

## Capítulo 2

# Transporte de carga en los semiconductores

Los dispositivos de conmutación de potencia se fabrican sobre la base de un semiconductor, el silicio de muy alta pureza. El silicio, como todo semiconductor, tiene una conductividad muy baja (resistividad muy alta).

En lo que sigue se presenta una descripción cualitativa del carácter de esta pequeña conductividad y de cómo puede ser modificada para crear las estructuras de los dispositivos de conmutación de potencia. Se presenta además los fundamentos del funcionamiento de una juntura  $pn$  y de sus aplicaciones elementales, el diodo y el transistor bipolar. El tema puede verse con más detalle en cualquier libro de física de dispositivos semiconductores (Sze 1981). Resúmenes del tema se encuentran en libros tradicionales de electrónica general (Millman & Halkias 1972) o de electrónica de potencia (Kassakian, Schlecht & Verghese 1992).

La comprensión del comportamiento eléctrico de estas estructuras constituye la base para el estudio de los dispositivos más complejos que se emplean como llaves de conmutación de potencia.

### 2.1. Conductividad intrínseca

La conducción en un material sólido como el silicio se debe al movimiento de electrones bajo la acción de un campo eléctrico. La conductividad depende de la energía necesaria para liberar un electrón de la red cristalina donde se encuentra formando los enlaces entre los distintos átomos.

Los electrones de un átomo aislado pueden tener solamente determinados niveles discretos de energía “permitidos”. Los de mayor energía son los electrones de valencia, responsables de los enlaces.

En un cristal como el silicio, los niveles discretos de energía de los electrones se transforman en intervalos o “bandas” de energía. Los niveles están tan juntos que es razonable considerar que la energía de los electrones puede tomar cualquier valor dentro de la banda. Las bandas están separadas por intervalos de energía “prohibidos” a los cuales los electrones no pueden acceder. Utilizando la terminología en inglés, a estos intervalos les llamamos “gaps”.

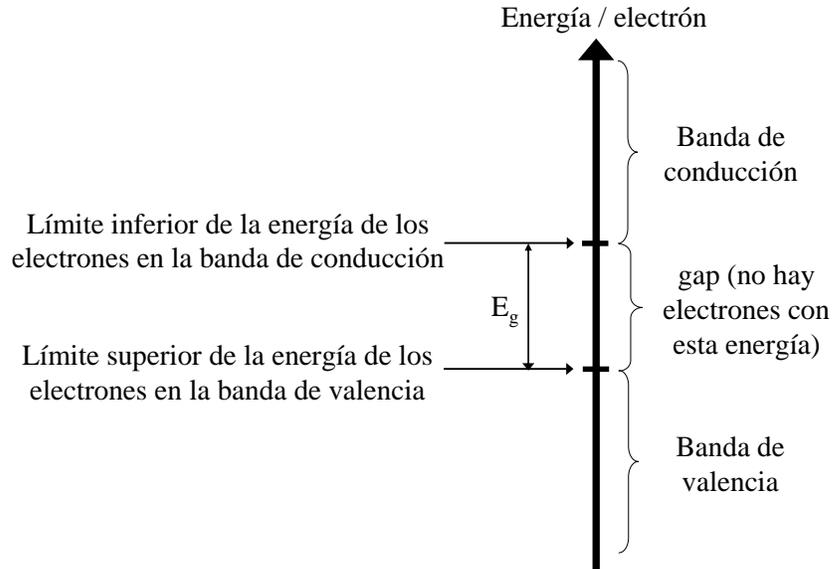


Figura 2.1: Niveles de energía en un cristal

La banda de energía más alta que contiene los electrones que constituyen el enlace entre los átomos del cristal es la “banda de valencia”.

Por encima de esa banda de energía hay un gap (intervalo de energías prohibidas) y luego un intervalo de energías permitidas llamado banda de conducción. Los electrones cuya energía se encuentra en esa banda no están ligados a ningún átomo de la red cristalina en particular, se pueden mover por el cristal (bajo la acción de un campo eléctrico, por ejemplo) y contribuyen a la conductividad eléctrica.

A cero grado Kelvin la banda de conducción está vacía, todos los electrones de más energía de los átomos están en sus lugares formando los enlaces covalentes. A temperaturas mayores o eventualmente por acción de la luz (generación térmica u óptica) crece la probabilidad de que un electrón de la banda de valencia adquiera suficiente energía como para pasar a la banda de conducción, contribuyendo a la conductividad según lo descrito. Cada átomo de silicio tiene cuatro electrones de valencia, por lo tanto tendrá un enlace covalente con otros cuatro átomos compartiendo dos electrones en cada enlace. Si un electrón pasa a la banda de conducción queda un enlace covalente incompleto por la falta de un electrón, lo cual equivale a una carga neta positiva en la banda de valencia, del mismo valor que la carga del electrón. Esa carga positiva se llama hueco. Bajo la acción de un campo eléctrico el hueco puede desplazarse por el cristal cuando un electrón de un átomo vecino toma el lugar libre. La figura 2.2 muestra la estructura cristalina simplificada (en dos dimensiones) del cristal de silicio y el proceso descrito de conducción bajo el campo eléctrico  $E$ .

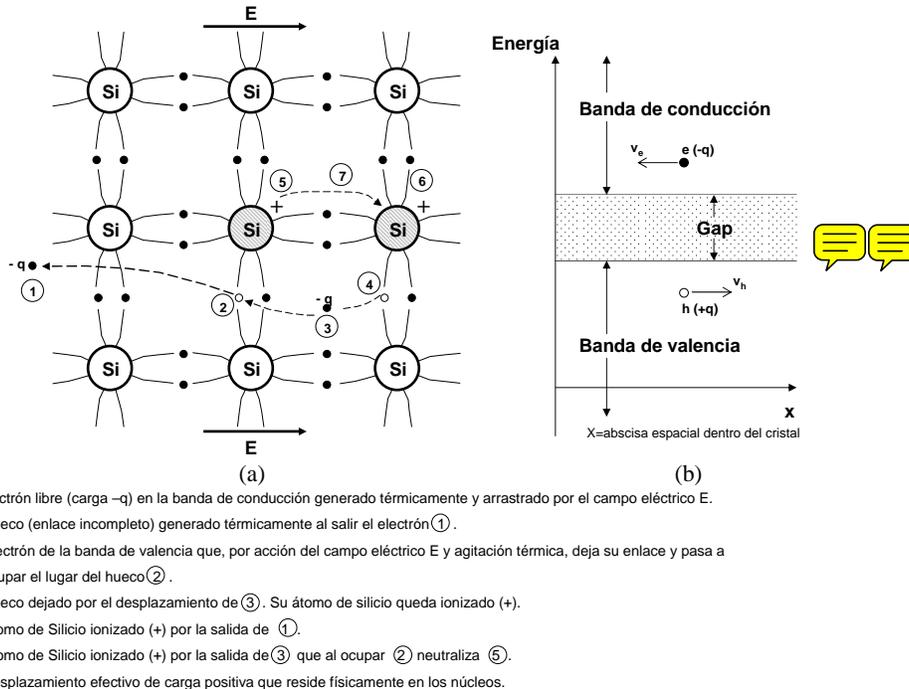


Figura 2.2: Formación de un par electrón-hueco y conducción con electrones y huecos como portadores

La figura 2.3 muestra parte de la estructura tridimensional de un cristal de silicio (Sze 1981, adaptado de)<sup>1</sup>.

Como resultado los huecos se comportan como cargas positivas que también contribuyen a la conductividad eléctrica.

La probabilidad de que se forme un par electrón-hueco depende fuertemente de la temperatura. En particular, la concentración de electrones libres de la banda de conducción generados térmicamente es proporcional a  $T^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{E_g}{2kT}}$ , siendo  $E_g$  el ancho del intervalo de energías prohibidas (gap) entre la banda de conducción y la banda de valencia,  $k$  la constante de Boltzmann<sup>2</sup> y  $T$  la temperatura absoluta.  $E_g$  depende de la temperatura de acuerdo a la figura 2.4 (Green 1990, adaptado de).

Las diferentes características eléctricas de metales, semiconductores y no metales dependen de la disponibilidad de electrones en la banda de conducción y de los correspondientes huecos, lo que a su vez depende de la magnitud del gap entre la banda de conducción y la banda de valencia.

En los metales la banda de conducción se superpone en parte a la banda de valencia, lo cual significa que hay muchos electrones con energía suficiente como

<sup>1</sup>Cabe destacar que la carga eléctrica positiva asociada al hueco reside físicamente en el núcleo del silicio y se manifiesta como la ionización consecutiva de átomos de silicio en el sentido del campo  $E$ .

<sup>2</sup> $1,38 \times 10^{-23} J/K$

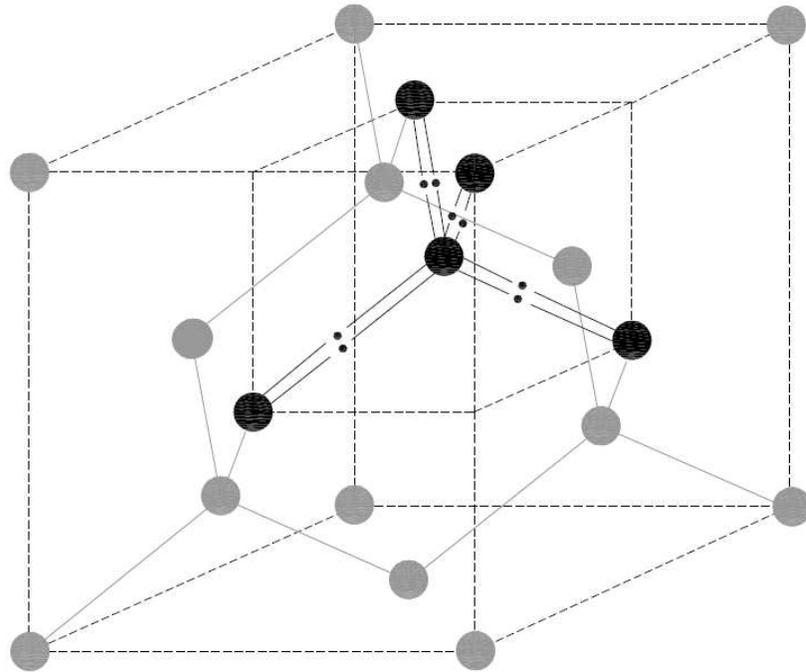


Figura 2.3: Estructura real (tridimensional) de un cristal de silicio

para ser movidos por el cristal como electrones libres. Los metales son buenos conductores y la conductividad se debe fundamentalmente a electrones libres en la banda de conducción.

En los no metales aislantes el gap es del orden de 5 - 10 eV, lo cual implica que la probabilidad de que se forme un par electrón-hueco es muy baja.

Los semiconductores tienen un gap de aproximadamente 1 - 3 eV, por lo tanto a temperaturas de trabajo normales hay en ellos cierta cantidad de pares hueco - electrón.

La conductividad de los semiconductores se debe entonces a la presencia tanto de cargas móviles negativas con energía suficiente como para estar en la "banda de conducción" como de cargas también móviles positivas ("huecos") en la banda de valencia.

Estas dos formas de conducción y la posibilidad de modificar el material de manera que predomine una u otra es lo que hace útiles a los semiconductores para construir llaves.

A los huecos y electrones que contribuyen a la conducción los llamaremos *portadores*.

La conductividad del silicio cristalino puede expresarse como:

$$\sigma = qp\mu_p + qn\mu_n \quad (2.1)$$

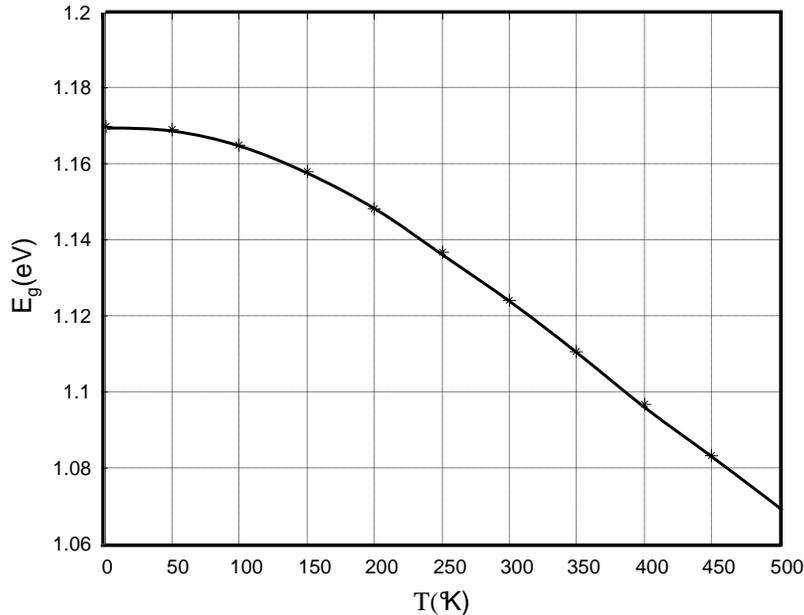


Figura 2.4: Dependencia de  $E_g$  con la temperatura en el silicio

donde  $q$  es la carga del electrón,  $p$  y  $n$  las concentraciones de huecos en la banda de valencia (en  $m^{-3}$ ) y electrones en la banda de conducción respectivamente, y  $\mu_p$  y  $\mu_n$  la movilidad de los huecos y electrones definida como:

$$\mu = \frac{v}{E} \quad (2.2)$$

siendo  $v$  la velocidad media del portador en el cristal y  $E$  el campo eléctrico que lo impulsa.

El silicio puro cristalino se denomina “material intrínseco” y su conductividad “conductividad intrínseca”.

## 2.2. Semiconductores tipo n y tipo p

La expresión 2.1 sugiere que si por algún medio aumentamos la concentración de electrones en la banda de conducción, la conductividad aumenta y la conducción se realizará fundamentalmente por movimiento de los electrones de la banda de conducción, como en un metal.

Análogamente, si aumentamos la concentración de huecos la conductividad también aumenta, pero la conducción se realizará fundamentalmente por el desplazamiento de huecos en la banda de valencia. Como vimos, el hueco, carga neta positiva debida a la falta de un electrón en un enlace (la carga físicamente reside en el átomo al cual le falta el electrón) se desplaza cuando, por la ac-

ción de un campo eléctrico, un electrón de un átomo vecino pasa a ocupar el lugar vacío del enlace, dejando a su vez un enlace incompleto en ese átomo. Si bien son electrones los que cambian de lugar, el resultado puede verse como el desplazamiento de una carga positiva. Se desplaza el lugar vacío (hueco) y por lo tanto la carga positiva neta, que ahora reside en el nuevo átomo con enlace incompleto.

En una situación estacionaria, la formación térmica de pares hueco - electrón se mantiene en equilibrio con otro proceso, el pasaje de electrones de la banda de conducción a la banda de valencia para ocupar un hueco, neutralizándolo. Este último proceso es muy importante y se denomina *recombinación*.

El aumento de concentración de electrones de conducción o de huecos en la banda de valencia <sup>3</sup> se obtiene agregando al silicio una cierta cantidad de átomos de otros elementos, que ocupan lugares en la red cristalina. Llamamos “dopar” a agregar ese elemento a la red cristalina.

Llamamos “dopaje n” al agregado de un elemento que haga que aumente la concentración de electrones en la banda de conducción. Llamamos al silicio dopado de esa manera “material n” o “silicio n”.

Llamamos “dopaje p” al agregado de un elemento que haga aumentar la concentración de huecos. Al silicio dopado de esa manera lo llamamos “material p” o “silicio p”.

### 2.3. Creación de material n

El silicio tiene cuatro electrones de valencia por átomo, que forman cuatro enlaces covalentes con otros cuatro átomos.

Si lo dopamos con un elemento del grupo 5 de la tabla periódica, por ejemplo fósforo (P) (también puede ser arsénico (As) o antimonio (Sb)) con cinco electrones de valencia, el átomo agregado se adaptará a la estructura cristalina estableciendo, con cuatro de sus cinco electrones, enlaces covalentes con los átomos de silicio que están alrededor. El quinto electrón de valencia del fósforo tiene un nivel de energía tal que necesita solamente 0,04 eV para que abandone el átomo de fósforo y se comporte como un electrón de conducción. En ese caso el fósforo queda como un ion positivo fijo habiendo “donado” un electrón para la banda de conducción. Elementos de este tipo se llaman “donadores”. Al nivel de energía del quinto electrón que está 0,04 eV por debajo del borde inferior de la banda de conducción se le llama “nivel de donador”. La diferencia de energía es tan pequeña que a temperaturas normales de trabajo prácticamente todos los átomos donadores están ionizados, quedando como cargas positivas fijas en el cristal (ver figura 2.5).

La concentración de electrones disponibles para la conducción es prácticamente igual a la concentración de átomos donadores. Un semiconductor dopado con donadores se llama *semiconductor n* o *material n* (en general *silicio n*).

---

<sup>3</sup>Como los electrones involucrados en la conducción por huecos están en la banda de valencia, hablamos de los huecos como “cargas positivas en la banda de valencia”. Es un modelo útil, pero se debe tener siempre presente qué significa en realidad.

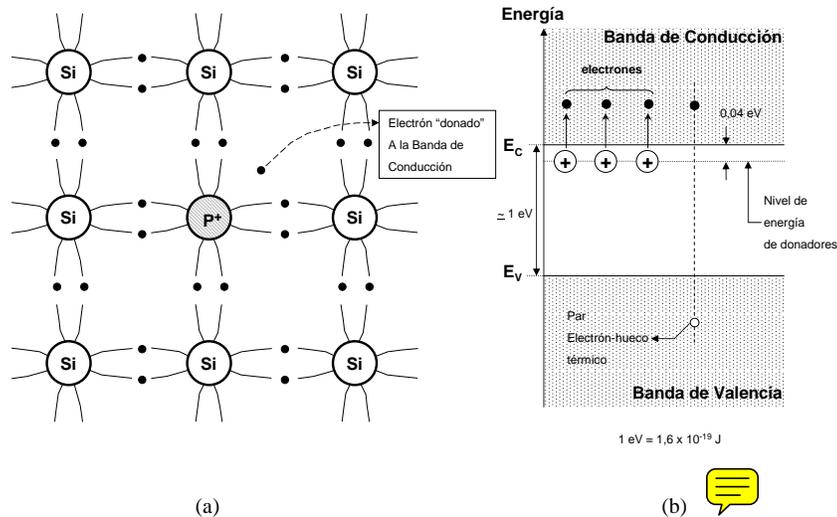


Figura 2.5: Material n - (a) Donador en el cristal (b) Diagrama de Energías

## 2.4. Creación de material p

Si al silicio puro lo dopamos en cambio con un elemento del grupo 3 de la tabla periódica, con tres electrones de valencia, como por ejemplo Boro (B) (también puede ser Indio (In)) el átomo agregado se adaptará a la estructura cristalina estableciendo, con sus tres electrones, enlaces covalentes con los átomos de silicio que están alrededor. Se requiere un electrón más para establecer los cuatro enlaces completos. Si el átomo de boro toma un electrón de alguno de sus vecinos para completar el enlace, se transforma en un ion fijo cargado negativamente y crea un "hueco" extra, que contribuye a la conductividad por huecos. El átomo de boro ha "aceptado" un electrón al ionizarse. Elementos de este tipo se llaman "aceptores".

Al nivel de energía que está algo por encima del límite superior de la banda de valencia se le llama "nivel de aceptor", y la diferencia ( $0,04 \text{ eV}$ ) es la energía que hay que darle a un electrón de la banda de valencia para que se mueva hasta el átomo aceptor y lo ionice, dejando un hueco.

La energía necesaria es tan pequeña que a temperaturas normales prácticamente todos los aceptores están ionizados, quedando como cargas netas negativas fijas en el cristal (ver figura 2.6).

La concentración de huecos disponibles para la conducción es prácticamente igual a la concentración de átomos aceptores.

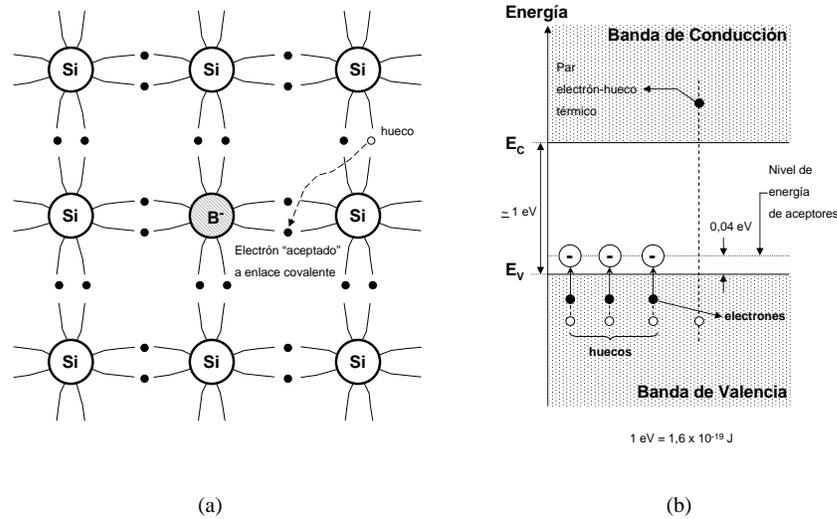


Figura 2.6: Material p - (a) Donador en el cristal (b) Diagrama de Energías

## 2.5. Disponibilidad de cargas en el semiconductor

La conductividad de un material depende de los portadores disponibles. Parece claro que en un material  $n$  los portadores son fundamentalmente electrones y en un material  $p$  huecos. Sin embargo, si se quiere saber la cantidad de portadores disponibles en un material determinado se debe tener en cuenta el efecto de la recombinación.

Si un material intrínseco se dopa con donadores, no solamente aumenta el número de electrones disponibles para la conducción, sino que también disminuye el número de huecos, ya que la mayor disponibilidad de electrones aumenta la cantidad de recombinaciones por unidad de tiempo de electrones con huecos. Análogamente, el dopaje con aceptores aumenta la cantidad de huecos disponibles y disminuye la cantidad de electrones.

La velocidad de recombinación (cantidad de recombinaciones por unidad de tiempo y de volumen) es proporcional al producto de las concentraciones de huecos y electrones:

$$R \times n \times p = \text{velocidad de recombinación} \quad (2.3)$$

Siendo  $n$  y  $p$  los electrones y huecos por unidad de volumen respectivamente y  $R$  una constante de proporcionalidad.

Si en equilibrio térmico se generan  $G$  pares hueco - electrón por unidad de volumen y de tiempo, entonces:

$$G = R \times n \times p \quad (2.4)$$

cantidad de pares hueco - electrón generados por unidad de tiempo y de volumen, igual a la cantidad de pares hueco - electrón recombinados por unidad de tiempo y de volumen.

En equilibrio y a determinada temperatura se cumple entonces que:

$$n \times p = \frac{G}{R} = \text{constante} \quad (2.5)$$

Esta ecuación vale en particular para el semiconductor intrínseco o no dopado, en el que la cantidad de huecos disponibles en la banda de valencia es igual a la cantidad de electrones en la banda de conducción:

$$n = p = n_i \quad (2.6)$$

$n_i$  denomina la concentración de portadores de ambos tipos en el semiconductor intrínseco y es por lo ya dicho una función de la temperatura. Por lo tanto, en general:

$$n \times p = n_i^2 \quad (2.7)$$

La relación 2.7 se llama “ley de acción de masas” por su analogía con la ley química, y permite el cálculo de portadores disponibles.

En un material  $n$  a temperaturas normales (las de trabajo de un semiconductor,  $-40^\circ C$  a  $150^\circ C$  por ejemplo) todos los donadores están ionizados y  $n \approx N_D$  ( $N_D$  es la concentración de donadores), por lo tanto la concentración de huecos  $p_n$  en un material  $n$  es:

$$p_n \approx \frac{n_i^2}{N_D} \quad (2.8)$$

En un material  $p$ ,  $p \approx N_A$  ( $N_A$  es la concentración de aceptores), por lo tanto la concentración de electrones  $n_p$  en un material  $p$  es:

$$n_p \approx \frac{n_i^2}{N_A} \quad (2.9)$$

Como la concentración de donadores/aceptores es al menos dos órdenes de magnitud mayor que la densidad intrínseca de portadores se ve que el dopaje no solo aumenta la conductividad sino que la conducción se produce en base al tipo de portadores asociados. Así el dopaje tipo  $n$  aumenta el número de electrones en la banda de conducción y disminuye el número de huecos en la banda de valencia.

Algunos datos para el silicio (@ $300^\circ K$ ):

Concentración de portadores intrínsecos  $n_i \approx (9,7 \pm 0,1) \times 10^{15} m^{-3}$

Concentración de átomos en el cristal  $\approx 5 \times 10^{28} m^{-3}$

Movilidad de electrones:  $0,137 \frac{m^2}{Vs}$

Movilidad de huecos:  $0,0484 \frac{m^2}{Vs}$

Se puede demostrar que:

$$n_i \approx A_0 T^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{E_g}{2kT}} \quad (2.10)$$

Donde  $A_0 = 1,638 \times 10^{18} m^{-3} K^{2/3}$  (Misiakos & Tsamakis 1993)

## 2.6. Creación de zonas p y n en un semiconductor

Las concentraciones de dopajes varían entre  $10^{18}$  y  $10^{25} \text{ m}^{-3}$ . Estos valores están muy por encima de la disponibilidad intrínseca de portadores, por lo cual las propiedades eléctricas del semiconductor cambian drásticamente con el dopaje.

Sin embargo, están muy por debajo de la cantidad de átomos/ $\text{m}^3$  por lo cual las demás propiedades del silicio (físicas y químicas) permanecen inalteradas.

Para que un dispositivo semiconductor tenga las propiedades deseadas se utilizan distintos niveles de dopaje en sus distintas partes.

Un dopaje de  $10^{18} \sim 10^{20}$  átomos por metro cúbico se considera un dopaje bajo, el material tiene alta resistividad y se lo denomina *material n<sup>-</sup> o p<sup>-</sup>*.

Un dopaje del orden de  $10^{22}$  se considera un dopaje medio, el material así dopado se lo denomina *material n o p*.

Un dopaje de  $10^{24} \sim 10^{25}$  es un dopaje alto, el material es muy conductor y se lo denomina *material n<sup>+</sup> o p<sup>+</sup>*.

Un material de un tipo puede ser cambiado a otro tipo mediante un dopaje adicional de concentración un par de órdenes de magnitud mayor.

Por ejemplo: un material *p<sup>-</sup>* con  $10^{19}$  aceptores/ $\text{m}^3$  puede convertirse en *n* si se lo dopa con  $10^{22}$  donadores/ $\text{m}^3$  que predominan claramente.

A su vez, si a este material se lo dopa con  $10^{24}$  aceptores/ $\text{m}^3$  se lo convierte en un material *p<sup>+</sup>*.

De esta forma pueden crearse zonas *p* y *n* adyacentes en el mismo cristal semiconductor, lo que permite implementar componentes.

Por ejemplo, un diodo (figura 2.7) está constituido por un trozo de silicio que tiene una parte dopada p y otra dopada n. Un transistor (figura 2.8) tiene tres zonas, una zona *n*, una *p* y una *n<sup>+</sup>*.

## 2.7. Niveles de energía relevantes en materiales semiconductores intrínsecos y dopados

Los niveles de energía permitidos en un cristal semiconductor están limitados por los bordes del gap.

El borde inferior,  $E_V$  es la energía máxima de un electrón en la banda de valencia. El borde superior,  $E_C$  es la energía mínima de un electrón en la banda de conducción<sup>4</sup>.

La probabilidad de que un electrón ocupe un estado de energía  $E$  está dada por la función de Fermi - Dirac:

$$f(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E - E_F}{kT}}} \quad (2.11)$$

Donde  $E_F$  es el nivel de Fermi o energía característica del cristal.

Si  $E = E_F$ ,  $f(E) = 1/2$  para cualquier valor de temperatura.

<sup>4</sup>Dentro de las bandas de valencia y de conducción las energías posibles no tienen distribución uniforme. Se habla entonces de "estados de energía" y de "densidad de estados de energía" para reflejar esta situación.

## 2.7. NIVELES DE ENERGÍA RELEVANTES EN MATERIALES SEMICONDUCTORES INTRÍNSECOS Y DOPAD

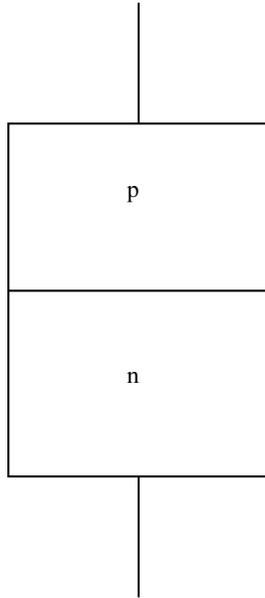


Figura 2.7: Esquema constructivo de un diodo

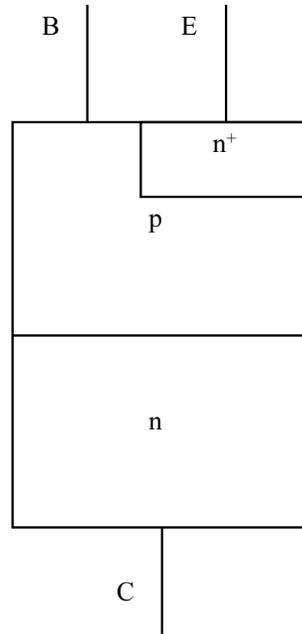


Figura 2.8: Esquema constructivo de un transistor

En un metal sin banda de energías prohibidas  $E_F$  es el nivel de energía con 50 % de probabilidad de estar ocupado, independientemente de la temperatura.

En un semiconductor, con banda de energía prohibida, se puede ver el significado y la ubicación del nivel de Fermi de acuerdo a lo que se expone a continuación.

### 2.7.1. Semiconductor intrínseco

Ya se vio que los responsables de la conductividad en un semiconductor intrínseco son los electrones en la banda de conducción y los huecos en la de valencia que se generan térmicamente de a pares. Para temperaturas mayores a 0K (las de trabajo de los dispositivos, por ejemplo) hay una cierta concentración de electrones libres  $n_i$  en la banda de conducción y por lo tanto una concentración de huecos  $p_i = n_i$  en la de valencia.

Esta situación debe estar representada por la distribución de Fermi - Dirac expresada, para el caso de los electrones, en la ecuación 2.11.

Por otra parte, la probabilidad de que un estado de energía  $E$  esté ocupado por un hueco en la banda de valencia es la de que no esté ocupado por un electrón:

$$f_p(E) = 1 - f(E) \quad (2.12)$$

La función  $f(E)$  es impar (con simetría central) con respecto al punto  $E_{F_i} = E_V + E_G/2$ ;  $F(E) = 0, 5$ , por lo tanto, como la probabilidad de encontrar

electrones libres para  $E \geq E_C$  y huecos para  $E \leq E_V$  es la misma, se cumple que  $f(E_C) = 1 - f(E_V)$  y el nivel de Fermi para el semiconductor intrínseco, que llamaremos  $E_{F_i}$  queda en la línea media del gap, con  $E_C - E_{F_i} = E_{F_i} - E_V$ . La situación se ilustra en la figura 2.9.

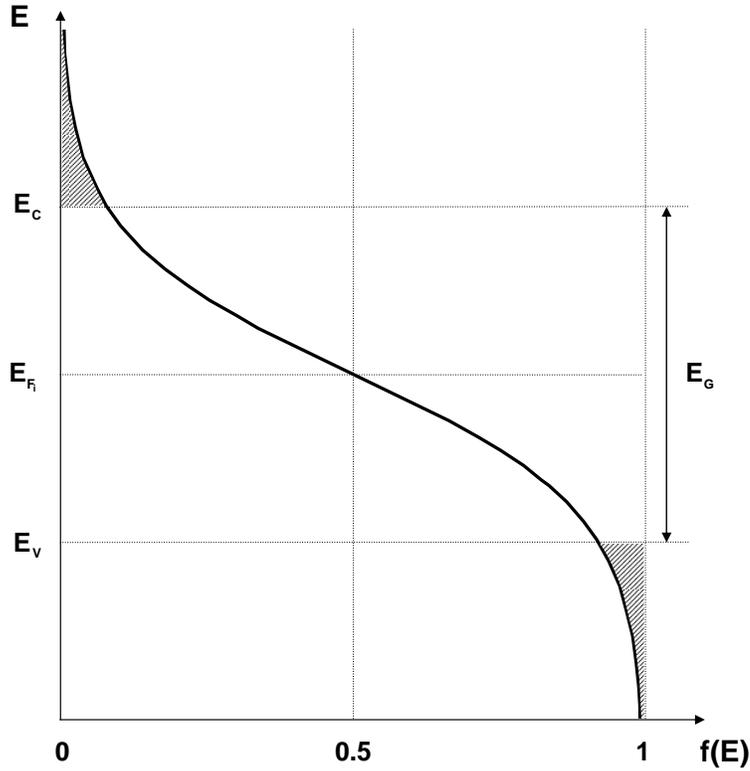


Figura 2.9: Función de Fermi - Dirac y nivel de Fermi en un semiconductor intrínseco

Nota:  $f(E)$  y  $1 - f(E)$  representan solamente la probabilidad de que un electrón ocupe un estado de energía  $E \geq E_C$  y un hueco un estado de energía  $E \leq E_V$ . Para hallar el número de huecos y electrones es necesario considerar las funciones de densidad de estados  $N_C(E) = \gamma(E - E_C)^{1/2}$  ( $\gamma = \text{cte.}$ ) para electrones en la banda de conducción y  $N_V(E) = \gamma(E_V - E)^{1/2}$  para huecos en la banda de valencia. Como ejemplo, la cantidad de electrones en la banda de conducción está dada por (Millman & Halkias 1972) (Sze 1981):

$$n_i = \int_{E_C}^{\infty} N(E)f(E)dE \approx A_0 T^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{E_g}{kT}} \quad (2.13)$$



### 2.7.2. Semiconductor dopado

En un material  $n$  los portadores son esencialmente los electrones libres en la banda de conducción provenientes de los átomos donadores. La concentración  $n$  es entonces mucho mayor que  $n_i$  y la probabilidad de que un electrón ocupe un estado de energía  $E \geq E_C$  es mucho mayor que en el caso intrínseco.

Al mismo tiempo la concentración de huecos en la banda de valencia debe ser mucho menor que en el caso intrínseco (ecuación 2.10).

La función de Fermi - Dirac que representa esta situación tiene por lo tanto el nivel de Fermi desplazado hacia el borde de la banda de conducción.

Análogamente, en un material  $p$  con los aceptores ionizados la concentración de huecos es  $p \gg p_i = n_i$ , por lo tanto la probabilidad de encontrar estados con energías  $E \leq E_V$  no ocupados es mucho más alta. En este caso para que la función de Fermi - Dirac represente esta situación el nivel de Fermi debe estar desplazado hacia el borde de la banda de valencia.

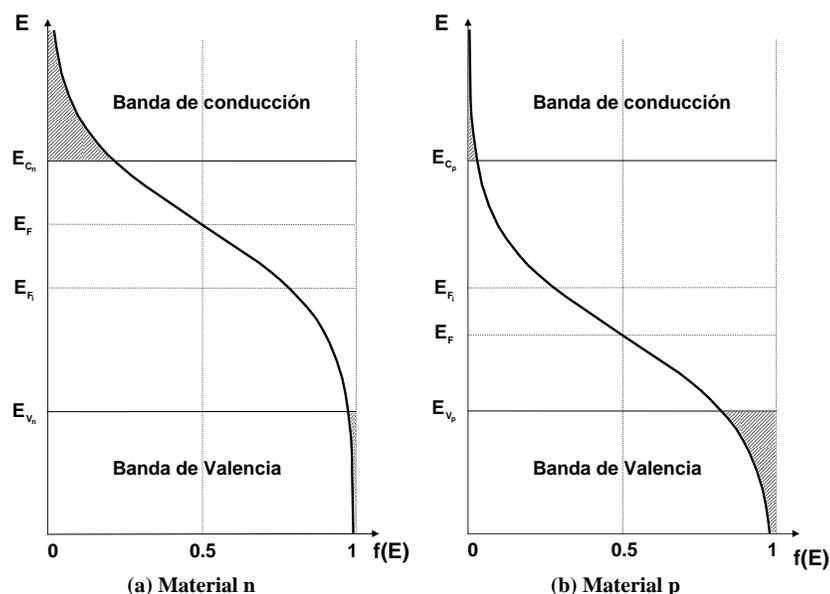


Figura 2.10: Función de Fermi - Dirac y nivel de Fermi para material tipo  $n$  y tipo  $p$

La figura 2.10 muestra el nivel de Fermi en los dos tipos de dopaje. En la misma  $E_{Cn}$ ,  $E_{Vn}$  y  $E_{Cp}$ ,  $E_{Vp}$  son los bordes del gap en material  $n$  y  $p$  respectivamente.  $E_{Fi}$  es el nivel de Fermi para material intrínseco y  $E_F$  es el nivel de Fermi para el material dopado.

### 2.7.3. Comportamiento del nivel de Fermi con la temperatura

Como a temperaturas normales de trabajo todos los donadores o aceptores están ionizados, la concentración de portadores producidos por dopaje no varía con la temperatura.

Sin embargo, si la temperatura aumenta, también aumenta la formación de pares electrón - hueco provenientes del silicio. Aumenta por lo tanto la concentración de portadores minoritarios y el material tiende a volverse intrínseco.

Se concluye que al aumentar la temperatura, el nivel de Fermi del material dopado se acerca a la línea media del gap que es el nivel de Fermi intrínseco. Esto se refleja en las expresiones de portadores mayoritarios en el material dopado que se pueden expresar como (Millman & Halkias 1972) (Wallmark & Zwegbergk 1973):

$$p = n_i e^{\frac{E_{F_i} - E_F}{kT}} \quad (2.14)$$

$$n = n_i e^{\frac{E_F - E_{F_i}}{kT}} \quad (2.15)$$

## 2.8. Transporte de cargas en un semiconductor

### 2.8.1. Conducción

El transporte de cargas por conducción (en inglés se usa la palabra ) se rige por la ecuación de la densidad de corriente (ley de Ohm) en la que

$$J = \sigma E \quad (2.16)$$



donde la conductividad  $\sigma$  dada por la ecuación 2.1.

La conducción en los términos descritos constituye el transporte de cargas en los metales.

### 2.8.2. Difusión

Además de la conducción o “drift”, en los semiconductores se presenta otro mecanismo de transporte de cargas, la difusión. La existencia de este mecanismo de transporte es la principal diferencia entre metales y semiconductores, y es lo que permite construir con estos últimos dispositivos electrónicos (diodos, transistores, etc.).

En un semiconductor se puede producir y mantener concentraciones no uniformes de portadores libres. Se tiene entonces gradientes de concentración. Esto es posible por la existencia de dos tipos de portadores, huecos y electrones, que pueden tener distribuciones espaciales no uniformes manteniendo neutralidad de carga. En los metales esto no es posible por haber un solo tipo de portadores.

Supongamos que se tiene en un semiconductor una distribución ~~en una di-~~  ~~mensión~~ de la concentración de portadores como la indicada en la figura 2.11.

Cada portador se encuentra en movimiento aleatorio de acuerdo a su energía térmica.

Dada una abscisa  $x_0$ , van a existir portadores moviéndose de derecha a izquierda del plano correspondiente a  $x = x_0$  y al revés. Como la concentración

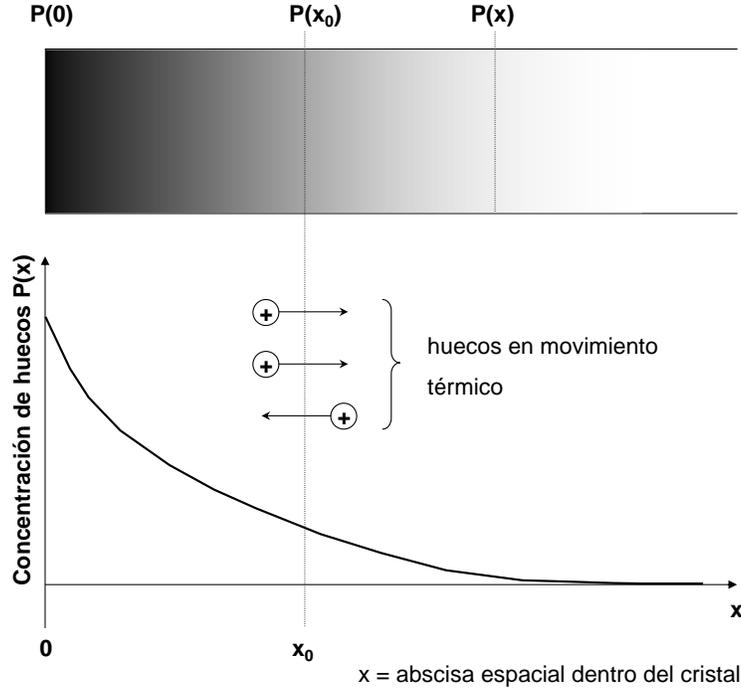


Figura 2.11: Distribución no uniforme de huecos

a la izquierda de  $x_0$  es mayor que a la derecha, en cada unidad de tiempo va a haber más cantidad de portadores atravesando el plano  $x = x_0$  de izquierda a derecha que al revés. Esto implica que pasa una cantidad de carga neta por unidad de tiempo a través del plano  $x_0$ , lo cual constituye una corriente, la corriente de difusión. La causa de esta corriente es entonces el movimiento térmico de los portadores combinado con la distribución no uniforme. No intervienen otras fuerzas como un campo externo o la repulsión entre cargas de igual signo.

La densidad de corriente es proporcional al gradiente de concentración:

$$J_p = -qD_p \frac{dp}{dx} \quad (2.17)$$

El signo negativo indica que la corriente formada por portadores positivos se mueve en el sentido en que disminuye la concentración (gradiente negativo).

Si se tiene distribución no uniforme de huecos y electrones, la densidad de corriente de difusión es:

$$J_{dif} = J_{n_{dif}} + J_{p_{dif}} = qD_n \frac{dn}{dx} - qD_p \frac{dp}{dx} \quad (2.18)$$

donde  $n = n(x)$  y  $p = p(x)$  son las concentraciones de electrones y huecos respectivamente,  $D_n$  es la constante de difusión de electrones y  $D_p$  la de huecos.

Los signos de los términos corresponden al sentido convencional de la corriente.

De acuerdo a la ecuación 2.1 la densidad de corriente por conducción bajo la acción de un campo eléctrico es:

$$J_{drift} = qn\mu_n E + qp\mu_p E \quad (2.19)$$

Las ecuaciones 2.18 y 2.19 resumen los mecanismos de transporte de cargas en los semiconductores.

Las movilidades de huecos y electrones definidas según la ecuación 2.2 están vinculadas con las constantes de difusión a través de la relación de Einstein:

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{D_p}{\mu_p} = \frac{kT}{q} \quad (2.20)$$

donde  $D_n$  y  $D_p$  se expresan en  $m^2/s$  y  $\mu_n$ ,  $\mu_p$  en  $m^2/Vs$  y la constante de Boltzman  $k$  en  $Joule/K$ . Para  $T = 300K$  (temperatura ambiente)  $\frac{kT}{q} = 0,026V$ .

En el caso general, la corriente total por un semiconductor es entonces:

$$J = J_{drift} + J_{difusión} \quad (2.21)$$

#### *Comentarios sobre la corriente en los semiconductores:*

Debe tenerse en cuenta que en un semiconductor las concentraciones  $p$  y  $n$  y el campo  $E$  son generalmente funciones de la posición en el espacio. En nuestro modelo unidimensional son funciones de  $x$ . Si bien la corriente total es la misma a lo largo de la muestra de semiconductor, las corrientes particulares de electrones y huecos tanto de conducción como de difusión son funciones de  $x$ .

En general, en un semiconductor parte de un dispositivo, puede predominar una de las dos formas de transporte así como un tipo de portadores.

## 2.9. Juntura $pn$

En la sección 2.6 ya se vio que si a una muestra de silicio con dopaje  $n$  se la dopa en parte con aceptores en concentración suficiente se puede convertir esa zona en material  $p$ . La zona de transición entre el material  $p$  y el material  $n$  se denomina juntura  $pn$ . Ésta puede ser abrupta, y entonces es una superficie tal que de un lado el material es  $p$  y del otro  $n$ , o puede ser gradual. Naturalmente en la práctica las junturas  $pn$  son más o menos graduales.

La juntura abrupta constituye de todos modos un modelo aceptable para explicar el comportamiento de los dispositivos. Cuando se trata la juntura gradual un modelo lineal suele ser adecuado (figura 2.12)<sup>5</sup>.

### 2.9.1. Juntura $pn$ en equilibrio

La figura 2.13 ilustra el comportamiento eléctrico de una juntura  $pn$  en equilibrio, con  $p > n$ . ~~Los portadores libres de uno y otro signo a cada lado de~~

<sup>5</sup>Si la zona  $p$  se crea mediante el dopaje con aceptores de un material  $n$ , resulta naturalmente que  $p \gg n$

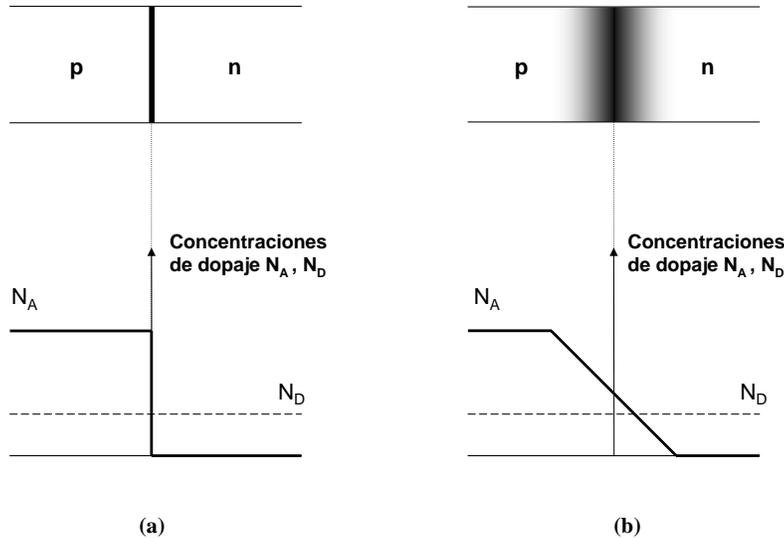


Figura 2.12: Juntura  $pn$  (a) abrupta - (b) gradual lineal

~~la juntura se repelen. Del lado  $p$  los enlaces covalentes se completan, dejando los aceptores ionizados negativamente y fijos en la red cristalina. Del lado  $n$  los enlaces ya están completos, pero al alejarse de la juntura los electrones libres con energía de banda de conducción, los átomos donadores quedan con carga positiva y también fijos en la red cristalina.~~

Se forma entonces  zona eléctricamente cargada alrededor de la juntura, con la carga distribuida  en el espacio y fija, de signo negativo en el lado  $p$  y positivo en el lado  $n$  (figura 2.13(a)). Esa zona, que se caracteriza por estar vaciada de portadores y con cargas fijas, es nombrada en la literatura de diversas maneras: zona de empobrecimiento, de carga espacial, de transición y también de vaciamiento, en inglés “*depletion region*” que da lugar al término “*deplexión*”, muy usado en español en este contexto (en lo que sigue usaremos este término).  
6 7

Se asume una distribución uniforme de iones de aceptores y donadores a ambos lados de la juntura (figura 2.13(b)). ~~Al no haber portadores libres, el campo eléctrico no es cero.~~  Aplicando Gauss se obtiene la curva de campo de la figura 2.13(c). El valor negativo corresponde al sentido del campo en relación a la abscisa  $x$ . 

En la figura 2.13(d) se muestra la diferencia de potencial  en la juntura. ~~Esa diferencia de potencial no puede ser medida directamente debido a que en los~~

<sup>6</sup> más adelante en el texto se justifica la asimetría de la zona de deplexión representada en la figura 2.13(a)

<sup>7</sup> Cabe señalar que en la terminología médica existe la palabra deplexión, usada para denominar la disminución de un líquido (sangre, etc.) en los tejidos.

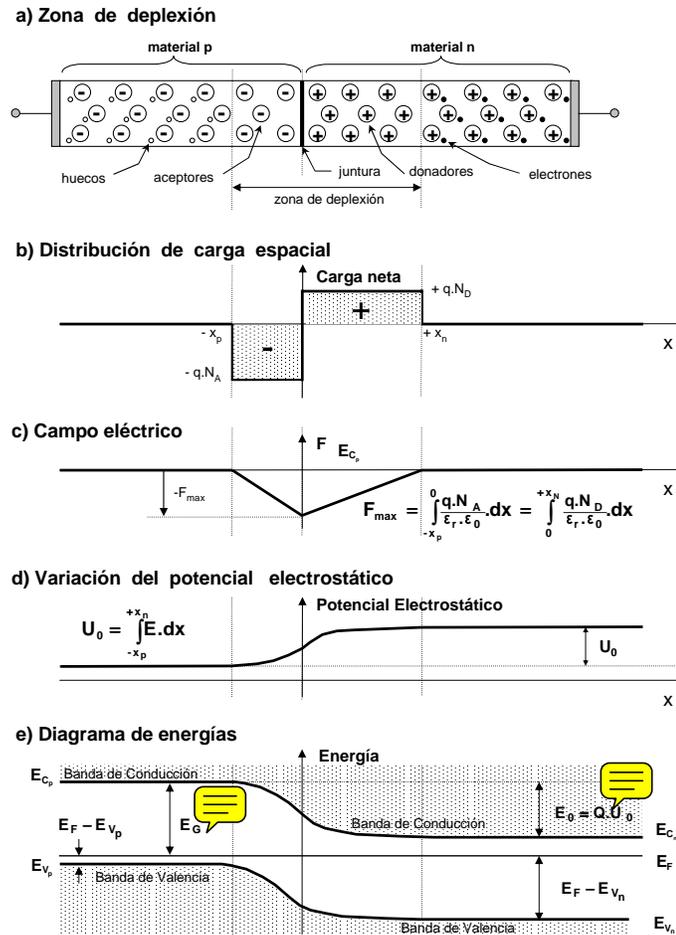


Figura 2.13: Juntura *pn* en equilibrio ( $N_A > N_D$ )

~~contactos de las puntas del instrumento de medida con las partes *p* y *n* de la muestra se desarrolla una diferencia de potencial de contacto de igual valor y de signo opuesto (Mohan, Underland & Robbins 1995).~~

En silicio con los dopajes habituales y a temperatura ambiente  $U_0 \approx 0,72V$ , menor que la diferencia de potencial del gap  $U_g = E_g/q \approx 1,1V$ .

En el diagrama de energías (figura 2.13(e)) se muestra que  $E_F$  es el mismo para toda la muestra en equilibrio y en particular en la zona de la juntura. Un nivel de Fermi más alto de un lado de la juntura implicaría que la energía media de los electrones de ese lado es más alta que la del otro lado, por lo tanto habría un desplazamiento de electrones de ese lado al otro. En equilibrio supone energías promedio iguales a ambos lados, y por lo tanto niveles de Fermi iguales.

### 2.9.2. Potencial de contacto o diferencia de potencial de la juntura

Si se tiene una juntura en una dimensión  $x$  el campo tiene la dirección de la abscisa  $x$ .

Aplicando Gauss:

$$\nabla F = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (2.22)$$

Para el caso unidimensional:

$$\frac{dF}{dx} = \frac{qN_A}{\epsilon} \Rightarrow F_{max} = \frac{qN_A x_p}{\epsilon} \quad (2.23)$$

$\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$  donde  $\epsilon_r = 11,9$  para el silicio.

Si se aplica lo mismo del lado  $n$ :

$$F_{max} = \frac{qN_D x_n}{\epsilon} = \frac{qN_A x_p}{\epsilon} \quad (2.24)$$

Una forma de hallar la diferencia de potencial es integrar la función  $F(x)$  entre  $-x_p$  y  $+x_n$ :

$$U_n - U_p = \frac{1}{2} F_{max} (x_p + x_n) = \frac{qN_D x_n^2}{2\epsilon} + \frac{qN_A x_p^2}{2\epsilon} \quad (2.25)$$

La tensión queda expresada en función de  $x_n$  y  $x_p$  que a su vez son funciones de los dopajes. Interesa conocer  $x_n$  y  $x_p$  para compararlos con las dimensiones de dispositivos prácticos. Para lograrlo se puede hallar  $U_0$  utilizando las expresiones 2.14 y 2.15.

Teniendo en cuenta que en un material dopado la concentración de portadores mayoritarios es prácticamente igual a la concentración de donadores o aceptores se tiene que:

$$N_A \simeq p = n_i e^{\frac{E_{F_{i_p}} - E_F}{kT}} \quad (2.26)$$

$$N_D \simeq n = n_i e^{\frac{E_F - E_{F_{i_n}}}{kT}} \quad (2.27)$$

Donde  $E_{F_{i_p}}$  es el nivel de Fermi intrínseco de lado  $p$  de la juntura,  $E_{F_{i_n}}$  es el correspondiente del lado  $n$  y  $E_F$  es el nivel de Fermi de todo el cristal.

Como el nivel de Fermi intrínseco está en la mitad del gap vale que:

$$E_{F_{i_p}} = \frac{N_{C_p} + E_{V_p}}{2} \quad (2.28)$$

$$E_{F_{i_n}} = \frac{N_{C_n} + E_{V_n}}{2} \quad (2.29)$$

Sustituyendo estas expresiones en 2.26 y 2.27 se obtiene:

$$N_A \simeq n_i e^{(\frac{E_{C_p} + E_{V_p}}{2} - E_F)/kT} \quad (2.30)$$

$$N_D \simeq n_i e^{(E_F - \frac{E_{C_n} + E_{V_n}}{2})/kT} \quad (2.31)$$



Multiplicando ambas expresiones se obtiene:

$$N_A N_D = n_i^2 e^{(\frac{E_{Cp} - E_{Cn}}{2} + \frac{E_{Vp} - E_{Vn}}{2})/kT} \quad (2.32)$$

De la figura 2.13(e) se desprende que  $E_{Cp} - E_{Cn} = E_{Vp} - E_{Vn} = U_0 q$ , por lo tanto:

$$N_A N_D = n_i^2 e^{(q\frac{U_0}{2} + q\frac{U_0}{2})/kT} = n_i^2 e^{\frac{qU_0}{kT}} \quad (2.33)$$

La diferencia de potencial de contacto en equilibrio es entonces:

$$U_0 = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{N_A N_D}{n_i^2}\right) \quad (2.34)$$

A partir de la diferencia de potencial se pueden calcular los anchos de las zonas cargadas positiva y negativamente así como el ancho total de la zona de depleción.

De 2.24 y 2.25 se obtiene:

$$\frac{x_p}{x_n} = \frac{N_D}{N_A} \quad (2.35)$$

$$U_0 = \frac{q}{2\epsilon} N_D x_n^2 + \frac{q}{2\epsilon} N_A \left(\frac{N_D}{N_A}\right)^2 x_n^2 \quad (2.36)$$

$$U_0 = \frac{qN_D}{2\epsilon} \left(1 + \frac{N_D}{N_A}\right) x_n^2 \quad (2.37)$$

El ancho de la zona de depleción del lado  $n$  es entonces:

$$x_n = \sqrt{\frac{2\epsilon U_0}{qN_D \left(1 + \frac{N_D}{N_A}\right)}} \quad (2.38)$$

Y del lado  $p$ :

$$x_p = \sqrt{\frac{2\epsilon U_0}{qN_A \left(1 + \frac{N_A}{N_D}\right)}} \quad (2.39)$$

El ancho total de la zona de depleción es  $W_0 = x_p + x_n$ . De las ecuaciones 2.38 y 2.39 se obtiene:

$$W_0 = \sqrt{\frac{2\epsilon U_0 (N_A + N_D)}{qN_A N_D}} \quad (2.40)$$

### Ejemplo de juntura $pn$ usual

Una juntura  $pn$  formada de acuerdo a lo descrito en la sección 2.5 puede consistir en un material  $n^-$  al cual se le agregan aceptores en una concentración tal que una parte de la muestra se convierte en material  $p$ . Esto implica que la concentración de aceptores en el material  $p$  es mucho mayor que la concentración de donadores en el material  $n^-$ . En las juntas de dispositivos prácticos la concentración de aceptores puede ser de 2 a 5 órdenes de magnitud mayor que la de donadores en el material  $n^-$  original. Lo mismo vale en caso de que se

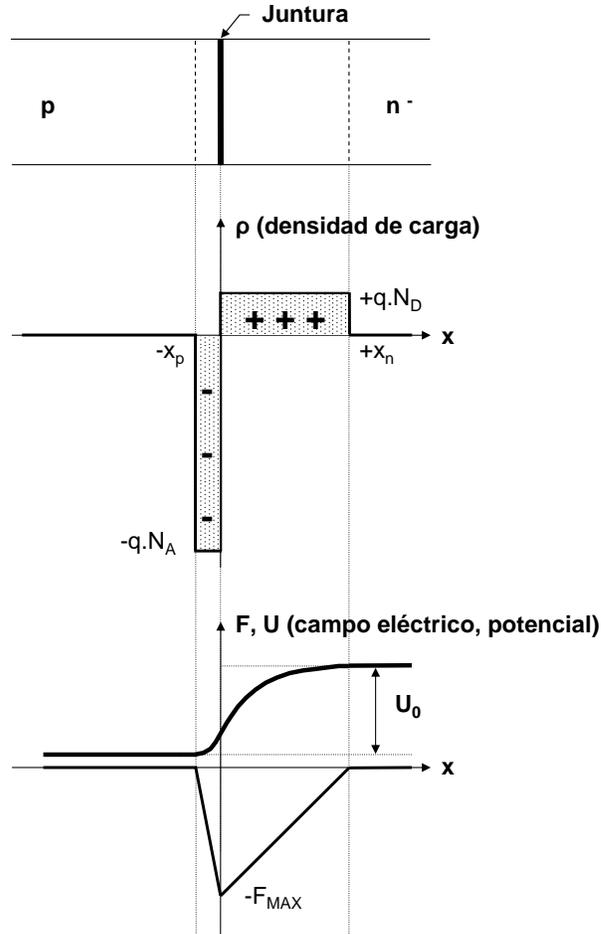


Figura 2.14: Juntura asimétrica

quiera formar una región  $n^+$  a partir de un material  $p$ . Como consecuencia las junturas prácticas son fuertemente asimétricas (figura 2.14)

Supongamos que en una muestra de silicio  $n^-$   $N_D = 10^{20} m^{-3}$  y se dopa parte de la misma con  $N_A = 10^{23} m^{-3}$ . A 300 K,  $n_i = 9,7 \times 10^{15} m^{-3}$ . En estas condiciones, la diferencia de potencial de contacto es:

$$U_0 = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{N_A N_D}{n_i^2}\right) = 0,65V \quad (2.41)$$

El ancho de la zona de depleción en el material  $n^-$  es:

$$x_n = \sqrt{\frac{2\epsilon U_0}{q N_D \left(1 + \frac{N_D}{N_A}\right)}} \approx 3\mu m \quad (2.42)$$

El ancho de la zona de depleción en el material  $p$  es:

$$x_n = \sqrt{\frac{2\epsilon U_0}{qN_A(1 + \frac{N_A}{N_D})}} = 3nm \quad (2.43)$$

Por lo tanto

$$W_0 = x_n + x_p \approx 3\mu m \quad (2.44)$$

$$F_{max} = \frac{2U_0}{x_n + x_p} = 437kV/m \quad (2.45)$$

En una juntura asimétrica normal  $pn^-$  la zona de deplexión está casi totalmente contenida en el material  $n^-$ . La diferencia de potencial de la juntura  $U_0$  está determinada por el área del triángulo que representa el campo en esa zona.

## 2.10. Juntura $pn$ con polarización externa - Diodo básico

Supongamos que tenemos una muestra de silicio con una juntura  $pn$ . Si a esa muestra se le agregan contactos metálicos en las zonas  $p$  y  $n$  alejadas de la juntura se tiene un diodo (figura 2.15).

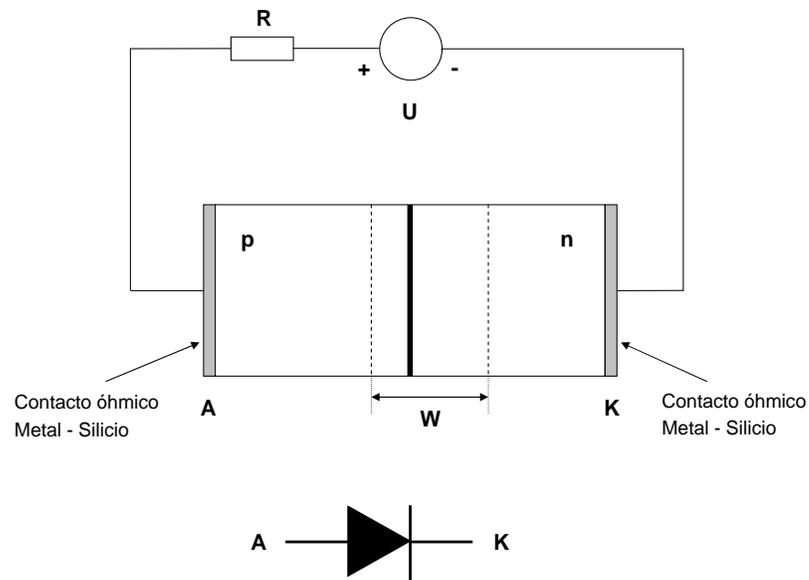


Figura 2.15: Diodo básico con tensión aplicada

Los contactos metálicos son en realidad junturas metal - semiconductor, pero se construyen de tal manera que se comportan como resistencias de muy bajo valor, que conducen igualmente en ambos sentidos y son independientes de la

## 2.10. JUNTURA PN CON POLARIZACIÓN EXTERNA - DIODO BÁSICO 37

magnitud y polaridad de la corriente y la tensión aplicada. Un contacto de este tipo se llama contacto óhmico y requiere un proceso especial de fabricación.

### 2.10.1. Polarización cero - circuito abierto

Sin aplicación de tensión externa, en circuito abierto, la tensión entre los contactos  $A$  y  $K$  es cero.

Corresponde hacer notar que la diferencia de potencial de contacto de juntura, que se calcula entre los bordes de la zona de depleción, no aparece en los contactos externos del diodo, ya que la misma se debe a la redistribución de cargas en el cristal por la presencia de dos tipos de portadores. Para que exista la zona de depleción deben existir las zonas  $p$  y  $n$  que alojan los portadores que se alejan de la juntura al formar dicha zona. En equilibrio, la energía media de los electrones en todo el cristal es la misma (el nivel de Fermi es constante), por lo tanto no puede haber diferencia de potencial entre los contactos. Si la hubiera, los electrones se desplazarían, por acción del campo eléctrico asociado hasta alcanzar el equilibrio.

### 2.10.2. Polarización con tensión externa aplicada distinta de cero

Si se aplica una tensión externa entre los contactos  $A$  y  $K$ , dicha tensión aparece casi enteramente en los bordes de la zona de depleción, que la misma, al carecer prácticamente de portadores, tiene mucho menos conductividad que las zonas  $p$  y  $n$ . La tensión aplicada se suma a la diferencia de potencial de contacto en equilibrio,  $U_0$ .

Si la tensión aplicada  $U_A - U_K = U = U_a > 0$  se dice que la juntura está polarizada en directo. La diferencia de potencial de contacto se reduce y pasa a ser  $U_0 - U_a$ . El campo eléctrico por lo tanto también se reduce. Como el campo depende de la carga espacial de cada lado de la juntura, y al ser las densidades de carga ( $N_A$ ,  $N_D$ ) constantes, la reducción de la carga espacial implica que los anchos  $x_p$  y  $x_n$  se reducen y por lo tanto el ancho total de la zona de depleción (ecuación 2.24, figura 2.13).

Análogamente, si la tensión aplicada  $U_A - U_K = U = -U_b < 0$ , se dice que la juntura (y el diodo) está polarizada en inverso. La diferencia de potencial de contacto sobre la zona de depleción aumenta y pasa a ser  $U_0 + U_b$ . El campo eléctrico aumenta y por lo tanto debe aumentar la zona de carga espacial, lo cual implica que  $x_p$ ,  $x_n$  y consecuentemente  $w$ , aumentan<sup>8</sup>.

El nivel de Fermi ya no es el mismo en todo el cristal. Si la polarización es directa, la energía media de los electrones en el lado  $p$  es más baja que en el estado de equilibrio. Por lo tanto las bandas de energía del lado  $p$  bajan con respecto a los niveles de equilibrio (con polarización inversa sucede naturalmente lo contrario). Si  $E_{F_p}$  y  $E_{F_n}$  son los niveles de Fermi de los lados  $p$  y  $n$  respectivamente, se cumple que para polarización directa:

$$qU_a = E_{F_n} - E_{F_p} \quad (2.46)$$

y para polarización inversa.

<sup>8</sup>Utilizamos los valores positivos  $U_a$  y  $U_b$  como valores absolutos de la tensión aplicada en directo y en inverso para mayor claridad en las figuras

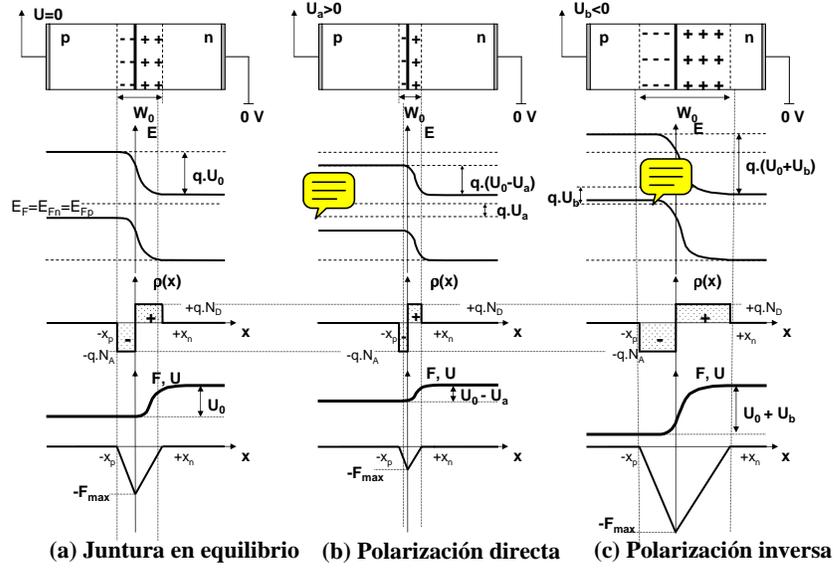


Figura 2.16: Juntura polarizada

$$qU_b = E_{F_p} - E_{F_n} \quad (2.47)$$

La figura 2.16 muestra la juntura, el diagrama de energías, la densidad de carga espacial, el potencial eléctrico y el campo para polarización cero, directa e inversa.

Las expresiones de  $x_n$ ,  $x_p$ ,  $W$  y  $F$  en función de la tensión aplicada  $U$  se obtienen sustituyendo  $U_0$  por  $U_0 - U$  en las ecuaciones 2.38, 2.39, 2.40 y 2.24 de tal forma que quedan expresadas como:

$$x_n = \sqrt{\frac{2\epsilon(U_0 - U)}{qN_D(1 + \frac{N_D}{N_A})}} \quad (2.48)$$

$$x_p = \sqrt{\frac{2\epsilon(U_0 - U)}{qN_A(1 + \frac{N_A}{N_D})}} \quad (2.49)$$

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon(U_0 - U)(N_A + N_D)}{qN_A N_D}} \quad (2.50)$$

$W$  puede expresarse como:

$$W = W_0 \sqrt{1 - \frac{U}{U_0}} \quad (2.51)$$



Sustituyendo  $x_n$  en 2.24 se obtiene:

$$F_{max} = \sqrt{\frac{2qN_D(U_0 - U)}{\epsilon(1 + \frac{N_D}{N_A})}} \quad (2.52)$$

### 2.10.3. Polarización directa

Las expresiones 2.48, 2.49, 2.51 y 2.52 cuantifican lo ya expresado en cuanto a la disminución del ancho de  $x_p$ ,  $x_n$  y  $W$  con polarización directa y aumento con polarización inversa.

En polarización directa sin embargo  $U$  nunca llega a un valor tal que  $W = 0$ . Por lo tanto la tensión de polarización directa no depende solamente de la fuente de tensión externa sino también del hecho de que la juntura en directo conduce corriente.

Como  $U_0 < E_g/q$  normalmente su valor es algo menor que 1 V. Por lo tanto en aplicaciones prácticas  $U$  está impuesto por la corriente, que a su vez está impuesta por el circuito externo. La función de la resistencia  $R$  en el circuito del diodo de la figura 2.15 es por lo tanto limitar esta corriente.

### Conducción de la juntura $pn$ con polarización directa

Una juntura implica una distribución fuertemente no uniforme de portadores en el cristal, lo cual implica una tendencia a que se genere una fuerte corriente de difusión, por ejemplo de huecos provenientes del lado  $p$  hacia el lado  $n$ . Por lo tanto para que la corriente en una juntura no polarizada sea cero debe haber una corriente de huecos del lado  $n$  al lado  $p$  que la compense. Esa corriente tiene que ser de conducción, impulsada por el campo eléctrico de la juntura. El campo eléctrico máximo en equilibrio y el potencial de contacto correspondiente deben ser tales que la corriente de difusión y la corriente de conducción sean iguales y por lo tanto el transporte neto de huecos a través de la juntura sea cero. El mismo razonamiento vale para los electrones del lado  $n$ .

Si se altera el campo eléctrico y el potencial de contacto mediante una polarización directa externa, desaparece el equilibrio y pasa a predominar la difusión de huecos hacia el lado  $n$  y de electrones hacia el lado  $p$ , atravesando la zona de depleción, ahora más angosta. El resultado es una concentración de huecos inyectados en el lado  $n$  y de electrones en el lado  $p$ .

En un material  $p$  los huecos son los portadores mayoritarios y los electrones minoritarios de acuerdo a lo ya visto, como resultado del dopaje. Del mismo modo, en un material  $n$  los portadores minoritarios son los huecos. Las concentraciones producto de la inyección son por lo tanto de "exceso de portadores minoritarios" en los lados  $n$  y  $p$  respectivamente.

La corriente a través de la juntura consiste entonces en la suma de la corriente de huecos inyectados al lado  $n$  más la corriente de electrones inyectados al lado  $p$ . La corriente de difusión es proporcional a la derivada de la concentración con respecto a la dimensión espacial  $x$ . A medida que los portadores minoritarios se difunden en el material, se van recombinando con los portadores mayoritarios presentes.

Consideremos el lado  $n$  de la juntura. Los huecos, portadores minoritarios en el lado  $n$  se recombinan con los electrones presentes. El resultado es una distribución exponencial decreciente de huecos que es solución de la ecuación de difusión en estado estacionario:

$$D_p \frac{\partial^2 p_n(x)}{\partial x^2} - \frac{p_n(x) - p_{n0}}{\tau_p} = 0 \quad (2.53)$$

Donde  $p_{n0}$  es la concentración de huecos del lado  $n$  en equilibrio y  $\tau_p$  es el tiempo de vida media de los huecos en el lado  $n$ , es decir el valor medio del tiempo en que un hueco se difunde en el lado  $n$  antes de recombinarse. La misma ecuación con parámetros análogos rige para el lado  $p$ .

Si la derivada de la concentración baja, la corriente de difusión baja. Como la corriente (juntura y materiales  $n$  y  $p$ ) es la misma a lo largo de todo el diodo, debe crecer la corriente de conducción de portadores mayoritarios.

La figura 2.17 muestra la distribución de portadores minoritarios y las corrientes en el diodo. Nótese que la pendiente de la concentración de portadores minoritarios en el borde de la zona de deplexión es el exceso de portadores inyectado dividido por la distancia  $L$ , que se define como la longitud de difusión de portadores minoritarios, siendo  $L = L_p$  en el lado  $n$  y  $L_n$  en el lado  $p$ .

En la figura se considera que no hay recombinación en la zona de carga espacial y que el largo de las zonas  $n$  y  $p$ ,  $W_n$  y  $W_p$  del diodo es mucho mayor que sus respectivas longitudes de difusión.

Se asume además que la corriente de conducción a través de la zona de carga espacial de portadores  $p$  al lado  $p$  y de  $n$  al lado  $n$  por acción del campo de la juntura es despreciable.

En esas condiciones se ve en la figura 2.17(b) que la corriente total es la suma de corrientes de difusión de huecos en  $x = x_n$  y de electrones en  $x = -x_p$ . Cada una de ellas es proporcional a la derivada de la concentración de portadores minoritarios en los bordes de la zona de deplexión.

En términos de densidades de corriente vale que:

$$J = J_{n_{dif}}(-x_p) + J_{p_{dif}}(x_n) \quad (2.54)$$

De la ecuación 2.18:

$$J_{n_{dif}} = qD_n \left. \frac{dn_p}{dx} \right|_{x=-x_p} \quad (2.55)$$

$$J_{p_{dif}} = qD_p \left. \frac{dp_n}{dx} \right|_{x=x_n} \quad (2.56)$$

Para calcular la corriente basta entonces con resolver la ecuación de difusión (ecuación 2.53) con las condiciones de borde adecuadas. Se presenta el cálculo para los huecos en la zona  $n$ .

La ecuación de difusión es:

$$D_p \frac{\partial^2 (p_n(x) - p_{n0})}{\partial x^2} - \frac{p_n(x) - p_{n0}}{\tau_p} = 0 \quad (2.57)$$

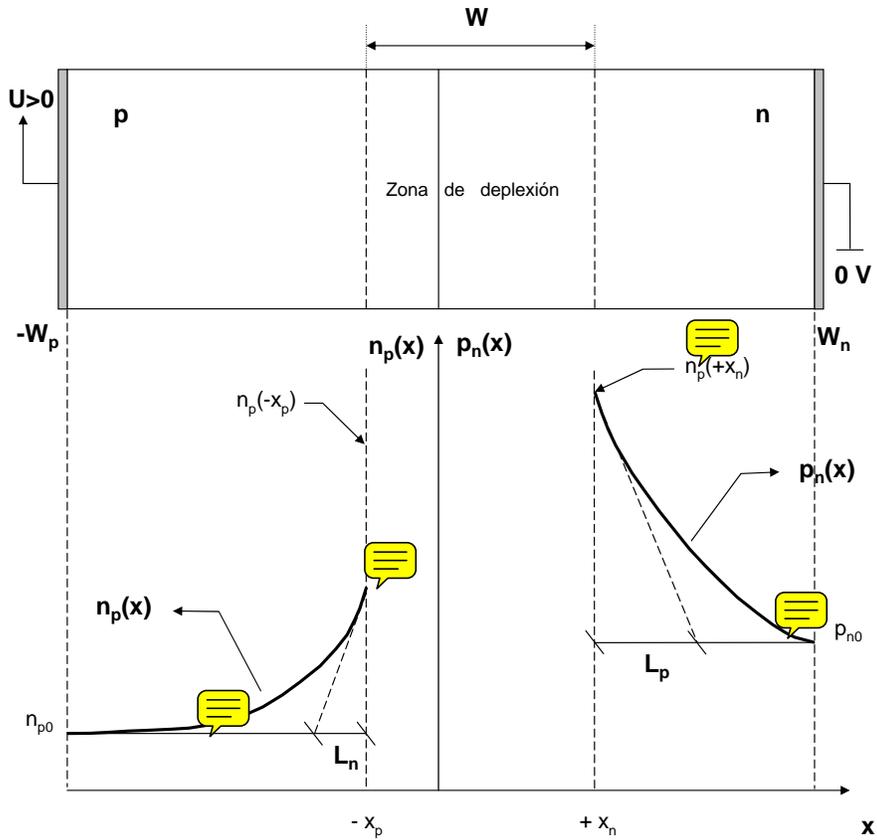
La solución es de la forma:

$$p_n(x) - p_{n0} = C_1 e^{-\frac{x}{\sqrt{\tau_p D_p}}} + C_2 e^{\frac{x}{\sqrt{\tau_p D_p}}} \quad (2.58)$$

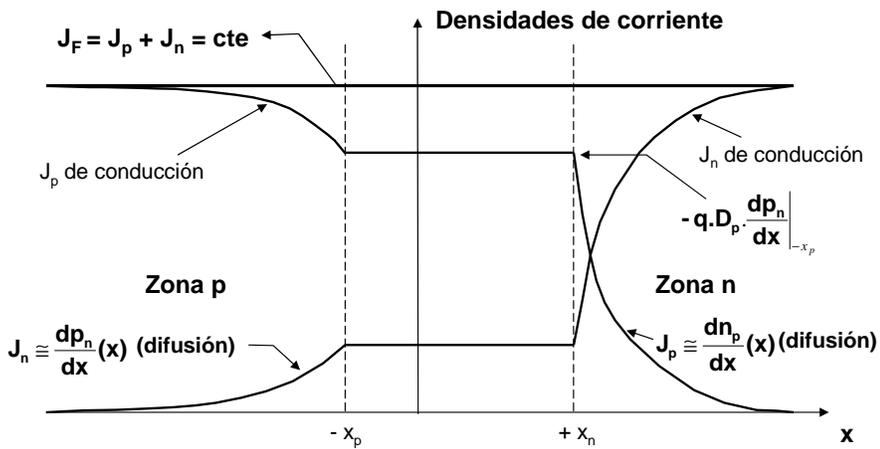
Una condición de borde es que  $p_n = p_{n0}$  para zonas alejadas de la juntura. En ese caso  $C_2 = 0$ , por lo tanto:

$$p_n(x) - p_{n0} = C_1 e^{-\frac{x}{\sqrt{\tau_p D_p}}} \quad (2.59)$$

2.10. JUNTURA PN CON POLARIZACIÓN EXTERNA - DIODO BÁSICO41



(a) Concentraciones de portadores minoritarios



(b) Componentes de huecos y electrones de la corriente total

Figura 2.17: Diodo en polarización directa

La derivada en  $x = x_n$  vale:

$$\frac{\partial p}{\partial x} \Big|_{x=x_n} = -\frac{1}{\sqrt{\tau_p D_p}} (p(x_n) - p_0) \quad (2.60)$$

De acuerdo a lo definido en la figura 2.17,  $L_p = \sqrt{\tau_p D_p}$  y de la misma forma vale que  $L_n = \sqrt{\tau_n D_n}$ .

La otra condición de borde es la concentración de huecos en el borde de la zona de deplexión en el lado  $n$ . En función de la tensión  $U$  aplicada:

$$p_n(x_n) = p_{n0} e^{\frac{qU}{kT}} \quad (2.61)$$

Esta expresión se conoce como “ley de la juntura”. Distintas demostraciones de esta ley pueden encontrarse en la literatura (Sze 1981) (Kassakian et al. 1992) (Millman & Halkias 1972). Es válida tanto para polarización inversa como directa y muestra la fuerte dependencia de  $p_n(x_n)$  con  $U$ , teniendo en cuenta que a  $T = 300$  K,  $kT/q \approx 0,026$  V.

Sustituyendo la ley de juntura en la solución se obtiene:

$$C_1 = p_{n0} (e^{\frac{qU}{kT}} - 1) e^{-\frac{x_n}{L_p}} \quad (2.62)$$

De donde:

$$p_n(x) - p_{n0} = p_{n0} (e^{\frac{qU}{kT}} - 1) e^{-\frac{x-x_n}{L_p}} \quad (2.63)$$

La densidad de corriente de huecos que atraviesa la zona de deplexión vale:

$$J_{p_{dif}} = -qD_p \frac{dp_n(x)}{dx} \Big|_{x=x_n} = \frac{qD_p p_{n0}}{L_p} (e^{\frac{qU}{kT}} - 1) \quad (2.64)$$

De modo análogo se encuentra que del lado  $p$ :

$$J_{n_{dif}} = -qD_n \frac{dn_p(x)}{dx} \Big|_{x=-x_p} = \frac{qD_n n_{p0}}{L_n} (e^{\frac{qU}{kT}} - 1) \quad (2.65)$$

Por lo tanto la densidad de corriente total por la juntura es:

$$J = \left[ \frac{qD_p p_{n0}}{L_p} + \frac{qD_n n_{p0}}{L_n} \right] (e^{\frac{qU}{kT}} - 1) \quad (2.66)$$

La corriente por el diodo será  $i = JA$ , siendo  $A$  la sección del diodo.

Aplicando las ecuaciones 2.8 y 2.9:

$$J = \left[ \frac{qD_p n_i^2}{L_p N_D} + \frac{qD_n n_i^2}{L_n N_A} \right] (e^{\frac{qU}{kT}} - 1) = J_S (e^{\frac{qU}{kT}} - 1) \quad (2.67)$$

La figura 2.18 representa la característica del diodo en forma usual. Cabe resaltar que la escala negativa dibujada no coincide con la positiva, dado que  $I_S$  es muy pequeña. En sentido directo suele definirse una tensión  $U = V_\gamma$  a partir de la cual la corriente sube rápidamente. Para el silicio  $V_\gamma = 0,6$  V 

## 2.10. JUNTURA PN CON POLARIZACIÓN EXTERNA - DIODO BÁSICO43

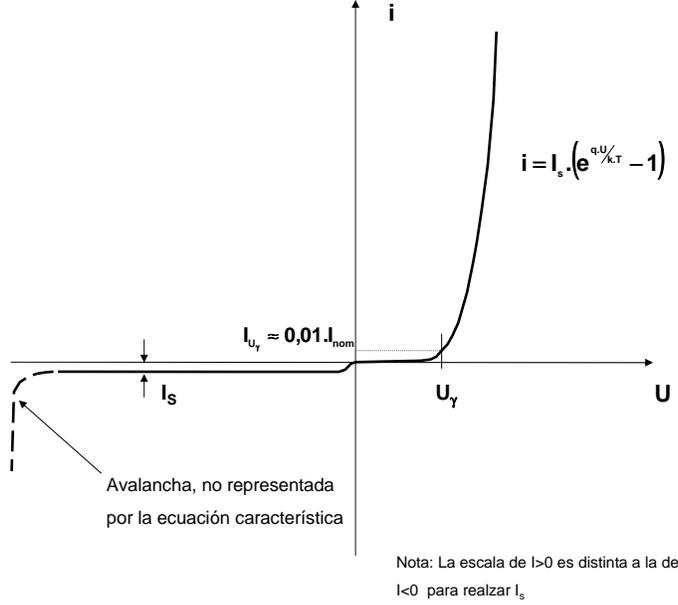


Figura 2.18: Característica de un diodo ideal

### 2.10.4. Polarización inversa

Si se aplica una tensión  $U = -U_b < 0$  sobre el diodo se tiene polarización inversa. La zona de deplexión aumenta su ancho y también lo hace el campo eléctrico de acuerdo a las ecuaciones:

$$W = W_0 \sqrt{1 + \frac{U_b}{U_0}} \quad (2.68)$$

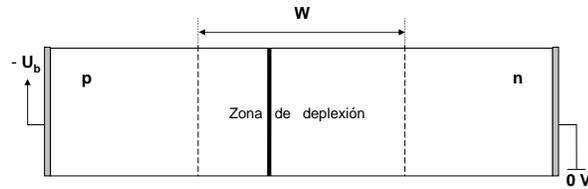
$$F_{max} = \sqrt{\frac{2qN_D(U_0 + U_b)}{\epsilon(1 + \frac{N_D}{N_A})}} \quad (2.69)$$

De acuerdo a la ley de la juntura (ecuación 2.61), unos pocos voltios alcanzan para hacer cero la concentración de portadores minoritarios en los bordes de la zona de deplexión. La distribución de portadores se ilustra en la figura 2.19.

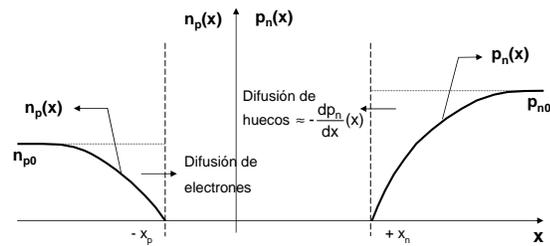
Teniendo en cuenta que a  $T = 300^\circ K$ ,  $kT/q \approx 0,026V$ , si se tiene polarización inversa basta con que  $U_b$  sea del orden de unas décimas de Voltios para que en la ecuación 2.67 el término  $e^{\frac{-qU_b}{kT}} \approx 0$ . En ese caso la densidad de corriente por el diodo vale

$$J_s = -\left[\frac{qD_p n_i^2}{L_p N_D} + \frac{qD_n n_i^2}{L_n N_A}\right] \quad (2.70)$$

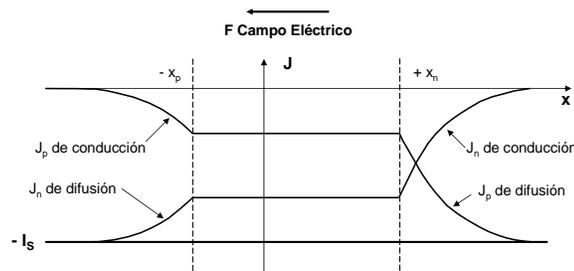
A este parámetro se lo denomina densidad de corriente de saturación inversa y su valor es independiente de la tensión inversa aplicada. La corriente inversa del diodo es naturalmente  $I_s = J_s A$ .



(a) Juntura



(b) Concentraciones de portadores minoritarios



(c) Componentes de la densidad de corriente inversa  $I_s$

Figura 2.19: Diodo en polarización inversa

Por otro lado, al ser proporcional a  $n_i^2$ ,  $J_s$  depende fuertemente de la temperatura (ecuación 2.10).

La corriente de saturación inversa juega un papel muy importante en dispositivos de potencia que comprenden varias junturas que interactúan entre sí. Su dependencia con la temperatura determina condiciones de funcionamiento de los dispositivos y criterios de diseño de los circuitos asociados (capítulos 3, 5 y 6)

*Ejemplo:*

*A los efectos de tener una idea sobre el valor de la corriente de saturación inversa, se calculará la misma para dos temperaturas: 220K y 470K.*

*Se asume que:*

$$\mu_p = 0,04m^2/Vs$$

$$\mu_n = 0,135m^2/Vs$$

## 2.10. JUNTURA PN CON POLARIZACIÓN EXTERNA - DIODO BÁSICO45

$$N_A = 10^{23} m^{-3}$$

$$N_D = 10^{20} m^{-3}$$

$$\tau_n \approx \tau_p = 10^{-7} s$$

$$\text{El área del chip } A = 10 mm^2$$

Con estos valores se llega a que para una temperatura de 220K, la densidad de corriente inversa vale  $J_s = 5,28 \times 10^{-13} A/m^2$  y por lo tanto la corriente de saturación inversa  $I_s$  es de  $5,28 \times 10^{-18} A$ .

Para el caso de una temperatura de 470K,  $J_s = 3,6 \times 10^{-3} A/m^2$  y por lo tanto la corriente de saturación inversa  $I_s$  es de  $3,6 \times 10^{-8} A$ .

### Ruptura por avalancha (breakdown)

Si se supera cierta tensión inversa, la corriente deja de ser de saturación y empieza a crecer rápidamente. Esta situación está representada por la curva punteada de la figura 2.18 y no está prevista por la ecuación de la corriente o densidad de corriente del diodo.

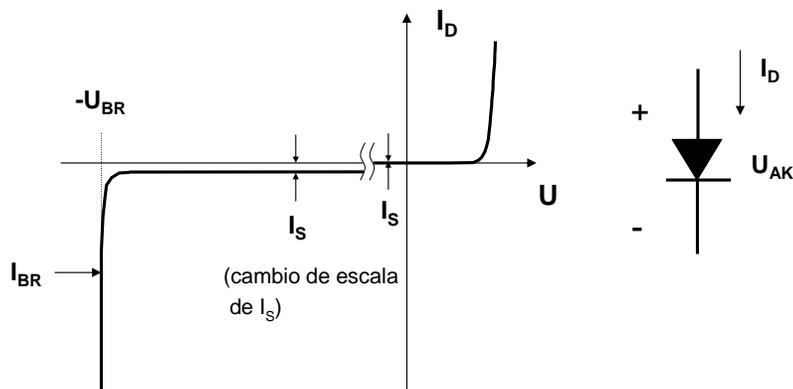


Figura 2.20: Avalancha

La ruptura por avalancha se debe a un mecanismo llamado ionización por impacto.

En la zona de deplexión con polarización inversa se tiene un campo eléctrico alto, que depende de la tensión externa aplicada (ecuación 2.69). En la zona de deplexión quedan electrones libres, por ejemplo los que atraviesan la zona formando parte de la corriente de saturación. Si un electrón libre bajo la acción del campo adquiere suficiente energía cinética, puede hacer impacto en un átomo de silicio y romper un enlace covalente. El electrón liberado del enlace puede ganar suficiente energía como para romper otro enlace y liberar otro electrón. Si el campo es lo suficientemente intenso la cantidad de electrones liberados y de nuevos impactos crece en forma similar a una reacción en cadena. El resultado es un material con gran cantidad de electrones libres bajo la acción de un campo, lo cual equivale a una corriente que puede llegar a ser muy alta, dependiendo

de la impedancia del circuito externo que mantiene la tensión de polarización inversa.

El proceso es destructivo si el circuito externo permite corrientes suficientemente elevadas como para que la potencia disipada  $P_{avalancha} = U_{BR}I_{BR}$  exceda la capacidad del dispositivo.

### Campo de breakdown

Se puede estimar el valor de campo necesario mediante un modelo simple. La energía necesaria para romper un enlace es el ancho del gap  $E_g$ .

Suponemos que un electrón parte del reposo, es acelerado por el campo, y que en la colisión pierde toda su energía al liberar un nuevo electrón. Se supone además un tiempo medio  $t_c$  entre colisiones, que para el silicio puede estimarse en  $10^{-13}$  s.

En ese caso se puede calcular el campo eléctrico de avalancha como (Mohan et al. 1995):

$$F_{BD} = \sqrt{\frac{2E_g m}{qt_c^2}} \quad (2.71)$$

Donde  $m$  y  $q$  son la carga y masa del electrón respectivamente.

$F_{BD}$  es del orden de 2 a  $3 \times 10^7$  V/m para el silicio en semiconductores de potencia.

La tensión de avalancha puede calcularse a partir de la ecuación del campo máximo, que se produce en la juntura. Tomando  $U_b = U_{BR}$  y teniendo en cuenta que  $U_{BR} \gg U_0$ :

$$F_{BD} = \sqrt{\frac{2qN_D(U_0 + U_{BR})}{\epsilon(1 + \frac{N_D}{N_A})}} \approx \sqrt{\frac{2qN_D N_A}{\epsilon(N_D + N_A)} U_{BR}} \quad (2.72)$$

$$U_{BR} \approx \frac{\epsilon(N_D + N_A)}{2qN_D N_A} F_{BD}^2 \quad (2.73)$$

En una juntura tipo  $p^+n$  o  $pn^-$   $N_D \ll N_A$ , de donde:

$$U_{BR} \approx \frac{\epsilon}{2qN_D} F_{BD}^2 \quad (2.74)$$

La tensión de avalancha depende entonces del campo eléctrico y del dopaje del semiconductor.

En la juntura típica  $p^+n^-$  la casi totalidad de la zona de depleción está del lado  $n^-$ .

La figura 2.21 representa una juntura  $p^+n^-$  en un dispositivo de potencia con polarización inversa.

La tensión inversa aplicada está representada por el área del triángulo que constituye la gráfica del campo. En estas condiciones, con  $N_A \gg N_D$  y  $U_b \gg U_0$  puede escribirse que:

$$F_{max} = \sqrt{\frac{2qN_D U_b}{\epsilon}} \quad (2.75)$$

## 2.10. JUNTURA PN CON POLARIZACIÓN EXTERNA - DIODO BÁSICO47

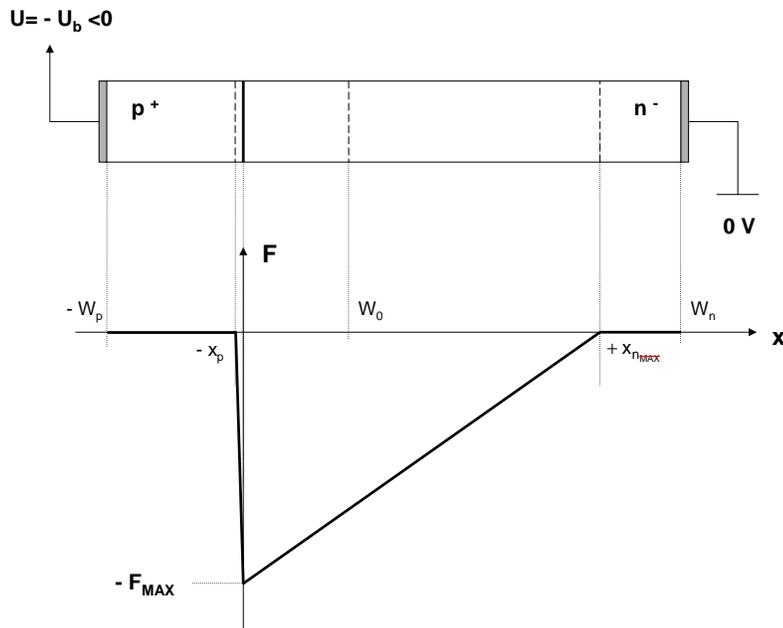


Figura 2.21: Juntura de potencia con polarización inversa

$$x_n = \sqrt{\frac{2\epsilon U_b}{qN_D}} \quad (2.76)$$

Cuando un dispositivo de potencia ~~debe funcionar~~ como una llave abierta, debe bloquear una determinada tensión. Esta función la cumple una juntura con polarización inversa. Una propiedad importante del dispositivo es la tensión que es capaz de bloquear sin entrar en avalancha. Las ecuaciones 2.75 y 2.76 muestran la relación entre la tensión máxima que el dispositivo debe bloquear y sus características constructivas.

La primera ecuación indica que al crecer la tensión a bloquear debe disminuir el dopaje a efectos de que  $F_{BR}$ .

La segunda ecuación muestra que al crecer la tensión a bloquear, la zona  $n^-$  debe aumentar su ancho a efectos de que toda la zona de deplexión tenga lugar en el silicio.

Esto explica por qué todos los dispositivos semiconductores que se usan como llaves en electrónica de potencia tienen como elemento común una capa  $n^-$  cuyo ancho y dopaje varía con la tensión a bloquear.

*Ejemplo:*

*Se calculará el dopaje de la zona  $n^-$  y el ancho de dicha zona si se desea bloquear 5000V con un diodo.*

$$F_{BR} = 3 \times 10^7 \text{ V/m}$$

$$N_D = F_{BR}^2 \frac{\epsilon}{2qU_b} = (3 \times 10^7)^2 \frac{8,85 \times 10^{-12} * 11,9}{2 * 1,6 \times 10^{-19} * 5000} = 6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$$

$$x_n = \sqrt{\frac{2 * 8,85 \times 10^{-12} * 11,9 * 5000}{1,6 \times 10^{-19} * 6 \times 10^{19}}} = 330 \mu\text{m}$$

Las ecuaciones 2.75 y 2.76 reflejan lo que se ve en la figura 2.21. Al aumentar la tensión  $U_b$  aumenta el área del triángulo. La pendiente no cambia porque la distribución de carga (donadores ionizados) es constante. Aumenta entonces el campo  $F_{max}$  y  $x_n$ . Con suficiente tensión  $F_{max}$  llega al valor de avalancha.

Puede suceder que al aumentar la tensión la zona de deplexión llegue al contacto del cátodo con el circuito externo de el material  $n^-$  se conecta al metal a través de una zona de silicio muy delgada y con un dopaje especial para lograr una conexión óhmica. En ese caso se llega a una condición llamada “*punch through*” que es un tipo de ruptura en que la corriente crece rápidamente.

Los dispositivos con junturas como la de la figura 2.21 se diseñan con la zona  $n^-$  suficientemente ancha como para que la avalancha por  $F = F_{BR}$  suceda antes que el “*punch through*”.

### Diodo “*punch through*”

Un diodo fabricado según el esquema de la figura 2.21 puede llegar a tener un espesor considerable en la zona  $n^-$  si se quisiera que bloquee tensiones altas (de cientos de miles de Voltios) sin entrar en avalancha. Con polarización directa este diodo presenta una resistencia importante en el camino de la corriente. La tensión total sobre el diodo en conducción consiste entonces en la tensión en los bordes de la zona de deplexión correspondiente a esa corriente más la caída de tensión en la zona  $n^-$ . Esto implica mayor tensión total en directo que constituye un apartamiento de la llave ideal, sobre todo mayores pérdidas térmicas:

$$P = I_F U_{(juntura)} + I_F^2 R_{(zona)} \quad (2.77)$$

Para bajar estas pérdidas, en varios dispositivos se usa una variante del fenómeno “*punch through*” que permite hacer dispositivos más cortos (o más delgados) para una misma capacidad de bloqueo.

En la figura 2.22 el lado  $n$  de la juntura se compone de una zona  $n^-$  de muy bajo dopaje seguida de una zona  $n^+$ . Como la pendiente del campo depende de la concentración de cargas fijas (donadores ionizados) el campo eléctrico tiene la dependencia de  $x$  que se muestra en la figura. Para un mismo  $F_{max} = F_{BR}$  y para la misma tensión  $U_b = U_{BR}$  el largo de la zona  $n^-$  de este diodo es menor que el de la figura 2.21, ya que la tensión es el área que queda debajo de la curva de campo. En el caso de la figura 2.21 esa área es un triángulo y en el de la figura 2.22 es un trapecio (ver figura 2.23)

Las dos estructuras se usan en semiconductores de potencia. Para diodos de potencia la más común es la “*punch through*”.

### 2.10.5. Baja inyección y alta inyección - Diodo de potencia

La ecuación característica del diodo presentada es válida con las aproximaciones o idealizaciones mencionadas. La distribución de portadores minoritarios

2.10. JUNTURA PN CON POLARIZACIÓN EXTERNA - DIODO BÁSICO 49

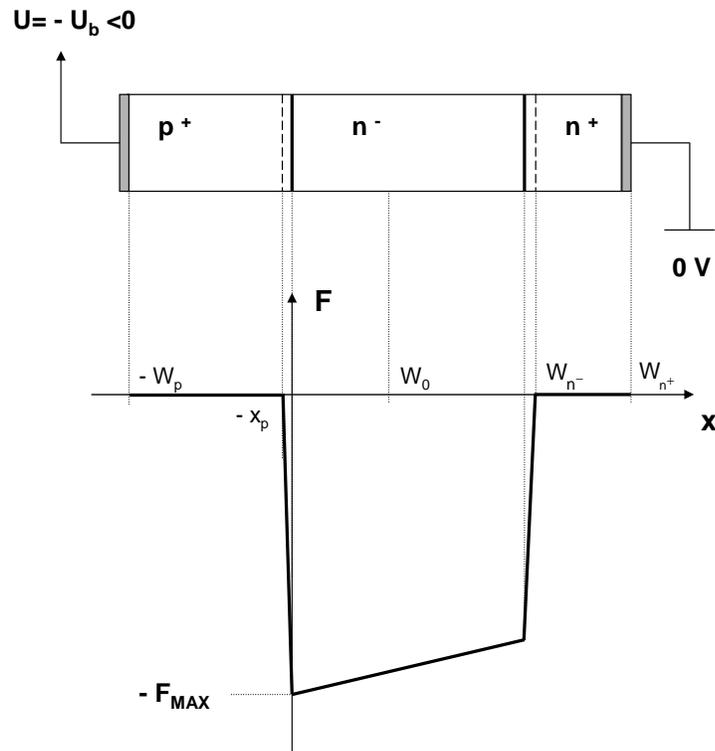


Figura 2.22: Diodo de potencia “punch through”

recombinándose supone también otra aproximación que consiste en considerar que la concentración de portadores minoritarios inyectados  $p_n(x)$  es muy baja en comparación con la concentración de portadores mayoritarios en la zona  $n$ . Cuando esta aproximación es válida se dice que la juntura y la zona  $n$  están en estado de **baja inyección**. Esta aproximación constituye una restricción fuerte al valor de la corriente en una juntura  $p^+n$  o  $pn^-$  donde, del lado  $n$ , la concentración de portadores mayoritarios es más baja que la corriente de portadores minoritarios más alta que en el lado  $p$ .

En semiconductores para conmutación de potencia donde se manejan tensiones y corrientes del orden de los límites físicos de los dispositivos, la situación es distinta y las concentraciones de portadores minoritarios inyectados de una zona a la otra y difundiéndose pueden llegar a ser dos órdenes de magnitud mayores que la concentración de portadores mayoritarios. Un ejemplo es el diodo de potencia.

La figura 2.24 (Mohan et al. 1995, adaptado de) muestra la estructura de un diodo de potencia y la distribución de portadores con una corriente de trabajo representativa. A bajas corrientes los portadores mayoritarios de la capa  $n^-$  son suficientes como para recombinarse con los huecos inyectados. A altas

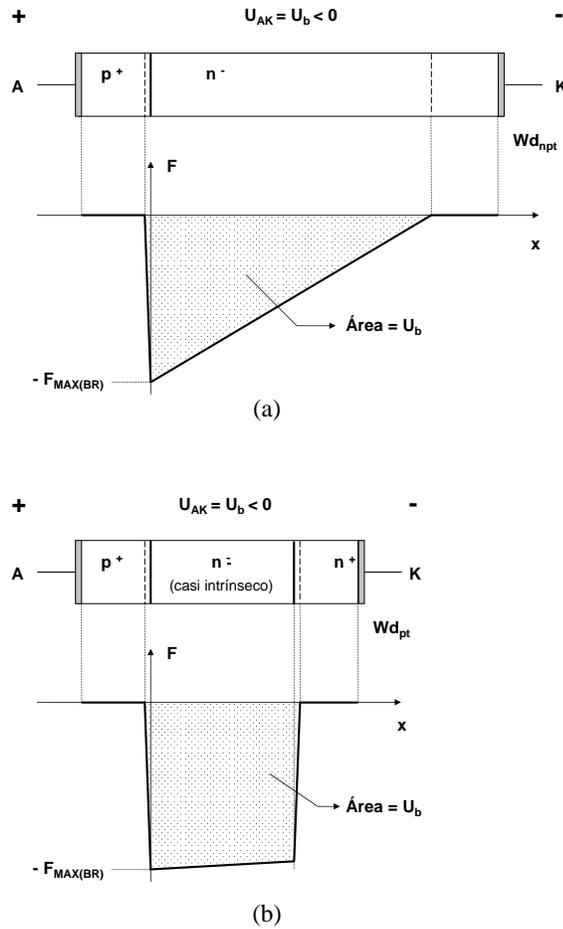


Figura 2.23: ~~Areas~~

corrientes, del orden de magnitud de las nominales, los huecos inyectados en la capa  $n^-$  exceden la capacidad de recombinación e incluso atraen electrones de la zona  $n^+$ , que también se desplazan por difusión, recombinándose con los huecos inyectados. Esta situación se denomina **alta inyección**.

La curva característica exponencial (figura 2.18) solo vale a corrientes muy bajas. A las corrientes usuales de trabajo para dispositivos de potencia, la curva se aproxima a una recta que representa un comportamiento resistivo de la zona  $n^-$  (figura 2.25). Esta resistencia  $R_F$  no es la producida por el dopaje  $n^-$  sino que está determinada por la densidad de portadores inyectados.

### 2.10.6. Capacidad de una juntura

Si aumentamos el valor de la tensión inversa sobre una juntura, aumenta la zona de deplexión, dejando sin neutralizar más donadores y aceptores ionizados

2.10. JUNTURA PN CON POLARIZACIÓN EXTERNA - DIODO BÁSICO 51

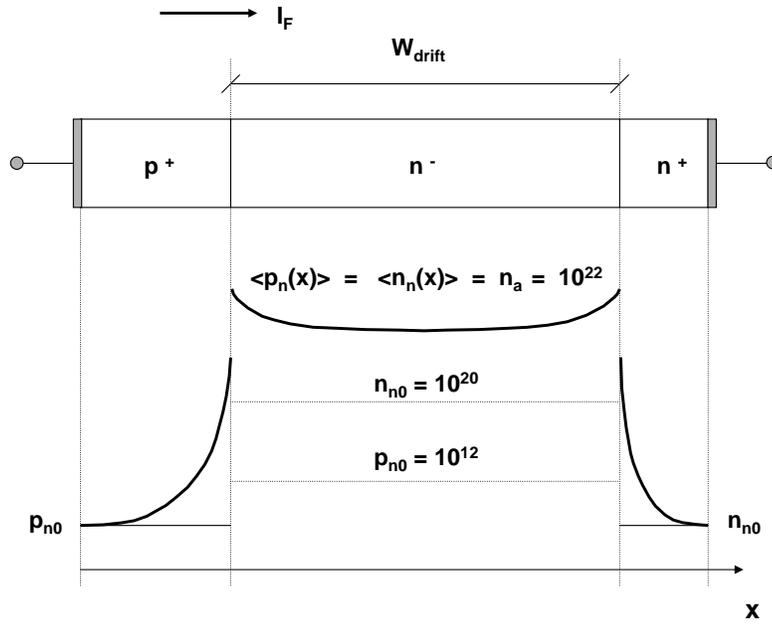


Figura 2.24: Distribución de portadores minoritarios en un diodo de potencia (concentración en  $m^{-3}$ )

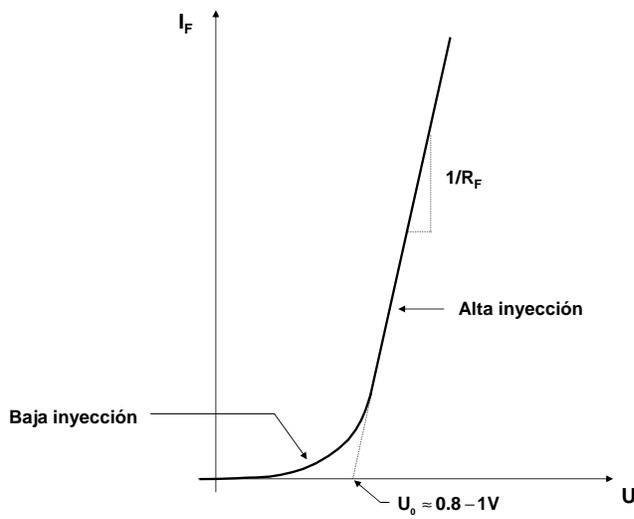


Figura 2.25: Característica de un diodo de potencia

y aumentando la carga eléctrica de cada lado. La juntura se comporta entonces como un condensador.

Se define una capacidad incremental de transición como:

$$C_T = \left| \frac{dQ}{dU} \right| = \left| \frac{dQ}{dU_b} \right| \quad (2.78)$$

La carga  $Q$  del lado  $n$  vale:

$$Q = qN_D x_n A \quad (2.79)$$

Siendo  $A$  la sección del diodo.

En una juntura  $p^+n$  está dado por la ecuación 2.76, por lo tanto:

$$Q = A\sqrt{2qN_D\epsilon U_b} \quad (2.80)$$

$$C_T = \frac{dQ}{dU_b} = A \frac{2qN_D\epsilon}{2\sqrt{2qN_D\epsilon U_b}} = \frac{A\sqrt{qN_D\epsilon}}{\sqrt{2}\sqrt{U_b}} \quad (2.81)$$

Esta capacidad es importante en dispositivos de potencia ya que muchas veces la tensión que soporta una llave abierta puede aumentar con derivada muy alta, lo cual puede dar lugar a una corriente inversa de origen capacitivo mucho más alta que la de saturación.

En un condensador la corriente vale  $i = CdU/dt$ . En una juntura hay que tomar en cuenta la variación de la capacidad con la tensión inversa. En ese caso, la expresión de la corriente inversa capacitiva es:

$$Q = C_T U_b \quad (2.82)$$

$$i = \frac{dQ}{dt} \quad (2.83)$$

$$i = \frac{dQ}{dt} = C_T \frac{\partial U_b}{\partial t} + U_b \frac{\partial C_T}{\partial t} \quad (2.84)$$

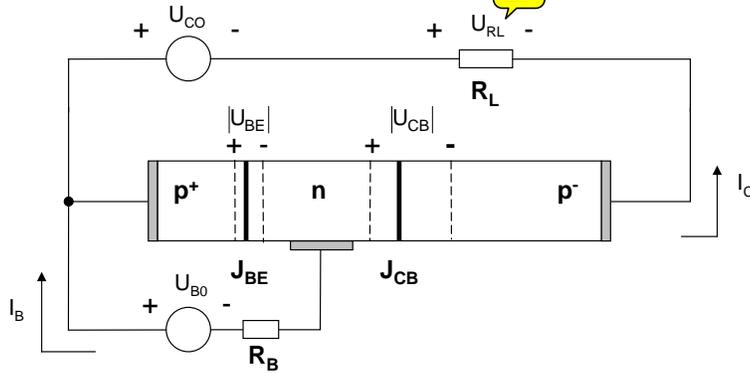
## 2.11. El transistor bipolar

La electrónica, y por lo tanto la electrónica de potencia, se basa en dispositivos con los que se puede controlar una corriente o un estado de conducción o bloqueo de un circuito mediante una señal eléctrica de potencia mucho menor que la asociada al circuito principal. El dispositivo básico que cumple esta función es el transistor bipolar, que es parte fundamental de la estructura de todos los dispositivos para conmutación de potencia en uso.

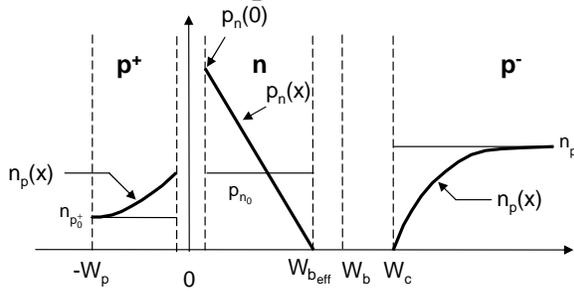
Consideremos la figura 2.17. La ley de la juntura (ecuación 2.61) indica que con una polarización directa de algunas décimas de Voltios se puede obtener en el borde  $x_n$  de la zona de deplexión una concentración de portadores muy alta y que pequeñas variaciones de la tensión pueden controlar esa concentración en un rango muy amplio.

Teniendo este hecho en cuenta consideremos una estructura en que la zona  $n$  tiene un ancho más corto que  $L_p$  y que a la derecha tenemos una zona  $p$  (figura 2.26)

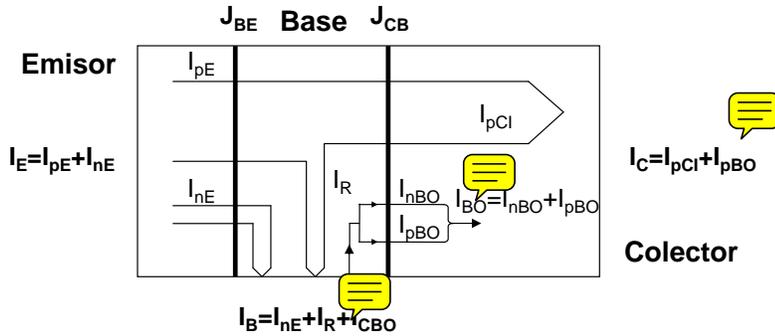
(a) Estructura, tensiones y corrientes externas



(b) Concentración de portadores minoritarios



(c) Corrientes en el interior del transistor



(d) Símbolo y circuito equivalente

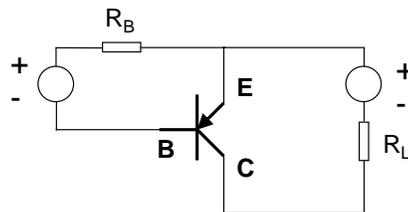


Figura 2.26: Transistor bipolar *pnp*

Suponemos además que se implementa un contacto eléctrico de la zona  $n$  al exterior. Una estructura de este tipo es un transistor bipolar  $npn$ . Los dopajes usuales son del tipo  $p^+$  para la zona de la izquierda que llamamos *emisor*,  $n$  para la zona intermedia, que se llama *base*, y  $p^-$  para la zona agregada de la derecha, que llamamos *colector*. Para la descripción del funcionamiento suponemos la estructura conectada según la figura 2.26(a).

La juntura  $p^+n$ , ahora juntura base - emisor, está polarizada en directo, mientras que la juntura  $np^-$ , juntura de base - colector, tiene polarización inversa.

De acuerdo a la ley de la juntura, la polarización directa de la juntura base - emisor crea una concentración de huecos (portadores minoritarios) inyectados desde el emisor de acuerdo a la tensión sobre la zona de deplexión. Por otro lado, la polarización inversa de la juntura base - colector implica que la concentración de portadores minoritarios en el borde de su zona de deplexión es cero, de acuerdo a la figura 2.19.

Por lo tanto la concentración de portadores minoritarios en la zona  $n$  ya no decrece en forma exponencial sino que puede aproximarse a una recta. Esto se puede ver resolviendo la ecuación de difusión (ecuación 2.53) con las nuevas condiciones de borde.

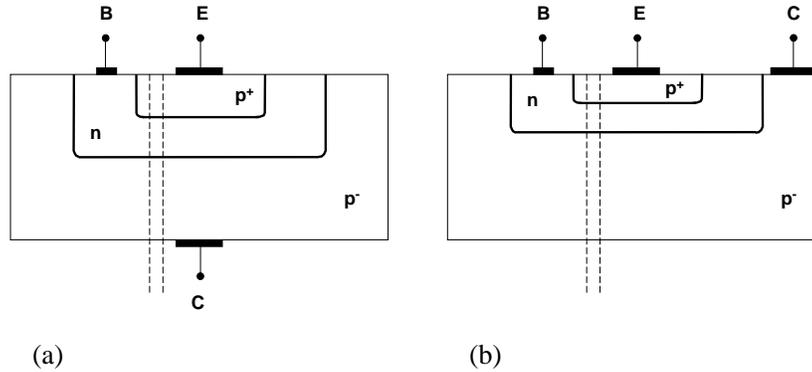
Al poder controlarse el valor de la concentración de portadores minoritarios (huecos) en la juntura base - emisor mediante la tensión de polarización, y al depender dicha tensión de la corriente, de manera análoga a la de un diodo, se concluye que, en las condiciones de polarización descritas, la pendiente de la recta puede controlarse mediante una corriente impuesta externamente entre emisor y base (valor positivo de la corriente).

Como la corriente de portadores minoritarios es la pendiente de la concentración se concluye que en la zona  $n$  la corriente está impuesta casi totalmente de portadores minoritarios inyectados desde el emisor. El transporte por difusión en el material implica que, dándole la forma adecuada a las zonas dopadas, los huecos llegan a la juntura base - colector, donde son arrastrados por el campo eléctrico de la juntura en inverso hacia la zona  $p$ , en la cual pasan a constituir una corriente de conducción que circula finalmente por el circuito externo.

De acuerdo a la figura 2.17 debe existir una corriente de electrones difundiendo en el emisor. Como el dopaje del emisor es mucho mayor que el de la base,  $n_{p_0} \ll p_{n_0}$ , la corriente de difusión de portadores minoritarios (electrones) en el emisor es mucho menor que la de huecos en la base. Esa corriente circula por el circuito formado por la base, el emisor y el circuito exterior de polarización de la base, y es una de las componentes de la corriente de base.

La figura 2.26 muestra un transistor  $npn$  con un circuito externo básico. Las tensiones y corrientes están indicadas con sus polaridades y sentidos reales. El circuito externo cuya corriente se desea controlar está formado por la fuente de tensión  $U_{C_0}$  y la resistencia de carga  $R_L$ , conectados entre colector y emisor. El circuito de control se representa por un equivalente de Thévenin, que en corriente continua en régimen consiste en una fuente  $U_{B_0}$  y una resistencia  $R_B$ . El circuito de control hace circular la corriente correspondiente a la difusión de electrones en el emisor ya mencionada, por lo tanto controla la inyección de huecos en la base, y consecuentemente la corriente de emisor a colector. La corriente de base tiene además dos componentes adicionales, de acuerdo a lo que se detalla a continuación.

La tensión sobre las zonas  $p^+$  (emisor) y  $n$  (base) es cero, debido al dopaje, el

Figura 2.27: Transistor bipolar *pn*p - estructura

ancho y la cantidad de portadores, y la tensión sobre la zona de deplexión base emisor es algo menor que la ~~diferencia~~ diferencia de potencial de contacto en equilibrio (0.7 - 0.8V), lo tanto si la tensión  $|U_{CE}| = |R_L I_C - U_{C_0}|$  es mayor que algunos Voltios, la juntura base - colector está polarizada en inverso. La figura 2.26(b) corresponde a este caso.

Al estar polarizada en inverso, por esta juntura circula la corriente de saturación ya descrita para la juntura *pn*, de acuerdo a los perfiles de concentración de portadores según la figura 2.19. Esta corriente consiste en huecos que se difunden en la base *n* y pasan al colector *p* y electrones que se difunden en el colector *p* y pasan a la base *n*. Si llamamos  $I_{pCB_0}$  a la corriente de huecos e  $I_{nCB_0}$  a la de electrones, la corriente de saturación queda  $I_S = I_{CB_0} = I_{pCB_0} + I_{nCB_0}$ .

Esta corriente circula en sentido positivo de *n* a *p* y es parte de la corriente de base. Si bien en condiciones normales es una parte muy pequeña de la corriente de base, su fuerte dependencia de la temperatura hace que deba ser tenida en cuenta en dispositivos de potencia.

La parte restante de la corriente de base surge del hecho de que aún con la base de un ancho  $W_B \ll L_p$  hay cierta recombinación de portadores minoritarios inyectados con electrones libres de la base, lo cual supone una corriente de conducción de electrones que solo puede ser suministrada por la corriente de base.

En un transistor con ancho de base  $W_B < L_p$  la recombinación es baja, por lo tanto la corriente de recombinación es más baja que la correspondiente a la de inyección de electrones. Existen sin embargo dispositivos de potencia con estructuras que incluyen transistores con  $W_B > L_p$ , en los cuales esta componente de la corriente puede ser importante.

### Resumen de corrientes en un transistor

Las corrientes del transistor son la corriente de base, la de emisor y la de colector.

- La corriente de base se compone de la corriente  $I_{nE}$  de difusión de electrones en el emisor, la corriente  $I_R$  debida a la recombinación de portadores minoritarios en la base y la corriente  $I_{CB_0}$ , corriente de saturación de la juntura base - colector polarizada en inverso, también llamada corriente de fugas, fuertemente dependiente de la temperatura.

$$I_B = I_{nE} + I_R - I_{CB_0} \quad (2.85)$$

- La corriente de colector se compone de la corriente  $I_{pC_1}$  de huecos que llegan de la base al colector y la corriente de saturación inversa.

$$I_C = I_{pC_1} + I_{CB_0} \quad (2.86)$$

$$\text{con } I_{pC_1} = I_{pE} - I_R$$

- La corriente de emisor consiste en la corriente  $I_{pE}$  de conducción de huecos que se inyectan en la base y la componente  $I_{nE}$  de la corriente de base.

$$I_E = I_{nE} + I_{pE} \quad (2.87)$$

Se cumple naturalmente que  $I_E = I_B + I_C$ .

Todas las expresiones suponen como positivos los sentidos reales de la corriente según la figura 2.26.

### 2.11.1. Transistor $npn$

Todo lo anterior puede ser aplicado a una estructura  $n^+pn^-$ . Se tiene en este caso un transistor  $npn$ , y todo lo anterior vale cambiando huecos por electrones e invirtiendo las polaridades de tensiones y sentidos de las corrientes. La estructura básica es la presentada en la figura 2.8.

Los dos tipos de transistores se usan en y como parte de dispositivos de potencia. La estructura  $npn$  es la usada en transistores bipolares de potencia, ~~en desuso como componentes principales, pero forma parte de todos los dispositivos de uso.~~ La estructura  $pnp$  es la base de uno de los componentes más usados en la actualidad, el *IGBT* (capítulo 8).

### 2.11.2. Ganancia en base común y en emisor común

En las condiciones de la figura 2.26, llamamos ganancia en base común  $\alpha^9$  a la fracción de la corriente total de emisor que llega al colector bajo la forma de portadores minoritarios que se difunden por la base. Nótese que en esta definición se incluye la corriente de difusión de electrones, no es sólo una medida de la recombinación.

De acuerdo a esta definición  $\alpha = I_{pC_1}/I_E$  y de acuerdo a la ecuación 2.86,  $I_{pC_1} = I_C - I_{CB_0}$ , de donde:

$$I_C = \alpha I_E + I_{CB_0} \quad (2.88)$$

<sup>9</sup> $\alpha$  no es constante, depende de la corriente de emisor, de la tensión  $U_{CB}$  y de la temperatura.

$\alpha$  es una medida de la eficiencia de la base y para transistores de señal tiene valores del orden de 0,9 a 0,998.

Interesa especialmente la relación entre la corriente de base, dada por el circuito que llamamos de control, a la corriente de colector, que circula por el circuito principal.

Sabemos que:

$$I_C = I_E - I_B \quad (2.89)$$

$$I_E = \frac{I_C - I_{CB_0}}{\alpha} \quad (2.90)$$

$$I_C = \frac{I_C - I_{CB_0}}{\alpha} - I_B \quad (2.91)$$

$$I_C \left(1 - \frac{1}{\alpha}\right) = -\frac{I_{CB_0}}{\alpha} - I_B \quad (2.92)$$

$$I_C = \frac{\alpha}{1 - \alpha} I_B + \frac{I_{CB_0}}{1 - \alpha} \quad (2.93)$$

Llamamos  $\beta$  a la ganancia en emisor común definida como:

$$\beta = \frac{\alpha}{1 - \alpha} \quad (2.94)$$

de donde:

$$I_C = \beta I_B + (1 + \beta) I_{CB_0} \quad (2.95)$$

En las condiciones de la figura 2.26,  $I_B \gg I_{CB_0}$ , por lo tanto:

$$I_C \approx \beta I_B \quad (2.96)$$

La ecuación indica que, en las condiciones de la figura 2.26, con juntura base - emisor en directo y base - colector en inverso, una corriente de base  $I_B$  permite fijar el valor de la corriente de colector en el circuito principal. Como  $\alpha$  es cercano a 1, la corriente de base es mucho menor que la corriente de colector, con lo cual se cumple la función de controlar una corriente importante mediante una señal de baja potencia.

### 2.11.3. Zonas de operación activa, de corte y de saturación

La función de control de la corriente de colector mediante la corriente de base se cumple en las condiciones de la figura 2.26, con  $|U_{CE}| = |U_{C_0} - R_L I_C| \ll |U_{BE}|$  y con  $I_B > 0$ , es decir polarización directa emisor - base e inversa colector - emisor.

En esas condiciones el transistor se dice que está en la **zona activa**.

Si  $I_B = 0$ , la juntura base - emisor no tiene polarización externa, la juntura base - colector tiene polarización inversa y por lo tanto circula solamente una corriente de fugas de emisor a colector.

Lo mismo sucede si la juntura base - emisor tiene polarización inversa (en la figura 2.26,  $U_{EB} < 0$ ). En esta situación el transistor está en la **zona de corte**.

Si la corriente de base aumenta de manera que en la figura 2.26  $R_L I_C \approx \phi_{B_0}$  la juntura base - colector queda polarizada en directo, con una tensión positiva de zona  $p$  a zona  $n$ , del orden de 0,6 - 0,7 V. En ese caso la corriente  $I_B$  no controla más la corriente  $I_C$ , la cual queda determinada por el circuito externo. El transistor se comporta como una llave cerrada y se dice que está en  **saturación**.

Es usual hacer funcionar el transistor conmutando entre los estados de corte y saturación. Se tiene entonces una llave para señales digitales y eventualmente para potencia, aplicación que se trata en el capítulo 6.

#### 2.11.4. Ruptura por avalancha

En un diodo la tensión de avalancha está determinada por el dopaje y el ancho de la zona  $n^-$ . En un transistor se tienen dos junturas. La juntura base - colector es la que bloquea la tensión en el circuito principal, de decenas de Voltios hasta algo más de 1000 V, dependiendo de la construcción.

Si bien la tensión de avalancha cuando circula corriente está determinada por la juntura, la tensión a la que se inicia la avalancha depende fuertemente de las condiciones de polarización de la juntura base - emisor.

Debido a sus dopajes y dimensiones la avalancha en la juntura base - emisor se produce a tensiones inversas mucho menores, típicamente 8 - 20 V.

## 2.12. Resumen

En este capítulo se ha presentado el concepto de dopaje de un semiconductor, los mecanismos de transporte de cargas, la juntura  $pn$  y sus propiedades básicas y los conceptos fundamentales de dos componentes básicos, el diodo de potencia y el transistor bipolar o  $BJT$ . El empleo de este último dispositivo para conmutación de potencia se estudiará en los capítulos siguientes, en particular los capítulos 6 y 8 donde se analiza el  $BJT$  de potencia y el  $IGBT$ .

