p y de huecos desde el lado p hacia el lado n.

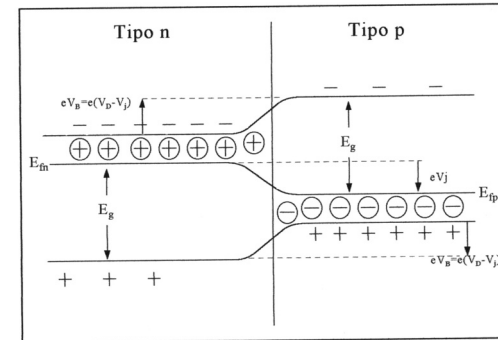


Figura 2.3 Diagrama de niveles de energía de una juntura p-n en polarización directa.

$$I_j = (I_{nn} + I_{pp}) \cdot e^{\frac{q(V_D - V_J)}{kT}} - I_{np} - I_{pn} \quad (74)$$

$$I_j = I_{np} e^{\frac{qV_i}{kT}} + I_{pn} e^{\frac{qV_j}{kT}} - I_{pn} - I_{np} \quad (75)$$

$$I_j = (I_{np} + I_{pn}) (e^{\frac{qV_j}{kT}} - 1) = I_o (e^{\frac{qV_j}{kT}} - 1) \quad (76)$$

La ecuación (76) que da las características V-I del dispositivo se conoce como la ecuación del diodo y se ilustra para el caso de un diodo de Ge en la figura 2.4. En esta figura se muestra la curva V-I a temperatura ambiente, es decir, para $\frac{kT}{q} = 25mV$. La corriente inversa se satura en aproximadamente $-75mV$ o alrededor de $\frac{3kT}{q}$. En condiciones de polarización directa el término -1 en la ecuación del diodo, es despreciable frente al término exponencial.

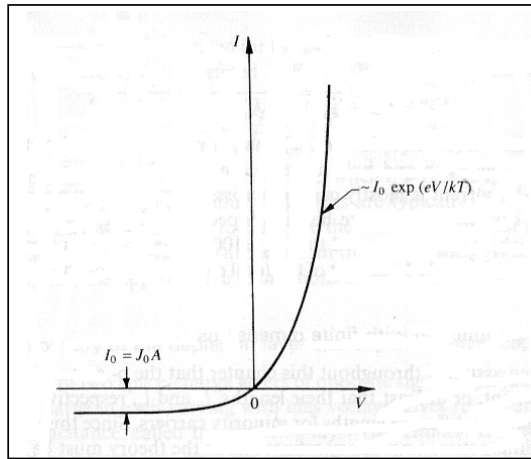


Figura 2.4 Curva VI de una juntura pn

Cuando el voltaje aplicado se invierte, la energía potencial de barrera crece en la cantidad qV_j , haciendo extremadamente dificultoso para los electrones mayoritarios en la región n o para los

huecos mayoritarios en la región p vencer la barrera. La corriente de portadores minoritarios, sin embargo, sigue siendo la misma, ya que depende de los portadores generados térmicamente en la región cerca de la zona de transición. Esta corriente por la juntura es la que se denomina *corriente de saturación inversa* I_o .

2.2. Cálculo de I_n e I_p .

Se ha estudiado en forma cuantitativa el origen de las corrientes a través de la juntura. Físicamente estas corrientes dependen de las propiedades del cristal, de la densidad y distribución de las impurezas, etc., parámetros que ciertamente influyen en la concentración de portadores.

En el capítulo anterior, se vio que si la concentración de portadores en un semiconductor es perturbada desde su concentración de equilibrio, la concentración de huecos y electrones varía en función del tiempo. En el caso general, sin embargo, la concentración de portadores en el material es función tanto del tiempo como de la distancia. Este punto se discute a continuación.

Si un barra semiconductor tipo-p es iluminada en un extremo (Figura 2.5), el número de electrones que entran al volumen $A dx$ es $F_n A dt$, siendo F_n el flujo de electrones y A el área de la sección de la barra. El número de electrones que sale del volumen es $(F_n + dF_n) A dt$. La diferencia entre ambos flujos es $-dF_n A dt$, lo que corresponde a la disminución de portadores por unidad de área y por unidad de tiempo dentro del volumen $A dx$.

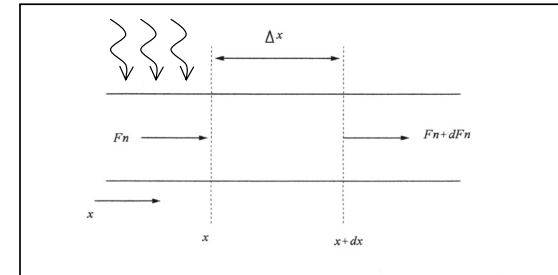


Figura 2.5 Flujo de Portadores en una barra semiconductor iluminada en un extremo.

En base a estas consideraciones se puede escribir que

$$dn \cdot dx \cdot A = -dF_n \cdot A dt \quad (77)$$

y por lo tanto

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{dF_n}{dx} \quad (78)$$

El flujo de electrones puede expresarse como

$$F_n = -(D_n \frac{dn}{dx} + \mu_n \cdot n \cdot E) \quad (79)$$

y por lo tanto

$$\frac{dn}{dt} = D_n \frac{d^2 n}{dx^2} + \mu_n \frac{d(nE)}{dx} \quad (80)$$

Por otra parte se vio que si existe un proceso de recombinación activo, entonces

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{n - n_o}{\tau_n} \quad (81)$$

Es posible considerar entonces el efecto de todos estos fenómenos simultáneamente. Para pequeñas variaciones de tiempo se puede escribir:

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{n - n_o}{\tau_n} + D_n \frac{d^2 n}{dx^2} + \mu_n \frac{d(nE)}{dx} \quad (82)$$

La ecuación (82) se conoce como *ecuación de continuidad* y es muy útil en el cálculo de las corrientes involucradas en una juntura n-p.

2.3. Cálculo de las Corrientes en Condiciones de Polarización Directa.

La distribución y flujo de electrones en una región neutral tipo p esta gobernada por la ecuación de continuidad que establece que el flujo neto de electrones que entra en un volumen diferencial de semiconductor, debe igualar la suma de las tasas de recombinación y de las tasas de aumento de electrones acumulados. Es de interés entonces, el problema del flujo de portadores minoritarios en un material homogéneo que no tiene campo eléctrico, esto es fuera de la zona de transición y que presenta una conductividad razonablemente grande. Si consideramos el caso en que el exceso de concentración de portadores minoritarios es pequeño, comparado con la concentración de equilibrio de portadores mayoritarios y nos limitamos al caso en que una fracción significativa de la corriente total se debe a la corriente de portadores minoritarios, el flujo de portadores minoritarios se debe completamente a la difusión.

La ecuación es entonces:

$$D_n \frac{d^2 n_p}{dx^2} - \frac{n_p - n_o}{\tau_n} = \frac{dn_p}{dt} \quad (83)$$

Es más conveniente trabajar en términos de exceso de concentración de portadores n_p' más que con la concentración total de electrones n_p . La concentración en exceso se define como la diferencia entre la concentración total y la correspondiente concentración de equilibrio.

$$n_p' = n_p - n_{po} \quad (84)$$

Por lo tanto

$$D_n \frac{d^2 n_p'}{dx^2} - \frac{n_p'}{\tau_n} = \frac{dn_p'}{dt} \quad (85)$$

Análogamente, para los portadores minoritarios en la región n:

$$D_n \frac{d^2 p_n'}{dx^2} - \frac{p_n'}{\tau_n} = \frac{dp_n'}{dt} \quad (86)$$

con $p_n' = p_n - p_{no}$.

Bajo condiciones de régimen permanente $\frac{dn_p'}{dt} = 0$ la ecuación (85) se reduce entonces a

$$D_n \frac{d^2 p_n'}{dx^2} - \frac{p_n'}{\tau_n} = 0 \quad (87)$$

La solución general de esta ecuación diferencial lineal es:

$$n_p'(x) = C_1 \cdot e^{-\frac{x-W}{L_n}} + C_2 \cdot e^{\frac{x-W}{L_n}} \quad (88)$$

en que C_1 y C_2 son constantes de integración y L_n se define como

$$L_n = \sqrt{D_n \cdot \tau_n} \quad (89)$$

y se conoce como longitud de difusión de portadores minoritarios, en este caso electrones. Típicamente es del orden de 10^{-3} a 10^{-1} cm.

Considerando la condición de borde en

$$x = W \text{ como } n_p(W) = n_{po} \cdot e^{\frac{qV_j}{kT}} \quad (90)$$

en que V_j es la tensión aplicada, esta se puede escribir en términos del exceso de concentración:

$$n_p'(W) = n_{po} \cdot e^{\frac{qV_j}{kT}} - n_{po} = n_{po} (e^{\frac{qV_j}{kT}} - 1) \quad (91)$$

La segunda condición de borde se establece en una zona alejada de la juntura, entendiendo como "zona alejada" aquella que se encuentre a varias longitudes de difusión. A esta distancia el exceso de portadores debe desaparecer porque el mecanismo de recombinación tiende a restablecer el equilibrio. La segunda condición de borde se puede escribir entonces como:

$$\lim_{x \rightarrow \infty} n_p'(x) = 0 \quad (92)$$

Esta última condición de borde implica que la constante de integración C_2 debe ser igual a cero. La primera condición de borde implica que

$$C_1 = n_{po} (e^{\frac{qV_j}{kT}} - 1) \quad (93)$$

Así, la concentración en exceso de electrones en la región p, decae exponencialmente con la distancia.

$$n_p'(x) = n_{po} (e^{\frac{qV_j}{kT}} - 1) \cdot e^{-\frac{x-W}{L_n}} \quad (94)$$

Esta solución indica que la concentración de portadores inyectados decae a 1/e de su valor en el borde de la zona de transición a una distancia ($L_n + W$) desde el borde.

Análogamente, para los huecos en el lado n

$$p_n'(x) = p_{no} (e^{\frac{qV_j}{kT}} - 1) \cdot e^{-\frac{x+W}{L_n}} \quad (95)$$

En la figura 2.6 y 2.7 se dibujan las concentraciones de portadores minoritarios en función de la distancia y la densidad de corriente de portadores minoritarios, también en función de la distancia, en condiciones de polarización directa.

En el caso contrario, cuando la juntura se polariza inversamente, la polarización de portadores minoritarios decrece hacia los bordes de la región de transición, tal como se ilustra en la figura 2.8.

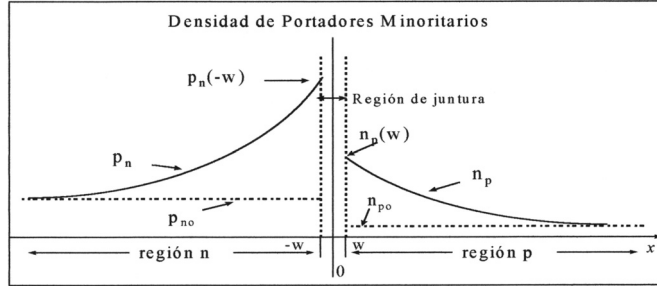


Figura 2.6 Concentración de portadores minoritarios en función de la distancia para una juntura p-n polarizada directamente.

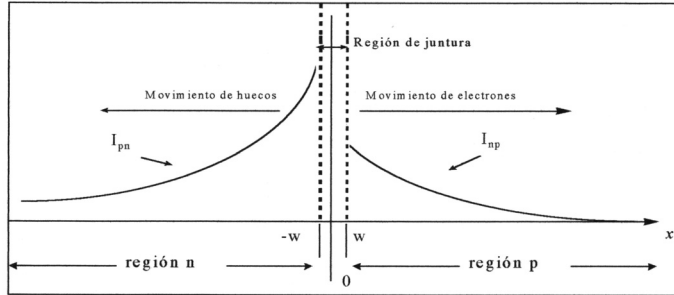


Figura 2.7 Densidad de Corriente debida a inyección de portadores minoritarios al polarizar directamente la juntura.

Considerando entonces que la densidad de corriente de electrones en la región tipo p se debe básicamente a la difusión de portadores, la densidad de corriente es:

$$J_n(x) = qD_n \frac{dn_p'}{dx} = q \frac{D_n}{L_n} n_{po} \cdot (e^{\frac{qV_j}{kT}} - 1) \cdot e^{\frac{x-W}{L_n}} \quad (96)$$

Evaluando esta densidad en el borde de la región de transición se tiene

$$J_n(W) = -q \frac{D_n}{L_n} n_{po} \cdot (e^{\frac{qV_j}{kT}} - 1) = -q \frac{D_n}{L_n} n_p'(W) \quad (97)$$

La expresión (97) enfatiza el hecho de que la corriente inyectada es linealmente dependiente de la concentración en exceso.

Un análisis similar para el comportamiento de los huecos en el lado n produce resultados análogos. La longitud de difusión de los huecos l_h esta dada por

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p} \quad (98)$$

La densidad de corriente de huecos es entonces

$$J_p(x) = qD_p \frac{dp_n'}{dx} = q \frac{D_p}{L_p} p_{no} \cdot (e^{\frac{qV_j}{kT}} - 1) \cdot e^{\frac{x+W}{L_p}} \quad (99)$$

y en el borde de la zona de transición

$$J_p(-W) = -q \frac{D_p}{L_p} p_{no} \cdot (e^{\frac{qV_j}{kT}} - 1) = -q \frac{D_h}{L_p} p_n'(-W) \quad (100)$$

La densidad de corriente total por la juntura idealizada es la suma de las densidades de corrientes de huecos y electrones, ambas evaluadas en los bordes de la zona de transición.

$$J = (J_h + J_p) \Big|_{\text{Borde Zona Transición (BZT)}} = J_n \Big|_{\text{BZT}} + J_p \Big|_{\text{BZT}} \quad (101)$$

$$J = J_h(-W) + J_e(W) = -q \left(\frac{D_p \cdot p_{no}}{L_p} + \frac{D_n \cdot n_{po}}{L_n} \right) (e^{\frac{qV_j}{kT}} - 1) \quad (102)$$

Para valores de voltaje inverso V_j de algunos $\frac{kT}{q}$, la corriente se reduce al primer término entre paréntesis. A esta corriente se le conoce como corriente de saturación inversa I_o ,

$$I_o = A \cdot q \cdot \left(\frac{D_p \cdot p_{no}}{L_p} + \frac{D_n \cdot n_{po}}{L_n} \right) \quad (103)$$

siendo A el área de la juntura.

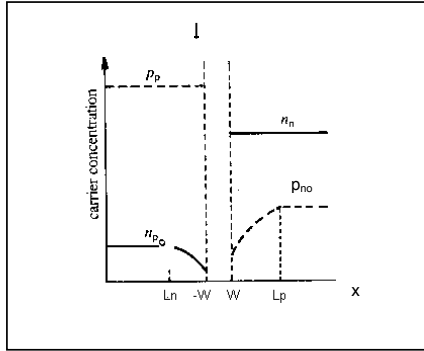


Figura 2.8. Distribución de portadores minoritarios en función de la distancia en condiciones de polarización inversa.

Esta corriente se caracteriza por ser independiente del voltaje inverso aplicado, para V_j mayor que algunas veces $\frac{kT}{q}$. En este caso, la concentración de portadores minoritarios en los bordes de la zona de transición llega a ser despreciable, comparada con la concentración de equilibrio. Los gradientes, entonces, se aproximan a valores fijos independientes del voltaje aplicado, como se ve en la figura 2.9.

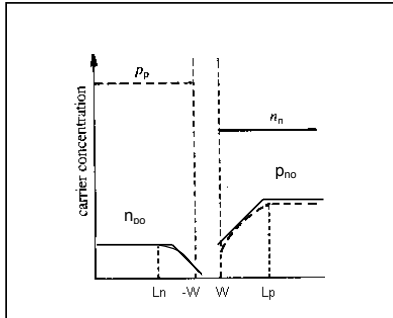


Figura 2.9. Gradiente de concentración de los portadores minoritarios cerca de los bordes de la zona de transición en condiciones de polarización inversa.

La corriente de saturación inversa puede escribirse también como:

$$I_o = A \cdot q \cdot \left(\frac{p_{no} \cdot L_p}{\tau_p} + \frac{n_{po} \cdot L_n}{\tau_n} \right) \quad (104)$$

El primer término en esta expresión es la corriente térmicamente generada en la región de área A y largo L_p adyacente a la zona de transición. Así, la corriente de saturación inversa puede considerarse como debido a la generación térmica de portadores minoritarios en las regiones neutras dentro de una distancia de una longitud de difusión desde la zona de transición.

El importante efecto del tiempo de vida de los portadores minoritarios sobre el valor de la corriente se observa en la expresión (104) que muestra la necesidad de materiales con tiempos de vida largos para tener bajas J_o .

La corriente de saturación inversa también varía directamente con la densidad de portadores minoritarios. Como esta densidad crece exponencialmente con la temperatura, J_o es muy sensible a ella. Así, J_o se duplica en Ge por cada 10°C mientras que en Si lo hace por cada 6°C .

2.4. Región de Transición y Capacidad

Como ya ha sido descrita, la región de transición, cerca de la juntura, es una región en la cual existe una distribución de carga espacial. En una juntura abrupta como la hasta ahora analizada, se supone que el cambio de concentración uniforme de donores a concentración uniforme de aceptores, se produce en una distancia muy pequeña. Los donores y aceptores ionizados producen esta zona de carga donde se asume no existen portadores libres.

La densidad de carga espacial en la región del lado n de la juntura metalúrgica es

$$Q_n = qN_D \quad (105)$$

y en el lado p

$$Q_p = -qN_A \quad (106)$$

donde N_D y N_A son las concentraciones de donores y aceptores ionizados. Esta densidad de carga se ilustra en la figura 2.10a.

Si sobre la juntura se aplica un voltaje alterno ΔV_j , el voltaje de barrera $V_B - (V_j + \Delta V_j)$ cambia y por lo tanto, el ancho de la zona de transición cambia con respecto a aquella en equilibrio. Como consecuencia, la distribución de carga en los bordes de la zona de transición varía, como se puede observar en la Figura 2.10b. Se produce entonces una componente de corriente por la juntura que depende del voltaje aplicado y que es de naturaleza capacitiva. Por lo tanto, es posible atribuir a la juntura un efecto de capacidad, la que es posible determinar a través de la ecuación de Poisson.

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_{Si}} \quad (107)$$

donde V es el potencial en la zona de transición, $\rho(x)$ la densidad de carga espacial y ϵ_{Si} es la constante dieléctrica del Si.

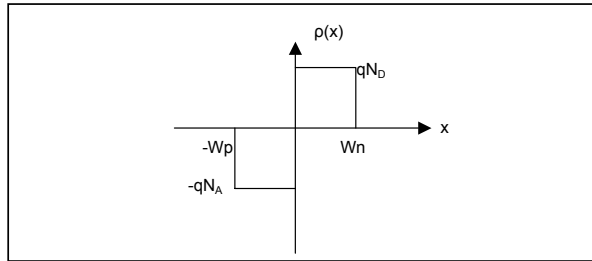


Figura 2.10 a Densidad de carga en la junta pn abrupta.

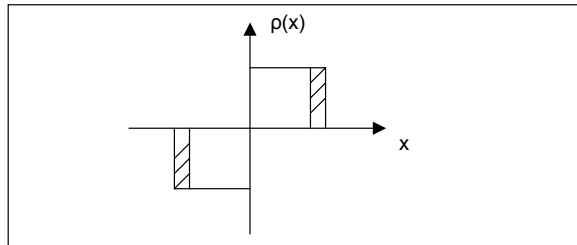


Figura 2.10 b Variación de la Densidad de carga en los extremos de la zona de Transición al aplicar un voltaje de junta variable en el tiempo.

2.5. Capacidad de Transición.

Este efecto de capacidad de la junta es producido por el ensanchamiento y angostamiento de la zona de transición al variar el voltaje aplicado. Es claro que ésta variación de la longitud de la zona de transición es mas significativo en condiciones de polarización inversa que en polarización directa.

Aplicando la ecuación (107) a la región de transición se tiene

$$\frac{d^2V}{dx^2} = q \frac{N_A}{\epsilon_{Si}} \quad \text{para } x \leq 0 \quad (108)$$

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -q \frac{N_D}{\epsilon_{Si}} \quad \text{para } x \geq 0 \quad (109)$$

Integrando

$$\frac{dV}{dx} = q \frac{N_A}{\epsilon_{Si}} x + Cte \quad \text{para } x \leq 0 \quad (110)$$

$$\frac{dV}{dx} = -q \frac{N_D}{\epsilon_{Si}} x + Cte \quad \text{para } x \geq 0 \quad (111)$$

Considerando que el campo eléctrico es cero en los bordes de la zona de transición, se tiene que

$$-\frac{dV}{dx} = 0 \quad \text{en } x = -W_p \quad \text{y} \quad x = W_n \quad (112)$$

donde $-W_p$ es el ancho de la zona de transición en la región p y W_n es el ancho de la zona de transición en la región n. Aplicando estas condiciones de borde a (110) y (111) se tiene que

$$Cte = q \frac{N_A \cdot W_p}{\epsilon_{Si}} \quad \text{para } x \leq 0 \quad (113)$$

$$Cte = q \frac{N_D \cdot W_n}{\epsilon_{Si}} \quad \text{para } x \geq 0 \quad (114)$$

El campo eléctrico $-\frac{dV}{dx}$ tiene su valor máximo en la junta ($x=0$) y decrece linealmente hacia los bordes de la zona de transición, como se observa en la figura 2.11

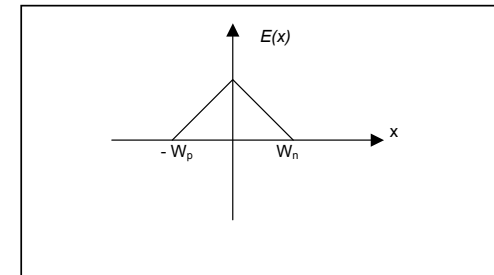


Figura 2.11 Distribución de Campo Eléctrico en la junta

La distribución de potencial en la región de transición se obtiene integrando (113) y (114). El resultado es

$$V(x) = \frac{qN_A}{\epsilon_{Si}} \left(\frac{x^2}{2} + W_p \cdot x + \frac{W_p^2}{2} \right), \quad x \leq 0 \quad (115)$$

$$V(x) = -\frac{qN_D}{\epsilon_{Si}} \left(\frac{x^2}{2} - W_p \cdot x + \frac{W_p^2}{2} \right) + V_D, \text{ para } x \geq 0 \quad (116)$$

donde se han utilizado las condiciones de borde siguientes.

$$V = 0 \text{ en } x = -W_p \quad (117)$$

$$V = V_D \text{ en } x = W_n \quad (118)$$

En $x = 0$ la solución debe ser continua, luego se tiene que

$$V_D - \frac{qN_D}{\epsilon_{Si}} \cdot \frac{W_n^2}{2} = \frac{qN_A}{\epsilon_{Si}} \cdot \frac{W_p^2}{2} \quad (119)$$

y

$$V_D = \frac{q}{2\epsilon_{Si}} (N_A W_p^2 + N_D W_n^2) \quad (120)$$

que permite calcular el voltaje de barrera a partir de los parámetros físicos de la juntura.

Por otra parte, utilizando la condición de neutralidad de carga se puede demostrar que

$$N_D W_n = N_A W_p \quad (121)$$

Reemplazando en la expresión para V_B se tiene entonces que

$$V_D = \frac{qN_A \cdot W_p^2}{2\epsilon_{Si}} \left(1 + \frac{N_A}{N_D} \right) \quad (122)$$

y

$$V_D = \frac{qN_D \cdot W_n^2}{2\epsilon_{Si}} \left(1 + \frac{N_D}{N_A} \right) \quad (123)$$

Solucionando para W_p y W_n se llega a

$$W_p = \sqrt{\frac{2\epsilon_{Si} \cdot (V_B - V_j)}{qN_A \cdot \left(1 + \frac{N_A}{N_D} \right)}} \quad (124)$$

y

$$W_n = \sqrt{\frac{2\epsilon_{Si} \cdot (V_B - V_j)}{qN_D \cdot \left(1 + \frac{N_D}{N_A} \right)}} \quad (125)$$

Para una juntura que en una de las regiones tiene una concentración de impurezas mucho mayor que en la otra región, por ejemplo $N_A \gg N_D$, el ancho de la zona de transición se puede aproximar por:

$$W = W_n + W_p = \sqrt{\frac{2\epsilon_{Si} \cdot V_D}{qN_D \cdot \left(1 + \frac{N_D}{N_A} \right)}} \approx \sqrt{\frac{2\epsilon_{Si} \cdot V_D}{qN_D}} \quad (126)$$

La región de carga espacial de una juntura p-n se caracteriza por contener un dipolo de carga producido por los iones de las impurezas fijas en la red. La carga acumulada a ambos lados de este dipolo, depende del voltaje de polarización. Cuando la juntura es polarizada inversamente, las regiones de transición se expanden hacia las regiones neutras y la zona de carga espacial a ambos lados de la juntura crece, porque algunos portadores mayoritarios fueron removidos dejando atrás átomos de impurezas ionizados. La polarización directa sobre la juntura tiene un efecto contrario.

Las corrientes de portadores mayoritarios que acompaña a los cambios de la carga en la zona de transición, debido a variaciones de V_j , puede llegar a ser una componente importante de la corriente de diodo total para cambios rápidos de voltaje. Esta componente de la corriente del diodo es normalmente más significativa para condiciones de polarización inversa debido a que no es enmascarada por corrientes de inyección de portadores minoritarios.

La corriente asociada con cambios en Q_j es

$$I_j = -\frac{dQ_j}{dt} = -\frac{dQ_j}{dV_j} \frac{dV_j}{dt} \quad (127)$$

donde el signo negativo se requiere porque los portadores móviles que acompañan el cambio de carga tienen signo opuesto a las cargas inmóviles que conforman la zona de carga espacial y V_j denota la componente incremental del voltaje de juntura.

En el borde p de la zona de transición la corriente I_j es consecuencia del movimiento de los huecos mayoritarios en esta región, mientras que en el borde n, I_j es resultado del movimiento de electrones mayoritarios. En la región central de la región de carga espacial, no hay flujo de carga e I_j es una corriente de desplazamiento.

La capacidad asociada a la juntura C_j se define como

$$C_j = -\frac{dQ_j}{dV_j} \quad (128)$$

, pero

$$Q_j = qAW_nN_D = qAW_pN_A \quad (129)$$

y

$$Q_j = A \sqrt{\frac{2q\epsilon_{Si} \cdot V_D}{\left(\frac{1}{N_D} + \frac{1}{N_A} \right)}} \quad (130)$$

$$C_j = -\frac{dQ_j}{dV_j} = \frac{A}{2} \sqrt{\frac{2q\epsilon_{Si}}{V_D \cdot \left(\frac{1}{N_D} + \frac{1}{N_A} \right)}} \quad (131)$$

Físicamente, esta capacidad se puede interpretar en base a la siguiente argumentación. Cuando el voltaje aplicado varía en V_j , los anchos de las zonas de transición varían en ΔW_n y ΔW_p . Si las variaciones de voltaje V_j son pequeñas en comparación al voltaje inverso aplicado, la variación de carga se tiene completamente en los bordes de la región de transición. En consecuencia, la capacidad de transición corresponde a la de un condensador de placas paralelas de área A con un dieléctrico de espesor $W_n + W_p$ y permitividad dieléctrica ϵ_{Si} , es decir:

$$C_j = \frac{\epsilon_{Si}}{W_n + W_p} A \quad (132)$$

2.6. Capacidad de Difusión.

Cuando la juntura se polariza directamente, una densidad grande de portadores minoritarios es inyectada en el lado opuesto de la juntura. Esta densidad, como ya fue determinada, es función exponencial de la distancia.

$$n_p'(x) = n_{po} \left(e^{\frac{qV_j}{kT}} - 1 \right) \cdot e^{-\frac{x}{L_n}} \quad (133)$$

La densidad de carga en exceso de portadores minoritarios debe ser neutralizada por los portadores mayoritarios del circuito externo. Esta densidad de carga se obtiene por integración de $n_p'(x)$.

$$Q_n = -qA \int_0^\infty n_p'(x) dx = qAn_{po} \cdot L_n \cdot \left(e^{\frac{qV_j}{kT}} - 1 \right) \quad (134)$$

si el voltaje de juntura varía (lo que implica más o menos inyección de portadores), la capacidad asociada a esta variación es

$$C_{nd} = \frac{dQ_n}{dV_j} \quad (135)$$

y

$$C_{nd} = \frac{q^2 An_{po} \cdot L_n}{kT} e^{\frac{qV_j}{kT}} \quad (136)$$

Análogamente existe una capacidad C_{pd} asociada a los huecos acumulados en la región n.

$$C_{pd} = \frac{q^2 Ap_{no} \cdot L_p}{kT} e^{\frac{qV_j}{kT}} \quad (137)$$

La capacidad de difusión total C_D es entonces

$$C_D = \frac{q^2 A}{kT} (n_{po} L_n + p_{no} L_p) e^{\frac{qV_j}{kT}} \quad (138)$$

que es fuertemente dependiente del voltaje de polarización directa.

2.7. Corrientes de Fuga.

Los diodos reales debido a efectos de fugas superficiales o a efectos de generación de portadores en la región de carga espacial, presentan corrientes inversas mayores que la proyectada por el modelo del diodo ideal.

Estas fugas superficiales ocurren porque todo el voltaje inverso no sólo se desarrolla a través de la región de carga espacial, sino que también en la superficie. Como consecuencia se producen campos eléctricos muy grandes tanto en la superficie como en el volumen. Los mecanismos que rigen la fuga espacial pueden estar relacionados con conducción iónica y con la condición de la superficie que es función de la historia del dispositivo. Al aplicar polarización inversa los mecanismos de fuga superficial producen una corriente inversa que crece con la tensión inversa aplicada y que muestra una dependencia de la temperatura menor que la corriente de saturación inversa. Sin embargo, los avances de la tecnología de semiconductores ha minimizado la importancia de estas corrientes, encontrándose que sus valores típicos están en el rango de los 100[pA/cm²].

2.8 Ruptura de la juntura.

En todos los diodos reales existe un valor límite de voltaje inverso, mas allá del cual se produce un aumento significativo de la corriente inversa, en respuesta a aumentos muy pequeños de voltaje (figura 2.12). Este fenómeno, conocido como ruptura de la juntura en diodos semiconductores, tiene un rango útil no destructivo que depende de mecanismos físicos reproducibles.

Existen dos mecanismos responsables de la ruptura de la juntura p-n en polarización inversa: el mecanismo Zener y el mecanismo de ruptura por avalancha.

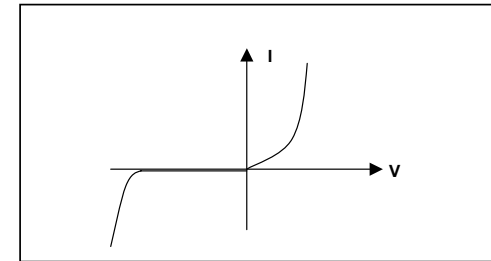


Figura 2.12. Ruptura eléctrica de una juntura pn en condiciones de polarización inversa.

La ruptura por efecto Zener es un fenómeno cuántico que ocurre en junturas con regiones de transición extremadamente angostas. En este caso los portadores que viajan desde la banda de valencia no atraviesan la juntura siguiendo la barrera de potencial, sino que penetran como en un túnel, hacia la banda de conducción al otro lado de la juntura. la función de onda de estos electrones tiene una extensión exponencial dentro de la banda de energía prohibida, como se observa en la Figura 2.13, que es sensible al ancho de la barrera y al campo eléctrico.

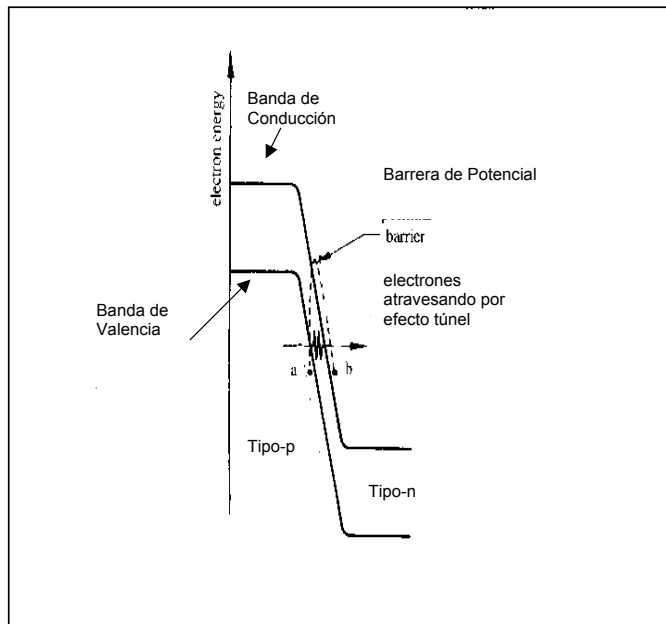


Figura 2.13. Electrones atraviesan la barrera de potencial por efecto túnel.

Por otra parte, si el campo eléctrico es muy intenso, este puede provocar la ruptura directa de los enlaces covalentes del cristal en el interior de la región de transición. Representando este fenómeno en un diagrama de bandas de energía, esto correspondería a una transición de un electrón de la banda de valencia a la banda de conducción al otro lado de la juntura, lo que también se interpreta como efecto túnel.

Experimentalmente, se ha encontrado que la intensidad de campo eléctrico crítico, E_{crit} al cual el efecto túnel llega a ser probable, es aproximadamente igual a $1[\text{MV}/\text{cm}]$.

El mecanismo de ruptura por avalancha ocurre cuando el campo eléctrico en la región de carga espacial es lo suficientemente intenso como para como para que los portadores que atraviesan la región, adquieran la energía suficiente para romper enlaces covalentes en sus colisiones con la estructura del cristal.

Cada colisión produce un hueco y un electrón, cada uno de los cuales es acelerado por el campo y tiene una posibilidad de producir otra colisión antes de abandonar la región de carga espacial. Si se desprecia la recombinación en la zona de transición, todos los portadores contribuirán a la corriente inversa. Así, la corriente total es una multiplicación dentro de la región de carga espacial de una corriente primaria de portadores que atraviesan parte o toda la región de transición.

2.9. El Diodo Túnel.

La característica V/I de un diodo túnel típico se ilustra en la figura 2.14. Su característica principal es la región de resistencia negativa que se utiliza para amplificación en alta frecuencia y para ampliaciones de conmutación en tiempos muy cortos.

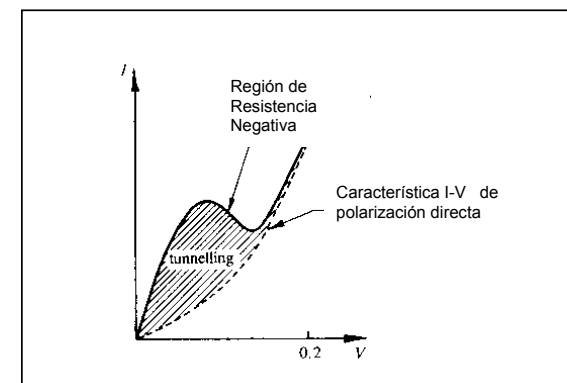


Figura 2.14. Característica I-V del diodo túnel..

El efecto túnel requiere de semiconductores altamente dopados que producen barreras de potencial del orden de los 10 nm de ancho. La característica túnel puede explicarse en base a los diagramas de energía de la figura 2.15. Se muestra aquí nuevamente la característica I-V del diodo túnel indicando en la curva las situaciones a),b),c) y d) señaladas en los diagramas de bandas de energía. En el caso de a) la corriente de túnel neta es cero ya que existe la misma probabilidad de que los electrones vayan de los estados de energía en la banda de valencia en el lado p y viceversa.

A medida que la polarización es más positiva, los electrones de la banda de conducción ocupan estados vacantes en la banda de valencia al otro lado de la juntura, por efecto túnel, hasta alcanzar un máximo (punto b en la característica I-V). Para valores de polarización directa sobre el valor de polarización b), existen menos estados de energía disponibles para los electrones de la banda de conducción debido a la mayor diferencia de energía potencial entre los niveles de Fermi. Este hecho provoca una disminución de la corriente por efecto túnel hasta llegar a ser nula. La característica de resistencia negativa se presenta entre el máximo de corriente túnel (punto b) en la curva I-V y el mínimo. Para voltajes de polarización crecientes la característica es semejante a la de un diodo normal y se debe a los mismos mecanismos físicos.

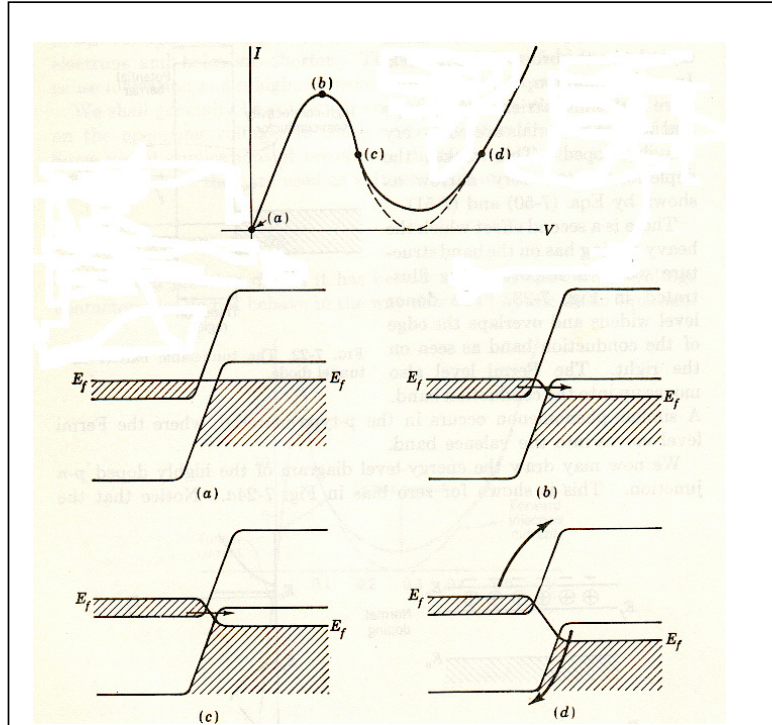


Figura 2.15. Diagrama de Bandas de Energía para las corrientes del diodo túnel en los casos a), b), c) y d). La corriente túnel que es un fenómeno puramente cuántico se manifiesta desde el origen hasta el valle de la curva. La corriente que fluye después de superado el valle, es la corriente normal en polarización directa de cualquier juntura pn.