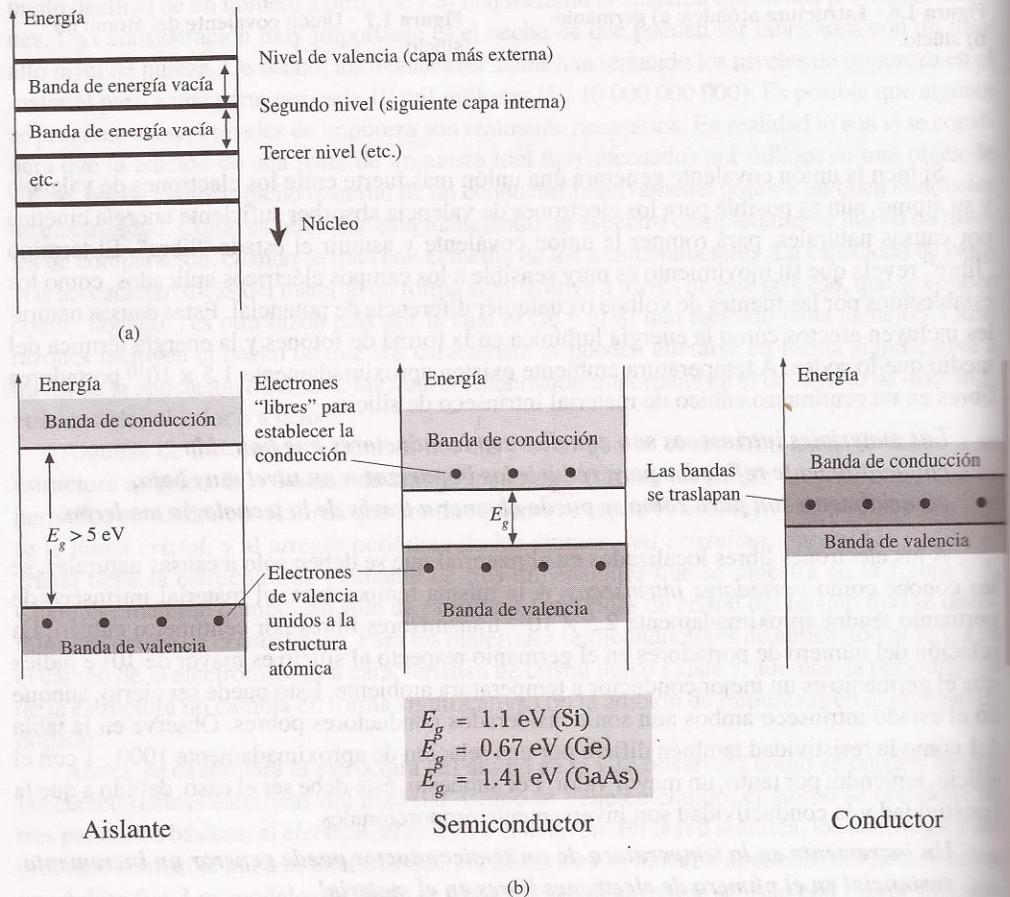


se incrementará significativamente con la temperatura, pero su patrón de vibración con respecto a una localización relativamente fija aumentará la dificultad para que los electrones pasen a través de ella. Un incremento en la temperatura, por tanto, genera un aumento del nivel de resistencia y un *coeficiente positivo de temperatura*.

## 1.4 NIVELES DE ENERGÍA

En la estructura atómica aislada existen niveles de energía discretos (individuales) asociados con cada electrón en una órbita, según se muestra en la figura 1.8a. Cada material tendrá, de hecho, su propio conjunto de niveles de energía permisibles para los electrones en su estructura atómica.

*Mientras más distante se encuentre el electrón del núcleo, mayor es el estado de energía, y cualquier electrón que haya dejado a su átomo, tiene un estado de energía mayor que cualquier electrón en la estructura atómica.*



**Figura 1.8** Niveles de energía: a) niveles discretos en estructuras atómicas aisladas; b) bandas de conducción y valencia de un aislador, semiconductor y conductor.

Entre los niveles de energía discretos existen bandas vacías, en las cuales no pueden aparecer electrones dentro de la estructura atómica aislada. Cuando los átomos de un material se unen para formar la estructura de la red cristalina, existe una interacción entre los átomos que ocasiona que los electrones dentro de una órbita en particular de un átomo tengan ligeras diferencias en sus niveles de energía, respecto a los electrones en la misma órbita de un átomo adjunto. El resultado neto es una expansión de la banda de los niveles discretos de estados de energía posibles para los electrones de valencia, como se muestra en la figura 1.8b. Observe que existen niveles y estados de energía máximos en los cuales se puede encontrar cualquier electrón, y una *región prohibida* entre la banda de valencia y el nivel de ionización. Recuerde que la ionización es el mecanismo mediante el cual un electrón puede absorber suficiente

energía para separarse de su estructura atómica y entrar en la banda de conducción. Se observará que la energía asociada con cada electrón se mide en *electrón volts* (eV). La unidad de medida es adecuada, porque

$$W = QV \quad \text{eV} \quad (1.2)$$

según se derivó de la ecuación definida para el voltaje  $V = W/Q$ .  $Q$  es la carga asociada con un único electrón.

Sustituyendo la carga de un electrón y una diferencia de potencial de 1 volt en la ecuación (1.2) se tiene un nivel de energía referido como un *electrón volt*. Debido a que la energía también se mide en joules y que la carga de un electrón =  $1.6 \times 10^{-19}$  coulomb,

$$W = QV = (1.6 \times 10^{-19} \text{ C})(1 \text{ V})$$

y 
$$1 \text{ eV} = 1.6 \times 10^{-19} \text{ J} \quad (1.3)$$

A 0 K o cero absoluto ( $-273.15 \text{ }^\circ\text{C}$ ), todos los electrones de valencia de los materiales semiconductores se encuentran en la capa exterior del átomo con niveles de energía asociados con la banda de valencia de la figura 1.8b. Sin embargo, a temperatura ambiente (300 K,  $25 \text{ }^\circ\text{C}$ ) un gran número de electrones de valencia han adquirido suficiente energía para dejar la banda de valencia, y han atravesado la banda de energía vacía definida por  $E_g$  en la figura 1.8b y entrado a la banda de conducción. Para el silicio  $E_g$  es de 1.1 eV, para el germanio 0.67 eV y para el arseniuro de galio 1.41 eV. Para el germanio,  $E_g$  obviamente es menor, y se debe al gran número de portadores en dicho material, comparado al silicio expuesto a temperatura ambiente. Observe que para el aislante la banda de energía es con frecuencia de 5 eV o más, lo cual limita drásticamente el número de electrones que pueden entrar a la banda de conducción a temperatura ambiente. El conductor tiene electrones en la banda de conducción aun a 0 K. Por tanto, es bastante obvio que a temperatura ambiente existan portadores libres más que suficientes para soportar un gran flujo de carga o corriente.

En la sección 1.5 encontrará que si ciertas impurezas se añaden a los materiales semiconductores intrínsecos, ocurrirán estados de energía en las bandas prohibidas, lo que causará una reducción neta en  $E_g$  para ambos materiales semiconductores y, por consecuencia, también una mayor densidad de portadores en la banda de conducción a temperatura ambiente.

## 1.5 MATERIALES EXTRÍNSECOS: TIPO *n* Y TIPO *p*

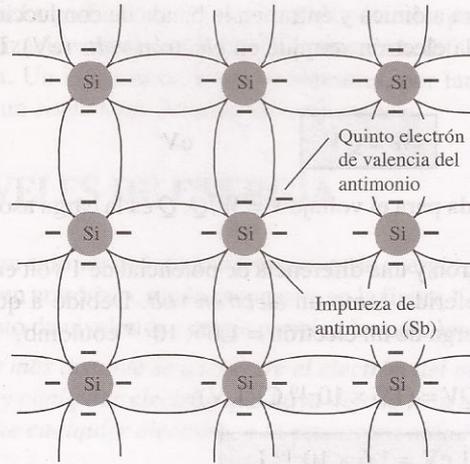
Las características de los materiales semiconductores pueden ser alteradas significativamente por la adición de ciertos átomos de impureza a un material semiconductor relativamente puro. Estas impurezas, aunque sólo haya sido añadida 1 parte en 10 millones, pueden alterar en forma suficiente la estructura de la banda y cambiar totalmente las propiedades eléctricas del material.

*Un material semiconductor que haya sido sujeto al proceso de dopado se denomina un material extrínseco.*

Existen dos materiales extrínsecos de gran importancia para la fabricación de dispositivos semiconductores: el tipo *n* y el tipo *p*. Cada uno se describirá con detalle más adelante.

### Material tipo *n*

Tanto el material tipo *n* como el tipo *p* se forman mediante la adición de un número predeterminado de átomos de impureza al germanio o al silicio. El tipo *n* se crea a través de la introducción de elementos de impureza que poseen cinco electrones de valencia (*pentavalentes*), como el *antimonio*, *arsénico* y *fósforo*. El efecto de estos elementos impuros se indica en la figura 1.9



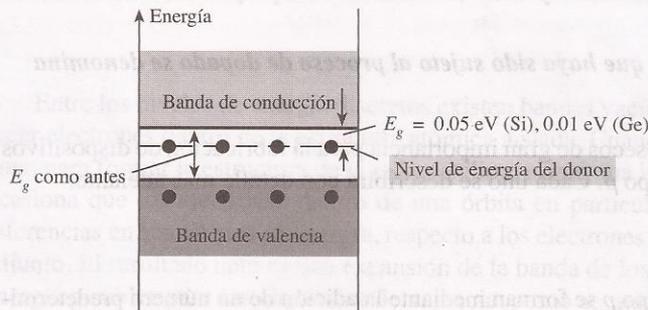
**Figura 1.9** Impureza de antimonio en el material tipo *n*.

(utilizando el antimonio como impureza en el silicio). Observe que las cuatro uniones covalentes aún se encuentran presentes. Existe, sin embargo, un quinto electrón adicional debido al átomo de impureza, mismo que se encuentra *desasociado* de cualquier unión covalente en particular. Este electrón restante, unido débilmente a su átomo (antimonio), se encuentra relativamente libre para moverse dentro del recién formado material tipo *n*. Debido a que el átomo de impureza insertado ha donado un electrón relativamente “libre” a la estructura:

**A las impurezas difundidas con cinco electrones de valencia se les llama átomos donores.**

Es importante comprender que, aunque un número importante de portadores “libres” se han creado en el material tipo *n*, éste aún es eléctricamente *neutral*, debido a que de manera ideal el número de protones cargados positivamente en los núcleos es todavía igual al número de electrones “libres” cargados negativamente y en órbita en la estructura.

El efecto de este proceso de dopado sobre la conductividad relativa se describe mejor a través del diagrama de bandas de energía de la figura 1.10. Observe que un nivel de energía discreto (llamado el *nivel del donador*) aparece en la banda prohibida con un  $E_g$  significativamente menor que aquel del material intrínseco. Aquellos electrones “libres” que se deben a la impureza añadida se sitúan en este nivel de energía, y tienen menor dificultad para absorber la energía térmica suficiente para moverse a la banda de conducción a temperatura ambiente. El resultado es que a temperatura ambiente existe un gran número de portadores (electrones) en el nivel de conducción, y la conductividad del material aumenta en forma significativa. A temperatura ambiente en un material de Si intrínseco existe aproximadamente un electrón libre por cada  $10^{12}$  átomos (uno por cada  $10^9$  para Ge). Si el nivel de “dosificación” fuera de 1 en 10 millones ( $10^7$ ), la proporción ( $10^{12}/10^7 = 10^5$ ) indicaría que la concentración de portadores se ha incrementado en una proporción de 100,000 : 1.



**Figura 1.10** Efecto de las impurezas del donador sobre la estructura de la banda de energía.

## Material tipo p

El material tipo *p* se forma mediante el dopado de un cristal puro de germanio o de silicio con átomos de impureza que poseen *tres* electrones de valencia. Los elementos que se utilizan con mayor frecuencia para este propósito son el *boro*, *galio* e *indio*. El efecto de alguno de estos elementos, como el boro sobre el silicio, se indica en la figura 1.11.

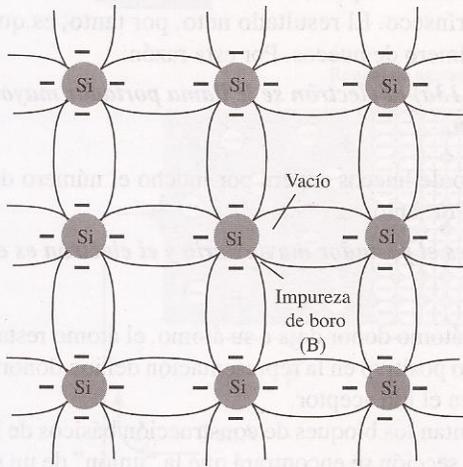


Figura 1.11 Impureza de boro en el material tipo *p*.

Observe que ahora existe un número de electrones insuficiente para completar las uniones covalentes de la red cristalina recién formada. A la vacante que resulte se le llama *hueco*, y está representado por un pequeño círculo o signo positivo debido a la ausencia de una carga negativa. Por tanto, la vacante resultante *aceptará* con facilidad un electrón “libre”:

*A las impurezas difundidas con tres electrones de valencia se les conoce como átomos aceptores.*

El material resultante tipo *p* es eléctricamente neutro, por las mismas razones descritas para el material tipo *n*.

## Flujo de electrones comparado con flujo de huecos

El efecto del hueco sobre la conducción se muestra en la figura 1.12. Si un electrón de valencia adquiere suficiente energía cinética para romper su unión covalente y llena un hueco, entonces se creará un hueco en la unión covalente que liberó el electrón. Sin embargo, existe una transferencia de huecos hacia la izquierda y de electrones hacia la derecha, según se muestra en la figura 1.12. La dirección que se utilizará en el texto es la del *flujo convencional*, el cual se indica por la dirección del flujo de huecos.

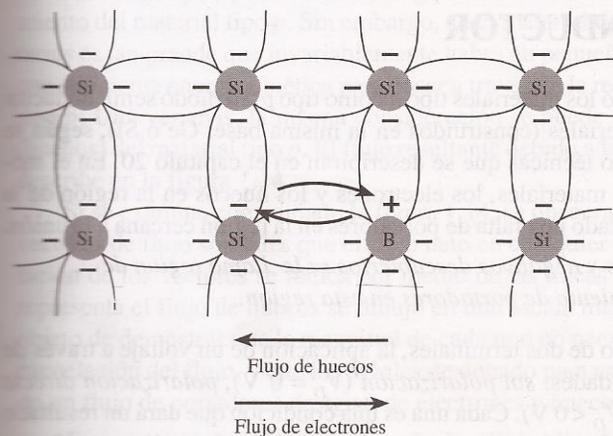


Figura 1.12 Flujo de electrones en función de flujo de huecos.

## Portadores mayoritarios y minoritarios

En el estado intrínseco, el número de electrones libres en Ge o en Si se debe sólo a aquellos electrones en la banda de valencia que han adquirido suficiente energía de las fuentes térmicas o lumínicas para romper la unión covalente o a las pocas impurezas que no pudieron eliminarse. Las “vacantes” dejadas atrás en la estructura de uniones covalentes representan una cantidad muy limitada de huecos. En un material tipo *n*, el número de huecos no ha cambiado de manera significativa de su nivel intrínseco. El resultado neto, por tanto, es que el número de electrones supera por mucho el número de huecos. Por esta razón:

*En un material tipo n (figura 1.13a) al electrón se le llama portador mayoritario y el hueco es el portador minoritario.*

Para el material tipo *p* el número de huecos supera por mucho el número de electrones, como se muestra en la figura 1.13b. Por tanto:

*En un material tipo p el hueco es el portador mayoritario y el electrón es el portador minoritario.*

Cuando el quinto electrón de un átomo donador deja a su átomo, el átomo restante adquiere una carga positiva neta: de ahí el signo positivo en la representación del ion donador. Por razones análogas, el signo negativo aparece en el ion aceptor.

Los materiales tipo *n* y *p* representan los bloques de construcción básicos de los dispositivos semiconductores. En la siguiente sección se encontrará que la “unión” de un solo material tipo *n* con un material tipo *p* tendrá por resultado un elemento semiconductor de importancia considerable en los sistemas electrónicos.

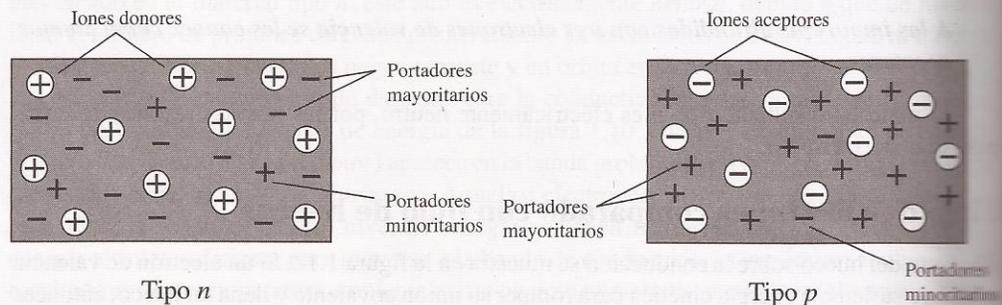


Figura 1.13 a) material tipo *n*; b) material tipo *p*.

## 1.6 DIODO SEMICONDUCTOR

En la sección 1.5 se presentaron tanto los materiales tipo *n* como tipo *p*. El diodo semiconductor se forma con sólo juntar estos materiales (construidos en la misma base: Ge o Si), según se muestra en la figura 1.14, utilizando técnicas que se describirán en el capítulo 20. En el momento en que son “unidos” los dos materiales, los electrones y los huecos en la región de la unión se combinan, dando por resultado una falta de portadores en la región cercana a la unión.

*A esta región de iones positivos y negativos descubiertos se le llama región de agotamiento, debido al agotamiento de portadores en esta región.*

Como el diodo es un dispositivo de dos terminales, la aplicación de un voltaje a través de sus terminales permite tres posibilidades: *sin polarización* ( $V_D = 0$  V), *polarización directa* ( $V_D > 0$  V) y *polarización inversa* ( $V_D < 0$  V). Cada una es una condición que dará un resultado que el usuario deberá comprender con claridad para que el dispositivo se aplique en forma efectiva.

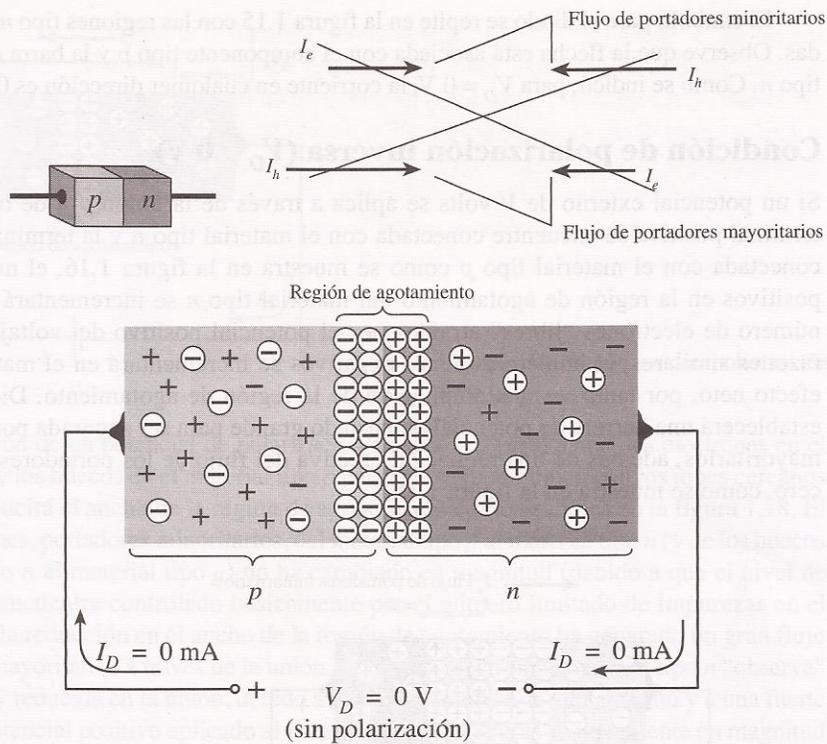


Figura 1.14 Unión  $p$ - $n$  sin polarización externa.

### Sin polarización aplicada ( $V_D = 0 \text{ V}$ )

Bajo condiciones sin polarización, cualquiera de los portadores minoritarios (huecos) en el material tipo  $n$  que se encuentren dentro de la región de agotamiento, pasarán directamente al material tipo  $p$ . Mientras más cercano se encuentre el portador minoritario a la unión, mayor será la atracción de la capa de iones negativos y menor la oposición de los iones positivos en la región de agotamiento del material tipo  $n$ . Con la idea de que surjan análisis futuros, se supone que todos los portadores minoritarios del material tipo  $n$  que se localizan en la región de agotamiento debido a su movimiento aleatorio pasarán directamente al material tipo  $p$ . Se puede considerar que algo similar pasa con los portadores minoritarios (electrones) del material tipo  $p$ . Este flujo de portadores se indica en la figura 1.14 para los portadores minoritarios de cada material.

Los portadores mayoritarios (electrones) del material tipo  $n$  deben sobreponerse a las fuerzas de atracción de la capa de iones positivos del material tipo  $n$ , y a la capa de iones negativos en el material tipo  $p$ , con el fin de migrar hacia el área localizada más allá del área de agotamiento del material tipo  $p$ . Sin embargo, en el material tipo  $n$  el número de portadores mayoritarios es tan grande que invariablemente habrá un pequeño número de portadores mayoritarios con suficiente energía cinética para pasar a través de la región de agotamiento hacia el material tipo  $p$ . Una vez más, la misma consideración se puede aplicar a los portadores mayoritarios (huecos) del material tipo  $p$ . El flujo resultante debido a los portadores mayoritarios también se describe en la figura 1.14.

Si se examina con cuidado la figura 1.14, se observará que las magnitudes relativas de los vectores de flujo son tales que el flujo neto en cualquier dirección es igual a cero. Esta cancelación de los vectores se indica por medio de las líneas cruzadas. La longitud del vector que representa el flujo de huecos se dibujó en una escala mayor que el flujo de los electrones con objeto de demostrar que la magnitud de cada uno no necesariamente debe ser la misma para la cancelación del flujo, y que los niveles de dopado para cada material pueden dar como resultado un flujo de portadores desigual de electrones y huecos. En resumen:

*En ausencia de un voltaje de polarización aplicado, el flujo neto de la carga en cualquier dirección para un diodo semiconductor es cero.*

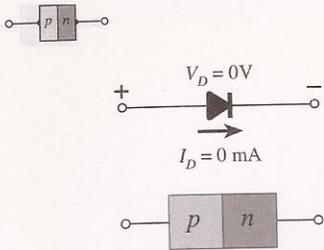


Figura 1.15 Condiciones para un diodo semiconductor sin polarización.

El símbolo para el diodo se repite en la figura 1.15 con las regiones tipo *n* y tipo *p* indicadas. Observe que la flecha está asociada con el componente tipo *p* y la barra con la región tipo *n*. Como se indicó, para  $V_D = 0$  V, la corriente en cualquier dirección es 0 mA.

### Condición de polarización inversa ( $V_D < 0$ V)

Si un potencial externo de  $V$  volts se aplica a través de la unión *p-n* de tal forma que la terminal positiva se encuentre conectada con el material tipo *n* y la terminal negativa conectada con el material tipo *p* como se muestra en la figura 1.16, el número de electrones positivos en la región de agotamiento del material tipo *n* se incrementará debido al gran número de electrones "libres" atraídos por el potencial positivo del voltaje aplicado. Por razones similares, el número de iones negativos se incrementará en el material tipo *p*. El efecto neto, por tanto, es una ampliación de la región de agotamiento. Dicha ampliación establecerá una barrera de potencial demasiado grande para ser superada por los portadores mayoritarios, además de una reducción efectiva del flujo de los portadores mayoritarios a cero, como se muestra en la figura 1.16.

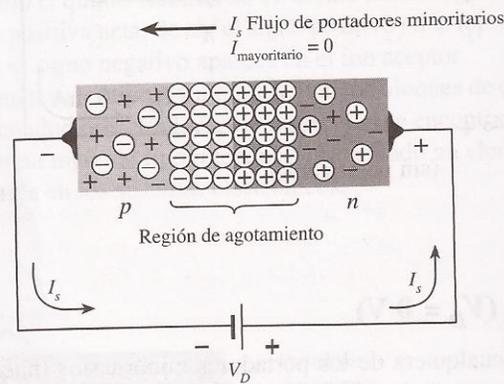


Figura 1.16 Unión *p-n* con polarización inversa.

Sin embargo, el número de portadores minoritarios que están entrando a la región de agotamiento no cambiarán, y dan como resultado vectores de flujo de portadores minoritarios de la misma magnitud que sin voltaje aplicado, como lo indica la figura 1.14.

A la corriente que existe bajo las condiciones de polarización inversa se le llama *corriente de saturación inversa*, y se representa mediante  $I_s$ .

La corriente de saturación inversa rara vez es mayor que unos cuantos microamperes, con excepción de los dispositivos de alta potencia. De hecho, en años recientes se encontró que el nivel está casi siempre en el rango de nanoamperes para dispositivos de silicio, y en el rango de microamperes para el germanio. El término *saturación* proviene del hecho de que alcanza su máximo nivel con rapidez y no cambia de manera significativa con el incremento del potencial de polarización inversa, como se muestra en las características de los diodos de la figura 1.18 para  $V_D < 0$  V. Las condiciones de polarización inversa se describen en la figura 1.17 para el símbolo de diodo y la unión *p-n*. Observe, en particular, que la dirección de  $I_s$  es contra la flecha del símbolo. A su vez, que el potencial negativo está conectado al material tipo *p* y el potencial positivo al material tipo *n*, y que la diferencia en las literales subrayadas para cada región revela una condición de polarización inversa.

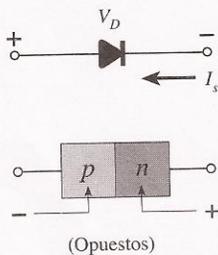


Figura 1.17 Condiciones de polarización inversa para un diodo semiconductor.

### Condición de polarización directa ( $V_D > 0$ V)

Una condición de *polarización directa* o "encendido" se establece al aplicar el potencial positivo al material tipo *p* y el potencial negativo al material tipo *n*, como lo muestra la figura 1.19. Por tanto, para mayor referencia:

*Un diodo semiconductor tiene polarización directa cuando se ha establecido la asociación tipo *p* y positivo y tipo *n* y negativo.*

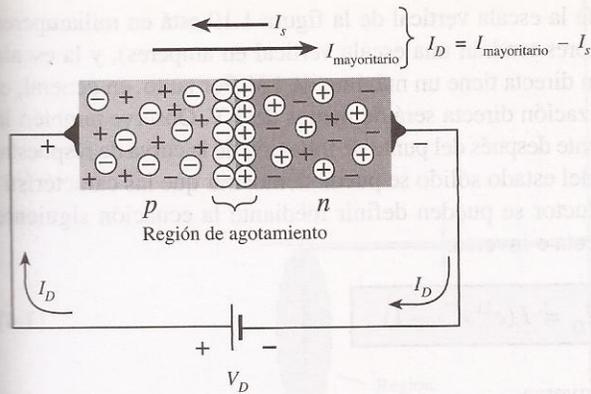


Figura 1.18 Unión  $p$ - $n$  con polarización directa.

La aplicación de un potencial de polarización directa  $V_D$  “presionará” los electrones en el material tipo  $n$  y los huecos en el material tipo  $p$  para que se recombinen con los iones cercanos a la unión y reducirá el ancho de la región de agotamiento como se indica en la figura 1.18. El flujo de electrones, portadores minoritarios, del material tipo  $p$  al material tipo  $n$  (y de los huecos del material tipo  $n$  al material tipo  $p$ ) no ha cambiado en magnitud (debido a que el nivel de conducción se encuentra controlado básicamente por el número limitado de impurezas en el material), pero la reducción en el ancho de la región de agotamiento ha generado un gran flujo de portadores mayoritarios a través de la unión. Ahora, un electrón de material tipo  $n$  “observa” una barrera muy reducida en la unión, debido a la pequeña región de agotamiento y a una fuerte atracción del potencial positivo aplicado al material tipo  $p$ . Mientras se incrementa en magnitud la polarización aplicada, la región de agotamiento continuará disminuyendo su anchura hasta que un flujo de electrones pueda pasar a través de la unión, lo que da como resultado un incremento exponencial en la corriente, como se muestra en la región de polarización directa de las caracte-

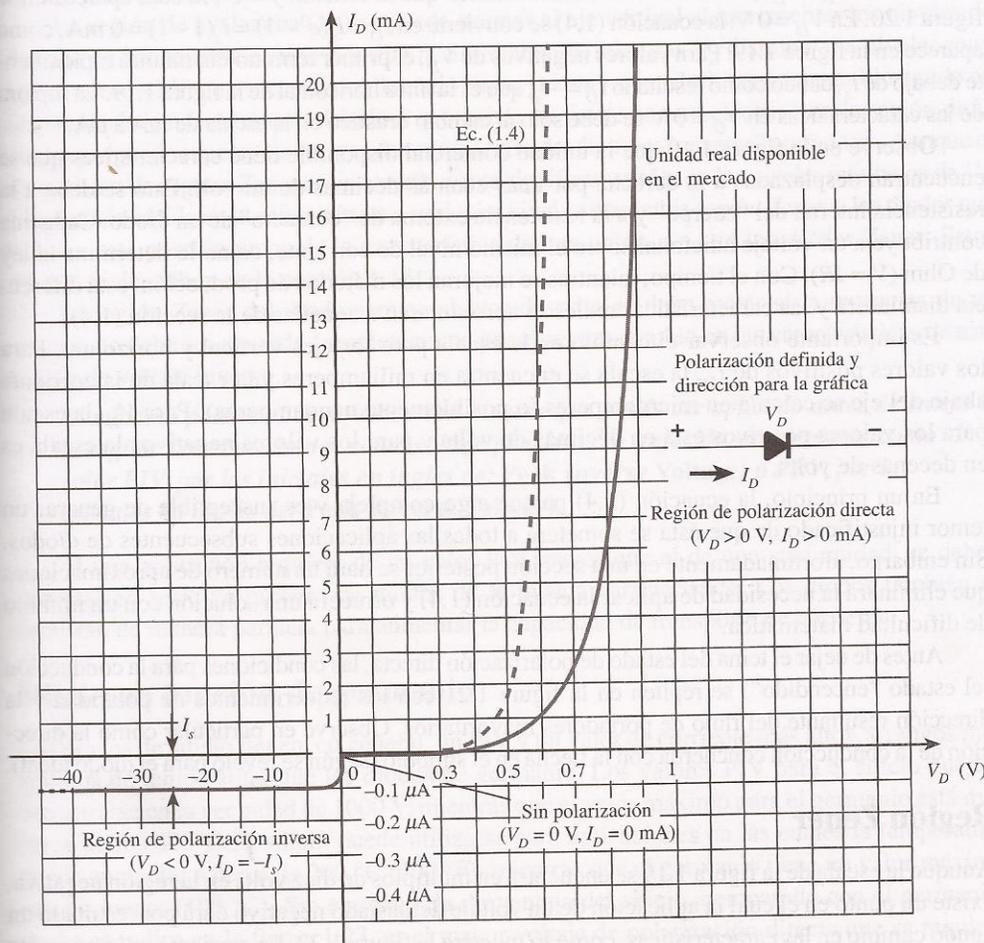


Figura 1.19 Características del diodo semiconductor de silicio.



rísticas de la figura 1.19. Observe que la escala vertical de la figura 1.19 está en miliamperes (aunque algunos diodos semiconductores directa tiene un máximo de 1 V. Por tanto, en general, el voltaje a través de un diodo de polarización directa será de menos de 1 V. Observe también la rapidez con que se incrementa la corriente después del punto de inflexión de la curva de respuesta.

A través del empleo de la física del estado sólido se puede demostrar que las características generales de un diodo semiconductor se pueden definir mediante la ecuación siguiente para las regiones de polarización directa e inversa:

$$I_D = I_s(e^{kV_D/T_K} - 1) \quad (1.4)$$

donde  $I_s$  = corriente de saturación inversa

$K = 11,600 / \eta$  con  $\eta = 1$  para Ge y  $\eta = 2$  para Si en niveles relativamente bajos de corriente del diodo (en o abajo del punto de inflexión de la curva) y  $\eta = 1$  para Ge y Si en mayores niveles de corriente del diodo (en la sección de crecimiento rápido de la curva)

$$T_K = T_C + 273^\circ$$

En la figura 1.19 se ofrece una gráfica de la ecuación (1.4). Si se expande la ecuación (1.4) en la forma siguiente, se puede describir con facilidad el componente de contribución para cada región de la figura 1.19:

$$I_D = I_s e^{kV_D/T_K} - I_s$$

Para valores positivos de  $V_D$ , el primer término de la ecuación anterior crecerá con mayor rapidez, y superará el efecto del segundo término. El resultado será positivo para los valores positivos de  $V_D$  e  $I_D$ , y crecerá de la misma manera que la función  $y = e^x$ , la cual aparece en la figura 1.20. En  $V_D = 0$  V, la ecuación (1.4) se convierte en  $I_D = I_s(e^0 - 1) = I_s(1 - 1) = 0$  mA, como aparece en la figura 1.19. Para valores negativos de  $V_D$ , el primer término disminuirá rápidamente debajo de  $I_s$ , dando como resultado  $I_D = -I_s$ , que es la línea horizontal de la figura 1.19. La ruptura de las características en  $V_D = 0$  V se debe sólo al cambio drástico en la escala de mA a  $\mu$ A.

Observe en la figura 1.19 que la unidad comercial disponible tiene características que se encuentran desplazadas a la derecha por unas cuantas décimas de un volt. Esto se debe a la resistencia interna del "cuerpo" y a la resistencia externa de "contacto" de un diodo. Cada una contribuye a un voltaje adicional sobre el mismo nivel de corriente, como lo determina la ley de Ohm ( $V = IR$ ). Con el tiempo, mientras se mejoran los métodos de producción, esta diferencia disminuirá y las características reales se aproximarán a aquellas de la sección (1.4).

Es importante observar el cambio en la escala para los ejes vertical y horizontal. Para los valores positivos de  $I_D$ , la escala se encuentra en miliamperes y la escala de la corriente abajo del eje se calcula en microamperes (o posiblemente nanoamperes). Para  $V_D$ , la escala para los valores positivos está en décimas de volts y para los valores negativos la escala es en decenas de volts.

En un principio, la ecuación (1.4) parece algo compleja y es susceptible de generar un temor injustificado de que ésta se someterá a todas las aplicaciones subsecuentes de diodos. Sin embargo, afortunadamente en una sección posterior se hará un número de aproximaciones que eliminará la necesidad de aplicar la ecuación (1.4) y ofrecerá una solución con un mínimo de dificultad matemática.

Antes de dejar el tema del estado de polarización directa, las condiciones para la conducción (el estado "encendido") se repiten en la figura 1.21 con los requerimientos de polaridad y la dirección resultante del flujo de portadores mayoritarios. Observe en particular cómo la dirección de la conducción concuerda con la flecha en el símbolo (según se reveló para el diodo ideal).

## Región Zener

Aunque la escala de la figura 1.19 se encuentra en múltiplos de diez volts en la región negativa, existe un punto en el cual la aplicación de un voltaje demasiado negativo dará por resultado un agudo cambio en las características, como lo muestra la figura 1.22. La corriente se incrementa

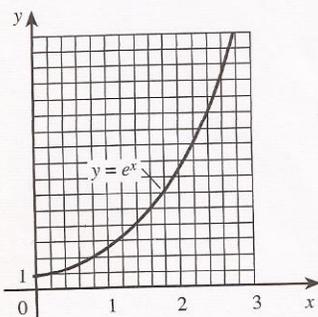


Figura 1.20 Gráfica de  $e^x$ .

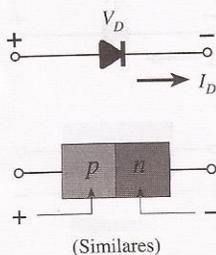


Figura 1.21 Condiciones de polarización directa para un diodo semiconductor.