

41.000,-

TEMAS SELECTOS DE INGENIERÍA

El diodo PN de unión

Segunda edición

TEMAS SELECTOS DE INGENIERÍA

El diodo PN de unión

Segunda edición

GEROLD W. NEUDECK

Purdue University

Versión en español de

Bartolomé Fabian-Fränel

Universidad Tecnológica Nacional

Buenos Aires, Argentina

Con la colaboración de

Juan Miguel López

Universidad Politécnica de Cataluña

Barcelona, España



ADDISON-WESLEY IBEROAMERICANA

Argentina • Brasil • Chile • Colombia • Ecuador • España

Estados Unidos • México • Perú • Puerto Rico • Venezuela

54269

Esta edición en español es la única autorizada

ADDISON-WESLEY IBEROAMERICANA

Malabia 2363-2º G, Buenos Aires 1425, Argentina
Ave. Brigadeiro Luis Antonio 2344, Conjunto 114,
São Paulo 01402, São Paulo, Brasil
Casilla 70060, Santiago 7, Chile
Apartado Aéreo 241-943, Santa Fé de Bogotá, Colombia
Espalter 3 bajo, Madrid 28014, España
7 Jacob Way, Reading, Massachusetts 01867, E.U.A.
Apartado Postal 22-012, México D.F. 14000, México
Apartado Postal 29853, Río Piedras, Puerto Rico 00929
Apartado Postal 51454, Caracas 1050-A, Venezuela

© 1993 por Addison-Wesley Iberoamericana, S.A.
Wilmington, Delaware, E.U.A.

Impreso en Estados Unidos. Printed in U.S.A.
ISBN 0-201-60142-7

93

Lomo
dañado

Prefacio

Los dispositivos de estado sólido han alcanzado un nivel de perfeccionamiento e importancia económica que excedió las más altas expectativas de sus inventores. Al ofrecer permanentemente dispositivos de mejor comportamiento a un costo unitario decreciente, la industria electrónica ha penetrado en mercados nunca antes considerados. Como requisito para mantener esta iniciativa de crecimiento, es necesaria una amplia comprensión del funcionamiento interno de los dispositivos de estado sólido por parte de los diseñadores modernos de circuitos electrónicos y sistemas. Esto es esencial, pues tanto el sistema como el circuito y los procesos de diseño del circuito integrado se fusionan en una función única. Teniendo en consideración los requerimientos actuales y proyectados, hemos escrito una serie de textos* que brindan una fundamentación intuitiva y analítica firme para tratar los dispositivos de estado sólido.

Nuestros libros están destinados a estudiantes de los últimos años de los cursos básicos o del primero del superior, que hayan tenido al menos una exposición introductoria a la teoría del campo eléctrico. Se pone énfasis en el desarrollo de una comprensión fundamental sobre el funcionamiento interno de la mayoría de las estructuras básicas de los dispositivos de estado sólido. Quitando algunos temas, el material de estos libros se utiliza en cursos de ingeniería eléctrica y electrónica en la Purdue University.

Los diversos libros son relativamente independientes entre sí, aunque algunas fórmulas necesariamente se repiten y se hacen referencias cruzadas. Esta flexibilidad permite utilizar los libros de acuerdo con las necesidades específicas de cada currículo universitario, ya sean como textos de un curso completo o como material complementario. También se espera que estudiantes, ingenieros y científicos encuentren útiles estos libros para su instrucción personal, sea como referencia, repaso o estudio en casa.

Muchos de los textos estándar sobre dispositivos se han escrito como encyclopedias, atiborrados de información, pero con poca visión sobre cómo el estudiante aprende o razona. Los libros que son de naturaleza enciclopédica frecuentemente resultan difíciles de leer para los estudiantes, y pueden hasta presentar barreras a la comprensión. Al fragmentar el material en unidades de información más pequeñas, y al escribir para estudiantes, esperamos haber logrado libros realmente legibles.

*La versión en español de las obras de los profesores Pierret y Neudeck forma parte de la serie "Temas selectos de ingeniería", publicada por Addison-Wesley Iberoamericana. (N. del E.)

bles y comprensibles. También hemos buscado obtener un balance equilibrado entre presentación de conceptos básicos e información práctica.

Los problemas que aparecen al final de cada capítulo constituyen componentes importantes del programa de aprendizaje. Algunos de esos problemas amplían la teoría expuesta en el texto, o están elaborados para reforzar temas de mucha importancia; otros son problemas numéricos que proveen al lector una sensación intuitiva sobre la dimensión típica de los parámetros clave. Entonces, cuando se establezcan o presupongan aproximaciones, el estudiante podrá confiar en que unas cantidades citadas serán efectivamente más pequeñas que otras en varios órdenes de magnitud. Estos problemas de final de capítulo varían en dificultad, desde ser muy sencillos hasta llegar a constituir verdaderos desafíos. En la segunda edición de este título se han agregado problemas resueltos o *ejercicios*, que aparecen recopilados en el apéndice A, y se hace referencia a ellos en el texto. Los ejercicios son de naturaleza similar a los problemas de final de capítulo. Finalmente, el apéndice B contiene grupos de problemas con soluciones de revisión que abarcan todo el volumen. Estos conjuntos presentan consultas de respuesta breve, del tipo utilizado en exámenes o evaluaciones, y pueden servir de revisión o para autoevaluación.

Reiteramos que en nuestros libros se pone énfasis en el desarrollo de una comprensión definida sobre el funcionamiento intrínseco de la mayor parte de las estructuras de los dispositivos de estado sólido. No obstante, tenemos la esperanza de que ayudarán (y quizás motivarán) al lector para extender sus conocimientos al aprendizaje sobre muchos otros dispositivos ya en uso, y aun a buscar información sobre los que están en etapa de desarrollo en laboratorios.

Gerold W. Neudeck
Robert F. Pierret
Purdue University

Nota al lector de la versión en español

La presente obra fue publicada en inglés dentro de la serie "Modular Series on Solid State Devices" de Addison-Wesley Publishing Company. De esa serie, se encuentran disponibles en español los siguientes títulos:

1. Pierret, R.F., *Fundamentos de semiconductores. Segunda edición*
2. Neudeck, G.W., *El diodo PN de unión. Segunda edición*
3. Neudeck, G.W., *El transistor bipolar de unión. Segunda edición*
4. Pierret, R.F., *Dispositivos de efecto de campo. Segunda edición*

Todos son parte de la serie Temas Selectos de Ingeniería de Addison-Wesley Iberoamericana.

Se sugiere al lector estudiar los libros en el orden arriba indicado, ya que así fueron concebidos originalmente.

Índice general

xi

Introducción

1

1 Introducción al diodo

1

| | |
|--|----|
| 1.1 Técnicas de fabricación de la unión <i>p-n</i> | 1 |
| 1.1.1 Uniones de aleación | 1 |
| 1.1.2 Crecimiento epitaxial | 2 |
| 1.1.3 Difusión térmica | 3 |
| 1.1.4 Implantación iónica | 8 |
| 1.2 Fotolitografía para control geométrico | 10 |
| 1.3 Símbolos y definiciones del diodo | 11 |
| 1.4 Resumen | 12 |
| Problemas | 13 |



13

2 Estática de la unión *P-N*

19

| | |
|--|----|
| 2.1 Electrostática de equilibrio, análisis cualitativo | 19 |
| 2.2 Potencial interno V_{bi} | 26 |
| 2.3 La aproximación de vaciamiento | 28 |
| 2.3.1 Aproximación por vaciamiento | 29 |
| 2.3.2 Anchura de la región de vaciamiento | 33 |
| 2.4 Electrostática de la polarización directa e inversa | 35 |
| 2.4.1 La región de vaciamiento <i>n</i> , $0 \leq x \leq x_n$ | 36 |
| 2.4.2 La región de vaciamiento <i>p</i> , $-x_p \leq x \leq 0$ | 37 |
| 2.4.3 Polarización directa, $V_A > 0$; $V_A < V_{bi}$ | 37 |
| 2.4.4 Polarización inversa, $V_A < 0$ | 39 |
| 2.5 Uniones graduadas linealmente | 39 |
| 2.6 Resumen | 43 |
| Problemas | 43 |

39

3 Característica volt-ampere del diodo ideal

47

| | |
|---|----|
| 3.1 Equilibrio térmico | 47 |
| 3.2 Características <i>V-I</i> cualitativas | 50 |
| 3.2.1 Polarización directa, $V_A > 0$ | 51 |
| 3.2.2 Polarización inversa, $V_A < 0$ | 53 |
| 3.2.3 El circuito completo | 55 |

50

51

53

55

| | | | |
|--|-----|--|-----|
| 3.3 La ecuación del diodo ideal: deducción del plan de trabajo | 57 | 6.3 El transitorio de conexión | 125 |
| 3.3.1 Consideraciones generales | 57 | 6.4 Resumen | 128 |
| 3.3.2 Condiciones de frontera en x_n y $-x_p$ | 60 | Problemas | 128 |
| 3.4 La ecuación del diodo ideal: deducción | 63 | 7 Contactos metal-semiconductor | 131 |
| 3.4.1 Región masiva n , $x \geq x_n$ o $x' \geq 0'$ | 64 | 7.1 Introducción | 131 |
| 3.4.2 Región masiva p , $x \leq -x_p$ o $x'' \leq 0$ | 65 | 7.2 Diagramas de bandas de energía en equilibrio térmico de la unión metal-semiconductor | 131 |
| 3.4.3 Ecuación del diodo ideal | 67 | 7.3 Electrostática del diodo de barrera Schottky ideal | 133 |
| 3.5 Interpretación de los resultados | 67 | 7.3.1 En polarización | 137 |
| 3.5.1 Característica $V-I$ | 67 | 7.4 Características $I-V$ del diodo de barrera Schottky ideal | 138 |
| 3.5.2 Componentes de la corriente | 69 | 7.4.1 Equilibrio térmico | 139 |
| 3.5.3 Concentraciones de portadores | 69 | 7.4.2 Polarización directa, $V_A > 0$ | 141 |
| 3.6 Resumen | 70 | 7.4.3 Polarización inversa, $V_A < 0$ | 143 |
| Problemas | 71 | 7.5 Capacidad de vaciamiento | 144 |
| 4 Desviaciones respecto al diodo ideal | 79 | 7.6 Desviaciones de los diodos de barrera Schottky, respecto al ideal | 146 |
| 4.1 Desviaciones respecto al ideal, en polarización inversa | 79 | 7.7 Contactos óhmicos entre un metal y el silicio | 147 |
| 4.1.1 Ruptura de avalancha | 80 | 7.7.1 Contacto túnel | 148 |
| 4.1.2 Ruptura Zener | 83 | 7.7.2 Contacto con potencial V_{bi} negativo | 149 |
| 4.1.3 Generación en W (región de vaciamiento) | 85 | 7.8 Resumen | 151 |
| 4.2 Desviaciones respecto al ideal, en polarización directa | 85 | Problemas | 151 |
| 4.2.1 Recombinación en W (región de vaciamiento) | 87 | Bibliografía recomendada | 155 |
| 4.2.2 Inyección de alto nivel | 88 | Apéndice A. Ejercicios | 157 |
| 4.2.3 Efectos en la región masiva | 89 | Apéndice B. Conjuntos de problemas de revisión y soluciones | 167 |
| 4.3 Resumen | 91 | Conjunto de problemas A | 167 |
| Problemas | 92 | Conjunto de problemas B | 168 |
| 5 Admitancia de la unión P-N | 97 | Soluciones a los problemas de revisión del conjunto A | 171 |
| 5.1 Admitancia de la unión en polarización inversa | 97 | Respuestas a los problemas de revisión del conjunto B | 173 |
| 5.1.1 Capacidad de vaciamiento en polarización inversa | 98 | Apéndice C. Lista de símbolos | 177 |
| 5.1.2 Conductancia | 102 | Apéndice D. Tablas | 181 |
| 5.2 Admitancia de la unión en polarización directa | 104 | Constantes físicas | 181 |
| 5.3 Casos extremos | 109 | Factores de conversión | 181 |
| 5.3.1 Admitancia del diodo p^+-n | 109 | Propiedades del silicio | 182 |
| 5.3.2 Diodo p^+-n , $\omega\tau_p \ll 1$ | 111 | | |
| 5.3.3 Resistencia serie | 111 | | |
| 5.3.4 Diodo $p-n^+$ | 112 | | |
| 5.4 Resumen | 112 | | |
| Problemas | 113 | | |
| 6 Respuesta a la conmutación | 115 | Índice de materias | 183 |
| 6.1 El transitorio de desconexión | 115 | | |
| 6.2 Análisis del tiempo de almacenamiento | 120 | | |

1 Introducción al diodo

Para producir un diodo de unión *p-n* se forma un único cristal semiconductor, de manera tal que una parte del cristal está dopada tipo *p* y la otra parte lo está tipo *n*.^{*} Las uniones se clasifican según la transición desarrollada entre el tipo *p* y el tipo *n* dentro del cristal único. Cuando la transición es extremadamente angosta, se dice que la unión es *abrupta*; en cambio, la unión *gradual* es aquella en la que la región de transición se “extiende” a una distancia mayor. En capítulos posteriores se indicará cómo la naturaleza de lo abrupto de la unión, afecta las características eléctricas.

1.1 TÉCNICAS DE FABRICACIÓN DE LA UNIÓN *p-n*

Para formar las uniones *p-n* abruptas, se liga en aleación una impureza sólida (metal) con el semiconductor, o se efectúa un crecimiento epitaxial de silicio directamente sobre un sustrato de silicio. Para producir las uniones graduales, se utiliza la difusión gaseosa o la implantación iónica de impurezas en el sustrato semiconductor.

1.1.1 Uniones de aleación

Las uniones *p-n* más idealmente abruptas resultan de un proceso de fabricación denominado *aleación*. En este proceso, se forma una unión *p⁺-n* partiendo de una oblea de material semiconductor tipo *n*, sobre la que se coloca una impureza dopante (frecuentemente un metal), y se calienta hasta que la impureza reacciona con el semiconductor. En la figura 1.1 se ilustra este proceso para silicio tipo *n* y la impureza dopante de aluminio (Al) o indio (In). Debe recordarse que el aluminio y el indio actúan como impurezas acceptoras en el silicio. Cuando se las calienta a una temperatura de aleación de unos 580 °C, el Al se ablanda, y “muerde” parte del silicio que se encuentra bajo el Al fundido; es decir, se forma una solución de átomos de Al y Si. Si entonces se reduce cuidadosamente la temperatura, sobreviene una recristalización del silicio en los emplazamientos atómicos de la oblea de silicio tipo

*Se puede encontrar una descripción más detallada sobre la fabricación de la unión *p-n* en el libro de R.C. Jaeger, *Introduction to Microelectronic Fabrication*, Reading, Mass., Addison-Wesley, 1988.

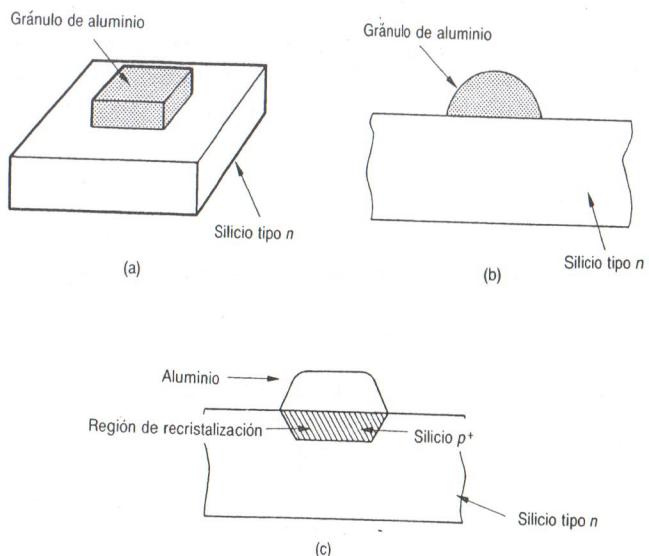


Figura 1.1 (a) Aleación de Al sobre silicio-*n*; (b) sección transversal de (a) tras la fusión; (c) sección transversal (a) tras la fusión y el enfriamiento.

n, que actúa como sustrato. Sin embargo, la cantidad de átomos de Al presentes en la solución Al-Si, es mucho mayor que la de las impurezas de tipo *n*, y entonces la región de recristalización se convierte en una región fuertemente dopada de tipo *p*. De hecho, se trata de una de tipo *p* degenerada, o *p*⁺. La cantidad máxima de átomos de Al posible en el silicio, en condiciones normales, se denomina *límite de solubilidad sólida* ($\approx 3 \times 10^{18}/\text{cm}^3$ de Al en Si a 580 °C). El resultado neto del proceso de aleación es una unión *p*⁺-*n* con transición muy aguda (abrupta) entre las impurezas tipo *p* y tipo *n*. Como se puede ver en la figura 1.1, el resto de Al, que no se ha incorporado al silicio, queda en la superficie, y constituye un adecuado contacto eléctrico con la región *p*⁺. Conviene notar también que el Al ha formado selectivamente la geometría superficial (área) de la unión *p*⁺-*n*.

1.1.2 Crecimiento epitaxial

Otro método por el cual se puede formar una unión abrupta es el crecimiento epitaxial de una capa de semiconductor sobre el sustrato de un cristal semiconductor único. Esta técnica es de uso muy común en los circuitos integrados bipolares. Al crecimiento epitaxial se le acompaña de un calentamiento de la oblea receptora, por ejemplo, silicio tipo *n*, y sobre la superficie se hace circular un gas que contiene tetracloruro de silicio (SiCl_4) con hidrógeno (H) en un flujo controlado. Los gases reaccionan, y producen un depósito de átomos de silicio sobre la superficie del substrato. Como la temperatura excede, por lo general, los 1000 °C, los átomos de Si

depositados tienen suficiente energía y movilidad como para alinearse adecuadamente en la red cristalina de la oblea receptora. Esto constituye una extensión de la red, respecto a la superficie original. Las tasas de crecimiento de la capa epitaxial son del orden de ≈ 1 micra por minuto.

Se pueden agregar átomos de impureza en forma de compuestos gaseosos, al gas portador, durante el proceso de crecimiento epitaxial, para formar capas ya sean de tipo *n* o de tipo *p*. Como elementos dopantes típicos se utiliza el diborano (B_2H_6) para capas tipo *p* o fosfina (PH_3) para capas de silicio tipo *n*. Se parte de un sustrato tipo *n* y el crecimiento de una capa epitaxial (epi) tipo *p*, produce una unión *p-n* bastante abrupta. Por supuesto, también son posibles otras combinaciones, como hacer que deposite una capa epitaxial tipo *n* sobre un sustrato tipo *p*.

Se utiliza extensamente el proceso epitaxial para realizar circuitos integrados (IC; integrated circuits) bipolares y CMOS (complementary metal-oxide-semiconductor). El diodo de unión *p-n* formado durante el proceso "epi" se mantiene polarizado en forma inversa, lo que brinda aislamiento del dispositivo circuital respecto al sustrato. También se ha utilizado la epitaxia en la formación de estructuras SOS (silicon-on-sapphire; silicio sobre zafiro, o silicon-on-spinel; silicio sobre espinela). Las espinelas son diversas mezclas de MgO (óxido de magnesio) y Al_2O_3 (óxido de aluminio), y están íntimamente ligadas al zafiro. Para abreviar, se deposita epitaxialmente silicio dopado sobre sustratos de zafiro o espinela. El aliciente de este procedimiento lo constituye la excepcional cualidad aislante de los sustratos de zafiro o de espinela, en circuitos aislantes y en diseños de circuitos integrados que requieren dispositivos de alta velocidad, especialmente en circuitos de alta integración (LSI; large scale integration). Actualmente se encuentran en desarrollo otras técnicas, como SOI (silicon-over-insulator; silicio sobre aislante).

1.1.3 Difusión térmica

Las uniones en las que la transición de silicio del tipo *p* al tipo *n* se produce en muchos espacios atómicos, se denominan *uniones graduales*. Hay un procedimiento que es muy importante en la industria de fabricación de semiconductores, que consiste en la difusión gaseosa (térmica) de impurezas directamente en el sustrato. Se introducen las impurezas en un gas portador inerte, y se las hace circular sobre la superficie de la oblea de silicio. Debido a la alta temperatura y a la gran cantidad de impurezas en la superficie, los átomos de impureza migran (se difunden) penetrando en el cristal. Como es de esperar, la distribución de impurezas (concentración) es mayor cerca de la superficie, y disminuye progresivamente al penetrar dentro en el cristal. Las impurezas se distribuyen típicamente en una función de error complementaria o en una función gaussiana (lo cual se trata más adelante).

El silicio tiene una propiedad importante que es la capacidad de su óxido natural, el dióxido de silicio (SiO_2), de formarse en una atmósfera oxidante. El SiO_2 es un vidrio y, como tal, insensible a la humedad y a otros contaminantes. También sirve como barrera a la difusión de las impurezas deseadas y, por lo tanto, permite un control geométrico preciso del área de unión *p-n*. En la figura 1.2 se

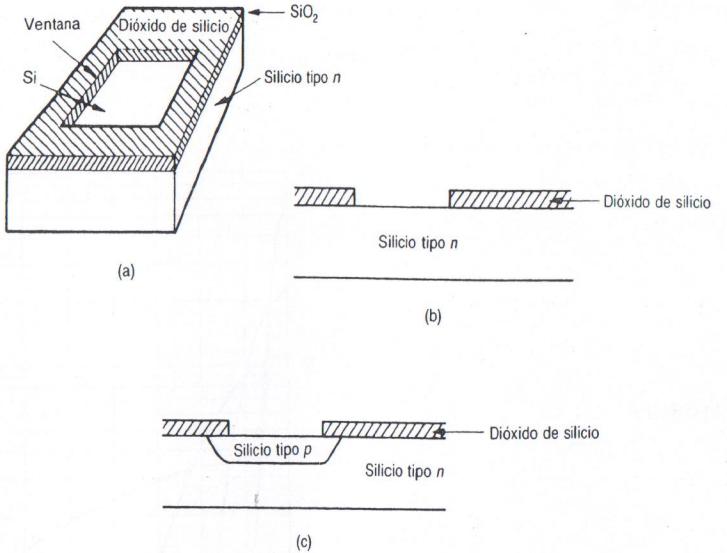


Figura 1.2 (a) Ventana en SiO_2 ; (b) corte transversal antes de la difusión; (c) corte transversal tras la difusión de impurezas p .

puede ver cómo se utiliza el óxido para definir la geometría superficial de un diodo de unión por difusión (gradual).

Tan importantes son las propiedades del Si- SiO_2 que, sin ellas, toda la industria de computadores no podría ni existir, en la forma en que la conocemos hoy día. El dióxido de silicio nos ha permitido construir circuitos integrados en grandes volúmenes, y económicamente, sin él, los sistemas estarían limitados en fiabilidad y complejidad, y su costo sería prohibitivo. En los próximos capítulos se ahondará más sobre este tema, al tratar cada dispositivo.

Durante la difusión, la concentración de impurezas en la superficie, impone una condición de frontera al proceso de difusión. Si se mantiene constante la concentración de impurezas en la superficie, en N_0 impurezas/ cm^3 , la distribución de impurezas puede ser aproximada por una función de error complementaria, como se ve en la figura 1.3(a). En la superficie hay una fuente ilimitada de impurezas. Comenzando en la superficie, la concentración de impurezas disminuye al ir penetrando hacia el interior del semiconductor. La función de error complementaria es otra de esas funciones no usuales, cuyo valor se obtiene frecuentemente de gráficas, integración numérica o tablas. Nótese que $\text{erfc}(x) = [1 - \text{erf}(x)]$. La ecuación (1.1) expresa la forma matemática de la función.

$$N(x, t) = N_0 \text{erfc} \left[\frac{x}{2\sqrt{Dt}} \right], \quad (\#/\text{cm}^3) \quad (1.1)$$

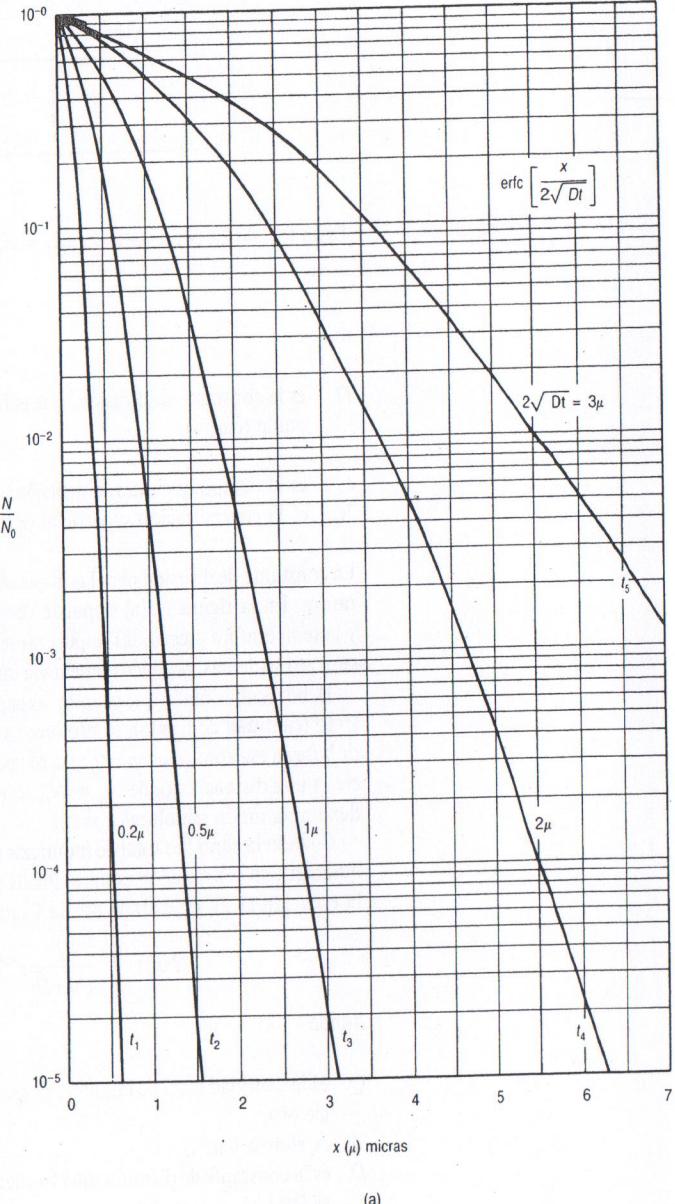


Figura 1.3 (a) Función de error complementaria.

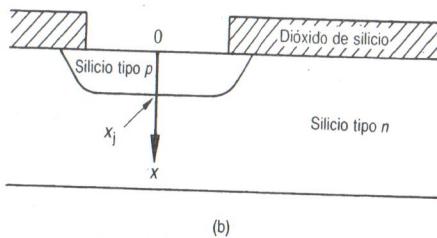


Figura 1.3 (b) Eje de coordenadas x para las impurezas.

donde

D es la constante de difusión, que es función de la temperatura y el tipo de dopante (cm^2/s),

t es el tiempo que dura la difusión (s),

N_0 es la concentración superficial (#/ cm^3).

La constante de difusión para las impurezas crece exponencialmente con la temperatura. En la figura 1.3(a) se puede ver que a medida que el tiempo de difusión y la temperatura crecen, las impurezas se desplazan penetrando en el interior del sustrato. Además, también aumenta la cantidad total de impurezas en la muestra.

Debe resultar obvio que cuando las impurezas difundidas exceden a las del sustrato (cantidad de fondo), se produce una “compensación”, y el semiconductor de base en esa zona se convierte al otro tipo. La unión $p-n$ se forma bajo la superficie, a una distancia donde $N_A = N_D$, como se indica en la figura 1.3(b). Ésta se denomina unión metalúrgica $n(x_j)$.

Cuando la cantidad total de impurezas está limitada a una cantidad fija (fuente limitada), su distribución es aproximada por una función gaussiana descrita por la ecuación (1.2), e ilustrada por la figura 1.4,

$$N(x, t) = \frac{Q}{A \sqrt{\pi D t}} e^{-x^2/(4Dt)}, \quad (\#/\text{cm}^3) \quad (1.2)$$

donde

Q es la cantidad total de impurezas depositadas inicialmente cerca de la superficie (#),

A es el área (cm^2),

D es la constante de difusión, una función de la temperatura y del tipo de dopante (cm^2/s),

t es el tiempo de difusión (s).

Debe notarse que la concentración en la superficie (donde $x = 0$) no es constante y decrece cuando crece el tiempo de difusión. A cierta distancia de la superficie,

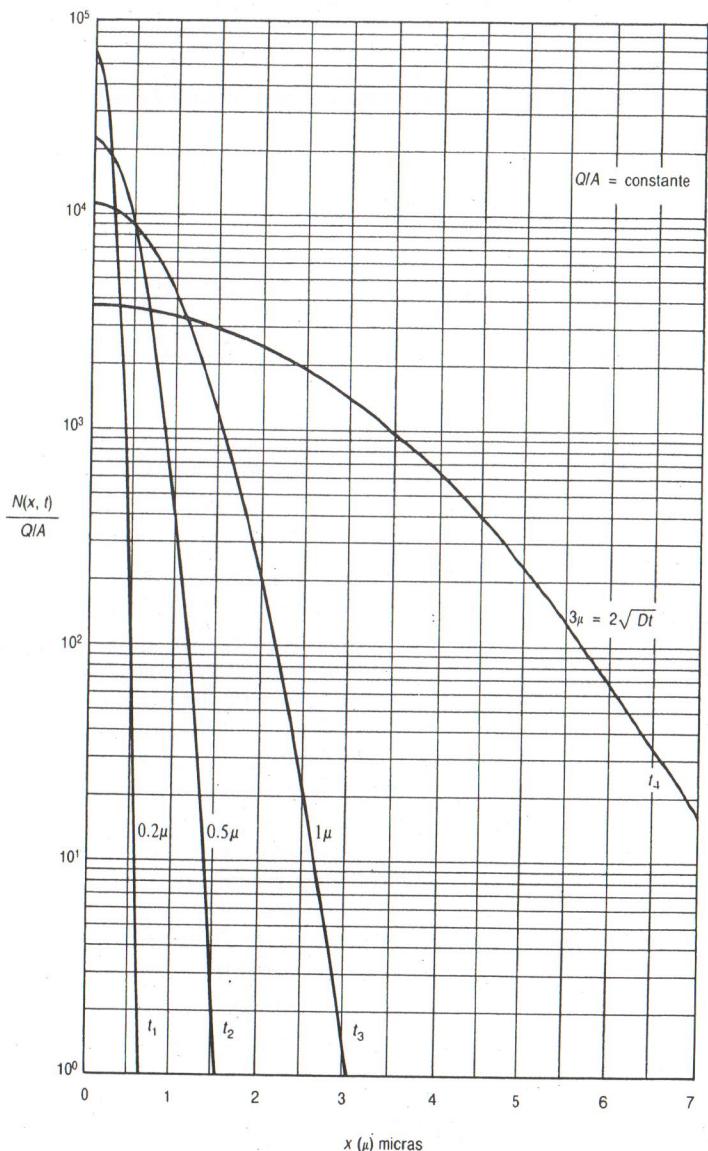


Figura 1.4 Distribución gaussiana normalizada de impurezas.

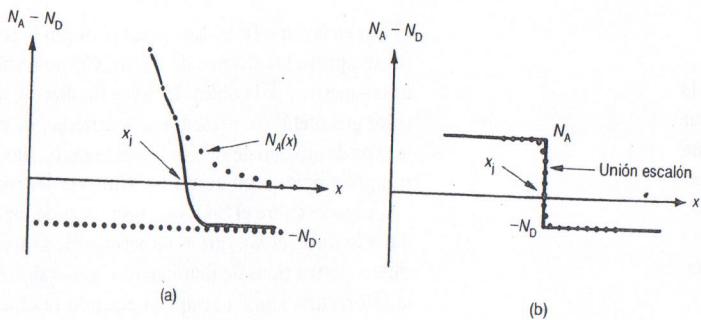


Figura 1.5 Perfiles de impurezas: (a) impurezas p difundidas en un sustrato n uniforme; (b) unión p - n *abrupta* ······, unión escalón.

la distribución de impurezas tiende a una exponencial, lo que se hace patente por la porción de línea casi recta hacia abajo en la figura 1.4

En la unión, las impurezas varían en función de la distancia; de ahí el nombre de *unión gradual*. La figura 1.5(a) ilustra el perfil de impurezas de la unión gradual ideal, para impurezas tipo p difundidas en un sustrato tipo n . Se puede contrastar con la unión abrupta de la figura 1.5(b). También aparece ilustrada la unión abrupta ideal, misma que, a partir de ahora, se denominará *unión escalón*. La unión escalón es una buena aproximación matemática a la unión abrupta (real).

VÉASE EL EJERCICIO 1.1. APÉNDICE A

1.1.4 Implantación iónica

La implantación iónica es una técnica para introducir impurezas en un sustrato monocristalino, por bombardeo directo. Se ionizan átomos de impureza, luego se aceleran en un campo eléctrico elevado, a energías en el intervalo de 1 a 300 keV, y se implantan directamente en el cristal. El potencial de aceleración controla la profundidad a la que se implantan los iones de impureza, y el producto de corriente por tiempo, determina la cantidad total de átomos de impureza. Por supuesto que el cristal resulta dañado por la colisión de los iones, pero con un recocido térmico (calentamiento del semiconductor) se puede reparar este deterioro, lo que deja las impurezas activadas y la red cristalina generalmente intacta.

Las ventajas de la implantación iónica consisten en un control de impurezas muy preciso, un proceso de baja temperatura, y que para algunos semiconductores III-V y II-VI aquélla es el único método de dopado razonable. La implantación iónica tiene también un gran potencial de aplicación para el desarrollo de futuros dispositivos, ya que, en principio, se puede implantar casi cualquier átomo en cualquier sustrato dado. La figura 1.6 muestra varios perfiles de implantación con un intervalo de voltajes de aceleración.

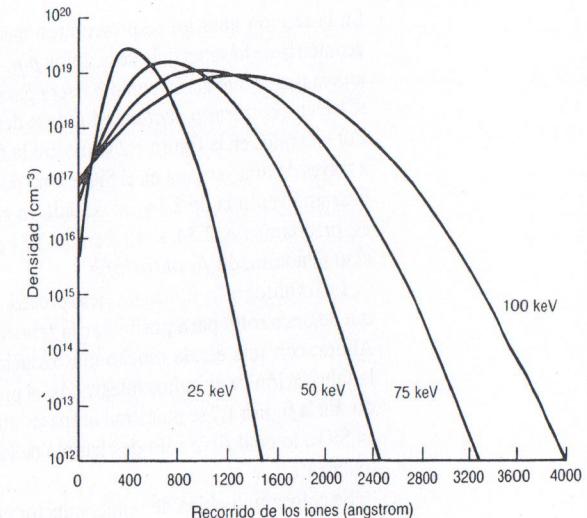


Figura 1.6 Perfil de implantación iónica del fósforo en silicio con una dosis constante de $10^{14}/\text{cm}^2$.

Se utilizan perfiles de implantación muy poco profundos, como una “dosis” precisa para una posterior difusión térmica en el cristal. Se aproxima la fuente constante de difusión, utilizando la función gaussiana de la ecuación (1.3). Ésta es una práctica muy común en la fabricación actual de transistores bipolares pequeños (unión superficial) y MOS.

$$N(x) = \frac{\phi}{\sqrt{2\pi(\Delta R_p)^2}} e^{-\frac{(x-R_p)^2}{2(\Delta R_p)^2}} \quad (\#/\text{cm}^3) \quad (1.3)$$

donde

ϕ es la dosis ($\#/\text{cm}^2$),
 ΔR_p es la desviación estándar del perfil de impurezas (cm),
 R_p es la posición del dopado máximo (cm).

Conviene notar que, en la figura 1.6, la desviación estándar (ΔR_p) y la posición del dopado máximo (R_p) son funciones del voltaje de aceleración (energía de los iones), y del tipo de ion que se implanta. También, la orientación del cristal y el material del sustrato afectan estos parámetros.

1.2 FOTOLITOGRAFÍA PARA CONTROL GEOMÉTRICO

En la sección anterior se presentaron métodos por los que se podía controlar la geometría de la superficie de la unión *p-n*. El método más universal es el de utilizar una máscara que actúa como barrera para los átomos de impureza, mientras que se hacen aberturas o *ventanas* donde se desea que haya penetración de impurezas. Por ejemplo, en la figura 1.2 se mostró la difusión térmica de impurezas en silicio, a través de una ventana en el SiO_2 . Uno podría preguntarse, “¿cómo se puede realizar una ventana de $2.54 \mu\text{m}$ de lado en el SiO_2 ?”. Una diezmillésima de pulgada es, precisamente, $2.54 \times 10^{-4} \text{ cm} = 2.54 \mu\text{m}$. La respuesta es: utilizando un proceso denominado *fotolitografía*.

La fotolitografía utiliza un viejo procedimiento conocido como “fotograbado”, que se desarrolló para posibilitar la fabricación de piezas de máquina diminutas. Ahora, con una escala mucho más reducida, y destinada a cortar ventanas para la fabricación de circuitos integrados, el proceso se ha vuelto sumamente elaborado. En la figura 1.7 se muestran los pasos utilizados para la producción de ventanas en SiO_2 , lo cual sirve sólo de ejemplo de los muchos caminos posibles en uso actualmente.

Se coloca una oblea de semiconductor en un horno de oxidación aproximadamente entre 1000 y 1200°C , en un flujo o atmósfera de oxígeno, para dar lugar al crecimiento de unos pocos de miles de angstrom ($\approx 5000 \text{ \AA}$) de dióxido de silicio

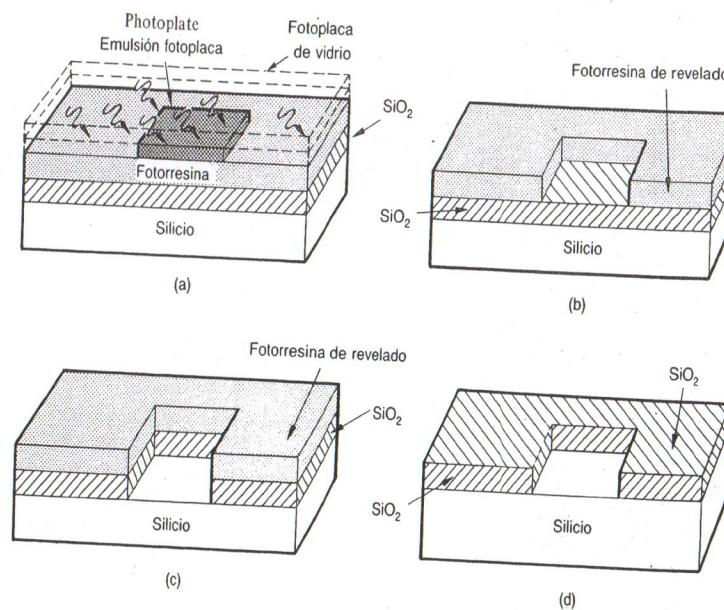


Figura 1.7 Fotolitografía: (a) exposición de la fotorresina; (b) fotorresina de revelado; (c) dióxido de silicio grabado; (d) ventana en el dióxido de silicio.

(SiO_2) en la superficie. Los gases proveen la componente de oxígeno y la oblea de silicio aporta los átomos de silicio. Como resultado, el SiO_2 utiliza algo del silicio de la superficie de la oblea. Una vez finalizado, la superficie del silicio, anteriormente color gris metálico, presenta una variedad de colores que dependen del espesor de la capa de dióxido de silicio. Por esta razón, las imágenes de los circuitos integrados son policromas, con zonas en azul, verde, rosa, etcétera.

Luego se cubre el SiO_2 con una capa de material líquido fotorresistente, denominado *fotorresina*, que es impermeable al ataque del ácido de grabado, pero sensible a ciertos tipos de iluminación, generalmente la luz ultravioleta. Típicamente, la fotorresina líquida se aplica girando la oblea a alta velocidad, para lograr una capa delgada muy uniforme. Tras calentar para su endurecimiento, la fotorresina está lista para la exposición. La fotorresina endurecida es similar a una emulsión fotográfica. En la figura 1.7(a) se ve el próximo paso, el de la colocación de una fotomáscara (similar a la imagen revelada de un negativo fotográfico) sobre la oblea y la exposición con luz ultravioleta del material fotorresistente, en aquellas áreas en las que debe quedar el SiO_2 . La iluminación hace que polimericen (se endurezcan más) esas áreas de la fotorresina. A continuación se revela la fotorresina, en forma muy similar a una placa fotográfica ordinaria. La superficie no expuesta a la luz ultravioleta, es lavada y desaparece, lo que deja el SiO_2 desnudo solamente en las áreas no expuestas de la figura 1.7(a), lo que se puede ver en la figura 1.7(b).

Ahora se utiliza un ácido de base fluorhídrica, que no ataca a la fotorresina ni al silicio puro, para atacar y corroer la ventana en el SiO_2 , como se ve en la figura 1.7(c). Finalmente, se arranca la fotorresina del SiO_2 , con lo cual queda una ventana en el SiO_2 abierta a la superficie del silicio. La oblea está ahora lista para la difusión térmica de átomos de impureza a través de la ventana en el SiO_2 , como se ve en la figura 1.7(d).

El proceso básico de fotolitografía se aplica en muchas combinaciones diferentes, de las que aquí se ha presentado solamente una. Por ejemplo, la fotorresina podría ser del tipo opuesto que, con exposición a la luz, se hace soluble al revelador; por tanto, las zonas expuestas a la luz ultravioleta desaparecerían. Prescindiendo de los detalles específicos, se utilizan la fotomáscara, la fotorresina, la luz y el grabado con ácido, para abrir superficies específicas en el SiO_2 .

En la nueva era de los VLSI, es decir los circuitos integrados de muy alta escala de integración, que ya se van extendiendo a los ULSI, que son de ultra alta escala, la longitud de onda de la iluminación es demasiado elevada para los detalles geométricos requeridos. Entonces, la difracción comienza a convertirse en un problema, y se recurre a la fotolitografía de rayos X o de haz de electrones para la exposición de fotorresinas especiales. En la implantación iónica, la fotolitografía se utiliza para abrir ventanas en SiO_2 , fotorresina, o metales que sirven para enmascarar la superficie del silicio. El requisito es que el espesor sea suficientemente grande para impedir que los iones implantados alcancen el silicio.

1.3 SÍMBOLOS Y DEFINICIONES DEL DIODO

El diodo de unión *p-n* estándar tiene como símbolo una flecha que indica la dirección del flujo de corriente principal. En la figura 1.8 se puede ver el símbolo y la

definición para voltaje y corriente positivas. Cuando se aplica voltaje positivo a la región *p*, y negativo a la región *n* se dice que el diodo está polarizado en sentido directo, y la corriente crece rápidamente con pequeños aumentos del voltaje. Éste es el sentido fácil de circulación de la corriente. Hay polarización inversa cuando la región *p* es negativa respecto a la región *n*; es decir, V_A es un número negativo y fluye muy poca corriente en sentido contrario a la flecha de acuerdo con el símbolo. En los dos capítulos siguientes se trata del desarrollo y explicación del por qué el diodo no se comporta de forma simétrica; es decir, por qué la corriente fluye de manera mucho más fácil en una dirección que en la otra. Esta propiedad de tener un flujo de cargas no simétrico es la que permite al diodo tener aplicaciones de enorme importancia.

1.4 Resumen

En este capítulo se expuso la forma como se puede fabricar un diodo de unión *p-n* por difusión, aleación o implantación iónica de impurezas en un sustrato. El resultado es una transición abrupta de impurezas de tipo *p* a tipo *n* o viceversa. La distribución abrupta de impurezas puede ser aproximada por la función matemática escalón, y se denomina unión escalón. Los diodos del tipo aleación o epitaxial son buenos ejemplos.

Las difusión térmica de impurezas constituye un ejemplo de distribución de impurezas gradual que, en las cercanías de la unión metalúrgica, puede ser aproximada matemáticamente por una función lineal.

La fotolitografía y el dióxido de silicio, actuando como barrera para las impurezas, permiten crear un área específica sobre el sustrato en la que se pueden introducir impurezas. La ubicación de la unión metalúrgica bajo la superficie es una función del tipo de dopante, del tiempo y de la temperatura del proceso. Se aproximan las distribuciones de impurezas con las funciones gaussiana o de error complementaria.

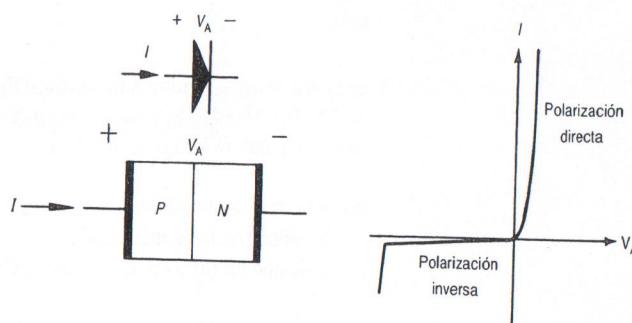


Figura 1.8 La polaridad del diodo de unión *p-n*.

Problemas

Una fuente ilimitada de impurezas en la superficie nos da una distribución del tipo función de error complementaria, mientras que la implantación de iones y difusión térmica de una fuente limitada de impurezas dan como resultado una distribución gaussiana. La unión metalúrgica se produce a una profundidad en que la distribución de impurezas es igual al dopado del sustrato.

1.1 La concentración superficial está fijada en $N_0 = 1.8 \times 10^{20}/\text{cm}^3$, al difundir boro en un sustrato tipo *n* uniformemente dopado. La constante de difusión atómica para el boro en Si, a temperatura de 950 °C, es de $3.0 \times 10^{-15}\text{cm}^2/\text{s}$. Calcule las profundidades de la unión metalúrgica para las condiciones siguientes:

- $N_D = 1.5 \times 10^{16}/\text{cm}^3$; durante 30 min;
- $N_D = 1.0 \times 10^{15}/\text{cm}^3$; durante 30 min;
- difusión a 950 °C durante 1 h 30 min; (i) $N_D = 1.5 \times 10^{16}/\text{cm}^3$ (ii) $N_D = 1.0 \times 10^{15}/\text{cm}^3$;
- generalice en una fórmula los resultados obtenidos.

Puede utilizar la tabla P1.1 o la figura P1.1 para evaluar la función $\text{erfc}(x)$.

Tabla P1.1

| x | : erfc(x) |
|---------|-------------------------|
| 0.70711 | 3.1731×10^{-1} |
| 1.0758 | 1.2816×10^{-1} |
| 1.1633 | 1.0000×10^{-1} |
| 1.4142 | 4.5500×10^{-2} |
| 1.8217 | 1.0000×10^{-2} |
| 2.1517 | 2.3427×10^{-3} |
| 2.3269 | 1.0000×10^{-3} |
| 2.7511 | 1.0000×10^{-4} |
| 2.7822 | 8.3333×10^{-5} |
| 2.8284 | 6.3372×10^{-5} |
| 3.1233 | 1.0000×10^{-5} |
| 3.2120 | 5.5600×10^{-6} |
| 3.2277 | 5.0000×10^{-6} |
| 3.4587 | 1.0000×10^{-6} |

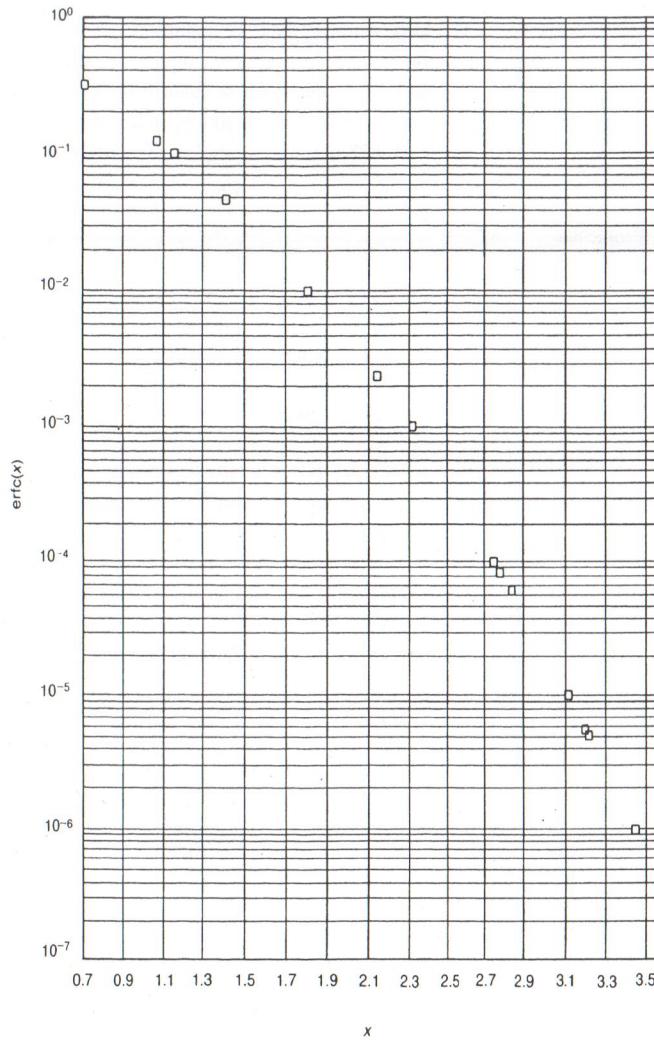


Figura P.1.1 Datos de la función “erfc (x)”.

1.2 Se deposita fósforo en la superficie de silicio a una temperatura entre 950 °C y 1300 °C, con lo que se obtiene una concentración superficial casi constante de aproximadamente $10^{+21}/\text{cm}^3$, la solubilidad sólida del fósforo en silicio. Si el sustrato es tipo *p* y está dopado uniformemente a $N_A = 5.0 \times 10^{+15}/\text{cm}^3$; y es difundido a partir de una concentración superficial constante, calcule:

- (a) la profundidad de la unión, si la difusión es a 950 °C por (i) 30 min, y (ii) 90 min;
- (b) repita (a) para 1050 °C;
- (c) el tiempo necesario para colocar la unión a 1.2 micrones, con 1050 °C.

Utilice la fórmula que aparece abajo para obtener la constante de difusión a diversas temperaturas:

$$D = 3.85 \times e^{-[E_a/kT]} \text{ donde } E_a = 3.66 \text{ eV y } T \text{ está en K}$$

1.3 Se difunden átomos de boro en silicio, partiendo de una fuente limitada, que comienza con una “dosis” de $Q/A = 5 \times 10^{+14}/\text{cm}^2$. Tras la difusión a 1050 °C ($D_{\text{boro}} = 5 \times 10^{-14} \text{ cm}^2/\text{s}$), calcule:

- (a) la concentración superficial tras (i) 30 min, (ii) 90 min;
- (b) la concentración dopante tras 30 y 90 min a (i) $x = 0.1 \mu\text{m}$, (ii) $x = 0.5 \mu\text{m}$;
- (c) las profundidades de unión si el sustrato es tipo *n* dopado a $N_D = 5.0 \times 10^{+15}/\text{cm}^3$ tras (i) 30 min, (ii) 90 min.

1.4 La difusión de fósforo desde una fuente limitada, con una dosis de Q/A de $8 \times 10^{+14}/\text{cm}^2$ en un sustrato dopado uniformemente a $3.0 \times 10^{+15}/\text{cm}^3$, se realiza a diversas temperaturas. Calcule la profundidad de la unión si

- (a) se difundió a 950 °C durante 1 h;
- (b) se difundió a 1050 °C durante 1 h.

Utilice la fórmula del problema 1.2 para determinar la constante de difusión atómica.

1.5 Se aplica difusión térmica a un sustrato tipo *n* uniformemente dopado con $N_D = 3 \times 10^{+15}/\text{cm}^3$ de impurezas tipo *p* desde una fuente limitada a una temperatura a la que $D = 5.0 \times 10^{-14} \text{ cm}^2/\text{s}$. Si $Q/A = 2 \times 10^{+14}/\text{cm}^2$, calcule:

- (a) el tiempo de difusión requerido para $x_j = 10^{-4} \text{ cm}$. ¿Cuál será entonces la concentración superficial?;
- (b) el tiempo en (a) para $x_j = 2 \mu\text{m}$. ¿Cuál es la concentración superficial?

1.6 Por implantación iónica se introduce boro en un sustrato tipo *n* dopado uniformemente a $N_D = 5.0 \times 10^{+15}/\text{cm}^3$. La energía de implantación es de 60 keV a

una dosis de $3 \times 10^{14}/\text{cm}^2$. Si la posición de dopado máximo es de $0.20 \mu\text{m}$, y la desviación estándar del perfil de impurezas es de $0.054 \mu\text{m}$, calcule:

- la concentración máxima de boro;
- la concentración superficial;
- la profundidad de la unión, x_j .

1.7 Para producir un “esquema de metalización” en un circuito integrado VLSI, se cubre la oblea con aluminio, y luego se graba con los hilos conductores. Como la mayor parte del metal es retirada, se aplica una fotorresina del tipo opuesto al de la figura 1.7. Dibuje las secciones transversales y la vista por elevación, similares a las de la figura 1.7, para una metalización por fotolitografía; es decir, para que se obtenga un cuadrado de metal tras el proceso de grabado.

1.8 El perfil de dopado de la figura P1.8 ilustra cómo por compensación del dopado del material, se puede cambiar al otro tipo. En este caso se muestra cómo en un sustrato tipo n dopado uniformemente se difunden con impurezas tipo p , y posteriormente tipo n para crear una capa de material $n-p-n$. Sea $N_{D2} = 3.0 \times 10^{15}/\text{cm}^3$ y que N_A tenga $Q/A = 2 \times 10^{14}/\text{cm}^2$ con $D = 5.0 \times 10^{-14} \text{ cm}^2/\text{s}$ durante 8 h (tiempo total). La superficie N_{D1} tiene $Q/A = 8 \times 10^{14}/\text{cm}^2$ y $D = 10^{-14} \text{ cm}^2/\text{s}$ durante 2 h (tiempo total). Suponga una superposición perfecta de las impurezas y calcule:

- la profundidad de la unión $x_{j_{bc}}$;
- la profundidad de la unión $x_{j_{eb}}$;
- el espesor de la capa p .

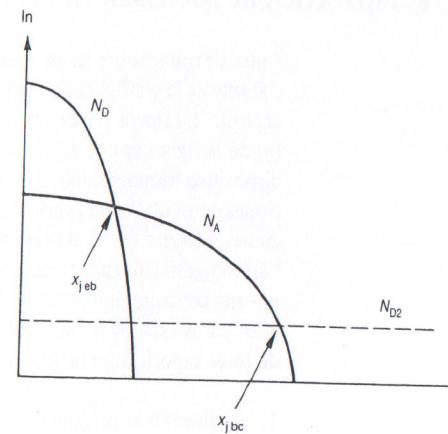


Figura P1.8.

1.9 Para demostrar la validez de la aproximación gaussiana, en el caso de una unión de graduación lineal de un sustrato dopado uniformemente, trace el diagrama de $N_A - N_D$ en escala lineal desde $2.8 \mu\text{m}$ hasta $3.2 \mu\text{m}$, y compárela con una línea recta. Trabaje con los puntos separados $0.05 \mu\text{m}$ (8 datos), y aplique un análisis de mínimos cuadrados para hallar la mejor aproximación a una línea recta. ¿Qué pendiente tiene la recta? Tome $N_D = 10^{15}/\text{cm}^3$, $D = 10^{-13} \text{ cm}^2/\text{s}$, $Q/A = 10^{14}/\text{cm}^2$ y $t = 9.064 \text{ h}$.

2 Estática de la unión *p-n*



En este capítulo se enfoca la atención sobre la región de transición entre las regiones *p* y *n* del diodo en condiciones estáticas de polarización (en corriente continua), y se examinan, a la vez, el equilibrio térmico ($V_A = 0$), la polarización directa ($V_A > 0$) y la polarización inversa ($V_A < 0$). La región cercana a la unión metalúrgica, la región de transición, frecuentemente recibe el nombre de *región de vaciamiento* pues, como se trata en la sección 2.1, son pocos los portadores móviles en esta región, es decir, su población es pequeña en comparación con las regiones *masivas* alejadas de la unión. Para comenzar, se considera cualitativamente la unión en condiciones de equilibrio, para establecer la densidad de cargas, el campo eléctrico y el potencial en la región de vaciamiento. Una vez establecidas estas magnitudes, se introduce el concepto de *potencial interno* (*potencial de formación de la unión*) (V_{bi}). A continuación se trata la *aproximación de vaciamiento*, para resolver la ecuación de Poisson para $\mathcal{E}(x)$ y $V(x)$, suponiendo un perfil de dopado tipo unión escalón, y $V_A = 0$. Posteriormente se extiende el análisis de unión escalón a las polarizaciones directa e inversa. La última sección bosqueja el análisis de la unión graduada linealmente y da los resultados para el campo eléctrico y el potencial.

2.1 ELECTROSTÁTICA DE EQUILIBRIO, ANÁLISIS CUALITATIVO

Antes de tratar sobre las propiedades estáticas de la unión, pasemos a especificar claramente la configuración del dispositivo que abordaremos durante casi todo el capítulo. La figura 2.1(a) ilustra la unión *p-n* abrupta tal como se fabrica; la parte (b) de la figura es una aproximación unidimensional de lo que claramente es un dispositivo tridimensional. La aproximación unidimensional simplifica las “ecuaciones de estado” a una variable espacial, y facilita la solución analítica de las ecuaciones diferenciales. Tal presunción se justifica si la mayor parte de las variables varían significativamente en una sola dirección. Esta suposición establece también muchos conceptos importantes, que finalmente se aproximan excepcionalmente bien a los datos experimentales de un diodo real. La lista completa de la mayor parte de estas suposiciones incluye:

1. un dispositivo unidimensional;
2. una unión metalúrgica en $x = 0$ [véase la figura 2.1(b)];
3. una unión escalón desde N_A hasta N_D con regiones *p* y *n* dopadas uniformemente [véase la figura 2.2(a)];
4. contactos óhmicos perfectos muy alejados de la unión metalúrgica.

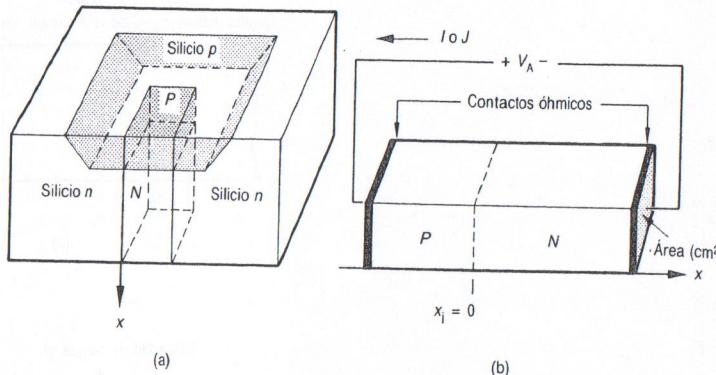


Figura 2.1 (a) Diodo de unión $p-n$ abrupto; (b) unión escalón unidimensional.

Lo tratado en el libro de Pierret, *Fundamentos de semiconductores* (de esta serie), suponía sobre todo semiconductores dopados de manera homogénea (uniforme). En el diodo de unión escalón, las secciones del semiconductor están uniformemente dopadas, pero el dopado es diferente a ambos lados de la unión metalúrgica. El objetivo inicial será determinar y cuantificar los efectos de esta discontinuidad en el dopado. Para ello, se comienza por un examen cualitativo de la estructura, en condiciones de equilibrio.

En este caso particular, “equilibrio” significa sin tensión aplicada ($V_A = 0$), sin iluminación que incida sobre el dispositivo, sin gradientes térmicos (temperatura uniforme), y sin aplicación de campos eléctricos o magnéticos. Las circunstancias externas del dispositivo carecen, obviamente, de interés. En cambio, el punto de vista interno del mismo resulta muy interesante. Con el propósito de determinar la situación interna, comenzaremos por suponer que existe *neutralidad de carga* en todo el dispositivo. Si fuera ésta la situación para la unión escalón de la figura 2.2(a), las concentraciones de portadores móviles serían las de las figuras 2.2(b) y (c). Sin embargo, nótense que los huecos del lado p (p_p)* serían, por ejemplo, $10^{16}/\text{cm}^3$, mientras que los del lado n (p_n) serían $10^5/\text{cm}^3$ (si $N_A = 10^{16}/\text{cm}^3$ y $N_D = 10^{15}/\text{cm}^3$ en Si a temperatura ambiente). Por lo tanto, es de esperar que los huecos se difundan tendiendo a que su distribución sea homogénea en todo el material. Para los electrones es válido un razonamiento similar. De manera específica, las figuras 2.2(d) y (e) indican que los huecos se han de difundir desde el lado n , mientras que los electrones se difunden desde el lado p hacia el lado n . Idealmente, el proceso de difusión continuaría hasta que las concentraciones de portadores se hiciesen iguales a ambos lados de la unión. Sin embargo, el

*Se han incluido los subíndices para identificar los portadores mayoritarios y minoritarios; p_p significa huecos en el material tipo p , p_n significa huecos en el material tipo n , etcétera.

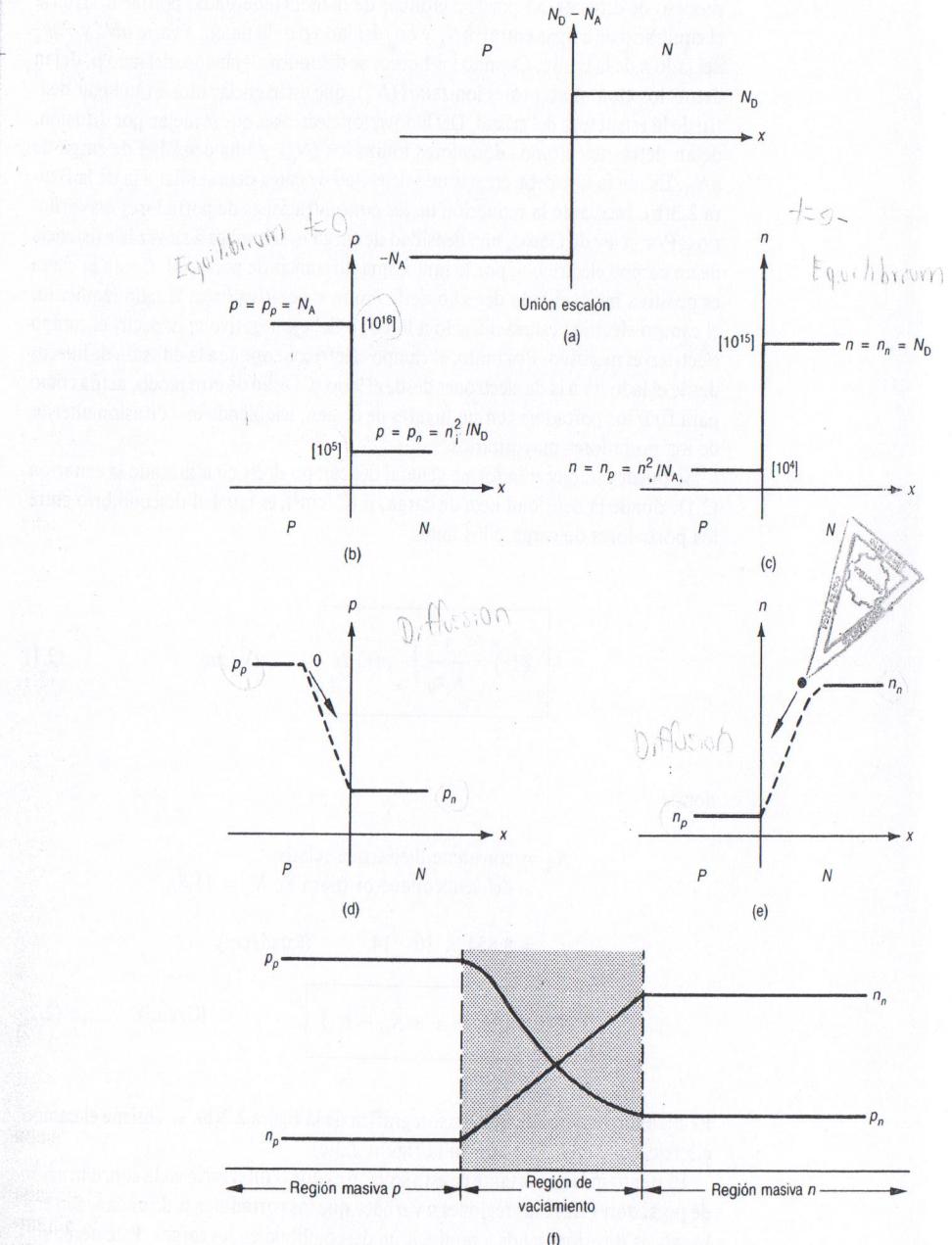


Figura 2.2 (a) Unión escalón; (b) y (c) concentraciones hipotéticas de portadores “iniciales”; (d) y (e) representación aproximada de las concentraciones de portadores en equilibrio; (f) diagramas (d) y (e) combinados. Los números encerrados entre corchetes, [], indican valores típicos. El eje vertical está en escala logarítmica natural (ln).

proceso de difusión no puede continuar de manera indefinida, porque destruiría el equilibrio de cargas entre $-qN_A$ y qp_p del lado p de la unión, y entre qN_D y $-qn_n$ del lado n de la unión. Cuando los huecos se difunden alejándose del lado p , dejan detrás los átomos aceptores ionizados (N_A^-), que están enclavados en su lugar dentro de la estructura del cristal. Del lado n , los electrones que se alejan por difusión, dejan detrás los átomos donadores ionizados (N_D^+), y una densidad de carga de qN_D . Es obvio que debe crearse una densidad de carga neta similar a la de la figura 2.3(b), mediante la reducción de las concentraciones de portadores mayoritarios. Por la ley de Gauss, una densidad de carga neta implica a su vez la existencia de un campo eléctrico y, por lo tanto, una diferencia de potencial. Como la carga es positiva hacia el lado derecho de la unión y negativa hacia el lado izquierdo, el campo eléctrico estará dirigido a lo largo del eje negativo x ; es decir, el campo eléctrico es negativo. Por tanto, el campo eléctrico se opone a la difusión de huecos desde el lado p y a la de electrones desde el lado n . Dicho de otro modo, actúa como para fijar los portadores en sus lugares de origen, inhibiendo una difusión ulterior de los portadores mayoritarios.

Se puede establecer la forma general del campo eléctrico utilizando la ecuación (2.1), donde la densidad neta de carga, ρ (C/cm^3), es igual al desequilibrio entre los portadores de carga y los iones.

$$\mathcal{E}(x) = \frac{1}{K_S \epsilon_0} \int_{-\infty}^x \rho(x) dx \quad (V/cm) \quad (2.1)$$

donde

K_S = constante dieléctrica relativa
del semiconductor (para Si, $K_S = 11.8$),

$$\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-14} 14 \quad (\text{farad}/\text{cm}),$$

$$\rho(x) = q(p - n + N_D - N_A) \quad (C/cm^3). \quad (2.2)$$

Realizando una rápida integración gráfica de la figura 2.3(b), se obtiene el campo eléctrico que está dibujado en la figura 2.3(c).

El punto más importante de esta sección es que la diferencia en la concentración de portadores entre las regiones n y p hace que los portadores se difundan. Sin embargo, la difusión tiende a producir un desequilibrio en las cargas. Este desequilibrio de cargas, a su vez, produce un campo eléctrico, que se opone a la difusión, de manera que en equilibrio térmico, el flujo neto de portadores es nulo. La región de carga espacial en las cercanías de la unión metalúrgica, en la que las concen-

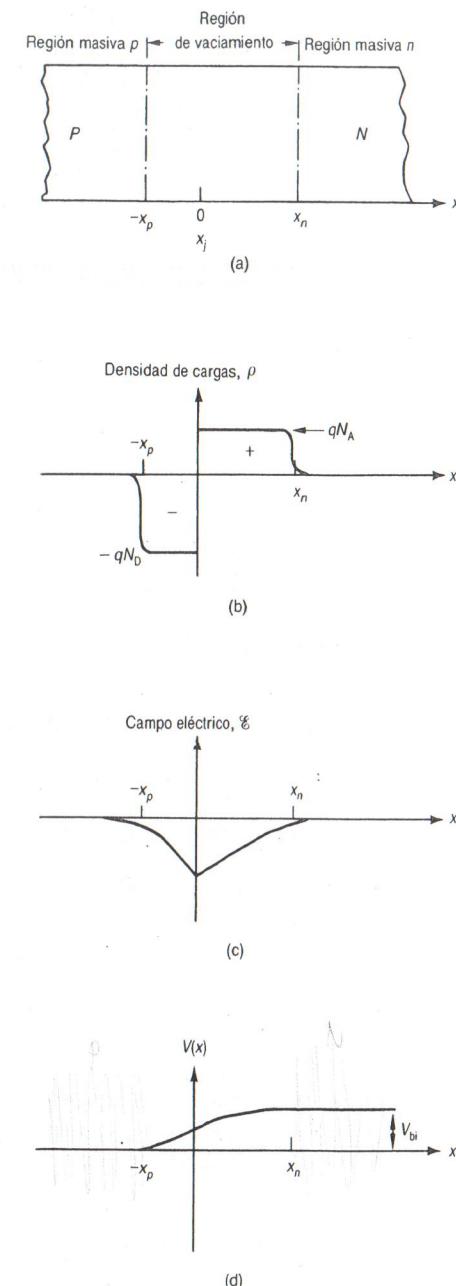


Figura 2.3 Electrostática de la región de vaciamiento.

tracciones de portadores móviles se ha reducido por debajo de sus valores de equilibrio térmico, se denomina *región de vaciamiento*, lo que quiere decir que se ha vaciado la concentración de portadores mayoritarios.

Para continuar el análisis de los aspectos cualitativos de la unión *p-n*, se considera ahora el potencial $V(x)$, dentro de la región de vaciamiento, y a lo largo de todo el dispositivo. Debido a la densidad de cargas y campo eléctrico resultante, presentes dentro de la estructura, debe haber también un gradiente de potencial. De la teoría del campo electromagnético,

$$\mathcal{E} = -\nabla V(x) \quad (2.3a)$$

o

$$\mathcal{E} = -dV/dx, \quad \text{para problemas unidimensionales} \quad (2.3b)$$

y después, integrando la ecuación (2.3b),

$$V(x) = - \int_{-\infty}^x \mathcal{E}(x) dx \quad (2.4)$$

donde se ha elegido arbitrariamente $V(-\infty) = 0$, como punto de referencia.* Si se efectúa una integración gráfica del campo eléctrico de la figura 2.3(c), se obtiene la función potencial que aparece en la figura 2.3(d). Obsérvese que hay un voltaje (V_{bi}), denominado *potencial interno* que aparece sobre la región de vaciamiento del dispositivo, aun en equilibrio térmico. Se puede imaginar este potencial interno como algo similar al potencial de contacto entre dos metales diferentes. En la sección siguiente se deduce una relación para V_{bi} .

En este momento, el lector podría muy bien preguntarse: “¿Se puede aplicar el modelo de bandas de energía a la unión *p-n*, y obtener la misma información sobre p , X , $V(x)$ y V_{bi} que hemos visto?” Para que sea un modelo consistente, la respuesta a la segunda parte de la pregunta, debe ser: “Sí”. Para aplicar el modelo de bandas de energía, conviene recordar que para que haya equilibrio térmico, el nivel de energía de Fermi debe ser una constante, independiente de la posición. Por lo tanto, para trazar el diagrama de bandas de energía, hay que dibujar una línea recta para E_F a ambos lados de la unión. A continuación, se trazan líneas para E_c , E_v y E_i , paralelamente a E_F para la región *p*, a una gran distancia de la unión. Se repite este procedimiento para la región *n*, a una distancia grande de

*El potencial es arbitrario salvo una constante, de manera que se puede elegir, por ejemplo, $V(\infty) = 0$ o $V(0) = 0$.

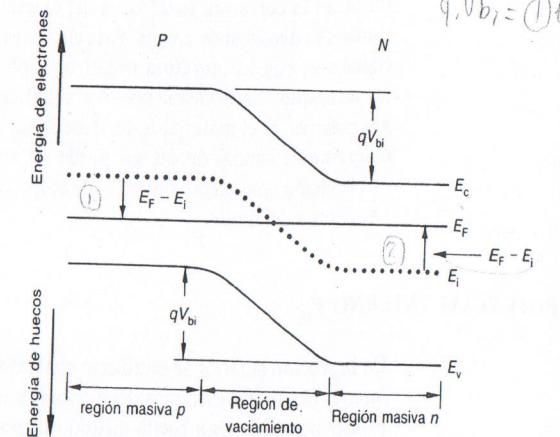


Figura 2.4 Diagrama de bandas de energía de una unión *p-n* en equilibrio térmico.

la unión. Para completar el diagrama es preciso conectar los bordes de las bandas de conducción y de valencia a ambos lados de la unión, de modo que E_G se mantenga constante. El modelo completo de bandas de energía es el de la figura 2.4

Se pueden deducir diversos hechos del diagrama de bandas de energía. Como se indica en el libro de Pierret citado, el campo eléctrico es proporcional a la pendiente del diagrama. Por tanto, de la pendiente negativa de E_c , E_v o E_i , se llega a la conclusión de que hay un campo eléctrico negativo en la región de vaciamiento. La pendiente es nula en los bordes de la región de vaciamiento, lo que indica un campo eléctrico nulo en las regiones masivas. La pendiente negativa máxima está cerca del centro, en concordancia con la ubicación del campo eléctrico negativo máximo, como se ilustró previamente en la figura 2.3(c). Del mismo modo, la diferencia de energía qV_{bi} en la figura 2.4, indica una diferencia de potencial interno (V_{bi}) entre los extremos del dispositivo (las regiones masivas). Finalmente, se debe tomar nota de que también es posible deducir la densidad de cargas a partir del diagrama de bandas de energía. Como

$$\frac{d\mathcal{E}}{dx} = \frac{\rho}{K_S \epsilon_0} \quad (2.5)$$

y

$$\mathcal{E} = \left(\frac{1}{q} \right) \left(\frac{dE_i}{dx} \right) \quad (2.6)$$

$$\rho = \left(\frac{K_S \epsilon_0}{q} \right) \left(\frac{d^2 E_i}{dx^2} \right) \quad (2.7)$$

Entonces la curvatura (d^2E_i/dx^2) del diagrama de bandas de energía es proporcional a la densidad de cargas. Está claro que el lado izquierdo de la región de vaciamiento, con su curvatura negativa, implica una densidad de cargas negativa, mientras que una curvatura positiva, significa la existencia de una densidad de cargas positiva en el material n . Se debe llegar a la conclusión de que el modelo de diagrama de bandas de energía puede ser aplicado a la unión $p-n$, y que provee información consistente respecto al campo eléctrico, potencial y densidad de cargas dentro del diodo.

2.2 POTENCIAL INTERNO V_{bi}

En la sección anterior se estableció cualitativamente la existencia de un potencial interno (V_{bi}) entre extremos del diodo de unión $p-n$, desde dos puntos de vista. El primer punto de vista fue la difusión de portadores que producen una densidad de cargas que, a su vez, produjo un campo eléctrico y, por tanto, la diferencia de potencial. El segundo y equivalente punto de vista se basó en el diagrama de bandas de energía y en la uniformidad de E_F . Expresado de manera sencilla, la energía $E_c - E_F$ es diferente en las regiones dopadas p y n , y da una diferencia de energía qV_{bi} . En esta sección establecimos una expresión destinada a deducir una ecuación para V_{bi} , que relacione cuantitativamente V_{bi} con la diferencia de dopado entre la región p (N_A) y la región n (N_D).

Se puede deducir fácilmente una ecuación para V_{bi} utilizando las ecuaciones para las concentraciones de portadores en un semiconductor no degenerado, que se presentan en el libro de Pierret antes citado; aquí, por comodidad, se repite la ecuación (2.37)

$$\begin{aligned}[E_F - E_i]_{\text{tipo } n} &= kT \ln \left[\frac{n_n}{n_i} \right] \text{ del lado } n \\ [E_F - E_i]_{\text{tipo } p} &= -kT \ln \left[\frac{p_p}{n_i} \right] \text{ del lado } p\end{aligned}$$

Si se inspecciona la figura 2.4, se ve que la diferencia de potencial total, que se obtiene de E_i , es

$$\begin{aligned}[E_F - E_i]_{\text{tipo } n} - [E_F - E_i]_{\text{tipo } p} &= kT \left[\ln \left(\frac{n_n}{n_i} \right) + \ln \left(\frac{p_p}{n_i} \right) \right] = qV_{bi} \\ V_{bi} &= \frac{kT}{q} \ln \left[\frac{n_n p_p}{n_i^2} \right]\end{aligned}\quad (2.8)$$

Se puede presentar una deducción equivalente de V_{bi} basada en el equilibrio térmico ($V_A = 0$), lo que significa que no hay flujo neto de corriente. Dicho en forma más explícita, $J_N = 0$, $J_P = 0$ y $J = 0$. Con la corriente neta de electrones igual a cero, se puede utilizar la ecuación de corriente para obtener el campo eléctrico. Haciendo la corriente neta de electrones igual a cero, nos da

$$J_N = J_{N\text{despl}} + J_{N\text{difusión}} = q\mu_n n \mathcal{E} + qD_N \frac{dn}{dx} = 0 \quad (2.9)$$

Puede verse que la corriente de desplazamiento (arrastre) debe ser igual y opuesta a la corriente de difusión, para que la ecuación (2.9) valga cero. Resolviendo, para despejar el campo eléctrico, nos da

$$\mathcal{E} = \left(\frac{-qD_N}{q\mu_n n} \right) \left(\frac{dn}{dx} \right) = -\left(\frac{D_N}{\mu_n} \right) \left(\frac{1}{n} \right) \left(\frac{dn}{dx} \right) = -\left(\frac{kT}{q} \right) \left(\frac{1}{n} \right) \left(\frac{dn}{dx} \right)$$

La última forma de la ecuación utiliza la relación de Einstein ("de sobre mu, igual a caté sobre cu"). Si se hace uso de la ecuación (2.4), la definición de potencial, el voltaje entre extremos de la unión $p-n$ puede escribirse como

$$V_{bi} = - \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{E} dx = \frac{kT}{q} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{1}{n} \right) \left(\frac{dn}{dx} \right) dx = \frac{kT}{q} \int_{n(-\infty)}^{n(+\infty)} \frac{dn}{n} \quad (2.10)$$

Integrando, se obtiene

$$V_{bi} = \frac{kT}{q} \ln n \Big|_{n(-\infty)}^{n(+\infty)} \quad (2.11)$$

Puesto que, lejos de la unión, en el lado p

$$n_p = n(-\infty) = n_i^2/N_A \quad (2.12a)$$

y lejos de la unión, en el lado n

$$n_n = n(+\infty) = N_D \quad (2.12b)$$

se puede escribir

$$V_{bi} = \frac{kT}{q} [\ln n_n - \ln n_p] = \frac{kT}{q} \ln \left[\frac{n_n}{n_p} \right] \quad (2.13)$$

o sustituyendo las ecuaciones (2.12a) y (2.12b) en la ecuación (2.13),

$$V_{bi} = \frac{kT}{q} \ln \left[\frac{N_D N_A}{n_i^2} \right] \quad (2.14)$$

Ejemplo: Para silicio a temperatura ambiente ($kT = 0.026$ eV), dopado $N_A = 10^{15}/\text{cm}^3$ en el lado p y $N_D = 10^{15}/\text{cm}^3$ en el lado n , donde $n_i = 10^{10}/\text{cm}^3$, entonces

$$V_{bi} = 0.026 \ln \left[\frac{10^{15} 10^{15}}{10^{20}} \right] = 0.599 \text{ V}$$

Si está dopado con $N_A = 10^{17}/\text{cm}^3$ y $N_D = 10^{15}/\text{cm}^3$, entonces el valor de V_{bi} resulta ser de 0.718 volt. Cuanto mayor es el dopado en cualquiera de los lados, mayor es V_{bi} . El lector puede establecer este hecho a partir de la ecuación (2.14), o del diagrama de bandas de energía de la figura 2.4. Si el dopado del lado p aumenta, entonces E_v debe acercarse a E_F y qV_{bi} debe aumentar. Si se aumenta el grado de dopado del lado n desplaza a E_c acercándolo a E_F , lo que igualmente incrementa qV_{bi} .

El silicio tiene un salto de banda de 1.12 eV o, en términos de unidades kT a temperatura ambiente, $E_G = 43.08 kT$. Para mantener al semiconductor fuera del estado de degeneración, E_F debe ser igual o mayor a $3 kT$ desde el borde de la banda de conducción o desde el borde de la banda de valencia. Si la unión escalón estuviera dopada de modo tal que E_F estuviera a $3 kT$ de los bordes de la banda en cada lado del dispositivo, entonces, con ayuda de la figura 2.4,

$$qV_{bi} = 43.08 kT - 6 kT = 0.9641 \text{ eV}$$

y, por tanto

$$V_{bi} = 0.9641 \text{ V}$$

es el máximo valor de V_{bi} a temperatura ambiente sin que el silicio esté degenerado.

VÉASE EL EJERCICIO 2.1. APÉNDICE A

2.3 LA APROXIMACIÓN DE VACIAMIENTO

Las soluciones cuantitativas de la densidad de cargas, de \mathcal{E} y de $V(x)$ a lo largo de la unión $p-n$ en condiciones de equilibrio térmico, están centradas en la solución de la ecuación de Poisson, repetida aquí para conveniencia del lector

$$\frac{d\mathcal{E}}{dx} = \frac{q}{K_S \epsilon_0} (p - n + N_D - N_A) \quad (2.15a)$$

o

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{q}{K_S \epsilon_0} (p - n + N_D - N_A) \quad (2.15b)$$

En general, \mathcal{E} , V , p , n , N_D y N_A son funciones de x , excepto en el caso de dopado uniforme, donde N_D y N son constantes. La ecuación de Poisson en su forma exacta no es de fácil solución para la mayor parte de los dispositivos, porque p y n son, a su vez, funciones de V y \mathcal{E} , las incógnitas. Para resolver la ecuación analíticamente*, es necesario establecer varias simplificaciones. Una solución en forma cerrada (analítica) consiste en una ecuación que expresa V como función explícita de x . Hay un conjunto de simplificaciones que resulta ser útil en forma especial para lograr la solución de la ecuación de Poisson de manera explícita: se denomina colectivamente *aproximación de vaciamiento*. Esta aproximación estará justificada, si la solución puede explicar los datos experimentales obtenidos de un diodo real, lo que efectivamente sucede, y muy bien.

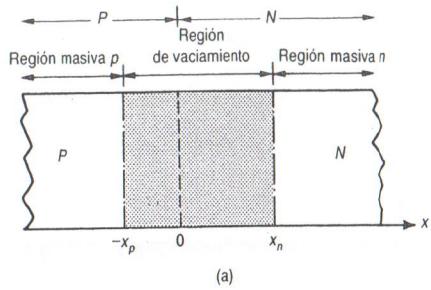
En la figura 2.5(b) se ve la densidad de cargas para la unión escalón que se desarrolló en la sección previa. La aproximación de vaciamiento, supone que los portadores móviles (n y p) son pocos en cantidad, en comparación con las concentraciones de iones donadores y aceptores en la región de vaciamiento, y que en las demás partes del dispositivo se cumple el principio de neutralidad de carga. En la subsección siguiente, se plantea matemáticamente la aproximación por vaciamiento, en especial para la unión $p-n$ escalón uniformemente dopada.

2.3.1 Aproximación por vaciamiento

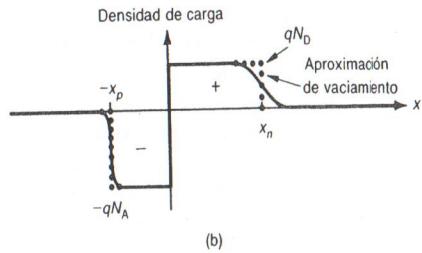
1. $N_A \gg n_p$ o p_p , para $\rho = -qN_A^-$ por tanto $-x_p \leq x \leq 0$.
2. $N_D \gg n_n$ o p_n , para $\rho = qN_D^+$ por tanto $0 \leq x \leq x_n$.
3. La densidad de cargas es cero en las regiones masivas; es decir, para $x > x_n$ y $x < -x_p$.

La región de vaciamiento está limitada por $-x_p$ y x_n , mientras que las regiones fuera de la zona de vaciamiento, se denominan regiones masivas n y p , respectivamente.

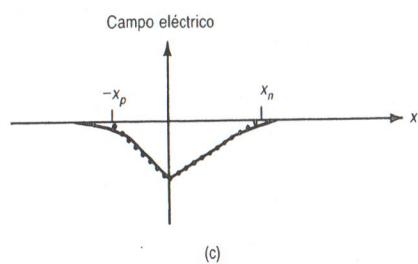
*Se puede resolver numéricamente la ecuación en un computador digital grande, utilizando diferentes funciones de prueba hasta que se obtenga una solución iterativa en cada punto a lo largo de todo el dispositivo.



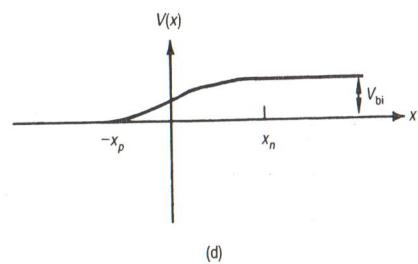
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 2.5 Aproximación por vaciamiento a la unión escalón (• • • •).

La aproximación por vaciamiento, con la adecuada distribución de densidad de cargas, como aparece en la figura 2.5, reduce la ecuación de Poisson (ecuación 2.15) a

$$\frac{d\mathcal{E}}{dx} = \frac{qN_D}{K_S \epsilon_0}, \quad \text{para } 0 \leq x \leq x_n \quad (2.16a)$$

y

$$\frac{d\mathcal{E}}{dx} = \frac{-qN_A}{K_S \epsilon_0}, \quad \text{para } -x_p \leq x \leq 0 \quad (2.16b)$$

donde

$\mathcal{E} = 0$ en las regiones masivas y en los bordes de la región de vaciamiento.

Solución para \mathcal{E} . Se puede obtener el campo eléctrico para la unión escalón unidimensional simplemente integrando las ecuaciones (2.16a) o (2.16b), con lo que se obtiene el campo eléctrico (en x_n y $-x_p$) en un punto arbitrario dentro de la región de vaciamiento. Considere la región de vaciamiento del lado p , y la ecuación (2.16b), recordando que $\mathcal{E}(-x_p) = 0$,

$$d\mathcal{E} = \frac{-qN_A}{K_S \epsilon_0} dx \quad (2.17)$$

$$\mathcal{E}(x) = \int_0^{\mathcal{E}(x)} d\mathcal{E} = \int_{-x_p}^x \left[\frac{-qN_A}{K_S \epsilon_0} \right] dx = \frac{-qN_A}{K_S \epsilon_0} x \Big|_{-x_p}^x \quad (2.18)$$

$$\mathcal{E}(x) = \frac{-qN_A}{K_S \epsilon_0} (x_p + x), \quad \text{para } -x_p \leq x \leq 0 \quad (2.19)$$

Se hace notar que el campo eléctrico es negativo, de acuerdo con nuestros análisis cualitativos. También se puede ver que $\mathcal{E}(x)$ es la ecuación de una recta con pendiente negativa.

Para obtener la región de vaciamiento n , se integra la ecuación (2.16a) con $\mathcal{E}(x_n) = 0$. Se comienza en algún valor de x mayor que cero, y se integra hasta x_n ,

$$\mathcal{E}(x) = \int_{\mathcal{E}(x)}^0 d\mathcal{E} = \int_x^{x_n} \frac{qN_D}{K_S \epsilon_0} dx \quad (2.20)$$

$$-\mathcal{E}(x) \frac{qN_D}{K_S \epsilon_0} x \Big|_x^{x_n} = \frac{qN_D}{K_S \epsilon_0} (x_n - x) \quad (2.21)$$

$$\mathcal{E}(x) = \frac{-qN_D}{K_S\epsilon_0}(x_n - x), \quad \text{para } 0 \leq x \leq x_n \quad (2.22)$$

Aquí puede verse que la ecuación (2.22) es una recta con pendiente positiva. Las ecuaciones (2.19) y (2.22) están trazadas en la figura 2.5(c) como línea punteada.

Como se indicó en la figura 2.5(c), el campo eléctrico debe ser continuo en $x = 0$, pues no hay carga superficial en esa posición. Así, de las ecuaciones (2.19) y (2.22), calculadas en $x = 0$,

$$\frac{-qN_A}{K_S\epsilon_0}x_p = \frac{-qN_D}{K_S\epsilon_0}x_n \quad (2.23)$$

$$N_Ax_p = N_Dx_n \quad (2.24)$$

La ecuación (2.24) multiplicada por qA (donde A es el área del diodo), establece que la carga negativa total debe ser igual a la carga positiva total. La igualdad también se hace patente en la figura 2.5(b), donde el área del diagrama $x_p N_A$ debe ser igual al área de $x_n N_D$. En la figura 2.5, $N_A > N_D$; por tanto, $x_p < x_n$; un método simple para relacionar el dopado con los anchos de vaciamiento, x_n y x_p .

Solución de $V(x)$. Se puede deducir la función potencial $V(x)$ dentro de la región de vaciamiento, partiendo de la definición de potencial; es decir,

$$\frac{dV}{dx} = -\mathcal{E} \quad (2.25)$$

Combinando la ecuación (2.25) con la expresión del campo eléctrico en el lado p de la región de vaciamiento, de la ecuación (2.19), da

$$\frac{dV}{dx} = \frac{qN_A}{K_S\epsilon_0}(x_p + x) \quad (2.26)$$

Separando variables e integrando, se tiene

$$V(x) = \int_0^{V(x)} dV = \frac{qN_A}{K_S\epsilon_0} \int_{-x_p}^x (x_p + x) dx \quad (2.27)$$

donde se ha elegido arbitrariamente el potencial de referencia como cero en la región masiva p ; es decir, $V(-x_p) = 0$. Se podría haber elegido $V(0) = 0$ o $V(x_n) = 0$. Completando la integración de la ecuación (2.27), da

$$V(x) = \frac{qN_A}{2K_S\epsilon_0}(x_p + x)^2, \quad \text{para } -x_p \leq x \leq 0 \quad (2.28)$$

Se hace notar que $V(x)$ es una parábola de curvatura positiva, y está trasladada a lo largo del eje negativo de x en x_p unidades.

Para la región de vaciamiento n ,

$$\frac{dV}{dx} = -\mathcal{E} = \frac{qN_D}{K_S\epsilon_0}(x_p - x) \quad (2.29)$$

Como se eligió que la región masiva p estuviera a potencial cero, la región masiva n debe estar a V_{bi} ; o sea, $V(x_n) = V_{bi}$. Integrando,

$$\begin{aligned} \int_{V(x)}^{V_{bi}} dV &= V_{bi} - V(x) = \frac{qN_D}{K_S\epsilon_0} \int_x^{x_n} (x_n - x) dx \\ &= \frac{-qN_D}{K_S\epsilon_0} \left(x_n x - \frac{x^2}{2} \right) \Big|_x^{x_n} \end{aligned} \quad (2.30)$$

$$V(x) = \frac{-qN_D}{2K_S\epsilon_0}(x_n - x)^2 + V_{bi}, \quad \text{para } 0 \leq x \leq x_n \quad (2.31)$$

La figura 2.5(d) ilustra la función potencial $V(x)$ para la unión $p-n$ escalón. Si se comparan las figuras 2.5(d) y 2.4, se puede ver que la función potencial es la imagen espejo horizontal del diagrama de bandas de energía E_c , E_v o E_i .

VÉASE EL EJERCICIO 2.2. APÉNDICE A

2.3.2 Anchura de la región de vaciamiento

Las funciones $\mathcal{E}(x)$ y $V(x)$ de la unión $p-n$, están expresadas en términos de los parámetros N_A , N_D , x_n y x_p . Aquí, los valores de N_D y N_A son conocidos por mediciones de resistividad. El lector debería plantearse la siguiente pregunta: “¿Cómo están relacionadas las distancias de vaciamiento x_n y x_p con los parámetros de los materiales, en especial aquellos parámetros que pueden ser medidos?” Para deducir esas relaciones, el punto de partida más prometedor es la ecuación (2.31), ya que todos los parámetros, excepto x_n se conocen. Hay que recordar que V_{bi} se expresa en función de N_A y N_D en la ecuación (2.14). Como no hay cambio en la polaridad del material en $x = 0$, la función potencial debe ser continua; es decir,

$V(0^-) = V(0^+)$. Con ayuda de las ecuaciones (2.28) y (2.31), calculadas para $x = 0$, se concluye

$$\left[\frac{qN_A}{2K_S\epsilon_0} \right] x_p^2 = \left[\frac{-qN_D}{2K_S\epsilon_0} \right] x_n^2 + V_{bi} \quad (2.32)$$

Las ecuaciones (2.32) y (2.24) constituyen un sistema de dos ecuaciones y dos incógnitas. Resolviendo x_p de la ecuación (2.24)

$$x_p = \left[\frac{N_D}{N_A} \right] x_n \quad (2.33)$$

y sustituyendo en la ecuación (2.32),

$$\frac{qN_A}{2K_S\epsilon_0} \frac{N_D^2}{N_A^2} x_n^2 = \frac{qN_D^2 x_n^2}{2K_S\epsilon_0 N_A} = \frac{-qN_D}{2K_S\epsilon_0} x_n^2 + V_{bi} \quad (2.34)$$

Ahora se puede resolver para hallar x_n^2 ,

$$x_n^2 = \frac{2K_S\epsilon_0}{q} [V_{bi}] \frac{1}{[(N_D/N_A) + N_D]} \quad (2.35)$$

o

$$x_n = \left[\frac{2K_S\epsilon_0 V_{bi}}{q} \frac{N_A}{N_D(N_A + N_D)} \right]^{1/2} \quad (2.36)$$

Se hace notar que a medida que N_D aumenta, x_n disminuye para un valor fijo de N_A . De manera similar, para x_p ,

$$x_p = \left[\frac{2K_S\epsilon_0 V_{bi}}{q} \frac{N_D}{N_A(N_A + N_D)} \right]^{1/2} \quad (2.37)$$

En este caso, x_p disminuye cuando N_A aumenta. Partiendo de x_n y x_p , se puede determinar la *anchura total de la región de vaciamiento* (W):

$$W = x_n - (-x_p) = x_n + x_p \quad (2.38)$$

$$W = \left[\frac{2K_S\epsilon_0 V_{bi}}{q(N_A + N_D)} \right]^{1/2} \left[\sqrt{\frac{N_A}{N_D}} + \sqrt{\frac{N_D}{N_A}} \right] \quad (2.39)$$

Con alguna operación algebraica, se puede presentar la ecuación (2.39) de manera algo más conveniente:

$$W = \left[\frac{2K_S\epsilon_0 V_{bi}}{q} \frac{(N_A + N_D)}{N_A N_D} \right]^{1/2} \quad (2.40)$$

Ejemplo:

$$kT = 0.026 \text{ eV}, \quad n_i \cong 10^{10}/\text{cm}^3$$

$$N_A = 10^{16}/\text{cm}^3, \quad N_D = 10^{15}/\text{cm}^3, \quad V_{bi} = \frac{kT}{q} \ln \left[\frac{10^{16} 10^{15}}{(10^{10})^2} \right] = 0.659 \text{ V},$$

$$W = \left[\frac{2 \times 11.8 \times 8.854 \times 10^{-14} \times 0.659}{1.6 \times 10^{-19}} \times \frac{(10^{16} + 10^{15})}{10^{16} \times 10^{15}} \right]^{1/2},$$

$$W = 0.9730 \times 10^{-4} \text{ cm} \quad \text{o} \quad 0.973 \text{ micras}$$

$$x_n = \left[\frac{2 \times 11.8 \times 8.854 \times 10^{-14} \times 0.659}{1.6 \times 10^{-19}} \times \frac{10^{16}}{10^{15}(10^{16} + 10^{15})} \right]^{1/2}$$

$$x_n = 0.88455 \times 10^{-4} \text{ cm} \quad \text{o} \quad 0.88455 \text{ micras}$$

En forma similar, de la ecuación (2.37),

$$x_p = 0.08845 \times 10^{-4} \text{ cm} \quad \text{o} \quad 0.08845 \text{ micras}$$

Hacemos notar que, como el lado p está dopado más fuertemente, $x_n > x_p$; es decir, la región de vaciamiento se extiende más en el material más débilmente dopado.

Recordamos al lector que el análisis y deducción de ecuaciones realizados hasta ahora en el capítulo, son válidos para equilibrio térmico. La próxima sección presenta el caso de polarización directa $V_A > 0$, y luego el de polarización inversa, $V_A < 0$.

2.4 ELECTROSTÁTICA DE LA POLARIZACIÓN DIRECTA E INVERSA

Se pueden deducir y determinar los valores del campo eléctrico, de las densidades de carga y las funciones de potencial para el caso de potencial aplicado positivo ($V_A > 0$), de forma paralela a como se realizó en las dos secciones previas. Sin embargo, hay un procedimiento más fácil. Sea la figura 2.6(a), en la que el diodo está en equilibrio térmico. No fluye corriente y no hay caída de voltaje o campo eléctrico en las regiones masivas p y n . Los contactos óhmicos de las uniones de metal-semiconductor, tienen *potenciales de contacto* V_p y V_N que son de valor fijo, y solamente dependen de los materiales utilizados para hacer el dispositivo. El *voltaje de unión* (V_j) aparece entre los bordes de la región de vaciamiento. Cuando hay equilibrio térmico, $V_j = V_{bi}$. Como $V_A = 0$, si se escribe una ecuación de malla para la figura 2.6(a), da

$$V_j = V_N - 0 + V_p = V_{bi} \quad (2.41)$$

y

$$V_{bi} = V_N + V_p \quad (2.42)$$

es un valor fijo que depende solamente del dopado del semiconductor.

El diodo está polarizado en forma directa cuando la tensión aplicada (V_A) tiene un potencial positivo en la región p , y un potencial negativo en la región n , como se indica en la figura 2.6(b). Como V_A es de polaridad opuesta respecto a V_j , debe reducir la tensión sobre la región de vaciamiento. Si escribimos la ecuación de la malla en la figura 2.6(b), nos da

$$V_j = V_N - V_A + V_p = V_N + V_p - V_A \quad (2.43)$$

y sustituyendo V_{bi} de la ecuación (2.42),

$$V_j = V_{bi} - V_A \quad (2.44)$$

suponiendo que no existe caída de voltaje o ésta es muy pequeña en las regiones masivas p y n , cuando $I \neq 0$.

En las secciones previas se tenía equilibrio térmico cuando el potencial de la unión era V_{bi} , y se utilizaba esta condición como de contorno para la solución de la ecuación de Poisson. Lo que hay que hacer, para obtener una solución en el caso de un voltaje aplicado, es reemplazar el voltaje V_{bi} por $(V_{bi} - V_A)$ en las ecuaciones (2.36), (2.37) y (2.40).

2.4.1 La región de vaciamiento n , $0 \leq x \leq x_n$

$$x_n = \left[\frac{2K_S \epsilon_0}{q} (V_{bi} - V_A) \frac{N_A}{N_D(N_A + N_D)} \right]^{1/2} \quad (2.45)$$

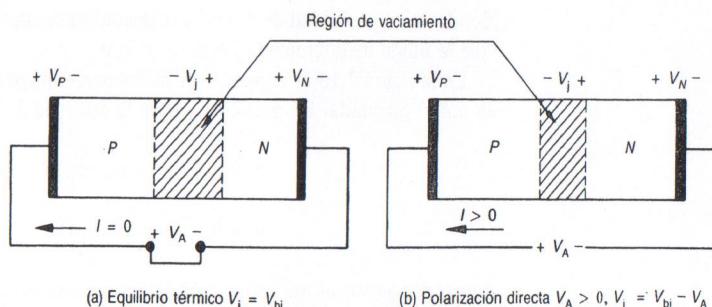


Figura 2.6 Potencial en la unión: (a) equilibrio térmico, $V_j = V_{bi}$; (b) polarización directa $V_A > 0$, $V_j = V_{bi} - V_A$.

$$V(x) = (V_{bi} - V_A) - \frac{qN_D}{2K_S \epsilon_0} (x_n - x)^2 \quad (2.46)$$

$$\mathcal{E}(x) = \frac{-qN_D}{K_S \epsilon_0} (x_n - x) \quad (2.47)$$

2.4.2 La región de vaciamiento p , $-x_p \leq x \leq 0$

$$x_p = \left[\frac{2K_S \epsilon_0}{q} (V_{bi} - V_A) \frac{N_D}{N_A(N_A + N_D)} \right]^{1/2} \quad (2.48)$$

$$V(x) = \frac{qN_A}{2K_S \epsilon_0} (x_p + x)^2 \quad (2.49)$$

$$\mathcal{E}(x) = \frac{-qN_A}{K_S \epsilon_0} (x_p + x) \quad (2.50)$$

y

$$W = \left[\frac{2K_S \epsilon_0}{q} (V_{bi} - V_A) \left(\frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right) \right]^{1/2} \quad (2.51)$$

2.4.3 Polarización directa, $V_A > 0$; $V_A < V_{bi}$

Se analizan los resultados de la polarización directa en comparación con los del equilibrio térmico. Como $(V_{bi} - V_A)$ es menor que V_{bi} para tener equilibrio térmico, se reducen x_n y x_p , como se ve en la figura 2.7. También se ven los efectos de $V_A > 0$ en el potencial, en el campo eléctrico, y en el ancho de la densidad de cargas; todos son más pequeños. Esto se puede deducir de las ecuaciones (2.45) a (2.51), que se reducen a las relaciones de equilibrio térmico, cuando $V_A = 0$. Un punto importante respecto a la polarización directa es que, para que estas ecuaciones sean válidas,

$$V_A < V_{bi}$$

De no ser así, se violarían las leyes de Kirchhoff. La única forma de quitar esta restricción es admitir caídas de voltaje en las zonas masivas.

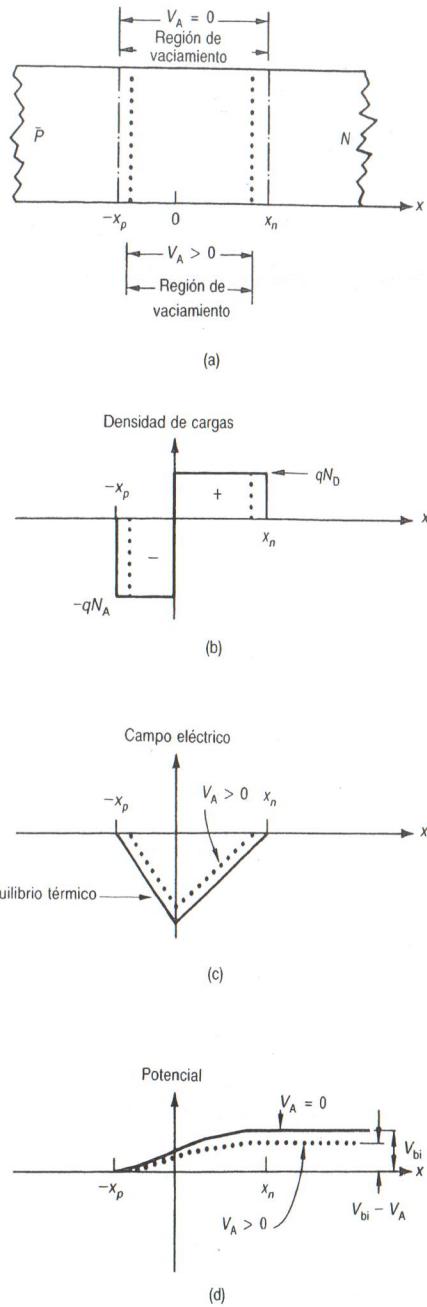


Figura 2.7 Efecto de la polarización directa en la electrostática del diodo ($V_A > 0$, líneas punteadas; $V_A = 0$, líneas continuas).

2.4.4 Polarización inversa, $V_A < 0$

El caso de polarización inversa requiere que el voltaje aplicado sea inferior a cero, es decir, de signo opuesto a la polarización directa. Inspeccionando la ecuación (2.44), se ve que el voltaje aplicado se “suma” a V_{bi} y, por lo tanto, incrementa V_j . Como V_A es un número negativo, es, por lo tanto, siempre inferior a V_{bi} , un resultado muy conveniente, que permite el uso directo de las ecuaciones (2.45) a (2.51) sin que sea preciso ocuparse de la magnitud de V_A respecto a V_{bi} .

El incremento en el voltaje de unión, debido a polarización inversa, requiere una mayor anchura de la región de vaciamiento para lograr una carga fija más grande, lo que, a su vez, produce un campo eléctrico de mayor magnitud. En la figura 2.8 se muestra el efecto de la polarización inversa en W , ρ , \mathcal{E} y $V(x)$. Una inspección a las ecuaciones (2.45), (2.48) y (2.51), también apunta a un incremento de x_n y x_p para valores más negativos de V_A ; es decir, la anchura de la región de vaciamiento W se hace mayor para polarización inversa. Estos puntos los ilustra la figura 2.9, para un valor fijo de N_A y un intervalo de valores de N_D .

VÉASE EL EJERCICIO 2.3. APÉNDICE A

2.5 UNIONES GRADUADAS LINEALMENTE

La unión *graduada linealmente e ideal* es una aproximación de la distribución de impurezas por difusión térmica o bien por implantación iónica en un semiconductor, para formar una unión *p-n*. En la figura 1.5(a) se mostró el caso de aumentar el número de impurezas tipo *p* en un sustrato *n*, donde cerca de la unión metalúrgica, $N_A - N_D$ en función de x , constituye aproximadamente una línea recta (lineal). El problema 1.8 calcula la veracidad de esta aproximación.

Sea el caso de impurezas *p* difundidas térmicamente en un sustrato *n*, como se puede ver en la figura 2.10(a). Si la recta tiene una pendiente de $-a$, se puede describir la distribución de impurezas con

$$N_A(x) - N_D = -ax \quad (2.52)$$

donde a tiene la unidad de $\#/cm^4$ y se denomina *constante de graduación*. Nótese que la unión metalúrgica (x_j) está en $x = 0$.

En la figura 2.10(b) se puede ver la aproximación por vaciamiento, aplicada a la unión graduada. En particular, para la densidad de cargas

$$\rho = qax, \quad \text{para } -x_p \leq x \leq x_n$$

$$\rho = 0, \quad \text{en otra parte} \quad (2.53)$$

Los procedimientos utilizados para hallar el campo eléctrico, el potencial, la anchura W y V_{bi} , son similares a los de la solución del caso de la unión abrupta, y aquí solamente se resumen los resultados.

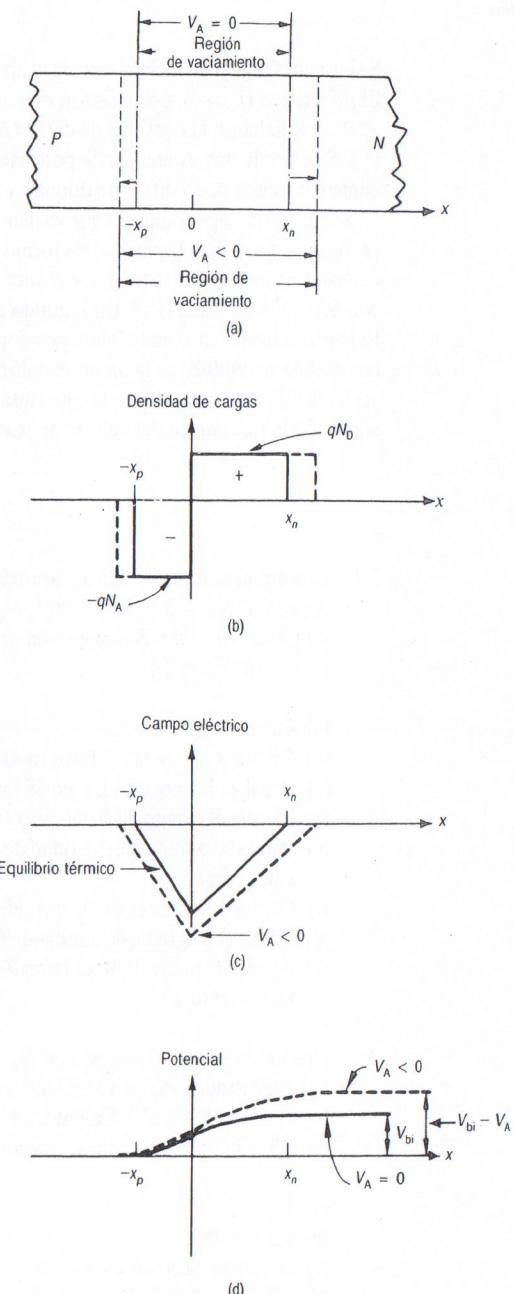


Figura 2.8 Efecto de la polarización en la electrostática de la región de vaciamiento ($V_A < 0$, líneas quebradas; $V_A = 0$, líneas continuas).

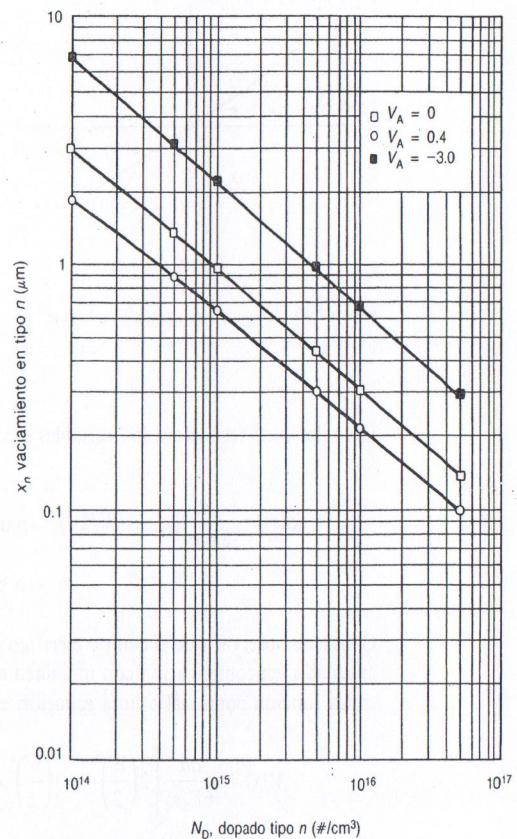


Figura. 2.9 Región de vaciamiento n , para $V_A = 0, 0.4$, y -3.0 volts.

La simetría de la densidad de cargas graduada linealmente simplifica la solución porque, por inspección, se debe tener $x_n = x_p$, o sea que la anchura de la región de vaciamiento debe ser simétrica respecto a x_j . Entonces

$$x_n = \frac{W}{2} \quad (2.54a)$$

y

$$x_p = \frac{W}{2} \quad (2.54b)$$

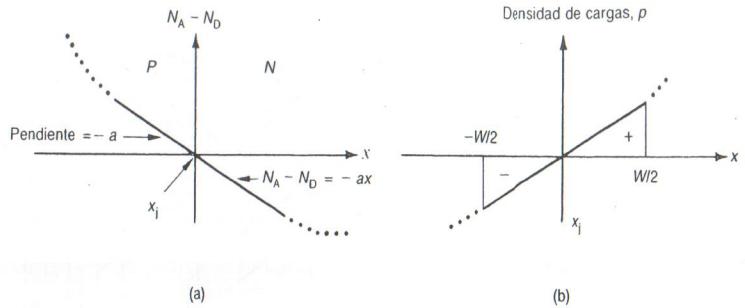


Figura 2.10 Unión $p-n$ graduada linealmente.

Las relaciones respecto a las variables electrostáticas son:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}(x) &= \frac{qa}{2K_S \epsilon_0} [x^2 - (W/2)^2], \quad \text{para } -W/2 \leq x \leq W/2 \\ \mathcal{E} &= 0, \quad \text{en otra parte} \end{aligned} \quad (2.55)$$

Conviene observar que el campo eléctrico es una parábola en el caso de la unión graduada, en comparación con una línea recta, para el caso de la unión escalón.

La función potencial es una ecuación cúbica, de la siguiente forma:

$$V(x) = \frac{qa}{6K_S \epsilon_0} \left[2\left(\frac{W}{2}\right)^3 + 3\left(\frac{W}{2}\right)^2 x - x^3 \right], \quad \frac{-W}{2} \leq x \leq \frac{W}{2} \quad (2.56)$$

No debe sorprender que la anchura de la región de vaciamiento sea una ecuación de raíz cúbica.

$$W = \left[\frac{12K_S \epsilon_0}{qa} (V_{bi} - V_A) \right]^{1/3} \quad (2.57)$$

La expresión para el potencial interno requiere conocer W en $V_A = 0$; pero para calcular W se necesita el uso de V_{bi} :

$$V_{bi} = \frac{2kT}{q} \ln \left[\frac{aW}{2n_i} \right], \quad W \text{ en } V_A = 0 \quad (2.58)$$

por lo tanto, se requiere una solución iterativa.

Los casos de polarización directa y polarización inversa se aplican para estas ecuaciones del mismo modo que para la unión escalón. Se hace notar que W aumenta o disminuye según la potencia un tercio para la unión graduada linealmente, a diferencia de la potencia un medio para el caso de la unión escalón.

2.6 Resumen

Se estudió la región de vaciamiento de la unión $p-n$ escalón, en condiciones de equilibrio térmico ($V = 0$), polarización directa ($V_{bi} > 0$) y polarización inversa ($V_{bi} < 0$), y se hallaron la densidad de carga (ρ), el campo eléctrico (\mathcal{E}) y el potencial (V). Se produjo una diferencia de potencial sobre la región de vaciamiento (V_{bi}), como consecuencia del diferente dopado y concentración a cada lado de la unión.

Se efectuó la “aproximación por vaciamiento” al diodo, de modo que se pudiera lograr una solución (ecuación) de forma cerrada, para desarrollar diversos conceptos. Uno de ellos consiste en que el ancho de la región de vaciamiento (W) varía con la tensión aplicada (V_A). Un segundo consiste en que la región de vaciamiento se extiende más en el material menos dopado. Otro más es que el campo eléctrico máximo se produce en la unión metalúrgica. Para una unión escalón, W varía según la raíz cuadrada, mientras que en la unión graduada linealmente, W varía siguiendo la raíz cúbica del voltaje aplicado.

Problemas

- ~~EI EF EV~~
- 2.1 Una unión abrupta de silicio, aproximada por una unión escalón, tiene un dopado de $N_A = 5 \times 10^{15}/\text{cm}^3$, $N_D = 10^{15}/\text{cm}^3$ y una sección transversal (A) de 10^{-4} cm^2 . Suponga una aproximación por vaciamiento, $V_A = 0$ y $n_i = 10^{10}/\text{cm}^3$, y:
 - (a) Calcule V_{bi} .
 - (b) Calcule x_n , x_p y la anchura total de la región de vaciamiento.
 - (c) ¿Cuál es la carga iónica positiva total en la región de vaciamiento?
 - (d) Calcule el campo eléctrico en $x = 0$.
 - (e) Trace el diagrama de densidad de cargas y campo eléctrico respecto al eje x desplazado.
 - (f) Calcule los valores de n_p y p_n en las regiones masivas.
 - (g) Dibuje el diagrama de bandas de energía de los electrones del dispositivo.
 - (h) ¿Qué porcentaje de W es la región de vaciamiento p , y cuál la región de vaciamiento n ?

 - 2.2 Una unión escalón de silicio con $N_A = 4 \times 10^{18}/\text{cm}^3$ (suponiendo que no esté degenerado), $N_D = 10^{16}/\text{cm}^3$ y $n_i = 10^{10}/\text{cm}^3$ está a temperatura ambiente ($kT = 0.026 \text{ eV}$). Calcule, a $V_A = 0$, los valores siguientes, suponiendo válida la aproximación de vaciamiento:
 - (a) V_{bi} .
 - (b) x_n , x_p y W .
 - (c) El campo eléctrico en $x = 0$.
 - (d) Dibuje la densidad de cargas y el campo eléctrico a escala en el eje x .
 - (e) n_p y p_n .

- (f) Dibuje el diagrama de bandas de energía para el diodo *p-n*.
 (g) ¿Qué porcentaje de *W* es la región de vaciamiento *p*, y cuál la de vaciamiento *n*?
- 2.3 Un diodo de unión escalón *p⁺-n* tiene un dopado de $N_A = 10^{17}/\text{cm}^3$ y $N_D = 10^{15}/\text{cm}^3$. Si $kT = 0.026 \text{ eV}$ y $n_i = 10^{10}/\text{cm}^3$, calcule:
- (a) V_{bi} .
 - (b) x_n , x_p , W y el campo eléctrico en $x = 0$.
 - (c) Si $V_A = 0.4 \text{ V}$, los nuevos valores de x_n , x_p , W y el campo eléctrico en $x = 0$.
 - (d) Si $V_A = -3 \text{ V}$, los nuevos valores de x_n , x_p , W y el campo eléctrico en $x = 0$.
 - (e) De los resultados del punto (d), calcule el cambio en porcentaje en x_n y W del caso $V_A = 0$.
 - (f) ¿Qué concepto intenta ilustrar este problema?
- 2.4 En el caso de un diodo de unión escalón de silicio, mantenido a temperatura ambiente, éste es dopado de modo tal que $E_F = E_v - 2kT$ del lado *p* y $E_F = E_c - E_G/4$ del lado *n*; la sección transversal $A = 10^{-3} \text{ cm}^2$.
- (a) Trace el diagrama de bandas de energía en equilibrio para este diodo.
 - (b) Determine la tensión interna V_{bi} , como resultado simbólico y numérico. Haga $kT = 0.026 \text{ eV}$.
- 2.5 Se tiene una unión escalón de silicio, dopada como p_1 y p_2 , según se puede ver en la figura P2.5, en la cual $N_{A1} < N_{A2}$. Este tipo de unión se denomina unión “isotipo”, porque tiene el mismo tipo de dopado en ambos lados.
- (a) Trace el diagrama de bandas de energía con el material de dopado más débil, hacia el lado izquierdo.
 - (b) Deduzca una expresión para la V_{bi} del diagrama de bandas de energía.
 - (c) Basado en el diagrama de bandas de energía, trace la densidad de cargas aproximada, el campo eléctrico y el potencial.
 - (d) Explique de dónde proviene la densidad de cargas y dónde está ubicada.
- 2.6 Si $N_A = 10^{17}/\text{cm}^3$, haga una tabla y represente x_n (en micras) en función de $\ln(N_D)$ desde 10^{14} hasta $10^{17}/\text{cm}^3$, a
- (a) $V_A = 0$,
 - (b) $V_A = 0.4 \text{ V}$,
 - (c) $V_A = -3$. Sea $n_i = 10^{10}/\text{cm}^3$ y $kT = 0.026 \text{ eV}$. Los puntos escogidos deben estar a 1, 5 y 10 para cada década. Ubique los puntos (a), (b) y (c) en la misma gráfica.
- 2.7 Una unión escalón *p⁺-n* tiene $N_A = 10^{17}/\text{cm}^3$ y $N_D = 5 \times 10^{15}/\text{cm}^3$. Si $kT = 0.026 \text{ eV}$ y $n_i = 10^{10}/\text{cm}^3$.
- (a) Calcule y trace x_n en función de V_A , para $V_A = +0.4, -0.4, -0.8, -1, -2$ y -4 V .
 - (b) En el límite de valores negativos elevados, ¿cuál es la pendiente de la curva?
- 2.8 Para el caso de la unión graduada linealmente, suponga V_{bi} conocido, y deduzca y verifique las ecuaciones siguientes:
- (a) campo eléctrico, ecuación (2.55);
 - (b) $V(x)$, ecuación (2.56), y
 - (c) W , ecuación (2.57).
- 2.9 En el caso de la unión *p-n* graduada linealmente, con $a = 5 \times 10^{19}/\text{cm}^4$, $n_i = 10^{10}/\text{cm}^3$ y $kT = 0.026 \text{ eV}$, calcule W y V_{bi} para:
- (a) $V_A = 0$,
 - (b) $V_A = -2$,
 - (c) $V_A = -8 \text{ V}$.
 - (d) Si “*a*” fuera aumentado, analice cualitativamente el efecto que tendría en W y V_{bi} .

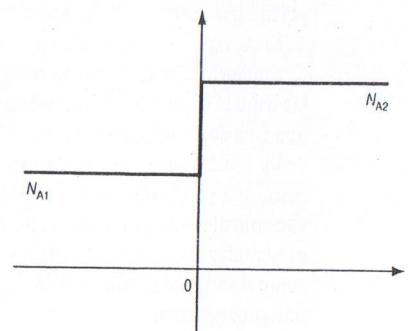


Figura P2.5

3 Característica volt-ampere del diodo ideal

Primeramente se amplía la electrostática de la región de vaciamiento tratada en el capítulo 2, para incluir una descripción del flujo de portadores (flujo de partículas), que tiene lugar dentro del dispositivo en condiciones de equilibrio. Con los modelos básicos de flujo de corriente firmemente establecidos, se deduce la forma cualitativa de la característica volt-ampere ($V-I$), partiendo de la consideración de los diagramas de bandas de energía, y flujos de portadores, bajo polarizaciones directa e inversa. Luego, se deduce una relación cuantitativa de primer orden, para la dependencia de $V-I$, la ecuación del diodo ideal, tras establecer un “plan de trabajo”, para resolver las “ecuaciones de estado” de las regiones masivas p y n . Al tratar sobre el “plan de trabajo”, se da especial consideración a las densidades de portadores en los bordes de la región de vaciamiento. Esas densidades son necesarias como condiciones de contorno en la derivación analítica. La derivación analítica en sí, brinda las concentraciones de portadores minoritarios, las corrientes de portadores y la corriente total del diodo, en función de la tensión externa aplicada (V_A). Una buena parte del análisis en este capítulo utiliza la aproximación por vaciamiento, y supone un dispositivo de unión escalón.

3.1 EQUILIBRIO TÉRMICO

El diodo en equilibrio térmico sirve como base sobre la cual construir los conceptos de flujo de portadores y barreras de potencial. De hecho, cuando se aplica polarización directa o inversa, los cambios en barrera de potencial y en flujos de portadores determinan la dirección de la corriente y su magnitud relativa.

En la figura 3.1 se puede ver el diagrama de bandas de energía en condiciones de equilibrio. Como E_F es una constante en caso de equilibrio térmico, los bordes de las bandas (E_c y E_v) deben cambiar su posición en relación con E_F cuando se hace una transición de material p a n . Como se vio antes en el capítulo 2, la pendiente de los bordes de las bandas de energía, es proporcional al campo eléctrico; en este caso, una pendiente negativa revela un campo eléctrico negativo en la región de vaciamiento. Las pirámides de portadores en las regiones masivas de la figura, representan grosso modo la distribución de energía de las densidades de portadores, como resulta del producto de las funciones de densidad de estados y de Fermi. Los portadores mayoritarios y minoritarios están representados por una cantidad apropiada de símbolos de acuerdo con su número. Hay que tener en cuenta que las

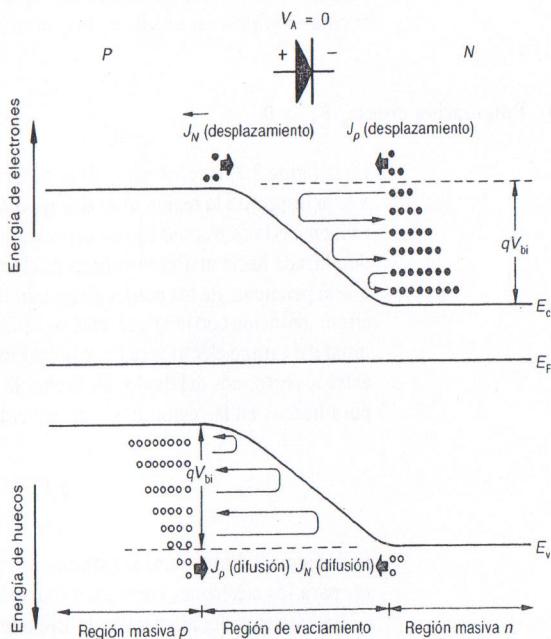


Figura 3.1 Equilibrio térmico: diagrama de bandas de energía y flujo de portadores.

concentraciones de portadores en realidad decrecen exponencialmente con el crecimiento de la energía y que la figura es solamente un modelo. Véase el libro de semiconductores (de esta serie) en donde se hace una exposición más detallada de las distribuciones de portadores respecto a la energía.

El lector podrá quizás preguntarse: “¿Son desplazados los portadores ubicados dentro o cerca de los bordes de la región de vaciamiento, hacia abajo por la ‘cresta de potencial’?” Es decir, ¿los electrones minoritarios del material *p* van hacia abajo en el diagrama de bandas de energía de izquierda a derecha, y los huecos en el material *n* van de derecha a izquierda para buscar una energía inferior? Esto implicaría un flujo de corriente que no es correcto para el equilibrio térmico. La clave para resolver este dilema, está en que *la corriente (o flujo de portadores) neta, debe ser cero para cada tipo de portador*. ¡Los huecos no pueden concentrarse en un extremo del dispositivo! Ni tampoco los electrones.

Los dos modos en los que puede circular corriente, son: desplazamiento en un campo eléctrico y difusión debida a un gradiente de concentración. Aquí se repiten las ecuaciones de corriente, para comodidad del lector

$$\mathbf{J}_p = \mathbf{J}_{p|\text{despl}} + \mathbf{J}_{p|\text{difusión}} \quad (3.1)$$

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

$$\mathbf{J}_N = \mathbf{J}_{N|\text{despl}} + \mathbf{J}_{N|\text{difusión}} \quad (3.2)$$

$$J_N = q\mu_n n \mathcal{E} + qD_n \frac{dn}{dx}$$

$$J = J_p + J_N \quad (3.3)$$

Para el equilibrio térmico, $J = J_p = J_N = 0$. Una mirada rápida a las ecuaciones (3.1) y (3.2), indica de inmediato la necesidad de que

$$\mathbf{J}_{N|\text{despl}} = -\mathbf{J}_{N|\text{difusión}}$$

$$\mathbf{J}_{p|\text{despl}} = -\mathbf{J}_{p|\text{difusión}}$$

En consecuencia, en respuesta a nuestra interrogante, la corriente neta nula (o flujo de portadores) para cada tipo de portador en condiciones de equilibrio, se logra a través de una cancelación del componente de desplazamiento, por un componente de difusión en dirección opuesta, y de igual magnitud.

Si nos extendemos ahora en la conclusión precedente, examinamos las concentraciones de portadores a ambos lados de la unión. El portador mayoritario p_p puede ser, por ejemplo, $10^{16}/\text{cm}^3$, en comparación con p_n , que puede ser $10^5/\text{cm}^3$. Al pasar del lado *p* al lado *n*, la concentración de huecos ha variado en 10 órdenes de magnitud! Algo similar sucede con los electrones (véase la figura 3.2). Como, según se vio en el capítulo 2, una anchura de la región de vaciamiento típica puede ser de $\sim 10^{-4}$ cm, resulta que dp/dx es muy grande, lo que produce difusión de huecos de izquierda a derecha en la figura 3.1. Sin embargo, los huecos deben trepar la “cresta de potencial” qV_{bi} , para poder entrar en la región masiva *n*. El campo eléctrico (y por lo tanto, el potencial) trata de “pegarlos hacia atrás”. En la figura 3.1 se puede ver esto, cuando los huecos son reflejados hacia la región *p*. Solamente aquellos huecos que tengan energía superior a qV_{bi} pueden difundirse dentro de la región *n*, y constituir la componente de difusión de la corriente de huecos, una corriente positiva.

Considere los huecos portadores minoritarios generados en la región *n*, cerca del borde de la región de vaciamiento. Estos huecos pueden “caer” por la cresta de potencial, ya que los huecos parecen “flotar” en los diagramas de bandas de energía; es decir, se desplazan en el campo eléctrico de derecha a izquierda. Esto constituye una componente negativa de la corriente de huecos.

En resumen, al haber equilibrio térmico en la región de vaciamiento, las componentes de la corriente de huecos no son individualmente cero, es decir

$$J_{p|\text{despl}} \neq 0 \text{ y } J_{p|\text{difusión}} \neq 0$$

pero $J_p = 0$ porque las componentes son de igual magnitud, pero de sentidos opuestos.

Argumentos similares son válidos para los electrones, como se indica en la figura 3.1. El flujo de portadores debidos a desplazamiento es igual y opuesto al de difu-

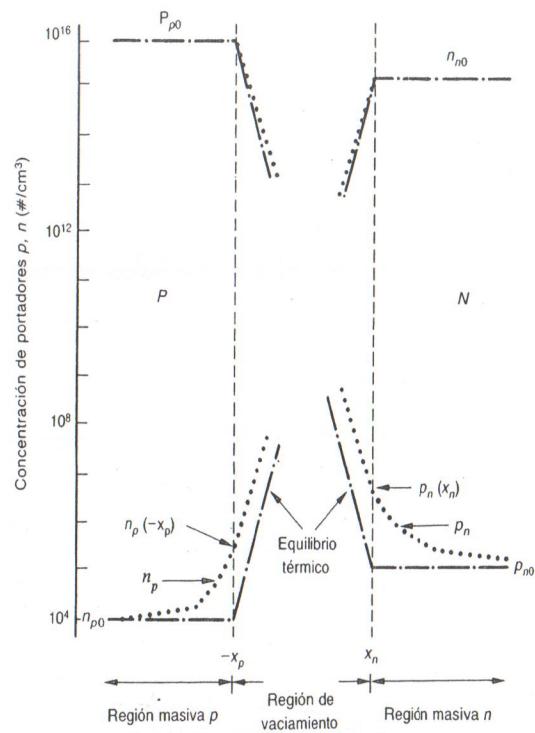


Figura 3.2 Concentración de portadores en equilibrio térmico (---) y en polarización directa (· · ·). No se muestra la disminución de la anchura de la región de vaciamiento.

sión, lo que da un flujo de electrones *neto* igual a cero. Entonces, la corriente neta de electrones es igual a cero, con las componentes de las corrientes de desplazamiento y difusión iguales en magnitud, pero opuestas en sentido.

$$J_{N|despl} \neq 0 \quad J_{N|difusión} \neq 0 \quad J_{N|despl} + J_{N|difusión} = 0$$

En la figura 3.1 se pueden ver los flujos de partículas de huecos y electrones que son iguales y opuestos.

Finalmente, en las zonas masivas de dopado uniforme, $E_c - E_F$ es una constante y, por lo tanto, el campo eléctrico es cero. Sin embargo, como $n = N_D = \text{constante}$ y $p = N_A = \text{constante}$, dp/dx y dn/dx son cero. Entonces, las corrientes (o flujos de partículas) de desplazamiento y de difusión de electrones y de huecos son cero, y la corriente total es nula.

3.2 CARACTERÍSTICAS V - I CUALITATIVAS

Esta sección extiende el análisis con el diagrama de bandas de energía del flujo de portadores de la sección previa, a la descripción de la naturaleza cualitativa de la

característica volt-ampere del diodo. En particular, explica por qué el flujo de corriente es grande en una dirección, pero muy pequeño en la dirección opuesta.

3.2.1 Polarización directa, $V_A > 0$

621 381522
N4 f9 d2

54269

MAR 16 1996

En la figura 3.3(a) se muestra, el efecto de aplicar un potencial negativo a la región n (con respecto a la región p) en el diagrama de bandas de energía. Se eligió arbitrariamente el lado p como fijo en su posición, mientras que la región masiva n queda desplazada hacia arriba en energía de electrones, en un valor qV_A . Hay que notar que la pendiente de los bordes de las bandas en la región de vaciamiento se reduce en comparación con la que se tenía en equilibrio térmico. Esto significa que la magnitud del campo eléctrico se ha reducido juntamente con la diferencia de potencial entre los extremos del diodo. De hecho, la barrera de energía o cresta de potencial para huecos en la región p , se ha reducido de qV_{bi} a

$$q(V_{bi} - V_A) \quad (3.4)$$

En la figura 3.3(a) se ilustra también una reducción similar de la altura de la barrera, para los electrones portadores mayoritarios en el lado n .

La barrera reducida para la difusión de huecos del lado p hacia el lado n , para aproximadamente el mismo gradiente de concentración de portadores, produce un aumento en la componente de la corriente de difusión de huecos, sobre el valor en equilibrio térmico. Una gran cantidad de huecos (p_p) tienen energías superiores a la altura de la barrera, $q(V_{bi} - V_A)$, como se puede ver en la figura 3.3(a) y, por lo tanto, pueden difundirse más huecos en el material n , lo que resulta en una componente de corriente de difusión de huecos mayor, como aparece en la figura 3.3(b). La componente de corriente de desplazamiento de huecos queda igual que el valor de equilibrio térmico (pequeño), pues un cambio en la altura de la barrera no tiene efecto en la cantidad de huecos (p_p) o en su capacidad de deslizarse hacia abajo en la cresta de potencial.

El flujo neto de huecos de izquierda a derecha del diagrama representa una corriente de huecos positiva, porque los huecos capaces de difundirse son más numerosos que los que son desplazados a través de la unión. Los huecos que pueden difundirse desde la región p hacia la región n , se denominan *huecos injectados* una vez que alcanzan la región masiva n , y reciben el nombre de "portadores minoritarios injectados" (acerca de los cuales nos extenderemos más tarde).

Para los electrones son válidos argumentos similares a los de los huecos. La barrera para la difusión de electrones de la región n a la región p , es reducida, como se puede ver en la figura 3.3(a), y se pueden difundir a través de la unión gran cantidad de electrones, provocando una corriente positiva. Los electrones portadores mayoritarios que alcanzan el material p , se denominan "electrones portadores minoritarios injectados" al entrar en la región masiva p .

Los electrones de la región p pueden ser desplazados hacia abajo por la cresta de potencial, pero esta componente de la corriente se mantiene igual a su valor de

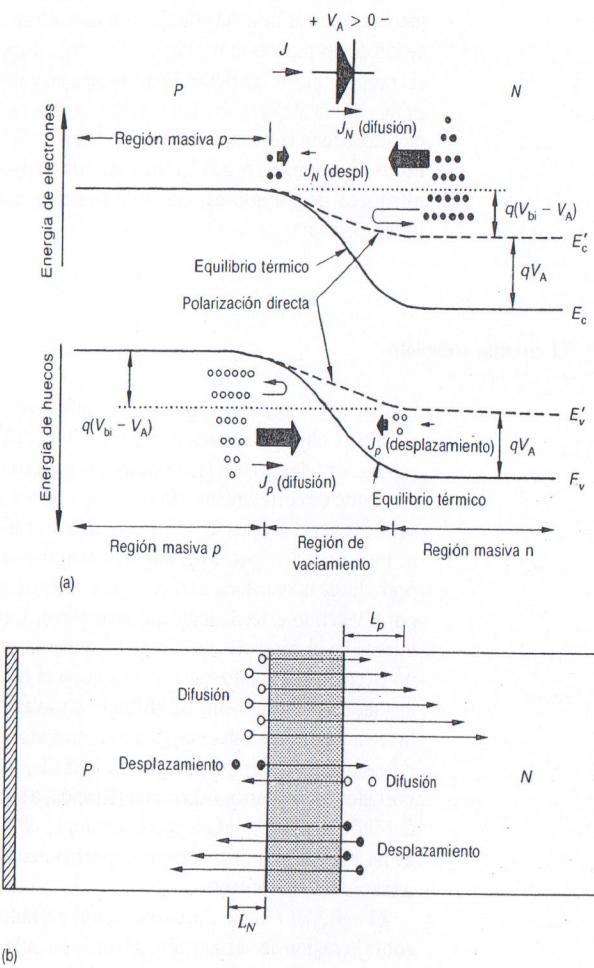


Figura 3.3 (a) Diagrama de bandas de energía para polarización directa (-----) y en equilibrio térmico (—); (b) flujo de portadores con polarización directa, $V_A > 0$.

equilibrio térmico (pequeño), ya que la provisión de portadores está limitada por la generación térmica y no por la magnitud de la cresta de potencial.

El efecto neto de la polarización directa es un gran incremento del componente de difusión de la corriente, mientras que las componentes de desplazamiento permanecen fijas, cerca de sus valores de equilibrio térmico. Como la función de Fermi distribuye los portadores casi exponencialmente con la energía creciente, es de esperar que la cantidad de portadores que pueden difundirse, incremente exponencialmente con la reducción de las barreras de potencial. Siendo éste el caso, la co-

rriente neta de polarización directa debe aumentar exponencialmente con V_A , como se verá más adelante, en este capítulo.

3.2.2 Polarización inversa, $V_A < 0$

La polarización inversa tiene $V_A < 0$; es decir, V_A es un número negativo, y la polaridad del voltaje aplicado es “positiva” en la región de contacto n . La figura 3.4(a) muestra el efecto en el diagrama de bandas de energía, en comparación con el equilibrio térmico. La región masiva n^* es desplazada hacia abajo en $-qV_A$. La pendiente de los bordes de banda en la región de vaciamiento ha aumentado, lo que refleja el aumento de campo eléctrico, como se trató en el capítulo 2 para polarización inversa. Se hace notar también el aumento en diferencia de potencial entre los extremos del dispositivo, $q(V_{bi} - V_A)$, cuando $V_A < 0$. El voltaje aplicado se “suma” al potencial interno.

En la figura 3.4(a) se puede ver el aumento en la altura de barrera hallado por los huecos en la región p , que tratan de pasar por difusión al lado n . Dado el reducido número de huecos (p_p) que tienen suficiente energía para pasar sobre la barrera de potencial a la región masiva n , debe resultar obvio que la **corriente de difusión de huecos es reducida a un valor menor que su valor equivalente de equilibrio térmico**. No obstante, la componente de desplazamiento de huecos de la región n hacia la región p descendiendo por la cresta de potencial, se mantiene en su valor de equilibrio térmico (pequeño), pues queda limitada por la cantidad de huecos generados térmicamente. Está claro que la corriente *neta* de huecos circula de derecha a izquierda, y es de pequeña magnitud. Es una pequeña corriente negativa. Esto se puede ver también en la figura 3.4(b). Como la componente de desplazamiento es esencialmente independiente de la altura de la barrera, y como la provisión de portadores es limitada, la corriente se convierte en una constante, una vez alcanzadas algunas décimas de volt de polarización inversa.

En la figura 3.4(a) también se observan las componentes de desplazamiento y difusión de la corriente de electrones. Los electrones de la región n , que intentan difundir hacia la región p , tienen un potencial de barrera mayor que en equilibrio térmico. Por lo tanto, menos electrones pueden efectuar el recorrido, y es de esperar una corriente de difusión de electrones inferior en comparación con el valor de equilibrio térmico. La componente de desplazamiento se conserva en su valor de equilibrio térmico, limitada por la provisión de electrones portadores minoritarios (n_p) en la región p . Por lo tanto, la corriente de electrones *neta* es pequeña en magnitud y de dirección negativa, como se ve en la figura 3.4(b).

Para resumir, la corriente inversa es pequeña, negativa, limitada primariamente por la fuente de portadores minoritarios generados térmicamente, e independiente

*Esta elección de la región masiva n es arbitraria; se pudo haber desplazado la región masiva p hacia arriba en $(-qV_A)$, manteniendo fija la región masiva n en el nivel de equilibrio térmico.

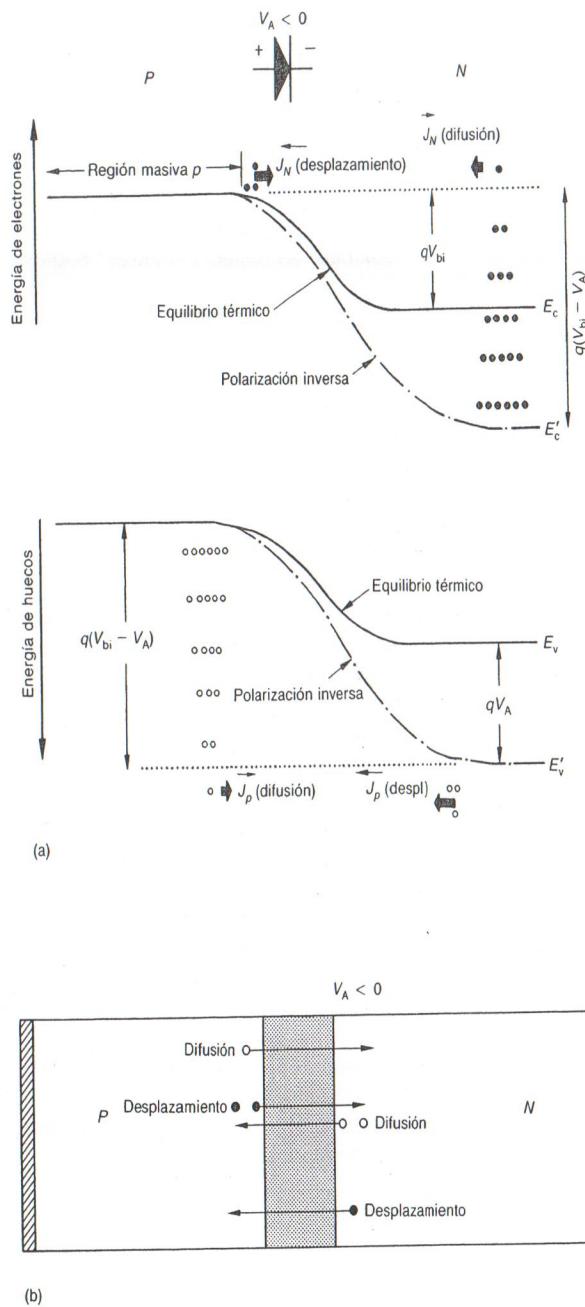


Figura 3.4 (a) Diagrama de bandas de energía para polarización inversa (---); (b) $V_A < 0$ flujo de portadores.

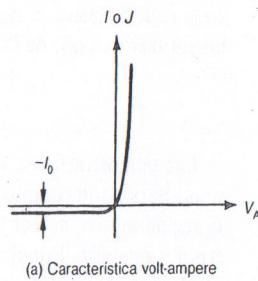
de V_A tras unas pocas décimas de volt de polarización inversa. Ulteriores incrementos de magnitud del voltaje de polarización inversa no tienen efecto en la provisión de portadores minoritarios. El voltaje de polarización inversa también reduce el componente de corriente de difusión a un valor insignificante. El resultado neto es una corriente inversa constante ($-I_0$). No obstante, I_0 es muy sensible a variaciones de temperatura, aumenta con la provisión de portadores minoritarios generados térmicamente que, a su vez, son proporcionales a n_i^2 , la concentración intrínseca de portadores, que aumenta en forma exponencial con el aumento de la temperatura.

3.2.3 El circuito completo

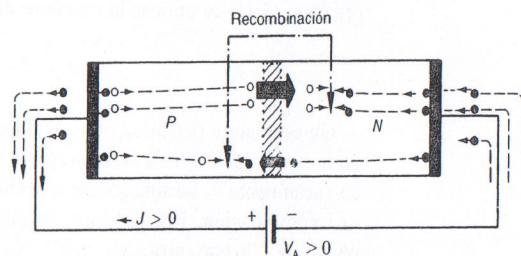
La figura 3.5 es una representación cualitativa de los componentes de corriente en un diodo bajo polarizaciones directa e inversa. Debe observarse el incremento exponencial de corriente para polarización directa, $V_A > 0$, y el valor negativo casi constante de corriente inversa para $V_A < 0$, en la figura 3.5(a). En la figura 3.5(b) se pude ver el propósito de los contactos metálicos con los materiales tipo *p* y tipo *n*. Los contactos metal-semiconductor proveen un mecanismo de intercambio de portadores mayoritarios en el semiconductor, para electrones que pueden viajar por el circuito externo (cableado metálico). En particular, se analiza la fuente de huecos en el contacto entre metal y material *p*. Para crear un hueco, debe saltar un electrón al circuito externo. Entonces el hueco se desplaza a la derecha, hacia la unión, eventualmente se difunde a través de la región de vaciamiento, y es injectado a la región *n* como portador minoritario. Como portador minoritario el hueco tiene un tiempo de vida muy limitado, y pronto se recombinan con un electrón portador mayoritario. Esta recombinación, a su vez, llama a un electrón a participar del flujo desde el contacto de la región *n*, como se puede ver en la figura 3.5(b). Se hace notar el flujo continuo de portadores hacia el semiconductor y desde éste, a través de los contactos.

El material *n* tiene electrones como portadores mayoritarios, que se difunden sobre la región de vaciamiento, y son injectados en el material *p*, y luego se recombinan con huecos portadores mayoritarios. En el contacto de metal-semiconductor *p*, se proveen huecos de reemplazo por medio de electrones que se van hacia el circuito exterior, con lo que se generan huecos portadores mayoritarios. Se completa la continuidad de corriente en el contacto entre metal y material *n*, que brinda los electrones para inyección.

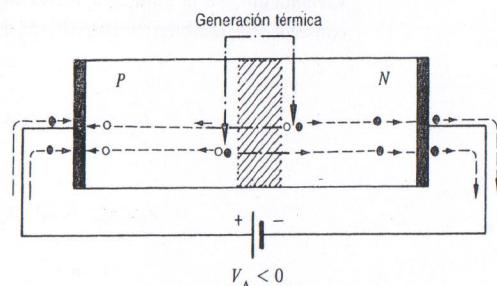
En la figura 3.5(c), adecuada para polarizaciones inversas, se muestra la generación térmica de componentes de corriente de desplazamiento, cerca de los bordes de la región de vaciamiento. Por ejemplo, la generación de huecos portadores minoritarios en la región *n*, se desplaza a través de la región de vaciamiento hacia la región *p*, donde se convierten en portadores mayoritarios y, eventualmente, emigran al contacto de metal con material *p*. Los electrones del metal aniquilan los huecos excedentes, haciendo que fluya un circuito de electrones externo. Simultáneamente, los electrones portadores mayoritarios generados térmicamente, mi-



(a) Característica volt-ampere



(b) Flujos principales de difusión de partículas, para polarización directa, $V_A > 0$



(c) Flujos principales de desplazamiento de partículas, para polarización inversa, $V_A < 0$

Figura 3.5 Componentes de difusión y de la corriente: (a) característica volt-ampere; (b) flujos principales de difusión de partículas, para polarización directa, $V_A > 0$; (c) flujos principales de desplazamiento de partículas, para la polarización inversa, $V_A < 0$.

gran al contacto entre metal y región n , y luego hacia el circuito externo, completando el lazo de corriente.

Los pares electrón-hueco generados térmicamente cerca del borde de la región p en la región de vaciamiento contribuyen a la corriente inversa mediante el desplazamiento de electrones a través de la región de vaciamiento al material- n y, como portador mayoritario, se traslada hacia el circuito externo. Al mismo tiempo, el hueco generado térmicamente situado cerca de la región de vaciamiento del lado

p viaja hasta el contacto de la región p para ser intercambiado por un circuito externo de electrones, completando el lazo de corriente.

Hay que señalar que en la figura 3.5(b), las componentes de corriente de desplazamiento no están indicadas, porque son muy pequeñas. Las componentes de difusión en la figura 3.5(c) no aparecen tampoco, por la misma razón.

3.3 LA ECUACIÓN DEL DIODO IDEAL: DEDUCCIÓN DEL PLAN DE TRABAJO

En esta sección se desarrolla un “plan de trabajo”, para la solución cuantitativa de las ecuaciones básicas del semiconductor, en tanto que aplicadas al caso de la unión $p-n$ abrupta. El objetivo consiste en deducir una relación de primer orden para I en función de V_A en la unión $p-n$, conocida como la *ecuación del diodo ideal*. En las secciones que siguen se incluyen los detalles matemáticos de la solución bosquejada en esta sección.

Al lector se le recuerda nuevamente la relación explícita entre el diodo de unión $p-n$ y la mirada de otros dispositivos de estado sólido, a la vez que una profunda comprensión del diodo resulta esencial para entender los otros dispositivos. Muchos de los desarrollos matemáticos que se presentan para el diodo se usan directamente para modelar los transistores bipolares, MOSFET (*metal oxide semiconductor field effect transistor*; transistor de efecto de campo, metal óxido, semiconductor), y de efecto de campo, de unión. Así, el tiempo y el esfuerzo de alguna manera excesivos que se han dedicado a la unión $p-n$, resultarán ampliamente compensados al analizar otros dispositivos. De igual modo, muchas reglas sobre diseño de estructuras de circuitos integrados, para CMOS y otras tecnologías VLSI, utilizan estos conceptos.

3.3.1 Consideraciones generales

En el capítulo 3 del libro de Pierret, *Fundamentos de semiconductores* (de esta serie), sección 3.4, se listan las “ecuaciones de estado” para todos los dispositivos semiconductores: las ecuaciones de continuidad, la ecuación de Poisson y las ecuaciones de flujo de corriente. Estas ecuaciones deben ser resueltas en cada una de las tres regiones de la unión $p-n$: la región masiva p , la región de vaciamiento y la región masiva n . En el capítulo 2 de mi libro *El diodo PN de unión* (también de esta serie), se trató en detalle sobre la solución electrostática para la región de vaciamiento. Hay que efectuar algunas suposiciones sobre el dispositivo, para que la solución de $I-V_A$ sea viable. Están justificadas, porque los dispositivos reales siguen a la teoría a lo largo de muchas décadas de valor de la corriente.

1. No hay fuentes externas de generación de portadores; por ejemplo, no hay iluminación.
2. Son aplicables las aproximaciones de vaciamiento y de unión escalón.
3. Lo que se busca es la solución de corriente continua, en estado estacionario; es decir, todos los términos en d/dt en las ecuaciones de continuidad, son nulos.

4. En la región de vaciamiento no hay generación ni recombinación (lo que entra, debe salir).
5. Se mantiene inyección de bajo nivel en las regiones casi neutras (masivas) del dispositivo; esto significa que la cantidad de portadores minoritarios es siempre mucho menor que la cantidad de portadores mayoritarios en las regiones masivas.
6. El campo eléctrico para los *portadores minoritarios* es cero en las regiones masivas.
7. Las regiones masivas están dopadas uniformemente; es decir, N_A y N_D son constantes.

Con estas hipótesis, las ecuaciones de estado para las regiones masivas tipo p y tipo n , se reducen a las ecuaciones siguientes de portadores minoritarios.

Semiconductor de tipo n :

$$0 = D_p \frac{d^2 \Delta p_n}{dx^2} - \frac{\Delta p_n}{\tau_p} \quad (3.5)$$

$$J_p \cong -qD_p \frac{d\Delta p_n}{dx} \quad (3.6)$$

$$p_n = p_{n0} + \Delta p_n(x) \quad (3.7)$$

Semiconductor de tipo p :

$$0 = D_N \frac{d^2 \Delta n_p}{dx^2} - \frac{\Delta n_p}{\tau_n} \quad (3.8)$$

$$J_N \cong qD_N \frac{d\Delta n_p}{dx} \quad (3.9)$$

$$n_p = n_{p0} + \Delta n_p(x) \quad (3.10)$$

Respecto al origen de las ecuaciones (3.5) a (3.10), el lector debe consultar la sección 3.4, de libro de Pierret antes citado.

El plan de ataque consiste en resolver primero $\Delta p_n(x)$ de la ecuación (3.5), en la región masiva n . Como la ecuación (3.5) es una ecuación diferencial lineal de segundo orden, se necesitan dos condiciones de contorno, una en cada extremo de la región. Más tarde se volverá a una consideración sobre las condiciones de borde. Una vez hallado $\Delta p_n(x)$, se utiliza la ecuación (3.6) para calcular $J_p(x)$. Como el dispositivo es de sólo dos terminales, la corriente total por el diodo debe ser una constante en todo punto:

$$J = \text{constante} = J_N(x) + J_p(x) \quad (3.11)$$

Por lo tanto, si se conoce la densidad de corriente de portadores minoritarios $J_p(x)$ en la región masiva n , también se conoce la densidad de corriente de portadores mayoritarios $J_N(x)$, de la ecuación (3.11), pues,

$$J_N(x) = J - J_p(x) \quad (3.12)$$

Las demostraciones sobre la región masiva p y los electrones portadores minoritarios son complementarias a las de los huecos portadores minoritarios en la región masiva n . Por complementarias queremos referirnos al intercambio de p por n y n por p . Por ejemplo, el complemento de la ecuación (3.5) es la ecuación (3.8). Una solución de la ecuación (3.8), da $\Delta n_p(x)$, y el uso de la ecuación (3.9) da $J_N(x)$, la corriente de portadores minoritarios en la región masiva p . De la ecuación (3.11) se obtiene la corriente de portadores mayoritarios, como

$$J_p(x) = J - J_N(x) \quad (3.13)$$

Un estudiante perspicaz podría preguntarse: "Se ha desarrollado un plan de ataque para las regiones masivas, pero ¿qué sucede con la corriente en la región de vaciamiento?" Se supuso que la región de vaciamiento no tenía ni generación ni recombinación. Por lo tanto, la corriente que fluye a través de ella es una constante: "lo que entra, debe salir". No se quitan ni se agregan portadores al flujo de corriente. Esto aparece ilustrado en la figura 3.6. Se hace notar que si se conoce la corriente de difusión de portadores minoritarios en los bordes de la región de vaciamiento, se la conoce a través de toda la región de vaciamiento, y como consecuencia, también en el otro borde de la región de vaciamiento. Específicamente,

$$J_{p|\text{vaciam}} = J_p(x_n) = -qD_p \frac{dp_n}{dx} \Big|_{x=x_n} \quad (3.14)$$

$$J_{N|\text{vaciam}} = J_N(-x_p) = qD_N \frac{dn_p}{dx} \Big|_{x=-x_p} \quad (3.15)$$

Finalmente, como se ilustra en la figura 3.6, la corriente total es simplemente la suma de las ecuaciones (3.14) y (3.15).

$$J = J_p(x_n) + J_N(-x_p) \quad (3.16)$$

Ahora el lector podría preguntar: "¿En qué acto entra en escena el voltaje aplicado (V_A)? Se comenzó a deducir una relación de J en función de V_A ; pero V_A ¡ni siquiera ha sido todavía mencionada!" Resulta que V_A entra por vía de las condiciones de contorno en $p_n(x)$ y $n_p(x)$ en los bordes de la región de vaciamiento, en la solución de las ecuaciones de difusión de portadores minoritarios.

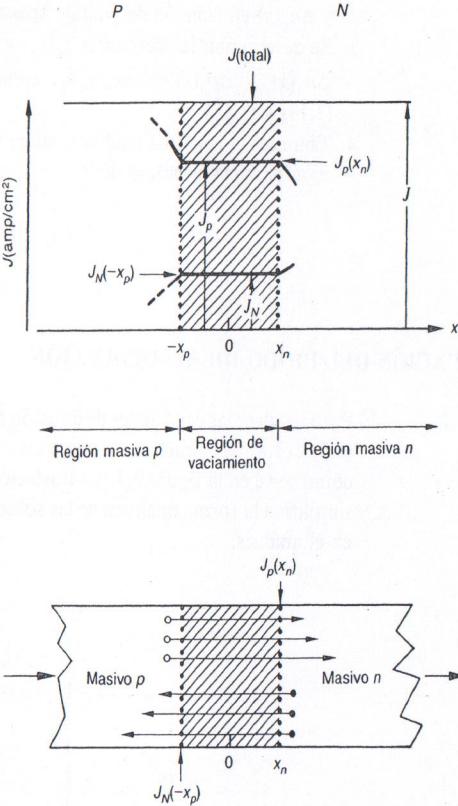


Figura 3.6 Componentes de corriente en los bordes de la región de vaciamiento.

3.3.2 Condiciones de frontera en x_n y $-x_p$

En el capítulo 2, cuando se aplicó V_A entre los terminales del diodo, se igualó el potencial de unión (V_j) con $V_{bi} - V_A$, bajo la suposición de que el campo eléctrico era esencialmente cero en las regiones masivas. La hipótesis de “inyección de bajo nivel” sugiere que, en la región de vaciamiento, las corrientes adicionales debidas al voltaje aplicado, también son pequeñas. En la región de vaciamiento, $\mathcal{E} \neq 0$ y la corriente de electrones es la diferencia entre los grandes componentes de corriente, $J_{N|despl}$ y $J_{N|dif}$. Se supone que \mathcal{E} y n no han variado mucho bajo inyección de bajo nivel; es decir,

$$J_N = q\mu_n n \mathcal{E} + qD_n \frac{dn}{dx} \cong 0 \quad (3.17)$$

y despejando el valor del campo eléctrico, se obtiene la ecuación (3.18),

$$\mathcal{E} = \frac{-qD_n dn/dx}{q\mu_n n} = \frac{-D_n}{\mu_n} \frac{dn}{n} \quad (3.18)$$

Se aplica la relación de Einstein a la ecuación (3.18), con lo que se llega a los resultados de la ecuación (3.19),

$$\mathcal{E} = \frac{-kT}{q} \frac{dn/dx}{n} \quad (3.19)$$

De la definición de potencial, se puede despejar el voltaje de la unión como

$$V_j = V_{bi} - V_A = - \int_{-x_p}^{x_n} \mathcal{E} dx \quad (3.20)$$

Sustituyendo la ecuación (3.19) en la ecuación (3.20), se tiene

$$V_j = V_{bi} - V_A = - \int_{-x_p}^{x_n} - \frac{kT}{q} \frac{dn/dx}{n} dx = \frac{kT}{q} \ln n \Big|_{n(-x_p)}^{n(x_n)} \quad (3.21)$$

$$V_{bi} - V_A = \frac{kT}{q} \ln \frac{n_n(x_n)}{n_p(-x_p)} \quad (3.22)$$

Se ha agregado aquí un subíndice adicional, para ayudar al lector a llevar cuenta de cuál es la región masiva en análisis. Hay que recordar que para que sea válida la condición de “bajo nivel de inyección”, para los portadores en la región masiva n , debe cumplirse que $\Delta n_n \cong \Delta p_n \ll n_{n0}$. Por lo tanto, $n(x_n) = n_{n0}$. Si se invierte la ecuación (3.22) multiplicando en forma cruzada y elevando ambos miembros a la exponencial, se llega a la razón de concentración de electrones:

$$\frac{n_n(x_n)}{n_p(-x_p)} = e^{q(V_{bi}-V_A)/kT} = e^{[qV_{bi}/kT]} e^{-[qV_A/kT]} \quad (3.23)$$

Despejando $n(-x_p)$, se tiene la ecuación (3.24),

$$n_p(-x_p) = n_n(x_n) e^{[-qV_{bi}/kT]} e^{[qV_A/kT]} \quad (3.24)$$

De la ecuación (2.14), para equilibrio térmico,

$$V_{bi} = \frac{kT}{q} \ln \left[\frac{n_{n0} p_{p0}}{n_i^2} \right] \quad (3.25)$$

que puede ser invertida para obtener la ecuación (3.26)

$$e^{-qV_{bi}/kT} = \frac{n_i^2}{n_{n0} p_{p0}} \quad (3.26)$$

Se combinan las ecuaciones (3.24) y (3.26) para obtener

$$n_p(-x_p) = n_p(x_n) \frac{n_i^2}{n_{n0} p_{p0}} e^{qV_A/kT} = \frac{n_i^2}{p_{p0}} e^{qV_A/kT} \quad (3.27)$$

recordando que $n_n(x_n) \equiv n_{n0}$. Como $n_i^2/p_{p0} = n_{p0}$, se concluye que

$$n_p(-x_p) = n_{p0} e^{qV_A/kT} \quad (3.28)$$

y la concentración de electrones inyectados en el borde $-x_p$ es

$$\Delta n(-x_p) = n_{p0}(e^{qV_A/kT} - 1) \quad (3.29)$$

Se hace notar que las ecuaciones (3.28) y (3.29) se reducen a sus valores de equilibrio térmico, cuando $V_A = 0$.

Se pueden utilizar demostraciones complementarias para las concentraciones de huecos en los bordes de las regiones de vaciamiento, lo que resulta en las ecuaciones (3.30) y (3.31),

$$p_n(x_n) = p_{n0} e^{qV_A/kT} \quad (3.30)$$

$$\Delta p_n(x_n) = p_{n0}(e^{qV_A/kT} - 1) \quad (3.31)$$

VÉASE EL EJERCICIO 3.1. APÉNDICE A

Diodo de base larga. Para obtener las condiciones de frontera finales en las concentraciones de portadores en exceso, en las regiones masivas p y n , se supone que las regiones masivas son muy largas, aun infinitas en longitud. Como los portadores minoritarios inyectados tienen un tiempo de vida finito (τ_p y τ_n), no pueden sobrevivir por siempre sin recombinarse con un portador mayoritario; por lo tanto,

$$\Delta n_p(-\infty) = 0 \quad (3.32)$$

y

$$\Delta p_n(+\infty) = 0 \quad (3.33)$$

Resumen del plan de trabajo

1. Se resuelven las ecuaciones de continuidad de portadores minoritarios en las regiones masivas para $\Delta p_n(x)$ y $\Delta n_p(x)$, o $p_n(x)$ y $n_p(x)$.

2. Se aplican dos condiciones de contorno a cada solución, para determinar $\Delta p_n(x)$ y $\Delta n_p(x)$ en función del voltaje aplicado V_A .
3. Se determinan las corrientes $J_p(x_n)$ y $J_N(-x_p)$ partiendo de las pendientes de $\Delta n_p(x)$ y $\Delta p_n(x)$ en $-x_p$ y x_n , respectivamente, utilizando las ecuaciones (3.14) y (3.15).
4. Entonces la corriente total es la suma de las corrientes en los extremos de la región de vaciamiento, es decir,

$$J = J_p(x_n) + J_N(-x_p) \quad (3.34)$$

3.4 LA ECUACIÓN DEL DIODO IDEAL: DEDUCCIÓN

Para resolver las ecuaciones de difusión de portadores minoritarios, las ecuaciones (3.5) y (3.8), se comienza por elegir los sistemas de coordenadas especiales x' y x'' , como se ve en la figura 3.7. La traslación del sistema de coordenadas de trabajo, simplifica la forma analítica de las soluciones y evita complicaciones innecesarias en el análisis.

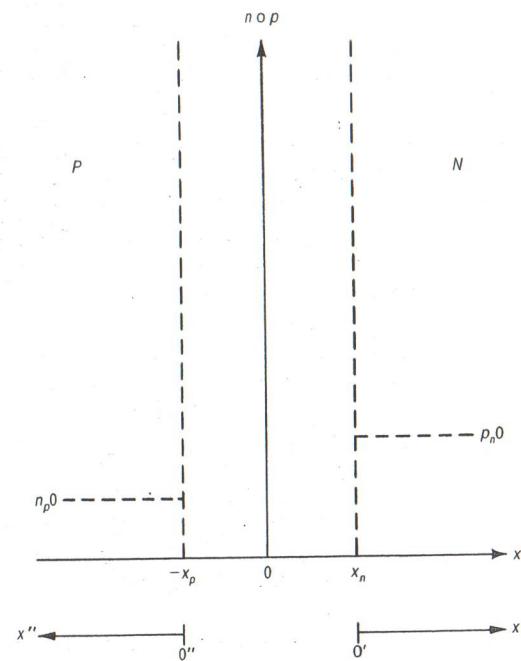


Figura 3.7 Elección de ejes para las regiones masivas.

3.4.1 Región masiva n , $x \geq x_n$ o $x' \geq 0'$

La ecuación (3.35) es la ecuación (3.5), reescrita en función de la nueva variable x' , cuyo origen está en $x = x_n$.

$$D_p \frac{d^2 \Delta p_n(x')}{dx'^2} - \frac{\Delta p_n(x')}{\tau_p} = 0 \quad (3.35)$$

Se divide entre D_p y se toma el segundo término tras el signo igual, lo que lleva a la ecuación (3.36), donde L_p se define como la *longitud de difusión de portadores minoritarios, huecos*:

$$\frac{d^2 \Delta p_n(x')}{dx'^2} = \frac{\Delta p_n(x')}{D_p \tau_p} = \frac{\Delta p_n(x')}{L_p^2} \quad (3.36)$$

$L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ (cm)

(3.37)

Como se analizó en el libro citado de Pierret, ésta es la distancia media a la que un hueco portador minoritario se puede difundir antes de recombinarse con un electrón portador mayoritario. La ecuación (3.36) es una ecuación diferencial muy común, y puede ser resuelta en forma directa o por transformadas de Laplace. La solución es de la forma

$\Delta p_n(x') = A_1 e^{x'/L_p} + A_2 e^{-x'/L_p}$

(3.38)

donde se necesitan dos condiciones de frontera, para evaluar las constantes A_1 y A_2 . De la ecuación (3.33) de la sección previa, la condición de frontera en el infinito, requiere

$$\Delta p_n(\infty) = A_1 e^{\infty} + A_2 e^{-\infty} = A_1 e^{\infty} + 0 = 0 \quad (3.39)$$

La ecuación (3.39) solamente se satisface si $A_1 = 0$. La segunda condición de frontera, la ecuación (3.31), pide que

$$\Delta p_n(x_n) = \Delta p_n(0') = p_{n0}(e^{qV_A/kT} - 1) = A_2 e^{-0'/L_p} = A_2 \quad (3.40)$$

Por lo tanto, la solución de $\Delta p_n(x)$ es

$\Delta p_n(x') = p_{n0}(e^{qV_A/kT} - 1)e^{-x'/L_p}$

(3.41)

o

$p_n(x') = p_{n0} + p_{n0}(e^{qV_A/kT} - 1)e^{-x'/L_p}$

(3.42)

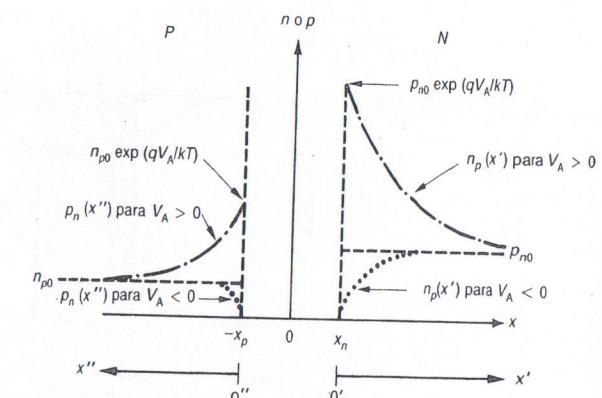


Figura 3.8 Concentraciones de portadores minoritarios en las regiones masivas para $V_A > 0$ (—) y para $V_A < 0$ (····), con $N_A > N_D$.

Al lado derecho de la figura 3.8, se representa la ecuación (3.42), para $V_A > 0$ y $V_A < 0$.

Se prosigue el plan de trabajo, para obtener a continuación la corriente de huecos, por aplicación de la ecuación (3.14) a la ecuación (3.41):

$$J_p(x') = -q D_p \frac{d \Delta p_n}{dx'} = -q D_p p_{n0} (e^{qV_A/kT} - 1) \left(\frac{-1}{L_p} \right) e^{-x'/L_p} \quad (3.43a)$$

$$J_p(x') = \frac{q D_p}{L_p} p_{n0} (e^{qV_A/kT} - 1) e^{-x'/L_p} \quad (3.43b)$$

Calculando el valor en $x = x_n$ ($o x' = 0$), se obtiene la corriente de huecos en la región de vaciamiento,

$J_{p|vaciam} = J_p(x_n) = J_p(0') = \frac{D_p}{L_p} p_{n0} (e^{qV_A/kT} - 1)$

(3.44)

Se puede ver en la figura 3.9 la corriente de huecos en el borde y a lo largo de las regiones masiva n y de vaciamiento.

3.4.2 Región masiva p , $x \leq -x_p$ o $x'' \geq 0$

Para el caso de la región masiva p , se puede establecer la solución complementaria de la ecuación (3.8) en forma directa, o se puede deducir paso a paso en forma

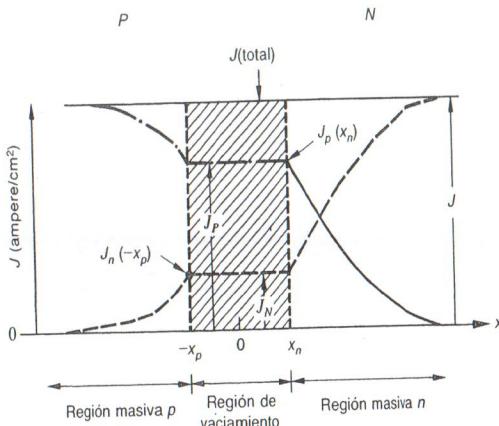


Figura 3.9 Densidad de corriente en el caso de polarización directa, $N_A > N_D$.

similar a la deducción del caso de la región masiva n . Tomando simplemente el complemento de las ecuaciones (3.41) y (3.42), se hallan las ecuaciones (3.45) y (3.46),

$$\Delta n_p(x'') = n_{p0}(e^{qV_A/kT} - 1)e^{-x''/L_N} \quad (3.45)$$

$$n_p(x'') = n_{p0} + n_{p0}(e^{qV_A/kT} - 1)e^{-x''/L_N} \quad (3.46)$$

Se ha definido la *longitud de difusión de portadores minoritarios, electrones*, como

$$L_N = \sqrt{D_N \tau_n} \quad (\text{cm}) \quad (3.47)$$

Ésta es la distancia media que un electrón portador minoritario se puede difundir antes de recombinarse con un hueco portador mayoritario. El lado izquierdo de la figura 3.8 muestra estos resultados para polarizaciones directa e inversa. Si se aplica el complemento de las ecuaciones (3.43) y (3.44), se pueden calcular fácilmente las corrientes de electrones $J_N(x'')$ y $J_N(0'') = J_N(-x_p)$, como

$$J_N(x'') = q \frac{D_N}{L_N} n_{p0}(e^{qV_A/kT} - 1)e^{-x''/L_N} \quad (3.48)$$

$$J_N(-x_p) = q \frac{D_N}{L_N} n_{p0}(e^{qV_A/kT} - 1) \quad (3.49)$$

En la figura 3.9 se muestran las componentes de la corriente electrónica a través del diodo. Hay que recordar que una corriente dirigida a lo largo del eje x' , es opuesta al flujo de corriente que hay a lo largo del eje x ; por lo tanto, se requiere un signo negativo en la ecuación (3.15).

3.4.3 Ecuación del diodo ideal

La corriente total se obtiene sumando las ecuaciones (3.44) y (3.49), como se indica en el paso 4 del “plan de trabajo”. El resultado se denomina **ecuación del diodo ideal**, u ocasionalmente, ecuación de Shockley del diodo

$$J = q \left[\frac{D_N}{L_N} n_{p0} + \frac{D_P}{L_P} p_{n0} \right] (e^{qV_A/kT} - 1) \quad (3.50)$$

Multiplicando por el área de la unión (A) se obtiene la corriente total

$$I = I_0(e^{qV_A/kT} - 1) \quad (3.51)$$

donde la corriente de saturación inversa ha quedado definida como

$$I_0 = qA \left[\frac{D_N}{L_N} n_{p0} + \frac{D_P}{L_P} p_{n0} \right] \quad (3.52)$$

3.5 INTERPRETACIÓN DE LOS RESULTADOS

3.5.1 Característica $V-I$

Se logra un conocimiento más profundo sobre el funcionamiento de la unión $p-n$, a través del examen más detallado de la solución cuantitativa a la ecuación del diodo ideal. La figura 3.10(a) es una representación lineal de la ecuación (3.51), que muestra el incremento exponencial de corriente con polarización directa, y la pequeña y prácticamente constante corriente de polarización inversa. Si se analiza el término exponencial de la ecuación (3.51) a temperatura ambiente, donde $q/kT = 38.46 \text{ V}^{-1}$, indica que una polarización directa de 0.10 volt, lleva el término exponencial a un valor casi 50 veces respecto al “uno” y, por lo tanto, ya la corriente resulta exponencialmente dependiente de la tensión aplicada.

$$I \approx I_0 e^{qV_A/kT}$$

Si se toman logaritmos naturales

$$\ln(I) = \ln(I_0) + \frac{qV_A}{kT}$$

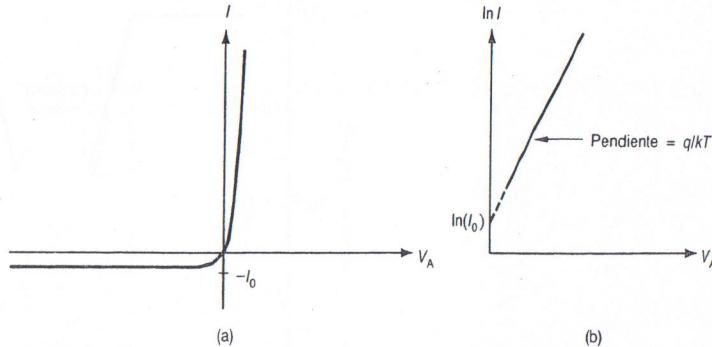


Figura 3.10 Características volt-ampere de la unión $p-n$: (a) diagrama lineal; (b) diagrama semilogarítmico.

que se representa como una recta en la figura 3.10(b). Se hace notar la similitud de forma de $y = Ax + b$ al representarla en los ejes semilogarítmicos.

Con $V_A = -0.10$ volts, el término exponencial vale aproximadamente 1/50, y, por tanto, es muy pequeño comparado con el “-1”, lo que hace que prácticamente $I \cong -I_0$, independiente del voltaje inverso. La corriente inversa ya no cambia, es decir, se ha saturado; de ahí su nombre de “corriente de saturación inversa”. [Véase la figura 3.10(a).]

Resulta evidente de la ecuación (3.52), y como se representa en la figura 3.4, que la corriente de saturación inversa está determinada primariamente por los portadores minoritarios n_{p0} generados térmicamente en la región masiva p , y p_{n0} generados en la región masiva n . Se puede escribir la ecuación (3.52) en función de las densidades de dopado N_A y N_D :

$$I_0 = qA \left[\frac{D_N}{L_N} n_{p0} + \frac{D_P}{L_P} p_{n0} \right] = qA \left[\frac{D_N}{L_N N_A} n_i^2 + \frac{D_P}{L_P N_D} n_i^2 \right] \quad (3.53a)$$

$$I = qAn_i^2 \left[\frac{D_N}{L_N N_A} + \frac{D_P}{L_P N_D} \right] (e^{qV_A/kT} - 1) \quad (3.53b)$$

Es importante considerar que n_i aumenta exponencialmente con la temperatura y que su valor a temperatura ambiente es muy dependiente de la anchura de la banda prohibida E_G del material. Para un valor más elevado de E_G , se tiene un valor más bajo de n_i . Hay que tener en cuenta también que el lado más débilmente dopado de la unión $p-n$ ha de producir mayor cantidad de portadores minoritarios y, por tanto, el mayor componente de corriente. Por ejemplo, una unión p^+-n tiene $N_A \gg N_D$ y, de la ecuación (3.53),

$$I_0 \cong qA \left[\frac{D_P}{L_P} p_{n0} \right] = qA \left[\frac{D_P}{L_P N_D} n_i^2 \right] \quad (3.54)$$

De manera similar, para una unión $p-n^+$,

$$I_0 \cong qA \left[\frac{D_N}{L_N} n_{p0} \right] = qA \left[\frac{D_N}{L_N N_A} n_i^2 \right] \quad (3.55)$$

La mayor parte de los diodos y muchas de las uniones $p-n$ que se dan en otros dispositivos, son del tipo p^+-n o n^+-p ; en los análisis futuros se hará frecuente uso de estas uniones asimétricas.

VÉASE EL EJERCICIO 3.2. APÉNDICE A

3.5.2 Componentes de la corriente

Las corrientes de electrones y huecos de polarización directa que se muestran en las figuras 3.8 y 3.9, son para el caso supuesto de $N_A > N_D$, es decir, $p_{n0} > n_{p0}$. Al inspeccionar las ecuaciones (3.43) y (3.48), se ve que la corriente de huecos inyectada en la región n es mayor que la corriente de electrones inyectada a la región p , cuando $N_A > N_D$. Éste es un punto muy importante. La unión p^+-n en particular, obtiene la mayor parte de su corriente de huecos inyectados en la región n . De manera similar, la corriente de unión $p-n^+$ está compuesta principalmente por electrones inyectados en la región p .

3.5.3 Concentraciones de portadores

En la figura 3.11 se representa la concentración de portadores minoritarios para polarización directa. El rayado pone énfasis en las “concentraciones de portadores en exceso” inyectados; es decir, aquellas mayores que su valor en equilibrio térmico. De las ecuaciones (3.42) y (3.46), surge que las tasas de caída exponencial de portadores minoritarios inyectados, al recombinarse con portadores mayoritarios, quedan controladas por las longitudes L_P y L_N de difusión de portadores minoritarios. La figura 3.11 muestra L_P y L_N como la distancia dentro de la región masiva en la cual los portadores en exceso han caído al 37% de su valor respecto al del borde de la región de vaciamiento. Como L_P y L_N son proporcionales a $\tau_p^{1/2}$ y $\tau_n^{1/2}$, cuanto mayor es la recombinación (τ_p y τ_n más pequeños), más cortas son las longitudes de difusión. Otra interpretación es la de que, en promedio, un portador minoritario ha de difundirse dentro de la región masiva una longitud de difusión, antes de recombinarse.

En la figura 3.12 aparecen representadas las concentraciones de portadores de polarización inversa. En este caso las concentraciones de portadores en “exceso” son negativas, es decir, vaciadas por debajo de sus valores de equilibrio térmico. En promedio, los portadores minoritarios generados térmicamente dentro del entorno de una longitud de difusión del borde de la región de vaciamiento, son

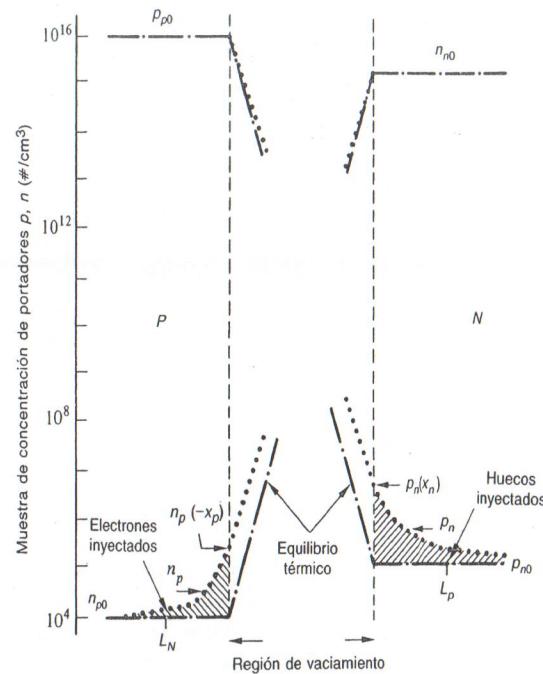


Figura 3.11 Concentración de portadores en equilibrio térmico (— · · · · ·) y en polarización directa (— · · · · ·), $V_A > 0$. No se muestra la reducción de la anchura de la región de vaciamiento.

los impulsados a caer por la cresta de potencial y contribuyen a I_0 . Éstos son los portadores minoritarios representados en la figura 3.4.

VÉASE EL EJERCICIO 3.3. APÉNDICE A

3.6 Resumen

El equilibrio térmico y el diagrama de bandas de energía sirvieron como punto inicial del flujo de portadores por difusión y desplazamiento. Las dos componentes de corriente de huecos se oponen entre sí, con nulo flujo neto de huecos. En forma similar, la corriente de difusión de electrones era igual en magnitud, pero opuesta en dirección a la de desplazamiento de electrones, con lo que resultaba nula la corriente neta. Las corrientes de desplazamiento eran controladas fundamentalmente por la generación térmica y por el flujo de portadores debido a la caída favorecida por la cresta de potencial. Las corrientes de difusión consisten en portadores con suficiente energía para trepar la cresta de potencial, y tener una gran concentración de portadores a un lado de la región de vaciamiento, en comparación con el del otro lado.

Problemas

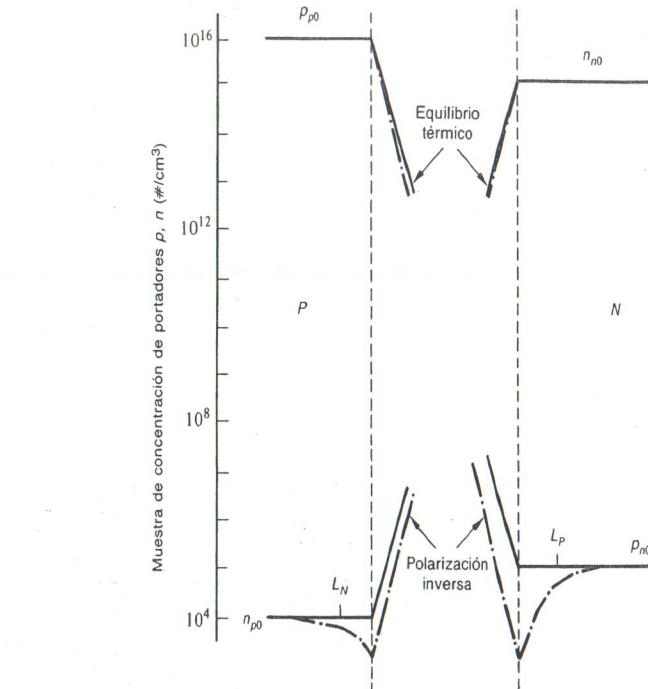


Figura 3.12 Concentraciones de portadores para equilibrio térmico (—) y polarización inversa (— · · · · ·), $V_A < 0$. No se muestra el aumento de la anchura de la región de vaciamiento.

La unión polarizada directamente permitió un crecimiento exponencial de las corrientes de difusión, mientras que los componentes de desplazamiento permanecen fijos cerca de sus valores de equilibrio térmico. Se inyectan huecos en la región p y electrones en la región n .

- 3.1 Trace el diagrama de bandas de energía para un diodo de unión escalón p^+ - n en:
 - (a) equilibrio térmico;
 - (b) polarización directa (mostrado respecto al equilibrio térmico);
 - (c) polarización inversa (mostrado respecto al equilibrio térmico);
 - (d) en el punto (a), dibuje un diagrama nuevo que muestre el flujo de portadores y los cuatro componentes de corriente relacionados entre sí.
- 3.2 Parta de la ecuación de difusión de portadores minoritarios para deducir la ecuación (3.45).

- 3.3 Una unión escalón de silicio tiene $N_A = 5 \times 10^{15}/\text{cm}^3$ y $N_D = 10^{15}/\text{cm}^3$, $D_N = 33.75 \text{ cm}^2/\text{s}$, $D_P = 12.4 \text{ cm}^2/\text{s}$, $n_i = 10^{10}/\text{cm}^3$, $kT = 0.026 \text{ eV}$, $A = 10^{-4} \text{ cm}^2$, $\tau_p = 0.4 \mu\text{s}$ y $\tau_n = 0.1 \mu\text{s}$. Calcule:
- la corriente de saturación inversa debida a huecos;
 - la corriente de saturación inversa debida a electrones;
 - la corriente de saturación inversa, I_0 .
 - Si $V_A = V_{bi}/2$, calcule:
 - la concentración de huecos y la concentración de huecos inyectados en x_n .
 - la concentración de huecos en $x' = L_p/2$.
 - la concentración de electrones y la concentración de electrones inyectados en $-x_p$.
 - la concentración de electrones en $x'' = L_N/2$.
 - Si $V_A = -V_{bi}/2$, calcule:
 - la concentración de huecos y la concentración de huecos inyectados en x_n' .
 - la concentración de huecos en $x' = L_p/2$.
 - la concentración de electrones y la concentración de electrones inyectados en $-x_p$.
 - la concentración de electrones en $x'' = L_N/2$.
 - La carga total de huecos inyectada (o vaciada) para
 - el punto (d)
 - el punto (e)
 - ¿Para cuál valor de V_A y en qué lugar del diodo se contraviene por primera vez la hipótesis de “inyección de bajo nivel”? Utilice como criterio que los portadores minoritarios alcancen una concentración del 10% de la de los mayoritarios.
- 3.4 Una unión $p-n$ abrupta con $N_A = 10^{17}/\text{cm}^3$ y $N_D = 5 \times 10^{15}/\text{cm}^3$ tiene $\tau_p = 0.1 \mu\text{s}$ y $\tau_n = 0.01 \mu\text{s}$, con $kT = 0.026 \text{ eV}$, $A = 10^{-4} \text{ cm}^2$, $n_i = 10^{10}/\text{cm}^3$, $\mu_n = 801 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ y $\mu_p = 438 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$.
- Calcule la corriente de saturación inversa debida a huecos.
 - Calcule la corriente de saturación inversa debida a electrones.
 - Calcule la corriente de saturación inversa total.
 - Si $V_A = V_{bi}/2$, calcule las corrientes de portadores minoritarios inyectados en los bordes de la región de vaciamiento. ¿Cuáles son las concentraciones de portadores minoritarios inyectados en 0 y en $1 \mu\text{m}$ dentro de las regiones masivas?
 - Si $V_A = -V_{bi}/2$, ¿cuáles son las concentraciones de portadores minoritarios inyectados (o vaciados) en los bordes de las regiones masivas? Calcule las corrientes de portadores minoritarios en los bordes de las regiones de vaciamiento.
 - ¿Para cuál valor de V_A y en qué lugar del diodo será violada por primera vez la hipótesis de “inyección de bajo nivel”? Utilice como criterio que los portadores minoritarios alcancen una concentración del 10% de la de los mayoritarios.
- 3.5 Dos diodos unión p^+-n de silicio mantenidos a temperatura ambiente son idénticos, excepto en $N_{D1} = 10^{15}/\text{cm}^3$ y $N_{D2} = 10^{16}/\text{cm}^3$. Trace ambos diagramas sobre unos ejes coordinados, y compare las características $I-V$ de ambos diodos.
- 3.6 Un diodo de silicio de unión escalón con sección transversal $A = 10^{-4} \text{ cm}^2$, tiene un dopado de $N_A = 10^{17}/\text{cm}^3$ y $N_D = 10^{15}/\text{cm}^3$. Sea $\mu_n = 801 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ y $\tau_n = 0.1 \mu\text{s}$ del lado p ; y $\mu_p = 477 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ y $\tau_p = 1 \mu\text{s}$ del lado n .
- Calcule la corriente que atraviesa el diodo a temperatura ambiente ($kT/q = 0.026 \text{ V}$), si
 - $V_A = -50 \text{ V}$,
 - $V_A = -0.1 \text{ V}$ y
 - $V_A = 0.2 \text{ V}$.
 - Repita el punto (a) para $T = 500 \text{ K}$, suponiendo que las movilidades y tiempos de vida no varían significativamente con la temperatura.
 - Resuma con sus propias palabras lo que se ha expuesto en este problema.
- 3.7 Si la unión escalón está polarizada en forma directa:
- Deduzca una ecuación que dé la carga total Q_p de portadores minoritarios inyectados en la región masiva n .
 - Tome el “complemento” del punto (a), para hallar Q_n para la región masiva p .
 - Si cada τ_p segundos recombinan Q_p , ¿cuál es la corriente de recombinación de huecos?
 - Repita el punto (c) para Q_n , que recombinan cada τ_n segundos.
 - Establezca un enunciado sobre recombinación y corriente, como resultado de los puntos (c) y (d), recordando que el tiempo de vida de un portador minoritario es el tiempo promedio de recombinación.
 - ¿Cuál es la corriente de recombinación total inyectada (huecos más electrones)? ¿Cómo compara esta ecuación con la ecuación del diodo ideal?
- 3.8 En la figura P3.8 se muestra una idealización del diodo real cuando está polarizado en forma inversa, la que no obstante, es muy útil para ilustrar diversos conceptos de importancia.
- Deduzca una expresión que dé la cantidad de electrones generados por $\text{s}\cdot\text{cm}^3$ (ritmo de generación) en la región $n = 0$ del lado p , en estado estacionario.
 - Si todos los electrones en la región limitada por L_N son removidos y atraviesan la región de vaciamiento, ¿cuál es el flujo de corriente de electrones?
 - Repita los puntos (a) y (b) para los huecos en la región $p = 0$ del lado n .

- (d) ¿Cuál es la corriente total de generación de electrones minoritarios y de huecos?
 (e) Compare la respuesta a (d) con $-I_0$.
 (f) Explique el significado y el concepto básico de este problema.

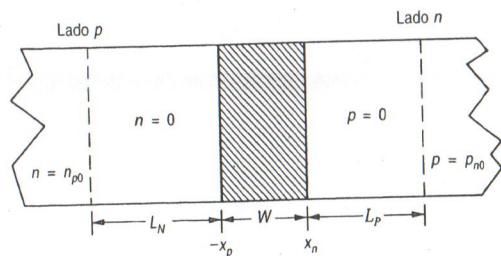


Figura P3.8

3.9 La figura P3.9 describe lo que se denomina “diodo de base corta”.

- (a) Deduzca una ecuación para obtener $\Delta p_n(x')$ y trace un diagrama de $p_n(x')$ si
 (i) tiene polarización directa,
 (ii) tiene polarización inversa.
 (b) Deduzca una ecuación para obtener $J_p(x')$ en la región n, y trace un diagrama para polarización directa.
 (c) Utilice los resultados del texto para obtener J_N en la región p, y obtenga una ecuación para la curva característica $V-I$ del diodo de base corta “ideal”.
 (d) Dibuje los diagramas para los puntos (a) y (b) con polarización inversa.
 (e) ¿Cuál es la relación entre la corriente de huecos y la corriente total?
 (f) Si se hiciera X_N aún más pequeña, explique cómo afectaría a la corriente de huecos inyectada en la región n.

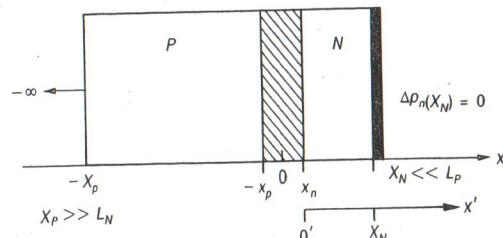


Figura P3.9

3.10 Para el diodo de base “semicorta” de la figura 3.10:

- (a) Deduzca una ecuación para $\Delta p_n(x')$ y trace su diagrama. (Sugerencia: use funciones hiperbólicas.)
 (b) Derive una ecuación para $J_p(x')$ y trace su diagrama.
 (c) Utilice las expresiones de la región p del texto, y obtenga una ecuación para la corriente total (J).
 (d) Verifique su respuesta, haciendo $X_N \rightarrow \infty$; es decir, se debe convertir en el diodo de base larga.

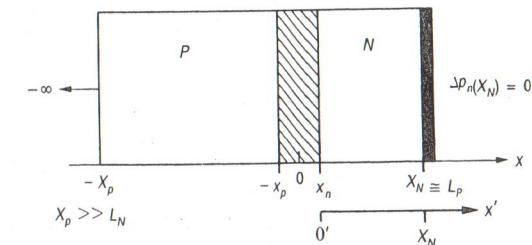


Figura P3.10

3.11 Si para el diodo de base “semicorta” de la figura P3.10, la condición de contorno en X_N se convierte en $\Delta p_n(X_N) = \text{constante} = K$, deduzca y represente la ecuación de $\Delta p_n(x')$. Verifique que la solución esté en términos de funciones hiperbólicas.

3.12 En la fabricación de los dispositivos modernos, se puede hacer que las regiones angostas del semiconductor casi no tengan generación-recombinación. En la figura P3.12 se ilustra esto para un caso de unión escalón.

- (a) Deduzca y represente una ecuación para $\Delta p_n(x')$ cuando está polarizado en forma directa.
 (b) Deduzca y represente una ecuación para $J_p(x')$.

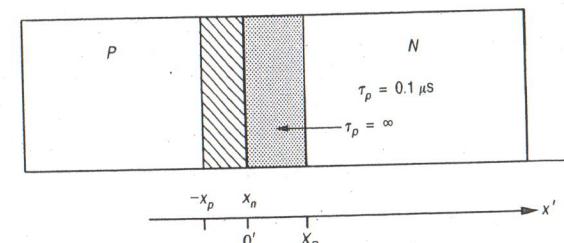


Figura P3.12.

3.13 La célula solar es una unión escalón $p^+ - n$ en que la luz que incide sobre el dispositivo se absorbe uniformemente en todo el medio. Suponga que aún tiene validez la aproximación de vaciamiento, de modo que la generación debida a la iluminación puede ser ignorada en la región de vaciamiento. Dado un ritmo de fotogeneración de G_L pares electrón-hueco/cm³s, y ya que el lado p está dopado en forma elevada de modo que sólo se debe considerar el lado n y la inyección de bajo nivel:

- (a) ¿Cuál es la concentración de portadores minoritarios en el lado n , a una distancia grande ($x \rightarrow \infty$) de la unión metalúrgica?
- (b) Puesto que existen condiciones de inyección de bajo nivel, se puede utilizar la condición de borde de

$$\Delta p_n(x_n) = p_{n0}[e^{qV_A/kT} - 1]$$

- Usando las condiciones de frontera del punto (a), deduzca una ecuación para I en función de V_A en el dispositivo, con iluminación, en estado estacionario.
- (c) En un solo diagrama, trace las características de $V-I$ con

- (i) $G_L = 0$; sin iluminación;
- (ii) $G_L = G_{L0}$;
- (iii) $G_L = 2G_{L0}$;
- (iv) $G_L = 4G_{L0}$.

3.14 Comercialmente se vende un diodo de silicio de polarización directa, como sensor de temperatura. Para utilizarlo en la medición de temperaturas, está polarizado directamente, con una fuente de corriente constante y un V_A medido en función de T , como se ve en la figura P3.14.

- (a) Deduzca una ecuación de $V_A(T)$, haciendo que D/L para los huecos y electrones, sea independientes de T ; se utiliza la dependencia del salto de energía, de

$$E_G = 1.17 - \frac{(4.73 \times 10^{-4})T^2}{(T + 636)} \quad (\text{eV})$$

donde T está en °K.

- (b) Si $n_i = 1.5 \times 10^{10}/\text{cm}^3$, $kT = 0.026 \text{ eV}$, $I_0 = 10^{-15} \text{ A}$, e $I = 10^{-4} \text{ A}$ a temperatura ambiente (300 K), calcule una fórmula de $V_A(T)$ y representelo en función de T desde 20 °C hasta 200 °C. Note que es casi lineal.
- (c) Deduzca una fórmula de dV_A/dT (mV/K) que es igual que mV/°C) y determine la pendiente del diagrama para las condiciones del punto (b).

- (d) Repita el punto (c), para $I = 1 \text{ mA}$.
- (e) ¿Qué le dicen al lector los resultados de los puntos (b), (c) y (d)? ¿Hasta qué punto influirían en él si estuviera diseñando un circuito?

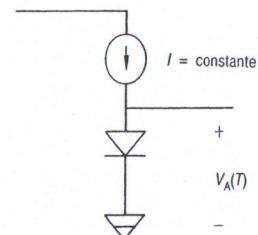


Figura P3.14

4 Desviaciones respecto al diodo ideal

Los primeros tres capítulos de este volumen han desarrollado descripciones cualitativas y cuantitativas del diodo de unión *p-n* ideal. La ecuación del diodo ideal, como fue deducida, describe de manera precisa ciertos dispositivos reales que se extienden por muchas décadas de la corriente, y en un intervalo de voltajes muy amplio. Sin embargo, hay diversas condiciones de temperatura y voltaje aplicados, en las cuales el diodo ideal no logra representar adecuadamente a los dispositivos físicos. Cuando se invierte la polarización, la corriente puede hacerse más negativa que $-I_0$, como resultado de la generación de portadores en la región de vaciamiento, y a voltajes inversos más elevados, debido a la rotura de la unión. Esta rotura se puede deber a una de dos causas o fenómenos: la avalancha o el proceso de Zener. También hay desviaciones respecto al comportamiento ideal en el caso de polarización directa, a valores muy pequeños de corriente, debido a recombinación en la región de vaciamiento, y a valores muy elevados de corriente, debido a dos efectos: la inyección de portadores de alto nivel y la caída óhmica de voltaje en regiones masivas y contactos.

4.1 DESVIACIONES RESPECTO AL IDEAL, EN POLARIZACIÓN INVERSA

En la figura 4.1 se ilustran las desviaciones respecto al ideal, para polarización inversa. Para valores elevados de polarización inversa, la magnitud de la corriente aumenta en forma dramática. El voltaje para el cual la corriente tiende a $-\infty$, se denomina *voltaje de ruptura* (V_{BR}). Si el diodo funcionara en esta zona, no sería destruido, lo que sucedería en el caso de un condensador, siempre que no se excediera la máxima temperatura de la unión. En una cantidad de aplicaciones, el diodo opera en la región de ruptura, donde se comporta como una fuente de voltaje fijo en un intervalo de corrientes muy amplio; de ahí el nombre que recibe de “diodo de referencia” o “diodo regulador”. Cuando actúa en esa zona, como referencia de voltaje en ruptura, el diodo reemplaza grandes y costosas baterías en muchos circuitos del tipo regulador de voltaje.

Los mecanismos responsables de V_{BR} son los procesos de avalancha, de Zener o ambos. El más común es la avalancha y, por lo tanto, será tratado primero.

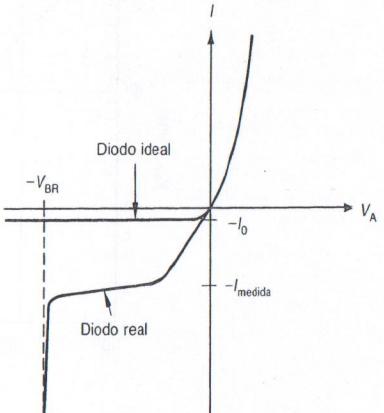
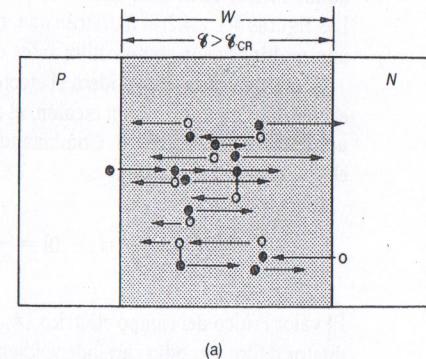


Figura 4.1 Desviaciones respecto al ideal, en polarización inversa.

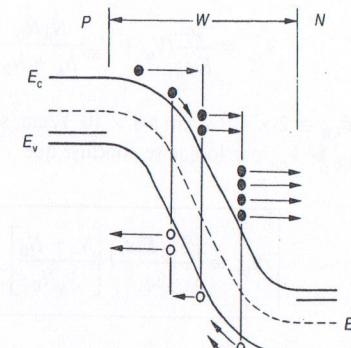
4.1.1 Ruptura de avalancha

Para entrar en el tema de análisis del fenómeno de avalancha, consideremos el campo eléctrico en la zona de vaciamiento, y los portadores minoritarios generados térmicamente (p_{n0} y n_{p0}), que caen por la cresta de potencial, lo que da lugar a la corriente $-I_0$. En el capítulo 2 se trató sobre el efecto de voltajes inversos elevados y sus elevados campos eléctricos resultantes en la región de vaciamiento, con el campo eléctrico máximo, que se produce en la unión metalúrgica. Se recuerda que cuanto mayor sea el campo eléctrico, mayor será la velocidad de desplazamiento de los portadores (véase el análisis sobre movilidad en el libro de Pierret). Para un valor crítico del campo eléctrico (E_{CR}), los portadores, en promedio, aceleran a un valor de energía suficientemente grande para que, cuando haya colisiones con un átomo en una estructura cristalina, puedan “liberar” un par electrón-hueco. El portador que produce la colisión transmite al átomo cristalino energía suficiente como para que un electrón en la banda de valencia, sea excitado a la banda de conducción, dejando un hueco en la banda de valencia. Los tres portadores ahora están “en libertad” de ser acelerados por el campo eléctrico, adquirir energía cinética, y participar en colisiones adicionales que, a su vez, producen creación de portadores; es decir, tiene lugar una verdadera avalancha de portadores. Un único portador, sea éste un electrón o un hueco, crea dos portadores los que, a su vez, crean pares electrón-hueco adicionales. En la figura 4.2(a) se ilustra el proceso en forma espacial, y en la figura 4.2(b) pueden observarse las bandas de energía.

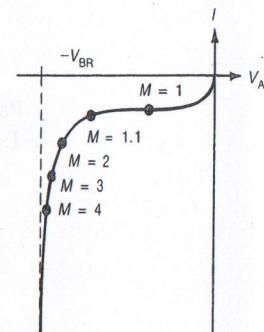
Nótese que los huecos que entran en el borde de la región de vaciamiento se multiplican por el fenómeno de avalancha hasta que alcanzan la región masiva p , y el campo eléctrico cae por debajo del valor crítico. La relación entre la corriente de huecos que salen de la región de vaciamiento y la corriente de huecos que entran, se denomina factor de multiplicación de huecos, y hay una definición similar para los electrones. El factor de multiplicación total está dado por la ecuación (4.1):



(a)



(b)



(c)

Figura 4.2 El proceso de avalancha: (a) multiplicación espacial de electrones y huecos; (b) multiplicación de electrones y huecos; (c) voltaje de ruptura en función de la multiplicación.

$$M = \frac{I_{\text{sal}}}{I_{\text{ent}}} = \frac{|I|}{I_0} \quad (4.1)$$

Aquí no se ha de realizar la deducción del valor del factor de multiplicación en función del voltaje de ruptura; pero el resultado es:

$$M = \frac{1}{1 - \left[\frac{|V_A|}{V_{BR}} \right]^m} \quad (4.2)$$

donde m está en el intervalo de $3 \leq m \leq 6$, según el semiconductor empleado. Las figuras 4.1 y 4.2(b) muestran que, cerca del codo de la curva $V-I$, se produce una multiplicación significativa antes de alcanzar el voltaje de ruptura.

A continuación se considera el efecto del dopado en la tensión de ruptura. En el capítulo 2, para la unión escalón, el campo eléctrico máximo se producía en la unión metalúrgica, $x = 0$. Combinando las ecuaciones (2.45) y (2.47), el campo eléctrico negativo máximo es

$$\mathcal{E}(0) = \frac{-qN_D}{K_S\epsilon_0}(x_n - 0) = -\left[\frac{2q}{K_S\epsilon_0}(V_{bi} - V_A)\frac{N_A N_D}{N_A + N_D}\right]^{1/2} \quad (4.3)$$

El valor crítico del campo eléctrico, (\mathcal{E}_{CR}) es una constante física para un semiconductor dado, y resulta casi independiente del dopado. Sustituyendo V_A por $-V_{BR}$ en la ecuación (4.3), y elevando al cuadrado, se tiene

$$\mathcal{E}_{CR}^2 = \frac{2q}{K_S\epsilon_0}(V_{bi} + V_{BR})\frac{N_A N_D}{N_A + N_D} \quad (4.4)$$

Para el silicio, $\mathcal{E}_{CR} \approx 2 \times 10^5$ V/cm a 8×10^5 V/cm, según el valor del dopado. Típicamente $V_{BR} \gg V_{bi}$, por lo que se concluye que

$$V_{BR} \approx \left(\frac{\mathcal{E}_{CR}^2 K_S \epsilon_0}{2q}\right) \left[\frac{N_A + N_D}{N_A N_D}\right] \quad (4.5)$$

Si se examina la ecuación (4.5), se ve que cualquier aumento en el dopado, ya sea n o p , produce una disminución de V_{BR} . Para la unión p^+-n , donde $N_A \gg N_D$, se tiene

$$V_{BR} \propto \frac{1}{N_D} \quad (4.6)$$

y para la unión $p-n^+$, donde $N_D \gg N_A$, es

$$V_{BR} \propto \frac{1}{N_A} \quad (4.7)$$

El voltaje de ruptura en un diodo asimétrico, debido al efecto de avalancha, resulta controlado primariamente por el dopado de la región masiva, débilmente dopada. En la figura 4.3 se muestran los casos dados, más explícitamente para silicio. Cualquier valor de V_{BR} superior a 6.5 volts, es un resultado del efecto avalancha.

Todo este análisis está basado en una unión escalón $p-n$ chata o plana. Las uniones difusas tienen difusión tanto lateral como vertical, lo que hace que sea una unión no plana alrededor de los bordes. Como resultado, la "curvatura" alrededor de los extremos ha incrementado los campos eléctricos, y por lo tanto ha reducido la V_{BR} por debajo de la que se ve en la figura 4.3.

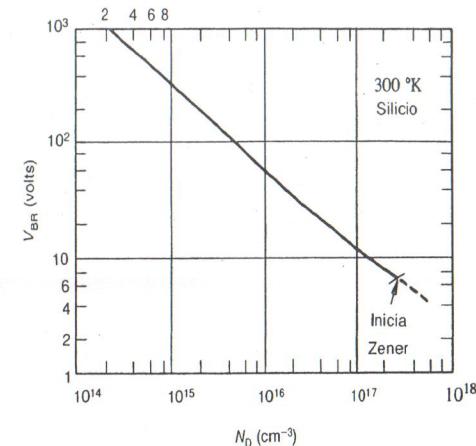


Figura 4.3 Voltaje de ruptura por avalancha para el diodo de silicio p^+-n .

La dependencia de temperatura de V_{BR} para la avalancha es tal que aumenta cuando lo hace la temperatura. Esto no resulta muy evidente de la ecuación (4.5). Aunque se puede intuir, pues hay más dispersión de portadores desde la estructura, a temperaturas más elevadas. Por lo tanto, se requiere un campo eléctrico más elevado para acelerar los portadores a una energía suficientemente alta, para que se produzca el efecto avalancha, y debe serlo a una distancia corta antes de que se inicie la dispersión, y se pierda la energía en la red. El resultado es que se requiere un voltaje más alto sobre el dispositivo, para que se produzca la ruptura.

VÉASE EL EJERCICIO 4.1. APÉNDICE A

4.1.2 Ruptura Zener

Se produce ruptura Zener en las uniones $p-n$ que están fuertemente dopadas en ambos lados de la unión metalúrgica. Típicamente, los diodos de Si con V_{BR} de 4.5 volts o menos, cumplen la condición para presentar *efecto túnel*, que es otro nombre que se da al proceso Zener. La figura 4.4 muestra la idea básica de un electrón atravesando según el efecto túnel una barrera de potencial. En la física clásica, una partícula debe tener una energía superior a la de la barrera, para aparecer del otro lado. Sin embargo, en mecánica cuántica, si la barrera es muy delgada, $d < 100$ Å, el portador puede perforar la barrera atravesándola, como a través de un túnel. Deben darse dos condiciones para que se pueda producir este efecto túnel:

1. Una barrera de potencial delgada; es decir, cuanto más pequeño sea d , mayor será la probabilidad de que se produzca el efecto túnel.

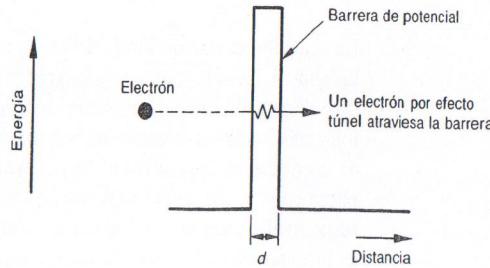


Figura 4.4 Efecto túnel para el electrón.

2. Gran cantidad de electrones disponibles para este efecto túnel, a un lado de la barrera, y una gran cantidad de estados vacíos, al mismo nivel de energía, para caer dentro de ellos por efecto túnel hacia el otro lado de la barrera.

En la figura 4.5 se puede ver un diodo de unión $p-n$ polarizado en forma inversa. Se cumplen las condiciones para que haya efecto túnel, como sucede con el diodo, si W es pequeño. La anchura de la región de vaciamiento es pequeña si los lados p y n tienen valores elevados de N_A y N_D , respectivamente. Con polarización inversa, el borde de la banda de conducción del lado n (E_{cn}) cae por debajo del borde de la banda de valencia del lado p (E_{vp}), lo que provee estados vacíos en la banda de conducción del material n , en el cual pueden penetrar los electrones por efecto túnel. También se puede ver que los estados electrónicos llenos en la banda de valencia del lado p , brindan una cantidad mayor de electrones para el efecto túnel. Una vez que este efecto comienza, cualquier aumento de la polarización inversa, incrementa la diferencia ($E_{vp} - E_{cn}$), y aumenta la cantidad de electrones disponibles para el efecto túnel sobre más estados vacíos, con lo cual aumentan las corrientes de sentido inverso. En el efecto túnel, V_{BR} disminuye al aumentar la temperatura.

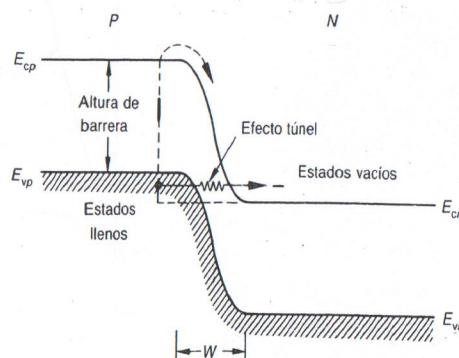


Figura 4.5 Ruptura Zener de polarización inversa.

4.1.3 Generación en W (región de vaciamiento)

La corriente inversa que se muestra en la figura 4.1 no satura en el valor $-I_0$ tras pocos voltios de polarización inversa, como predice la ecuación del diodo ideal. En el desarrollo de la ecuación del diodo ideal, se supuso que la tasa neta de generación-recombinación en la región de vaciamiento era cero. Al darse la polarización inversa, la generación en la región de vaciamiento predomina sobre la recombinación, porque las concentraciones de portadores son inferiores a las de sus valores de equilibrio térmico; es decir, $pn < n^2$. Los pares electrón-hueco generados en W , caen por la barrera de potencial, como se puede ver en la figura 4.6. Estos portadores generados térmicamente contribuyen a la corriente en el circuito externo. Por lo tanto, por el diodo fluye una corriente en exceso de $-I_0$.

La velocidad de generación de pares electrón-hueco (G , # /cm³-s) puede servir para calcular la corriente inversa adicional. La cantidad de portadores adicionales creada por segundo es el producto del volumen por la velocidad de generación. La corriente adicional producida es

$$I_{R-G} = -qA \int_{-x_p}^{x_n} G dx \quad (4.8)$$

La tasa de generación en la región de vaciamiento es aproximadamente una constante en toda la región de vaciamiento,

$$G = \frac{n_i}{2\tau_0} \quad (4.9)$$

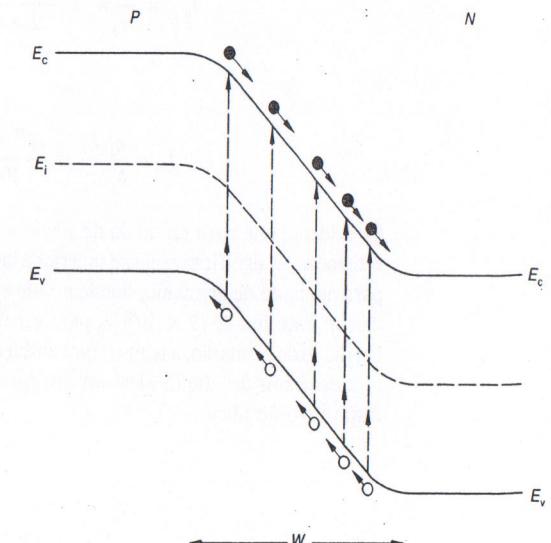


Figura 4.6 Generación en la región de vaciamiento, bajo polarización inversa.

donde τ_0 está definido como *tiempo de vida efectivo**, de acuerdo con la ecuación (4.10),

$$\tau_0 = \frac{\tau_n + \tau_p}{2} \quad (4.10)$$

Entonces se obtiene la corriente de generación total, reemplazando la ecuación (4.9) en la ecuación (4.8), e integrando a lo largo de W :

$$I_{R-G} = -qA \frac{n_i}{2\tau_0} W \quad (4.11a)$$

Se recuerda que $W \propto |V_A|^{1/2}$ para una unión escalón, y por lo tanto la corriente de generación aumenta al hacerlo el voltaje inverso adicional, como se puede ver en la figura 4.1. La corriente total es

$$I = I_0(e^{qV_A/nkT} - 1) - qA \frac{n_i W}{2\tau_0} \quad (\text{para } V_A < 0) \quad (4.11b)$$

Como se puede ver en la ecuación (3.53), la corriente de saturación inversa ($-I_0$) de la ecuación del diodo ideal, es proporcional a n_i^2 . La corriente de generación es proporcional a n_i y, para silicio a temperatura ambiente, n_i vale aproximadamente $10^{10}/\text{cm}^3$. Un diodo $p^+ - n$ tiene valores típicos de $W \cong 10^{-4} \text{ cm}$, $\tau_0 \cong \tau_p$, $L_p \cong 10^{-2} \text{ cm}$ y $N_D = 10^{14}/\text{cm}^3$. Comparando las componentes de corriente inversa,

$$I_{R-G} \propto \frac{n_i}{2\tau_0} W \cong \frac{10^{10} \times 10^{-4}}{2 \times \tau_0} = \frac{5 \times 10^5}{\tau_0}$$

y

$$I_{0p} \propto \frac{n_i^2 L_p}{N_D \tau_p} \cong \frac{10^{20} \times 10^{-2}}{10^{14} \tau_p} \cong \frac{10^4}{\tau_p}$$

Es evidente que para un diodo de silicio a temperatura ambiente la corriente de generación es significativamente superior a la que se ve en la figura 4.1. Sin embargo, para un diodo de germanio, donde n_i vale aproximadamente $10^{13}/\text{cm}^3$, los valores de corriente son de $(5 \times 10^8)/\tau_0$ para generación y $10^{10}/\tau_p$ para desplazamiento. Un diodo de germanio, a temperatura ambiente bajo polarización inversa, aproxima a la ecuación del diodo ideal mucho mejor que la manera en que lo hace un dispositivo de silicio.

4.2 DESVIACIONES RESPECTO AL IDEAL, EN POLARIZACIÓN DIRECTA

La ecuación del diodo ideal, deducida en el capítulo 3, aparece representada en la figura 4.7, conjuntamente con la representación de un diodo real, para tensiones de polarización directa, en escala semilogarítmica, para remarcar la extensión del intervalo de valores de corriente. Se hace notar que en la extensión de muchas décadas de corriente, el dispositivo ideal y el real están, en efecto, bastante próximos. El parámetro “ n ” se denomina *factor de idealidad*, y es una medida de la aproximación respecto al ideal, según la cual fue fabricado el dispositivo real. El factor de idealidad es incorporado a la ecuación ideal, reemplazando q/kT por q/nkT ,

$$I = I_0(e^{qV_A/nkT} - 1) \quad (4.12)$$

Con cualquier magnitud razonable de polarización directa, el término exponencial es mucho mayor que -1 y

$$I \cong I_0 e^{qV_A/nkT} \quad (4.13)$$

Tomando logaritmos naturales se obtiene la ecuación (4.14):

$$\ln I = \ln I_0 + \frac{qV_A}{nkT} \quad (4.14)$$

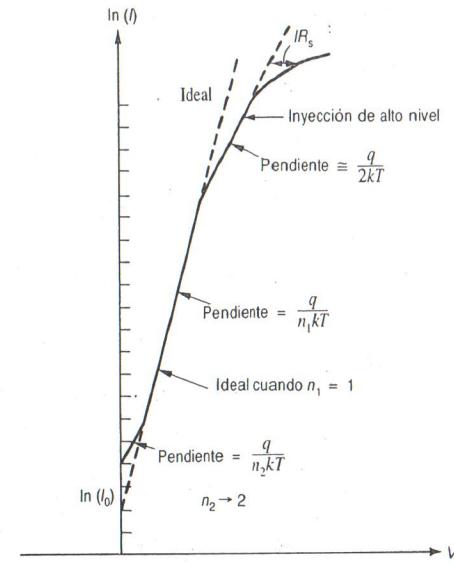


Figura 4.7 Desviaciones respecto al ideal, en polarización directa.

*Véase Pierret, *Fundamentos de semiconductores* (de esta misma serie), sección 3.3.2.

Si se representa la ecuación (4.14) en escala semilogarítmica, con V_A como abscisa, se obtiene un resultado similar a la relación xy de la ecuación (4.15), donde a es la intersección con $x = 0$, y b es la pendiente.

$$y = a + bx \quad (4.15)$$

Al comparar la ecuación (4.14) con la ecuación (4.15), se ve que el corte con el eje es $\ln(j_i)$, y la pendiente es q/nkT , como se ve en la figura 4.7. Por lo tanto, cuando $n = 1$, los datos físicos coinciden con el diodo ideal. Para la mayor parte de los dispositivos de silicio actuales, $1.0 \leq n \leq 1.06$, extendido a 5 o 6 décadas del valor de la corriente.

En la figura 4.7 se pueden distinguir tres regiones de comportamiento no ideal. Para corrientes muy bajas (cerca de la intersección extrapolada de $V_A = 0$), la corriente medida es mayor que la predicha por la ecuación para I . Para corrientes elevadas la pendiente disminuye, y eventualmente no se puede determinar una pendiente definida. En las subsecciones siguientes se explica cada fenómeno.

4.2.1 Recombinación en W (región de vaciamiento)

Se comienza el análisis en la región no ideal para valores muy pequeños de corriente directa. En esta zona de operación, las densidades de portadores inyectados son relativamente pequeñas, y los huecos que salen de la región p atraviesan la región de vaciamiento en su camino, hasta ser inyectados como portadores minoritarios en la región n . Simultáneamente, hay electrones que están viajando desde la región n , a través de W , para ser inyectados en la región p . La ecuación del diodo ideal suponía que no se producía recombinación o generación en la zona de vaciamiento. Con una cantidad de portadores mayor que los valores correspondientes al equilibrio térmico, $pn > n_i^2$, puede producirse recombinación en W . Cada evento de recombinación, extingue a un par electrón-hueco. En la figura 4.8 se muestra una representación de este acontecimiento, cuando se produce la recombinación cerca del centro de la región de vaciamiento. Recordemos que, para el caso del diodo ideal, las corrientes inyectadas eran determinadas por los portadores inyectados en

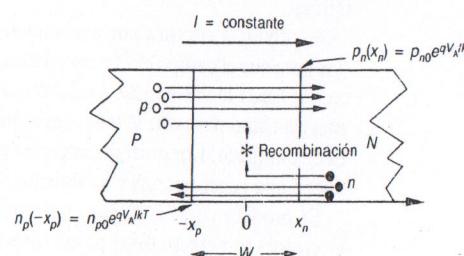


Figura 4.8 La recombinación como corriente adicional al diodo ideal en la región de vaciamiento bajo polarización directa.

los bordes de la región de vaciamiento. Estos portadores quedaban determinados por el voltaje aplicado V_A . Por lo tanto, para un valor determinado de voltaje aplicado, los portadores que atraviesan totalmente W son los inyectados como portadores minoritarios. En el caso actual, deben entrar a W más huecos desde el lado p , porque algunos se pierden por recombinación. En forma similar, más electrones deben entrar desde el lado n . El resultado es una corriente total más grande que la predicha por la ecuación del diodo ideal, para un valor fijo de V_A .

La corriente total es constante a través de todo el diodo; por lo tanto, es también constante en la región de vaciamiento, aun cuando parte de la corriente de huecos que entra a W desde la región p nunca alcanza a la región n , y en forma similar, algunos electrones que entran a W desde la región n , nunca alcanzan la región p . Los electrones se recombinan con los huecos de la región p , como aparece ilustrado en la figura 4.8, por lo cual forma una componente de **corriente de recombinación** de la corriente total. Esta componente se agrega a las corrientes de difusión del diodo ideal.

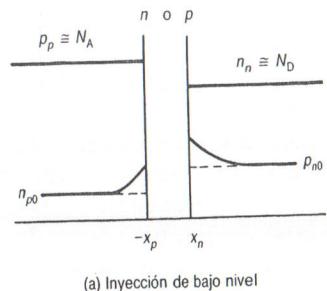
A niveles muy bajos de corriente, en los diodos de silicio, dominan las componentes de corriente de recombinación. Se hace notar que a niveles elevados de corriente, la corriente de recombinación también está presente, pero es tan sólo una pequeña fracción de la corriente total. La figura 4.7 muestra estos efectos para un diodo de silicio típico. Se puede deducir la corriente de recombinación; sin embargo, aquí se da solamente el resultado, expresado como una ecuación del diodo modificado, ecuación (4.16)

$$I = I_0(e^{qV_A/n_1 kT} - 1) + q \frac{An_i}{2\tau_0} W(e^{qV_A/n_2 kT} - 1) \quad (4.16)$$

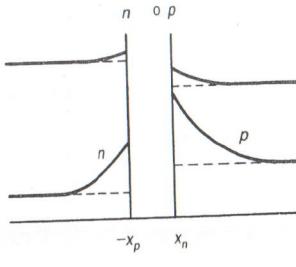
Cuando la corriente de recombinación domina a niveles de corriente bajos, el segundo término de la ecuación (4.16) es mayor que el primero, lo que da la pendiente $q/n_2 kT$, como aparece en la figura 4.7, donde $n_2 > n_1 \geq 1$. Se hace notar que la ecuación (4.16) es válida también para polarización inversa. Típicamente, en muchos dispositivos, $n_2 \rightarrow 2$.

4.2.2 Inyección de alto nivel

El criterio de inyección de bajo nivel es que la concentración de portadores minoritarios total es siempre muy inferior a la concentración de portadores mayoritarios de equilibrio. Para la unión $p-n$ bajo polarización directa, la mayor concentración de portadores minoritarios se produce en los bordes de la región de vaciamiento; por ejemplo, véase la figura 4.9(a). En el caso de la inyección de alto nivel, las concentraciones de portadores minoritarios en exceso se acerca a la concentración de mayoritarios. Si en la región masiva se ha de mantener la neutralidad de cargas, la concentración de portadores mayoritarios también aumenta significativamente



(a) Inyección de bajo nivel



(b) Inyección de alto nivel

Figura 4.9 Concentración de portadores: (a) inyección de bajo nivel; (b) inyección de alto nivel.

respecto a su valor de equilibrio, como se ve en la figura 4.9(b). La suposición original de inyección de bajo nivel, hizo que en la definición del término de recombinación, se lo pudiera aproximar por $\Delta p/\tau_p$ y $\Delta n/\tau_n$. La inyección de alto nivel requiere un término de recombinación diferente, con una redefinición de tiempos de vida de portadores. La deducción de la relación correspondiente está fuera del propósito de este texto. Sin embargo, el resultado neto de la inyección de alto nivel, es que el factor de idealidad cambia a un valor aproximadamente $n = 2$ para niveles elevados de corriente.

VÉASE EL EJERCICIO 4.2. APÉNDICE A

4.2.3 Efectos en la región masiva

En la determinación de la ecuación del diodo ideal se supuso que el campo eléctrico en las regiones masivas n y p era aproximadamente cero para los portadores minoritarios y que no había caída de voltaje en los contactos óhmicos. Para la mayor parte de los dispositivos modernos, éstas son buenas suposiciones a los niveles de corriente bajos. Sin embargo, a niveles de corriente elevados, la resistencia en las regiones masivas, puede producir una caída de voltaje significativa, y el voltaje aplicado (V_A) es mayor que la caída de voltaje en la región de vaciamiento. También los contactos entre metal y silicio pueden comportarse como pequeñas resistencias, que aumentan la caída de potencial. Generalmente, estos dos efectos se suelen presentar mediante una resistencia R_s , la *resistencia serie*. En la figura 4.7 aparece su efecto en la característica volt-ampere del diodo.

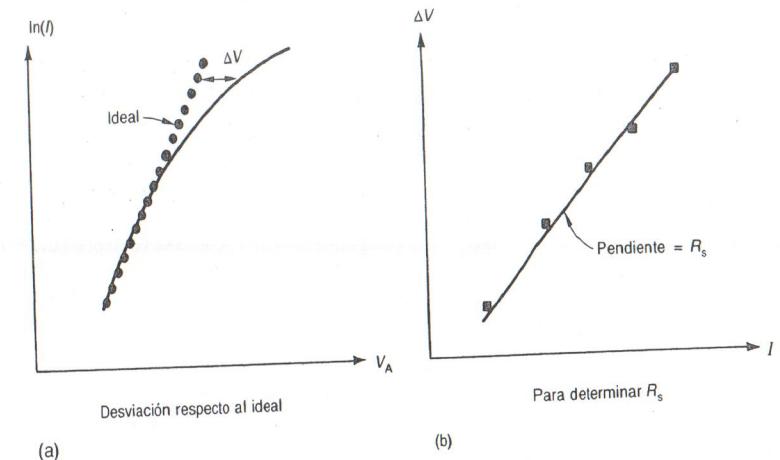
Como se puede ver en la figura 4.10, un método utilizado para medir R_s consiste en representar la caída de voltaje respecto a la ideal (ΔV), en función de la corriente en un diagrama lineal. Si todos los datos caen sobre una línea recta, entonces se puede determinar R_s tomando la pendiente. Aquí conviene tomar precaución. En general, los efectos debidos a R_s pueden producirse a niveles de co-

4.3 Resumen

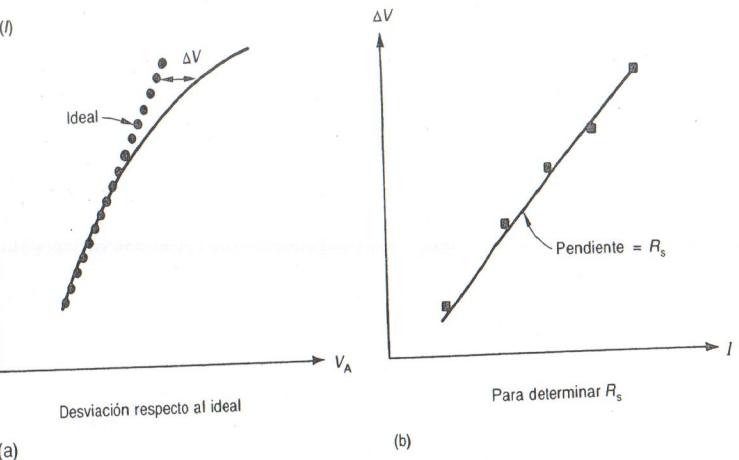
Primeramente se analizaron las desviaciones en corriente y voltaje de un diodo físico, respecto a las de un diodo ideal con polarización inversa y luego con polarización directa. Cuando se trataba de polarización inversa, se atribuyeron las desviaciones a la ruptura por avalancha o por efecto Zener, y a la generación de pares electrón-hueco en la región de vaciamiento. Las desviaciones en polarización directa eran debidas a recombinaciones en la zona de vaciamiento, inyección de alto nivel, y a las resistencias óhmicas de las regiones masivas y los contactos metálicos.

Se producía ruptura por avalancha, a voltajes inversos suficientemente elevados para que el campo eléctrico en la región de vaciamiento excediera su valor crítico. Al llegar al valor crítico del campo eléctrico, los portadores ganan suficiente energía como para que al tener colisiones con un átomo de cristal, generen un par electrón-hueco. Los portadores recién generados también adquieren energía y producen una generación por avalancha adicional, hasta crearse grandes corrientes.

Se produce ruptura Zener en uniones $p^+ - n^+$ fuertemente dopadas, donde los electrones por efecto túnel pasan directamente de la banda de valencia a la banda de conducción. Pequeños cambios en el voltaje producen mayor cantidad de portadores que pueden pasar de una banda a otra por efecto túnel.



(a)

Figura 4.10 Para determinar R_s se debe obtener (a) la desviación ΔV en I , (b) la representación ΔV en función de I .

La generación térmica de electrones y huecos en la región de vaciamiento del diodo en polarización inversa, da lugar a una componente de corriente que se suma $-I_0$. La magnitud de la generación controla la dimensión de la corriente; es decir, I_{R-G} es controlada por τ_0 , n_i y W .

La recombinación de electrones con huecos cuando atraviesan la región de vaciamiento en un diodo de polarización directa, produce componentes de corriente mayores que las que se podrían esperar por la ecuación del diodo ideal. Solamente en el caso de valores pequeños de corriente total, la componente de recombinación en la región de vaciamiento es significativa.

Cuando la densidad de corriente es muy grande, se hacen notables la inyección de alto nivel, la resistencia serie del dispositivo, o ambas. La inyección de alto nivel tiene el efecto de modificar el factor de idealidad, llevándolo aproximadamente a dos. La resistencia serie incrementa la caída de voltaje a través del diodo, para una corriente dada.

Problemas

- 4.1 Una unión escalón p^+-n de silicio está dopada $N_A = 10^{+18}/\text{cm}^3$ y $N_D = 10^{+16}/\text{cm}^3$, donde $X_{CR} = 4 \times 10^{+5} \text{ V/cm}$ con $n_i = 10^{+10}/\text{cm}^3$ ($kT = 0.026 \text{ eV}$). Calcule:

- (a) V_{BR} ;
- (b) la anchura de la región de vaciamiento en V_{BR} .
- (c) Si $N_D = 10^{+17}/\text{cm}^3$, repita el punto (a).

- 4.2 Trace el diagrama del campo eléctrico en la región de vaciamiento de una unión escalón en avalancha, representando X_{CR} , e indique dónde se produce la avalancha. Repita el diagrama anterior para un voltaje inverso más elevado.

- 4.3 Se tiene una unión escalón de silicio con un área de 10^{-4} cm^2 , dopado con $N_A = 5 \times 10^{+15}/\text{cm}^3$ y $N_D = 10^{+15}/\text{cm}^3$. Suponga que $n_i = 10^{+10}/\text{cm}^3$, $kT = 0.026 \text{ eV}$, $D_N = 33.75 \text{ cm}^2/\text{s}$, y $D_P = 12.4 \text{ cm}^2/\text{s}$. Si $\tau_p = 0.4 \mu\text{s}$ y $\tau_n = 0.1 \mu\text{s}$, calcule:

- (a) el ritmo de generación en la región de vaciamiento W ;
- (b) la corriente de generación cuando $V_A = -0.1$ y -10 V ;
- (c) la relación I_{R-G}/I_0 para $V_A = -10 \text{ V}$;
- (d) la corriente de recombinación para $V_A = +0.1 \text{ V}$ y la razón I_{Rec}/I_{dif} ;
- (e) el valor de V_A cuando una mitad de la corriente es recombinación y la otra es difusión.

- 4.4 Frecuentemente, en programas de CAD (*computer aided design*; diseño asistido por computador) se modela en paralelo la generación de corriente no ideal, en el diodo en polarización directa. Si $I_{01} = 10^{-15} \text{ A}$, $n_1 = 1.00$ e $I_{02} = 10^{-13} \text{ A}$, $n_2 = 2.00$,

- (a) calcule el valor de V_A cuando las corrientes de los dos diodos son iguales.
- (b) Represente en papel semilogarítmico la característica de $I-V_A$ desde 10 fA hasta 1 mA .

- 4.5 Un diodo tiene las mismas especificaciones que las dadas en el problema 4.3. Represente la ecuación (4.16) en papel semilogarítmico, desde 350 mV hasta 600 mV ; indique las componentes de recombinación, difusión y corriente total. ¿Es la representación de la recombinación una línea recta? Explíquelo.

- 4.6 Sea $I_0 = 10^{-14} \text{ A}$ y $n = 1.00$ para una unión escalón y $R_s = 20 \Omega$; calcule la corriente a la cual el voltaje aplicado difiere del ideal en

- (a) 10% .
- (b) Si $R_s = 2 \Omega$, repita el punto (a).

- 4.7 Explique dónde se produce por primera vez inyección en alto nivel en un diodo p^+-n , y cómo afecta al diagrama de $\ln[I]$ en función de V_A . ¿Cuál es la relación entre N_D del dispositivo y la corriente al establecerse la inyección de alto nivel?

- 4.8 Se tiene un diodo $p-n$ con los datos medidos de $I-V_A$ de la tabla P4.8, que aparecen representados en la figura P4.8. Se sabe que $A = 10^{-4} \text{ cm}^2$, $n_i = 10^{+10}/\text{cm}^3$ y $kT = 0.026 \text{ eV}$, y se pide que calcule lo siguiente (Sugerencia: utilice un ajuste por mínimos cuadrados aplicado a algunos valores seleccionados, para obtener la mejor aproximación):

- (a) I_{01} y n_1 , para la corriente de difusión;
- (b) I_{02} y n_2 , para la corriente de recombinación.
- (c) Para corrientes elevadas, ¿la desviación es causada por la resistencia ideal o por la inyección de alto nivel? Si es R_s , ¿cuál es su valor?
- (d) Calcule el tiempo de vida efectivo en la región de vaciamiento, si $W = 0.8 \mu\text{m}$.

- 4.9 Para los datos del diodo que aparecen listados en la tabla P4.9, que corresponde a valores elevados de corriente, determine si la desviación respecto al ideal está producida por inyección de alto nivel o por R_s . Si es R_s , ¿cuál es su valor? Suponga que el dispositivo ideal tiene $n = 1.00$ y $I_0 = 10^{-15} \text{ A}$.

Tabla P4.8

| V_A | I | V |
|-------|------------|------------|
| 0.001 | 5.0972E-12 | 1.0000E-03 |
| 0.05 | 1.3079E-11 | 5.0000E-02 |
| 0.1 | 2.9214E-11 | 1.0000E-01 |
| 0.15 | 8.4512E-11 | 1.5000E-01 |
| 0.2 | 2.2925E-10 | 2.0000E-01 |
| 0.25 | 6.0849E-10 | 2.5000E-01 |
| 0.3 | 1.6046E-09 | 3.0000E-01 |
| 0.35 | 4.2379E-09 | 3.5000E-01 |
| 0.4 | 1.1307E-08 | 4.0000E-01 |
| 0.45 | 3.0996E-08 | 4.5000E-01 |
| 0.5 | 9.0382E-08 | 5.0000E-01 |
| 0.55 | 2.9768E-07 | 5.5000E-01 |
| 0.6 | 1.1823E-06 | 6.0001E-01 |
| 0.65 | 5.7520E-06 | 6.5005E-01 |
| 0.7 | 3.2568E-05 | 7.0026E-01 |
| 0.75 | 2.0064E-04 | 7.5161E-01 |
| 0.8 | 1.2855E-03 | 8.1028E-01 |
| 0.81 | 1.8684E-03 | 8.2495E-01 |
| 0.82 | 2.7170E-03 | 8.4174E-01 |
| 0.83 | 3.9527E-03 | 8.6162E-01 |
| 0.84 | 5.7526E-03 | 8.8602E-01 |
| 0.85 | 8.3746E-03 | 9.1700E-01 |

Tabla P4.9

| I | V |
|------------------------|---------|
| 5.000×10^{-4} | 0.71840 |
| 1.000×10^{-3} | 0.75445 |
| 5.000×10^{-3} | 0.83814 |
| 1.000×10^{-2} | 0.87418 |
| 5.000×10^{-2} | 0.95787 |

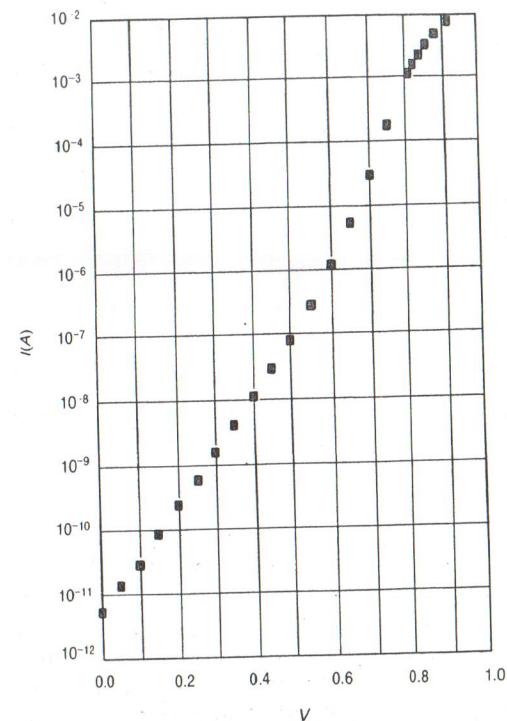


Figura P4.8

- 4.10 (a) Deduzca una fórmula que dé ΔV de la región de inyección de alto nivel para la figura P4.10. (b) Si $n_1 = 1.00$ y $I_{01} = 10^{-15} \text{ A}$, calcule n_3 e I_{03} para los datos de la tabla P4.9.

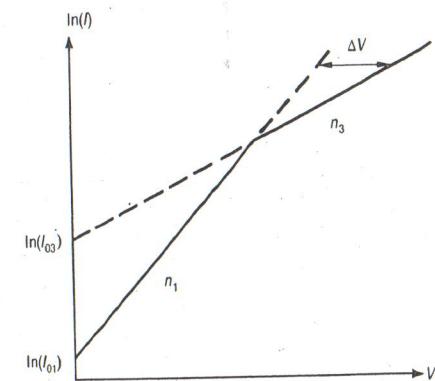


Figura P4.10

5 Admitancia de la unión P-N

En los dos capítulos anteriores se ha descrito la respuesta de la unión *p-n* a un voltaje de corriente continua. En este capítulo se investigará la respuesta del diodo a un voltaje de pequeña señal (onda sinusoidal), superpuesto al voltaje de cc. Habitualmente se describe la señal de respuesta en función de la *admitancia de pequeña señal* (*Y*), que tiene una parte real, denominada *conductancia*, y una parte imaginaria, llamada *susceptancia*. La expresión “pequeña señal” implica que los valores máximos del voltaje y de la corriente de señal, son mucho más pequeños que los valores de cc. Típicamente, esto significa un voltaje de señal de algunos milivoltos o menos.

5.1 ADMITANCIA DE LA UNIÓN EN POLARIZACIÓN INVERSA

Para fines del modelado, se representa la admitancia de pequeña señal en la unión *p-n* de polarización inversa, mediante una conductancia y una susceptancia capacitiva en paralelo, como se puede ver en la figura 5.1. Cuando se aplica al diodo una pequeña señal, un voltaje sinusoidal v_a agregado al voltaje de cc en polarización inversa (V_A) y que se indica como $v_A = v_a + V_A$ en la figura 5.2, la admitancia se puede expresar como aparece en la ecuación (5.1),

$$Y = G + j\omega C \quad (5.1)$$

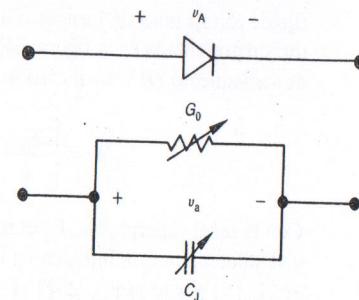


Figura 5.1 Circuito equivalente de pequeña señal para el diodo en polarización inversa; $V_A \leq 0$.

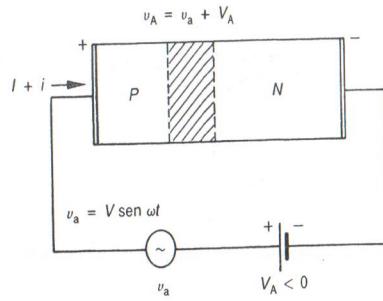


Figura 5.2 Voltaje de ca de pequeña señal sumado al voltaje de polarización de cc.

Para frecuencias suficientemente bajas, cuando el tiempo de respuesta de los portadores es mucho más breve que el periodo de la señal, la ecuación (5.1) se simplifica a la ecuación (5.2):

$$Y = G_0 = j\omega C_J \quad (5.2)$$

Aquí, G_0 es la conductancia de baja frecuencia, que es independiente de ω , pero como se deducirá, depende de las variables operativas de cc V_A e I . La *capacidad de la capa de vaciamiento o*, como se denomina frecuentemente *capacidad de unión* (C_J), también depende de las variables de corriente continua y es independiente de la frecuencia. El resto de esta sección está destinado a obtener una comprensión desde el punto de vista de la física de cómo responde la unión ante la señal, y a lograr expresiones para G_0 y C_J .

5.1.1 Capacidad de vaciamiento en polarización inversa

A diferencia de la capacidad de la placa metálica paralela, que es constante, la capacidad de vaciamiento de la unión varía con el voltaje de cc aplicado (inverso), como se puede ver en la figura 5.3. La capacidad disminuye cuando V_A se hace más negativa.

Para explicar este fenómeno, tomemos la región de vaciamiento a algún valor fijo de voltaje inverso. La ecuación (2.51), repetida aquí para conveniencia del lector y representada en la figura 5.4(a), permite determinar la anchura de la región de vaciamiento (W), en el caso de una unión escalón.

$$W = \left[\frac{2K_S \epsilon_0}{q} (V_{bi} - V_A) \frac{(N_A + N_D)}{N_A N_D} \right]^{1/2} \quad (5.3)$$

Con la señal superpuesta, V_A es reemplazada por $(V_A + v_a)$ en la ecuación (5.3), y W aumenta o disminuye en un incremento de $|\Delta W|$. Para pequeñas señales, $|v_a| \ll |V_A|$ y, por lo tanto, $|\Delta W| \ll W$. Sin embargo, en respuesta a v_a , se agregan o se quitan cargas de los bordes de la región de vaciamiento. Cuando $v_a > 0$, W

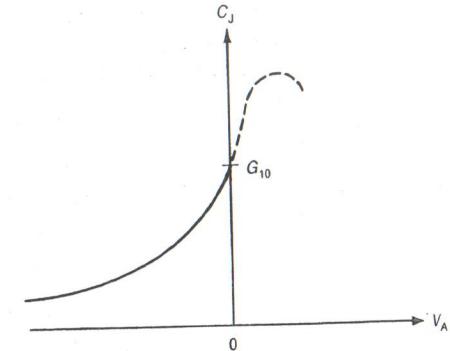


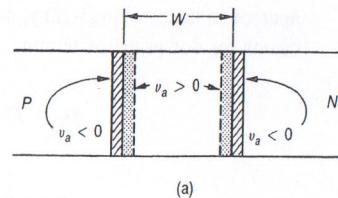
Figura 5.3 Capacidad de vaciamiento.

disminuye agregando huecos a la región p , y electrones a la región n , como se ve en la figura 5.4(b). Al ir disminuyendo W , debe hacerlo cubriendo los $-qN_D$ iones con huecos, los **portadores mayoritarios**, desde la región p . En forma similar, se cubre (o se neutraliza) la carga $+qN_D$ con electrones portadores mayoritarios de la región n . En la figura 5.4(c) se muestran los incrementos de carga netos para $v_a > 0$.

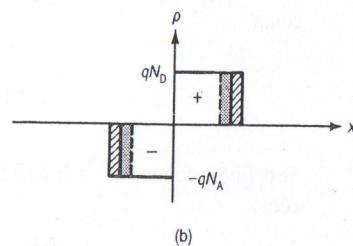
Cuando $v_a < 0$, W debe tornarse progresivamente mayor, vaciando huecos portadores mayoritarios desde la región p y electrones portadores mayoritarios desde la región n , como se ve en las figuras 5.4(a) y (b). En este caso, los incrementos de carga son los que aparecen en la figura 5.4(d). Hay que poner énfasis en dos observaciones importantes. En primer lugar, la carga que se mueve es siempre una carga de portadores mayoritarios. Éstos responden ante una variación de voltaje en un tiempo que es, aproximadamente, el de la relajación dieléctrica del material. En silicio, a niveles normales de dopado, el tiempo de respuesta de los portadores mayoritarios, es de alrededor de entre 10^{-10} y 10^{-12} s. Con tan cortos tiempos de respuesta, los fenómenos serán independientes de la frecuencia de v_a hasta frecuencias muy altas. La segunda observación es que los diagramas de carga incremental de las figuras 5.4(c) y (d) son similares a las fluctuaciones de carga un condensador plano con área (A) y con separación entre las placas (W). Debido a la similitud entre el diodo de polarización inversa y el condensador metálico, se obtiene la capacidad de vaciamiento (C_J) de la fórmula de la capacidad entre las placas de un condensador plano, según la ecuación (5.4). La ecuación (5.4) es válida siempre que W sea esencialmente fija; es decir, $|\Delta W|$ debe ser muy pequeña en comparación con W .

$$C_J = \frac{K_S \epsilon_0 A}{W} \quad (5.4)$$

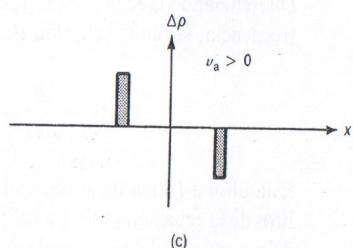
Para pequeñas señales, $|v_a| \ll |V_A|$, y cuando $v_a = V_A + v_a$ se reemplaza en la ecuación (5.3) por V_A , entonces $|\Delta W| \ll W$. Reemplazando la ecuación (5.3)



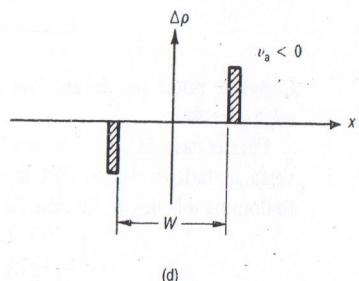
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 5.4 Incrementos de carga para C_J , capacidad de vaciamiento.

en la ecuación (5.4), y si se recuerda que $V_A < 0$, se obtiene la ecuación (5.5) para la capacidad de vaciamiento.

$$C_J = \frac{K_S \epsilon_0 A}{\left[\frac{2K_S \epsilon_0}{q} (V_{bi} - V_A) \frac{(N_A + N_D)}{N_A N_D} \right]^{1/2}} \quad (5.5)$$

Un examen de la ecuación (5.5) revela los hechos siguientes:

1. Como se indica en la figura 5.3, C_J disminuye cuando V_A se hace más negativa debido a que W aumenta, como ya hemos visto en el capítulo 2; esto es,

$$C_J \propto \frac{1}{|V_A|^{1/2}}, \quad \text{si } |V_A| \gg V_{bi}$$

2. Si N_A o N_D se incrementan, W disminuye, aumentando así C_J .
3. Para una unión $p^+ - n$, $C_J \propto N_D^{1/2}$ en el lado más débilmente dopado. De manera similar, para una unión $p - n^+$, $C_J \propto N_A^{1/2}$.
4. Si la unión fuera una unión graduada linealmente, en lugar de ser una unión abrupta, entonces para $|V_A| \gg V_{bi}$, W variaría según una potencia un tercio de V_A , en lugar de un medio; es decir,

$$C_J \propto \frac{1}{|V_A|^{1/3}}$$

(Para más detalles, véase la ecuación (2.57), capítulo 2.)

Frecuentemente, se generaliza la ecuación (5.5) y se expresa en función de la capacidad de vaciamiento de *polarización cero* (C_{J0}). Si se hace $V_A = 0$ en la ecuación (5.5), la definición de C_{J0} es como sigue:

$$C_{J0} = C_{J|V_A=0} = \frac{K_S \epsilon_0 A}{\left[\frac{2K_S \epsilon_0}{q} V_{bi} \frac{(N_A + N_D)}{N_A N_D} \right]^{1/2}} \quad (5.6)$$

Se factoriza C_{J0} de la ecuación (5.5), y nos da la ecuación (5.7):

$$C_J = \frac{K_S \epsilon_0 A}{\left[\frac{2K_S \epsilon_0}{q} V_{bi} \frac{(N_A + N_D)}{N_A N_D} \right]^{1/2}} \left(1 - \frac{V_A}{V_{bi}} \right)^{1/2} = \frac{C_{J0}}{\left(1 - \frac{V_A}{V_{bi}} \right)^{1/2}} \quad (5.7)$$

Finalmente, si se reemplaza la potencia un medio en la ecuación (5.7) por m , se tiene la ecuación (5.8). La razón fundamental para introducir el valor generalizado m , es poder manejar datos experimentales en uniones $p - n$ cuya característica, en cuanto al carácter de abrupto, es generalmente desconocida.

$$C_J = \frac{C_{J0}}{\left[1 - \frac{V_A}{V_{bi}}\right]^m}, \quad 1/3 \leq m \leq 1/2; V_A \leq 0 \quad (5.8)$$

Sabemos que para una unión graduada linealmente, $m = 1/3$; para una unión es-calón, $m = 1/2$. En la mayor parte de las uniones reales, fabricadas por procedimientos estándar, se encuentra que m está entre $1/3$ y $1/2$.

Debe observarse que la ecuación (5.8) es aplicable a voltajes pequeños en polarización directa de menos de unos $V_{bi}/2$ volts. La figura 5.3 muestra que cuando el diodo está polarizado en forma directa, C_J aumenta muy rápidamente y luego disminuye [lo que no aparece en la ecuación (5.8)].

Las aplicaciones de los condensadores de unión son muy amplias. En circuitos integrados bipolares, se utiliza la unión $p-n$ polarizada inversamente para aislar transistores y resistores entre sí. Casi todos los sintonizadores de los equipos de FM y TV utilizan el condensador variable con el voltaje de cc, en circuitos de sintonía automática, pues no tiene partes móviles, y la capacidad varía en respuesta al nivel de corriente continua.

5.1.2 Conductancia

Se deduce la conductancia de pequeña señal en la unión de polarización inversa, bajo la suposición de que los portadores pueden responder casi estáticamente a la señal; es decir, los portadores retornan a un estado casi estacionario en mucho menos tiempo que el que utiliza el período de la señal. En el caso de polarización inversa, esto significa que las frecuencias de señal son menores de 100 MHz, aproximadamente, en la mayor parte de los dispositivos, pues los portadores que responden son los portadores mayoritarios.

En la suposición de que los portadores mayoritarios responden casi estáticamente, el diodo reacciona de manera instantánea ante una señal superpuesta a las variables operativas de cc. Se puede representar el comportamiento del diodo por la ecuación del diodo ideal; es decir, si la corriente del diodo es una función del voltaje V_A de cc, que está perturbado por una pequeña señal v_a , la ecuación (5.9) es modificada como se indica en la (5.10).

$$I(V_A) = I_0[e^{qV_A/kT} - 1] \quad (5.9)$$

$$I(V_A + v_a) = I_0[e^{q(V_A + v_a)/kT} - 1] \quad (5.10)$$

y la corriente de señal, i , está definida por la ecuación (5.11),

$$i = I(V_A + v_a) - I(V_A) \quad (5.11)$$

Se puede realizar a la ecuación (5.10) un desarrollo en serie de Taylor tal como que aparece en la ecuación (5.12) y, dado que $|v_a| \ll V_A$, solamente deben tenerse en cuenta los dos primeros términos, lo que da la ecuación (5.13),

$$f(x + h) = f(h) + x \frac{df}{dh} + \dots \quad (5.12)$$

$$I(v_a + V_A) \cong I(V_A) + v_a \frac{dI}{dV_A} \quad (5.13)$$

Por tanto, se obtiene la corriente de señal de la ecuación (5.11) y ecuación (5.13), como

$$i = v_a \frac{dI}{dV_A} = \left[\frac{dI}{dV_A} \right] v_a \quad (5.14)$$

Se define la conductancia de baja frecuencia ($\omega \rightarrow 0$), a partir de la ecuación (5.14), como

$$G_0 = \frac{i}{v_a} = \frac{dI}{dV_A} \quad (\text{mho}) \quad (5.15)$$

Diferenciando la ecuación (5.9) del diodo ideal, se obtiene la conductancia de baja frecuencia, según la ecuación (5.16)

$$G_0 = \frac{dI}{dV_A} = I_0 \frac{q}{kT} e^{qV_A/kT} = \frac{q}{kT} (I + I_0) \quad (5.16)$$

Esta última forma de la ecuación (5.16) se obtuvo agregando I_0 a ambos miembros de la ecuación (5.9). La *resistencia dinámica* es un elemento habitual del modelo, y que se define como la recíproca de G_0 ,

$$r = \frac{1}{G_0} = \frac{kT}{q(I + I_0)} \quad \Omega \quad (5.17)$$

Conviene notar que durante varias décimas de volt de polarización inversa, $I \rightarrow -I_0$ y $r \rightarrow \infty$.

Para el caso de un diodo de silicio a temperatura ambiente en polarización inversa, tratado en el capítulo 4, la corriente de generación en la región de vaciamiento domina a la de conducción. Al aplicar la ecuación (5.15) a este caso, se obtiene

$$G_0 = \frac{q}{kT} (I + I_0) - \frac{qA}{2\tau_0 n_i} \frac{dW}{dV_A} \quad (5.18)$$

Diferenciando la ecuación (2.51), se obtiene la ecuación (5.19),

$$\frac{dW}{dV_A} = \left[\frac{2K_S \epsilon_0}{q} \frac{(N_A + N_D)}{N_A N_D} \right]^{1/2} \frac{(1/2)(-1)}{(V_{bi} - V_A)^{1/2}} \quad (5.19)$$

Entonces, la conductancia de baja frecuencia en polarización inversa está dada por la ecuación (5.20),

$$G_0 = \frac{q}{kT} (I + I_0) + \frac{qAn_i}{4\tau_0} \left[\frac{2K_S \epsilon_0}{q} \frac{(N_A + N_D)}{N_A N_D} \frac{I}{(V_{bi} - V_A)} \right]^{1/2} \quad (5.20)$$

Nótese que el diodo de silicio no ideal tiene una conductancia finita que depende de la corriente de generación que se origina en la región de vaciamiento. Las ecuaciones (5.16) y (5.20) de G_0 también se interpretan como la pendiente de la curva $I - V_A$. Cualquier fenómeno que incremente la pendiente, aumenta la conductancia. Como observación final, en la sección siguiente se ha de demostrar que la ecuación (5.16) es válida para polarización directa. Sin embargo, esa validez sólo se cumple para frecuencias considerablemente inferiores a las del caso de polarización inversa.

VÉASE EL EJERCICIO 5.1. APENDICE A

5.2 ADMITANCIA DE LA UNIÓN EN POLARIZACIÓN DIRECTA

El diodo de unión en condiciones de polarización directa ($V_A > 0$) y perturbado por una señal sinusoidal de pequeña magnitud, también puede ser representado por una admitancia. Además de la capacidad C_J de la región de vaciamiento (que es un resultado de la respuesta de los portadores mayoritarios), la respuesta de los portadores minoritarios produce una *capacidad de difusión* C_D . Los portadores minoritarios también contribuyen a la conductancia (G) de la admittance de la unión. La figura 5.5 ilustra el circuito equivalente de señal, donde R_s es la resistencia serie del diodo, debida a las regiones masivas, a los contactos óhmicos o a ambos. En general, la conductancia y la capacidad de difusión son una función de la frecuencia de la señal y de las variables del punto de operación de cc, como se verá claramente en la siguiente deducción. Consideremos la respuesta de los portadores minoritarios.

En la figura 5.6, se ilustran las concentraciones de portadores minoritarios para una unión $p-n$ de polarización directa con un voltaje de corriente continua $V_A > 0$, y perturbada por una pequeña señal sinusoidal. La concentración media de portadores minoritarios es un resultado del "voltaje VA sobre la región de vaciamiento. Los incrementos por encima y por debajo del promedio, se deben a la señal v_a aplicada a los bordes de la región de vaciamiento. Al tornarse v_a positiva y negativa,

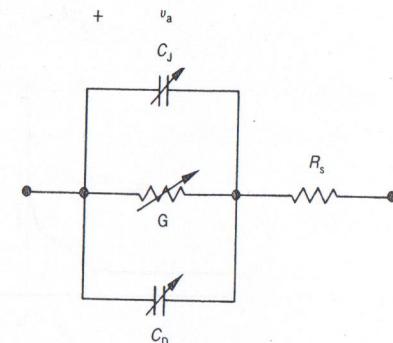


Figura 5.5 Modelo del diodo para pequeña señal.

las distribuciones de portadores en x_n y $-x_p$ varían. Como la difusión es un proceso relativamente lento en comparación con la frecuencia de la señal, el incremento de distribución de cargas se propaga en la región masiva, fluctuando por encima y por debajo del valor medio (de cc) de la distribución de portadores. En la figura 5.6 se ve la fluctuación de electrones y huecos en un instante de tiempo.

Se puede vislumbrar una imagen dinámica de la figura 5.6, suponiendo que se sostiene el extremo de una larga cuerda atada al suelo. Cuando ésta se sostiene en posición fija, cae desde la mano al suelo en forma similar a la distribución de portadores minoritarios para cc en estado estacionario. Si el extremo de la cuerda se mueve rápidamente y en forma oscilante, la sacudida o vibración se propaga a lo largo de ésta, hasta que la vibración acaba por extinguirse en el suelo.

La distribución de portadores minoritarios del diodo propaga una señal, en respuesta al voltaje aplicado. Cabría, por lo tanto, esperar una admittance de la unión asociada, y que tenga una conductancia y una susceptancia, siendo ambas funciones del punto de operación de corriente continua y de la frecuencia de la señal. La figura 5.6 ilustra cómo las distribuciones de portadores minoritarios son una función del tiempo y del espacio; es decir, $p_n(x, t)$.

Para determinar la admittance de difusión de una unión (la respuesta de los portadores minoritarios), suponemos una unión $p^+ - n$ y, por tanto, nos ocuparemos solamente de $p_n(x, t)$. Igualmente se deduce para $n_p(x, t)$. El punto de partida es la ecuación de continuidad de portadores minoritarios para una región n dopada de manera uniforme, reproducida aquí para comodidad del lector, del capítulo 3 del libro de Pierret:

$$\frac{\partial \Delta p_n(x, t)}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 \Delta p_n(x, t)}{\partial x^2} - \frac{\Delta p_n(x, t)}{\tau_p} \quad (5.21)$$

La figura 5.6 muestra que la señal hace oscilar en una magnitud igual la distribución de huecos, alrededor de su valor promedio en reposo (de cc). Esto permite descomponer la solución en una para la corriente continua, y otra para la componente de señal, como se muestra en la ecuación (5.22)

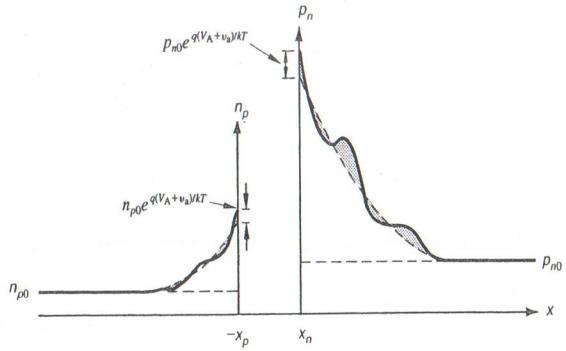


Figura 5.6 Carga almacenada en un diodo $p^+ - n$, en alta frecuencia, en un instante de tiempo determinado.

$$\Delta p_n(x, t) = \bar{\Delta p}_n(x) + \tilde{p}_N(x, t) \quad (5.22)$$

Sustituyendo la ecuación (5.22) en la ecuación (5.21), se obtiene la ecuación (5.23),

$$\frac{\partial \bar{\Delta p}_n(x)}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{p}_N(x, t)}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 \bar{\Delta p}_n(x)}{\partial x^2} + D_p \frac{\partial^2 \tilde{p}_N(x, t)}{\partial x^2} - \frac{\bar{\Delta p}_n(x)}{\tau_p} - \frac{\tilde{p}_N(x, t)}{\tau_p} \quad (5.23)$$

Como $\bar{\Delta p}_n(x)$ no es función del tiempo, el primer término de la ecuación (5.23) es igual a cero. Igualando por separado los coeficientes de los términos promedio y los términos de señal, se obtienen las ecuaciones (5.24) y (5.25)

$$0 = D_p \frac{\partial^2 \bar{\Delta p}_n(x)}{\partial x^2} - \frac{\bar{\Delta p}_n(x)}{\tau_p} \quad (5.24)$$

$$\frac{\partial \tilde{p}_N(x, t)}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 \tilde{p}_N(x, t)}{\partial x^2} - \frac{\tilde{p}_N(x, t)}{\tau_p} \quad (5.25)$$

La ecuación (5.24) fue resuelta en el capítulo 3, y los resultados de la solución de cc obtenidos en ese capítulo, llevaron a la relación de I en función de V_A , conocida como la ecuación del diodo ideal. Volvamos ahora nuestra atención hacia la solución de la ecuación (5.25), que nos conducirá a la admittance de pequeña señal, que es nuestro objetivo final.

El examen de la ecuación (5.25) nos revela que se trata de un tipo de ecuación diferencial que puede resolverse como una solución producto (similar a la ecuación de onda en la teoría del campo electromagnético). La solución se descompone en una parte de señal que es solamente función de x , y en otra parte de señal que es solamente función del tiempo.

$$\tilde{p}_N(x, t) = \hat{p}_N(x)f(t) \quad (5.26)$$

Si se supone que la señal responsable es una función seno o coseno, entonces $f(t) = e^{j\omega t}$, similar al concepto de fasor de la teoría de circuitos,

$$\tilde{p}_N(x, t) = \hat{p}_N(x)e^{j\omega t} \quad (5.27)$$

Por lo tanto, si la ecuación (5.27) es una supuesta solución, debe satisfacer la ecuación (5.25); es decir, realizando las derivadas de la ecuación (5.25), y utilizando la ecuación (5.27), debe dar

$$\frac{\partial \tilde{p}_N(x, t)}{\partial t} = j\omega \hat{p}_N(x)e^{j\omega t} \quad (5.28)$$

$$\frac{\partial^2 \tilde{p}_N(x, t)}{\partial x^2} = \frac{d^2 \hat{p}_N(x)}{dx^2} e^{j\omega t} \quad (5.29)$$

Se sustituye ahora en la ecuación (5.25), lo que da la ecuación (5.30), y si se cancelan los términos en $e^{j\omega t}$ antes de agrupar los términos en $\hat{p}_N(x)$ llevan a la ecuación (5.31),

$$j\omega \hat{p}_N(x)e^{j\omega t} = D_p \frac{d^2 \hat{p}_N(x)}{dx^2} e^{j\omega t} - \frac{\hat{p}_N(x)e^{j\omega t}}{\tau_p} \quad (5.30)$$

o

$$j\omega \hat{p}_N(x) + \frac{\hat{p}_N(x)}{\tau_p} = D_p \frac{d^2 \hat{p}_N(x)}{dx^2} = \hat{p}_N(x) \left[\frac{1}{\tau_p} + j\omega \right] \quad (5.31)$$

Si se divide ahora entre D_p , se llega a una ecuación muy similar a la ecuación diferencial para la solución de cc, de las concentraciones de portadores minoritarios,

$$\frac{d^2 \hat{p}_N(x)}{dx^2} = \hat{p}_N(x) \left[\frac{1 + j\omega \tau_p}{D_p \tau_p} \right] \quad (5.32)$$

Para que la ecuación (5.32) tenga la misma forma que el caso de cc, definimos la longitud de difusión compleja para huecos en la ecuación (5.33),

$$[L_p^*]^2 = \frac{D_p \tau_p}{1 + j\omega \tau_p} = \frac{L_p^2}{1 + j\omega \tau_p} \quad (5.33)$$

Entonces se puede escribir la ecuación (5.32) como la ecuación (5.34),

$$\frac{d^2 \hat{p}_N(x)}{dx^2} = \frac{\hat{p}_N(x)}{[L_p^*]^2} \quad (5.34)$$

La solución de la ecuación (5.34), por analogía con la solución de cc de la ecuación (5.24) [o ecuación (3.36)], es

$$\hat{p}_N(x) = B_1 e^{x/L_p^*} + B_2 e^{-x/L_p^*} \quad (5.35)$$

Como condición de frontera sabemos que $|\hat{p}_N(x)|$ no puede crecer sin límite; o sea, cuando $x \rightarrow \infty$ $|\hat{p}_N(x)| \rightarrow 0$, y por lo tanto, B_1 debe ser cero. En el borde de la región de vaciamiento, la componente de señal de la distribución de huecos, es controlada por el voltaje de la señal aplicada. Para evaluar la constante B_2 , se necesita conocer el valor de $\hat{p}_N(0)$. La distribución total de portadores se determina por el voltaje total aplicado, según da la ecuación (5.36), que es igual a la ecuación (3.30), con $V_A \rightarrow V_A + v_a(t)$ y el eje x' que comienza en x_n ,

$$p_n(0, t) = p_{n0} \exp\left[\frac{q(V_A + v_a(t))}{kT}\right] \quad (5.36)$$

La señal es pequeña; es decir, $|v_a(t)| \ll V_A$, y se puede aplicar la expansión en serie de la exponencial, a la ecuación (5.36), como sigue

$$e^x \cong 1 + x + \dots, \quad \text{para } x \ll 1 \quad (5.37)$$

$$\begin{aligned} p_n(0, t) &\cong p_{n0} e^{qV_A/kT} \left[1 + \frac{qv_a(t)}{kT} \right] \\ &= p_{n0} e^{qV_A/kT} + p_{n0} e^{qV_A/kT} \frac{qv_a(t)}{kT} \end{aligned} \quad (5.38)$$

Nótese que la parte de señal es el último término de la ecuación (5.38), y por lo tanto

$$\hat{p}_n(0) = p_{n0} e^{qV_A/kT} \frac{qv_a}{kT} = B_2 \quad (5.39)$$

donde para evaluar la constante B_2 se ha utilizado la ecuación (5.35).

Para obtener la corriente de señal, se recurre a la fórmula de la corriente de difusión de la ecuación (5.40),

$$i = -qAD_p \frac{d\hat{p}_N(x)}{dx} \Big|_{x=0} = \frac{qAD_p}{L_p^*} p_{n0} e^{qV_A/kT} \frac{qv_a}{kT} \quad (5.40)$$

Entonces la admitancia de la unión es

$$Y_p = A \frac{q}{kT} \left[q \frac{D_p}{L_p^*} p_{n0} \right] e^{qV_A/kT} \quad (5.41)$$

De la ecuación (5.33)

$$L_p^* = \frac{L_p}{\sqrt{1 + j\omega\tau_p}} \quad (5.42)$$

y se reescribe la ecuación (5.41), como la ecuación (5.43),

$$Y_p = \frac{qA}{kT} \left[q \frac{D_p p_{n0}}{L_p} \sqrt{1 + j\omega\tau_p} \right] e^{qV_A/kT} \quad (5.43)$$

Obsérvese que la raíz cuadrada de un número complejo es otro número complejo, y la ecuación (5.43) tendrá una parte real que es la conductancia G y una parte imaginaria, que será la susceptancia capacitiva ωC_D . Entonces, se define la *capacidad de difusión* como

$$C_D = \frac{\text{Parte imaginaria de } Y}{\omega} \quad (5.44)$$

Se puede extender fácilmente la ecuación (5.43) para incluir la contribución de electrones portadores minoritarios, utilizando la idea de "complementos" introducida anteriormente. La deducción completa para electrones es idéntica a la de los huecos. Por lo tanto, la admitancia total de difusión es, en una unión $p-n$,

$$Y = \frac{qA}{kT} \left[q \frac{D_p}{L_p} p_{n0} \sqrt{1 + j\omega\tau_p} + q \frac{D_N}{L_N} n_{p0} \sqrt{1 + j\omega\tau_n} \right] e^{qV_A/kT} \quad (5.45)$$

donde la parte real de la ecuación (5.45) es la conductancia de la unión debida a huecos en la región n y a electrones en la región p . De manera similar, se obtiene la capacidad de difusión, debida a huecos y electrones, de la parte imaginaria de la ecuación (5.45), dividida entre α .

VÉASE EL EJERCICIO 5.2. APÉNDICE A

5.3 CASOS EXTREMOS

5.3.1 Admitancia del diodo p^+-n

Para desarrollar una cantidad de conceptos importantes y resultados prácticos, volvamos ahora a un caso más simple: el del dispositivo p^+-n . Debido a la asimetría de dopado, se tiene que $n_{p0} \ll p_{n0}$, y el segundo término, encerrado entre corchetes en la ecuación (5.45), se torna insignificante.

Si $\omega \rightarrow 0$, la ecuación (5.43) se convierte en la definición de la conductancia a baja frecuencia, G_0 ,

$$Y|_{\omega \rightarrow 0} = \frac{q}{kT} \left[qA \frac{D_p p_{n0}}{L_p} e^{qV_A/kT} \right] = G_0 \quad (5.46)$$

Ahora se puede simplificar la ecuación (5.43), lo que da la ecuación (5.47),

$$Y \cong G_0 \sqrt{1 + j\omega\tau_p} \quad (5.47)$$

Para evaluar la ecuación (5.47), es necesario obtener la raíz cuadrada de un número complejo. Esto significa convertir $1 + j\omega\tau_p$ a coordenadas polares, tomando la raíz cuadrada de su magnitud y la mitad de su ángulo, tras lo cual se debe reconvertir a coordenadas rectangulares, con lo que se obtienen una parte real y una imaginaria.

Es fácil observar la dependencia de G y C_D de la frecuencia, trazando la gráfica de la ecuación (5.47) para valores específicos de $\omega\tau_p$. En la figura 5.7 se ve que la conductancia comienza a crecer con la frecuencia, por encima del valor de baja frecuencia, cuando $\omega\tau$ es de aproximadamente 0.5, mientras que la capacidad de difusión disminuye para las altas frecuencias.

Para obtener muy fácilmente la dependencia de la conductancia y de la capacidad de difusión, respecto al punto de operación de cc como variable, se puede recurrir a la ecuación del diodo ideal y la ecuación (5.47). Para cualquier grado razonable de polarización directa

$$G \propto e^{qV_A/kT} \propto I \quad (5.48)$$

y

$$C_D \propto G_0 \propto I \quad (5.49)$$

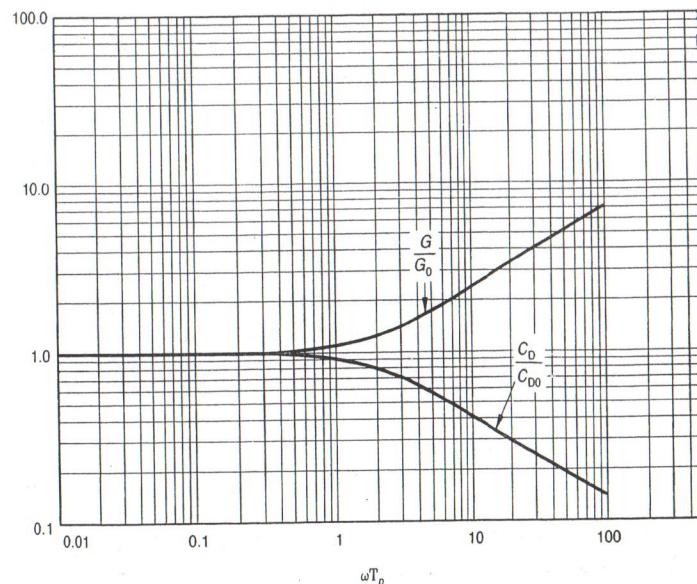


Figura 5.7 Dependencia de la frecuencia, de G y C_D para una unión p^+-n .

Para obtener la conductancia G_0 de baja frecuencia de la ecuación (5.46), se procede como sigue. Nótese que el término encerrado entre corchetes en la ecuación (5.46) contiene I_0 de la ecuación del diodo ideal para un dispositivo p^+-n ,

$$\frac{qAD_p p_{n0}}{L_p} e^{qV_A/kT} = I_0 e^{qV_A/kT} = (I + I_0) \quad (5.50)$$

por tanto

$$G_0 = \frac{q}{kT} (I + I_0) = \frac{dI}{dV_A} \quad (5.51)$$

De la figura 5.7, esto significa que la ecuación (5.45) se aplica para $\omega\tau_p < 0.5$, para polarizaciones tanto directa como inversa.

5.3.2 Diodo p^+-n , $\omega\tau_p \ll 1$

Si se desarrolla la ecuación (5.47) en una serie de Taylor según la ecuación (5.12), si $\omega\tau_p \ll 1$, el resultado es la ecuación (5.52),

$$Y \cong G_0 \left[1 + \frac{j\omega\tau_p}{2} \right] = G_0 + j\omega \frac{G_0\tau_p}{2}, \quad \text{para } \omega\tau_p \ll 1 \quad (5.52)$$

y la capacidad de difusión a baja frecuencia se convierte en

$$C_{D0} \cong \frac{G_0\tau_p}{2} \quad (5.53a)$$

$$C_{D0} = \frac{qI}{kT} \left[\frac{\tau_p}{2} \right] \quad (5.53b)$$

que es independiente de la frecuencia, como se ve en la figura 5.7. Nótese también la dependencia de C_D respecto a $G_0 \propto I$. Igualmente, cuanto mayor sea τ_p , más serán también los fenómenos de almacenamiento de cargas debido a portadores minoritarios, es decir, mayor C_D .

5.3.3 Resistencia serie

La mayor parte de los dispositivos reales tienen, debido a sus regiones masivas, una resistencia, pequeña pero finita. Esta resistencia está en serie con el

dispositivo. También los contactos óhmicos (de metal a silicio) agregan resistencia. En la figura 5.5 se muestra la suma de éstas dos, como R_S . Debe notarse que R_S es fundamentalmente la misma resistencia que se trató en el capítulo 4, a niveles altos de corriente, donde el comportamiento del dispositivo real se desvía del ideal.

5.3.4 Diodo $p-n^+$

La idea de complementos indica que la admitancia de la unión $p-n^+$ es

$$Y_n \cong G_0 \sqrt{1 + j\omega\tau_n} \quad (5.54)$$

donde se puede utilizar la figura 5.7 reemplazando $\omega\tau_p$ con $\omega\tau_n$. De manera similar,

$$G_0 = \frac{q}{kT} \left[qA \frac{D_N n_{p0}}{L_N} \right] e^{qV_A/kT} \cong \frac{qI}{kT} \left[\frac{\tau_n}{2} \right] \quad (5.55)$$

y como $\omega\tau_n \ll 1$, entonces se puede aproximar la capacidad de difusión como

$$C_{D0} \cong \frac{G_0 \tau_n}{2}, \quad \text{para } \omega\tau_n \ll 1 \quad (5.56)$$

que es independiente de la frecuencia, pero proporcional a la corriente continua I .

5.4 Resumen

Se dedujo la admitancia para el diodo de unión en polarización inversa, considerando una pequeña señal (v_a) superpuesta al voltaje continuo, y su efecto en la corriente. Para frecuencias a las cuales los portadores mayoritarios tienen bastante tiempo de respuesta a la señal de tensión, se modeló la unión como una *capacidad de vaciamiento* y una conductancia. La capacidad de vaciamiento decrecía con mayores polarizaciones inversas, lo que también sucedía con la conductancia. Un aumento en las densidades de dopado, N_A o N_D , o ambas, incrementaba la capacidad de la unión disminuyendo la anchura media de la región de vaciamiento.

En el caso del diodo con polarización directa, apareció una admitancia de difusión dependiente de la frecuencia de la señal. A frecuencias muy bajas, la conductancia y la capacidad de difusión son constantes. Para frecuencias a las cuales $\omega\tau$ se approxima a 0.5, la conductancia aumenta, y la capacidad de difusión disminuye con el aumento de la frecuencia. La admitancia crece exponencialmente con V_A ,

y entonces, es proporcional a la corriente continua I . Por lo tanto, G y C_D son proporcionales a la cc en el punto de polarización.

El circuito equivalente completo de baja señal y polarización directa contiene C_J , G , C_D en paralelo, y con R_S en serie con ellos.

Problemas

5.1 Se tiene una unión escalón dopada con $N_A = 10^{17}/\text{cm}^3$ y $N_D = 10^{15}/\text{cm}^3$. Sea $kT = 0.026 \text{ eV}$, $A = 10^{-5} \text{ cm}^2$ y $n_i = 10^{10}/\text{cm}^3$.

- (a) Calcule la capacidad de vaciamiento en $V_A = 0$, C_{J0} .
- (b) Calcule la capacidad de vaciamiento C_J en $V_A = -1$ y -10 V .
- (c) Calcule C_{J0} si $N_D = 10^{16}/\text{cm}^3$.
- (d) ¿Cuál es la razón entre los puntos (c) y (a)? ¿Depende de la raíz cuadrada de N_D ?

5.2 (a) Utilizando los resultados del capítulo 2, deduzca una ecuación para hallar la capacidad de vaciamiento C_J de una unión graduada linealmente.

- (b) Si $a = 5 \times 10^{19}/\text{cm}^4$, $n_i = 10^{10}/\text{cm}^3$, $kT = 0.026 \text{ eV}$, y $A = 10^{-4} \text{ cm}^2$, calcule la capacidad de vaciamiento C_J , si
 - (i) $V_A = 0$,
 - (ii) $V_A = -2$,
 - (iii) $a = 10^{20}/\text{cm}^4$, y $V_A = 0$.
- (c) ¿Qué se puede extraer como conclusión a partir de los resultados del punto (b)?

5.3 Una unión presenta las capacidades de vaciamiento para una unión abrupta que aparecen en la tabla P5.3.

- (a) Trace cuidadosamente el diagrama de $1/C^2$ en función de V_A , y determine a partir de la gráfica C_{J0} y V_{bi} .
- (b) Esboce el procedimiento para una unión graduada linealmente.

Tabla P5.3

| $C(\text{pF})$ | V_A |
|----------------|-------|
| 3.993 | -0.5 |
| 3.420 | -1.0 |
| 2.764 | -2.0 |
| 2.381 | -3.0 |
| 2.123 | -4.0 |
| 1.934 | -5.0 |

6 Respuesta a la conmutación

5.4 Se dispone de una unión $p-n$ abrupta con $N_A = 10^{17}/\text{cm}^3$ y $N_D = 5 \times 10^{15}/\text{cm}^3$, que tiene $\tau_p = 0.1 \mu\text{s}$ y $\tau_n = 0.01 \mu\text{s}$, con $kT = 0.026 \text{ eV}$, $n_i = 10^{10}/\text{cm}^3$, $A = 10^{-4} \text{ cm}^2$, $\mu_n = 801 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ y $\mu_p = 438 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$.

- (a) Calcule la capacidad de vaciamiento de la unión, para
- $V_A = 0$,
 - $V_A = -V_{bi}/2$,
 - $V_A = -10 \text{ V}$.
- (b) Calcule la capacidad de difusión de la unión (con $\omega\tau < 0.1$ tanto para la región n como para la región p), para
- $V_A = V_{bi}/2$,
 - $V_A = 0.9 V_{bi}$.
- (iii) Calcule la conductancia de la unión si $V_A = V_{bi}/2$ y si $V_A = 0.9 V_{bi}$.
- (c) Analice qué tipo de portador y región domina la capacidad de difusión y la capacidad de unión. ¿La capacidad de difusión es proporcional a la corriente en polarización directa?

5.5 Si $\omega = 10^7 \text{ rad/s}$ en el problema 5.4, calcule la capacidad de difusión C_D y la conductancia si $V_A = 0.9 V_{bi}$.

5.6 Para la unión escalón p^+-n trace los siguientes diagramas:

- C_{j0} en función de N_D ;
- C_D en función de τ_p cuando $\omega\tau_p < 0.1$;
- C_D en función de τ_p cuando $\omega\tau_p = 10$ y τ_p aumenta en un factor de 10. ¿En qué razón varió la capacidad de difusión? ¿En qué razón lo hizo la conductancia?

5.7 Una unión escalón p^+-n tiene $\tau_p = 1.0 \mu\text{s}$. Si $\omega = 10^6 \text{ rad/s}$, dibuje un diagrama e indique las pendientes de

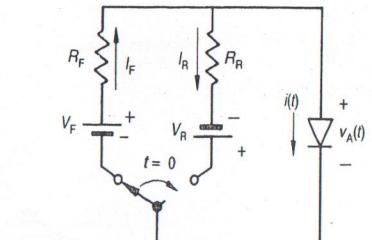
- G en función de I ;
- C_D en función de I ;
- si $\omega = 10^5 \text{ rad/s}$, repita los puntos (a) y (b).
- ¿Los resultados de los puntos (a),(b) y (c) concuerdan con la figura 5.7?

La unión $p-n$ tiene muchas aplicaciones en las que se utiliza el dispositivo como conmutador eléctrico. Es típico el uso de un pulso de corriente o de voltaje, para conmutar al diodo desde polarización inversa, denominada estado de desconexión o estado *off*, a polarización directa, llamada estado de conexión o estado *on*, y viceversa. Para el diseñador de circuitos y dispositivos son de importancia primordial las velocidades a las cuales se puede lograr que la unión $p-n$ commute sus estados. Comenzaremos por analizar cualitativamente el transitorio que se produce cuando se commuta el diodo desde el estado *on* al estado *off*, explicando los orígenes del retardo de tiempo antes de que el dispositivo quede desconectado. Se define un *tiempo de recuperación inversa* como el espacio de tiempo que transcurre desde que se inicia la conmutación hasta que el diodo alcanza un grado determinado de desconexión, es decir, un nivel de corriente inversa. El componente más grande del tiempo de recuperación inversa es el *tiempo de almacenamiento*. Se deduce una solución aproximada del tiempo de almacenamiento y se compara ésta con una solución matemática más detallada. También se estudia la respuesta transitoria desde polarización inversa a polarización directa, y se llega a una solución aproximada para un caso específico de conexión. Queremos señalar que muchos de los conceptos desarrollados en este capítulo son válidos para el transistor bipolar de mi libro *El transistor bipolar de unión* (de esta serie).

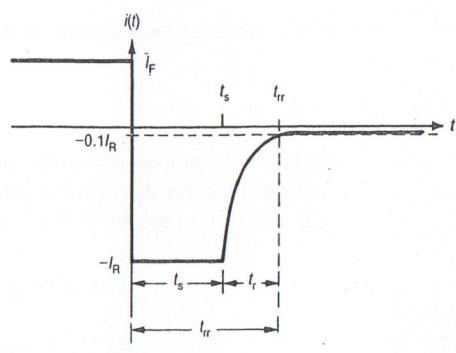
6.1 EL TRANSITORIO DE DESCONEXIÓN

Se denomina transitorio de desconexión (transitorio de conducción a corte) a la conmutación dinámica de un diodo desde la polarización directa, o estado *on*, al estado *off*. Para que el diodo fuese un conmutador *ideal* en este ciclo, la corriente iría instantáneamente desde un valor I_F , el valor de cc directo, a la corriente de saturación inversa $-I_0$. Sin embargo, de lo analizado en el capítulo 3, debe resultar obvio que, antes de que el dispositivo pueda ser conmutado desde polarización directa a polarización inversa, deben ser retiradas las cargas de portadores minoritarios almacenadas en las regiones masivas n y p . Esto requiere una retirada de cargas instantánea: los portadores minoritarios en las regiones masivas. Por lo tanto, el dispositivo real no puede funcionar como un conmutador ideal.

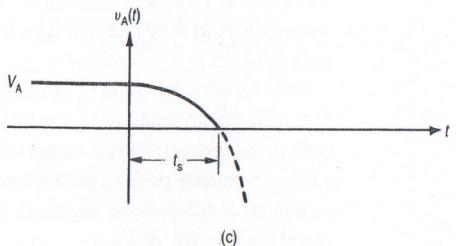
En la figura 6.1(a) se ilustra el experimento idealizado para medir el tiempo de desconexión del diodo, y la figura 6.1(b) es un diagrama de la respuesta de la corriente. La corriente inversa $-I_R$ se define como la corriente de un instante des-



(a)



(b)



(c)

Figura 6.1 Tiempo de recuperación a inversa y tiempo de almacenamiento: (a) circuito; V_F y V_R son mucho mayores que $|v_A(t)|$; (b) corriente; (c) voltaje.

pués de la conmutación del dispositivo, mientras que el *tiempo de recuperación a inversa* (t_{rr}) se define como el tiempo que necesita la corriente del diodo, para llegar a $-0.1 I_R$. La figura 6.1(c) define el *tiempo de almacenamiento* (t_s) como el tiempo en que la tensión de la unión $v_A(t)$ alcanza cero volts o, como se muestra en la figura 6.1(b), el tiempo asociado con la corriente casi constante ($-I_R$) de la figura 6.1(b). El tiempo de almacenamiento, como se estudiará más adelante, aumenta con la magnitud de carga de minoritarios almacenada, y se utiliza como cifra de mérito en aplicaciones de conmutación. El *tiempo de recuperación* (t_r) es la diferencia entre t_{rr} y t_s .

Por inspección de la figura 6.1(a) en $t = 0^-$, donde V_F se supone muy superior a la tensión de cc del diodo V_A , se obtiene la corriente continua en polarización directa (I_F). Como V_A está típicamente entre 0.1 y 0.875 volts, se cumple fácilmente con el requisito, en la mayor parte de los casos, donde $V_F \geq 20$ volts. Si se plantea la ecuación de la malla alrededor del circuito, y se resuelve para cc, con la suposición de que $V_A \ll V_F$, se obtiene la ecuación (6.1):

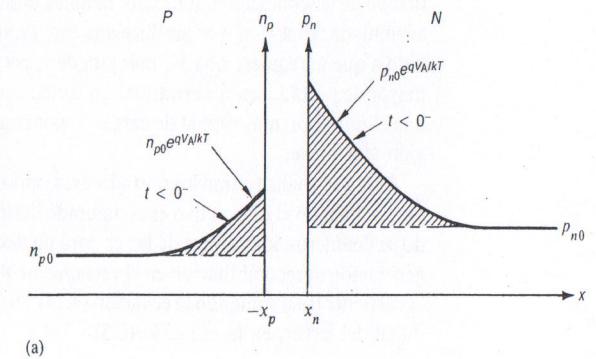
$$I_F = \frac{V_F - V_A}{R_F} \cong \frac{V_F}{R_F} \quad (6.1)$$

La corriente inversa (I_R) tiene una definición similar para $t = 0^+$, donde debe satisfacerse la condición de $|V_A(t)| \ll V_R$.

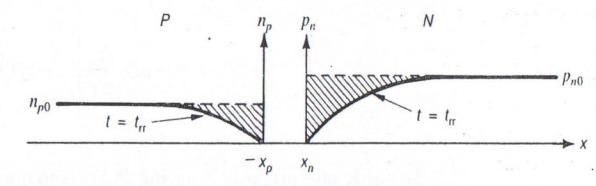
$$I_R = \frac{V_R + v_A}{R_R} \cong \frac{V_R}{R_R} \quad (6.2)$$

Hay que señalar que es posible hacer I_R mucho mayor que I_F , lo que constituye una técnica utilizada frecuentemente por diseñadores de circuitos de conmutación, para reducir los tiempos de conmutación.

El lector puede encontrarse inicialmente algo desconcertado por la figura 6.1(b), en la cual fluye momentáneamente por el diodo una gran corriente inversa. Examinemos el fenómeno, buscando una explicación física, antes de tratarlo en forma analítica. En la figura 6.2(a) se ven las concentraciones de portadores minoritarios



(a)



(b)

Figura 6.2 (a) Almacenamiento de cargas de portadores minoritarios; (b) vaciamiento de portadores mayoritarios.

ritarios, antes de comutar el dispositivo. La carga total de portadores minoritarios en exceso, almacenados en la unión, es el área bajo cada curva por encima de p_{n0} y n_{p0} , respectivamente. Mucho después de la comutación, en $t \rightarrow t_{ff}$, las distribuciones de portadores minoritarios son inferiores a sus valores de equilibrio térmico, como se ve en la figura 6.2(b). Es obvio que la transferencia de cargas necesaria para desconectar el dispositivo, está representada por la suma de las áreas rayadas. Hay que recordar que las concentraciones de cargas de portadores minoritarios, varían en las regiones masivas casi neutras por difusión (alejándose), por recombinación, o por ambas cosas. Por lo tanto, para variar las concentraciones de portadores minoritarios de la figura 6.2, desde sus valores de $t = 0^-$ hasta $t \rightarrow t_{ff}$, se necesitan flujo de corriente y recombinaciones. La corriente eléctrica, $-I_R$, es el resultado de huecos portadores minoritarios que se alejan de la región n , y electrones portadores minoritarios que se alejan de la región p por difusión. Se produce recombinación en aquellos lugares donde las concentraciones de portadores exceden sus valores de equilibrio térmico.

Debe resultar evidente que cuanto mayor sea la carga de portadores minoritarios inyectados, que van a ser eliminados de las regiones masivas, más duración tendrá el transitorio de desconexión.

Se puede utilizar la figura 6.2 para deducir diversas relaciones cualitativas entre el transitorio de desconexión, y las características materiales. Primero, si se disminuyen τ_p y τ_n (se reducen L_p y L_n), entonces se acumula menor carga minoritaria en $t = 0^-$, y el tiempo de desconexión es más corto, porque es necesario transferir menos carga. Segundo, tiempos de vida más breves significan mayor recombinación de exceso de portadores y, por ende, un tiempo más corto de desconexión, debido a una eliminación de cargas más rápida. Las variables del circuito para un tiempo de desconexión más rápido, también están estrechamente ligadas a la carga acumulada. Una I_F mayor produce una carga acumulada más grande a $t = 0^-$, debido a que se requiere una V_A más grande y, por lo tanto, hay una concentración mayor de portadores minoritarios. En forma similar, una I_R más grande produce una eliminación más rápida de cargas y, por consiguiente, un tiempo de desconexión más breve.

Ahora se analiza cómo los portadores minoritarios varían con el tiempo y la distancia, cuando el dispositivo es comutado desde conexión a desconexión. Cuando se dedujeron los valores de las cc para un diodo ideal, se supuso que no había generación ni recombinación en el vaciamiento W . Con esta presunción se obtuvo la corriente final sumando la ecuación (3.14) y la (3.15), repetidas aquí para comodidad del lector, en la ecuación (6.3).

$$J = -qD_p \frac{dp_n}{dx} \Big|_{x_n} + qD_n \frac{dn_p}{dx} \Big|_{-x_p} \quad (6.3)$$

Se puede interpretar la ecuación (6.3) como que la pendiente de la concentración de portadores minoritarios, calculada en el borde de la región de vaciamiento, determina un valor para cada componente de corriente. También hay que recordar

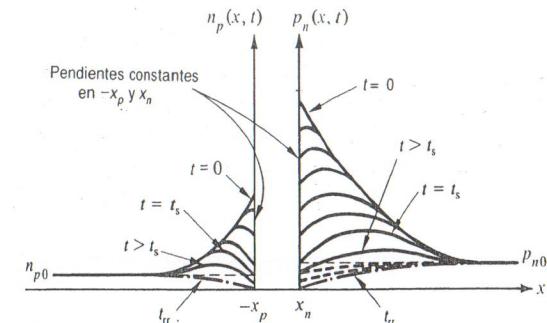


Fig. 6.3 Concentraciones de portadores en el transitorio de desconexión.

que las concentraciones de portadores minoritarios, en los bordes de la región de vaciamiento, fueron determinadas por las ecuaciones (3.30)y(3.28), que se repiten aquí mediante la ecuación (6.4) y la ecuación (6.5), con V_A sustituida por $v_A(t)$

$$p_n(x_n) = p_{n0} e^{qv_A(t)/kT} = p_n(x_n, t) \quad (6.4)$$

$$n_p(-x_p) = n_{p0} e^{qv_A(t)/kT} = n_p(-x_p, t) \quad (6.5)$$

Sin perder de vista estas ecuaciones, ahora estamos en condiciones de explicar la naturaleza general de la respuesta a la comutación del experimento que aparece en la figura 6.1.

En la figura 6.3 se ve la progresión, en el tiempo, de la eliminación del exceso de cargas, manteniendo I_R a un valor constante, es decir, con una pendiente constante de las concentraciones de portadores en los bordes de las regiones de vaciamiento: pendiente positiva para huecos (corriente negativa) y pendiente negativa para electrones (corriente negativa). El valor de I_R es casi constante mientras se cumpla que $|v_A(t)| \ll V_R$.

Para los huecos en exceso de la región n , la corriente de difusión constante en x_n , elimina suficiente cantidad de portadores, para provocar que $p_n(x_n, t)$ disminuya en magnitud y, por lo tanto, hay una reducción de la tensión final, de acuerdo con la ecuación (6.4). Esta reducción de $v_A(t)$ aparece ilustrada en la figura 6.1(c). Con argumentos similares para $n_p(-x_p, t)$, se reitera la eliminación del exceso de portadores y del voltaje final.

Se define al tiempo de almacenamiento (t_s) como el que acontece hasta el fin de la fase de corriente constante del transitorio de corriente inversa. Físicamente, la fase de corriente constante finaliza cuando $|v_A(t)|$ se hace comparable con V_R y los dos voltajes se restan entre sí, forzando a que $i(t)$ sea menos negativo que $-I_R$, como se ve en la figura 6.1(b). La figura 6.3 muestra t_s como el tiempo al que el voltaje de la unión se ha hecho cero; es decir, $p_n(x_n) = p_{n0}$, en $t = t_s$.

El resto del transitorio de corriente inversa (t_r) se caracteriza porque el valor de $v_A(t)$ se hace grande y negativo; es decir, sobre la unión cae un voltaje inverso. La corriente $i(t)$ ya no es constante, y crece rápidamente hacia el estado estacionario, la corriente de saturación inversa I_0 . Durante esta fase de recuperación, el exceso de cargas se elimina fundamentalmente por recombinación (aunque persiste algo de difusión). Finalmente, se elimina totalmente el exceso de cargas, y la polarización inversa produce el déficit de portadores que se ve en la figura 6.3, para $t = t_{rr}$. Al fin del transitorio inverso, $v_A \approx -V_R$, y el dispositivo tiende al estado estacionario para v_A en polarización inversa.

Este análisis permite predecir algunos resultados generales. Cuanto mayor es la corriente directa I_F , mayor es el almacenamiento de cargas de portadores minoritarios. Por lo tanto, para un valor fijo de I_R , mayor debe ser t_s . Un valor mayor de τ_p y τ_n implica valores mayores de L_P y L_N , lo que produce mayor carga acumulada, y nuevamente mayor t_s . En el caso de algunos diodos de silicio de conmutación rápida, el dispositivo está "dopado con oro" además de las impurezas tipos n y p . El oro actúa como un centro de recombinación muy eficaz, cerca de E_i , en la banda prohibida del silicio, con lo que reduce los tiempos de vida de los portadores minoritarios τ_n y τ_p , lo que a su vez reduce t_s . Entonces, generalizando, cuanto mayor es el almacenamiento de cargas minoritarias en exceso, mayor es el tiempo que transcurre para descargar la unión. Finalmente, el tiempo de almacenamiento también se reduce aumentando el valor de la corriente inversa I_R , lo que arranca más cargas por segundo de las regiones masivas.

6.2 ANÁLISIS DEL TIEMPO DE ALMACENAMIENTO

Es posible obtener una solución aproximada del tiempo de almacenamiento en el caso del diodo de unión escalón ideal, lo que confirma muchas de nuestras anteriores predicciones. Por simplicidad, supongamos una unión $p^+ - n$ en la que la carga de portadores minoritarios acumulada está dominada por huecos en la región masiva n ; es decir, $Q_P \gg Q_N$. Para este tipo de dispositivo, como se analizó en el capítulo 3, la corriente continua total es aproximadamente la corriente de huecos calculada en x_n . En la figura 6.4 se puede ver la concentración de huecos, inicialmente y para diversas fases de la recuperación a inversa del diodo $p^+ - n$.

Como se ve en la figura 6.4, el problema fundamental requiere una solución de $\Delta p_n(x, t)$, un problema en realidad bastante difícil. Se soslaya el mismo, considerando la carga total de portadores minoritarios inyectada $Q_p(t)$, sin olvidar que la carga sólo puede variar mediante la corriente $i(t)$ o por recombinación.

En el capítulo 3 del libro de Pierret se consideraron las ecuaciones de continuidad de portadores *minoritarios*, para las regiones masivas; aquí repetimos esas ecuaciones para la región masiva n , suponiendo inyección de bajo nivel.

$$\frac{\partial \Delta p_n}{\partial t} = -\frac{1}{q} \frac{\partial J_p}{\partial x} - \frac{\Delta p_n}{\tau_p} \quad (6.6)$$

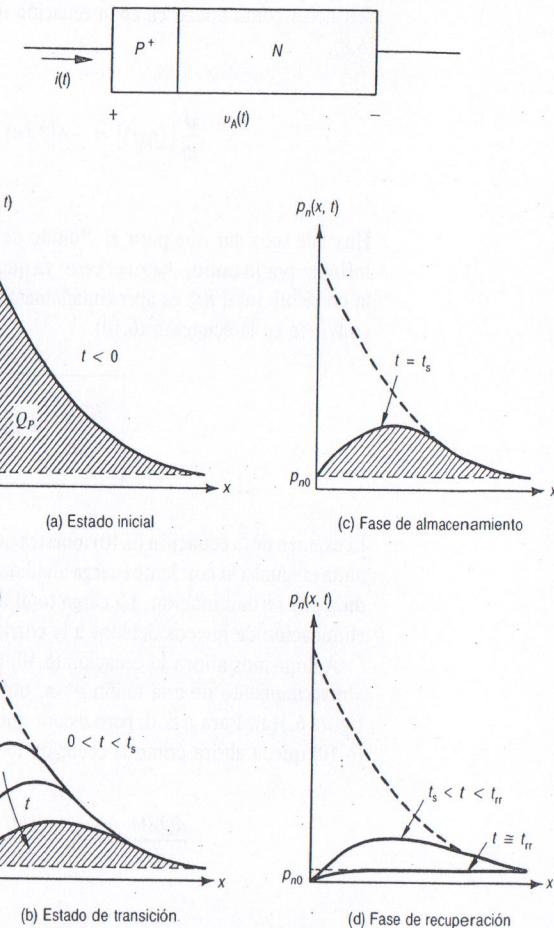


Figura 6.4 Perfiles de la concentración de huecos en recuperación a inversa: (a) inicial; (b) fase de almacenamiento; (c) $t = t_s$; (d) fase de recuperación. Recuérdese que en estos diagramas la escala del eje vertical está en "log".

Se multiplica la ecuación (6.6) por el área (A) y por q , integrando después sobre toda la región masiva n .

$$\frac{d}{dt} \left[qA \int_{x_n}^{\infty} \Delta p_n(x, t) dx \right] = -A \int_{J_p(x_n)}^{J_p(\infty)} dJ_p - \frac{1}{\tau_p} \left[(qA) \int_{x_n}^{\infty} \Delta p_n(x, t) dx \right] \quad (6.7)$$

Hay que tener en cuenta que la carga total de huecos es la ecuación (6.8).

$$Q_p(t) = qA \int_{x_n}^{\infty} \Delta p_n(x, t) dx \quad (6.8)$$

Puede volverse a plantear la ecuación (6.7) en la forma de la ecuación (6.9), tras reconocer como aparecen en la ecuación (6.7), los términos $Q_p(t)$ de la ecuación (6.8).

$$\frac{d}{dt} [Q_p(t)] = -A[J_p(\infty) - J_p(x_n)] - \frac{Q_p(t)}{\tau_p} \quad (6.9)$$

Hay que recordar que para el “diodo de base larga”, la región n es de longitud infinita; por lo tanto, $J_p(\infty)$ es cero, ya que $d\Delta p_n/dx|_\infty = 0$. Para la unión $p^+ - n$, la corriente total $i(t)$ es aproximadamente $J_p(x_n)$; por tanto, la ecuación (6.9) se convierte en la ecuación (6.10).

$$\boxed{\frac{dQ_p(t)}{dt} = i(t) - \frac{Q_p(t)}{\tau_p}} \quad (6.10)$$

El examen de la ecuación (6.10) muestra que el ritmo de variación de carga almacenada es igual a la corriente (carga añadida o eliminada por segundo) menos la perdida por recombinación. La carga total de huecos acumulada varía por aporte o eliminación de huecos debidos a la corriente, y por recombinación.

Apliquemos ahora la ecuación (6.10) a la solución aproximada del tiempo de almacenamiento de una unión $p^+ - n$, utilizando las restricciones circuitales de la figura 6.1(a). Para $t \geq 0$, pero menor que t_s , la corriente $i(t) = -I_R$, y la ecuación (6.10) queda ahora como la ecuación (6.11).

$$\frac{dQ_p(t)}{dt} = -I_R - \frac{Q_p(t)}{\tau_p}, \quad 0^+ \leq t \leq t_s \quad (6.11)$$

Se puede resolver la ecuación (6.11) directamente como una ecuación diferencial, o aplicando una transformada de Laplace. Es una ecuación diferencial del tipo variable separable. Se separan las variables al multiplicar por dt , luego se divide entre $I_R + Q_p(t)/\tau_p$, y se integra, con lo que se obtiene la ecuación (6.12a), donde se supone que $Q_p(t_s)$ es aproximadamente cero.

$$\int_{Q_p(0^+)}^0 \frac{dQ_p}{I_R + \frac{Q_p(t)}{\tau_p}} = - \int_0^{t_s} dt = -t \Big|_0^{t_s} = -t_s \quad (6.12a)$$

En la figura 6.4(c) se muestra que $Q_p(t_s) \neq 0$; sin embargo, suponer que es cero produce una estimación conservadora de t_s (un valor más grande). El término $Q_p(0^+)$ se representa en la figura 6.4(a), que expresa la carga inicial de huecos

acumulada en la región masiva n . Se puede integrar el miembro de la izquierda de la ecuación (6.12a) con el uso de una tabla estándar de integrales, lo que da

$$\tau_p \ln \left(I_R + \frac{Q_p(t)}{\tau_p} \right) \Big|_{Q_p(0^+)}^0 = -t_s = \tau_p \ln \left[I_R + \frac{0}{\tau_p} \right] - \tau_p \ln \left[I_R + \frac{Q_p(0^+)}{\tau_p} \right] \quad (6.12b)$$

Despejando t_s , se halla la ecuación (6.12c),

$$t_s = -\tau_p \ln I_R + \tau_p \ln \left[I_R + \frac{Q_p(0^+)}{\tau_p} \right] \quad (6.12c)$$

por lo tanto,

$$t_s = \tau_p \ln \left[1 + \frac{Q_p(0^+)}{\tau_p I_R} \right] \quad (6.13)$$

Aunque $Q_p(t_s) \neq 0$ y, comparado con $Q_p(0^+)$, puede no ser totalmente despreciable, la aproximación brinda, sin embargo, resultados razonables; es decir, la dependencia funcional es bastante buena.

Para $t \leq 0$, la ecuación (6.10) se convierte en la ecuación (6.14), ya que el diodo está en estado estacionario para cc, y la carga almacenada no varía con el tiempo.

$$\frac{dQ_p}{dt} = 0 = I_F - \frac{Q_p(0)}{\tau_p} \quad (6.14a)$$

Como la carga no puede variar instantáneamente, $Q_p(0^-) = Q_p(0^+)$, y resolviendo $Q_p(0^+)$ de la ecuación (6.14a), se tiene

$$Q_p(0^-) = Q_p(0^+) = I_F \tau_p \quad (6.14b)$$

Sustituyendo $Q_p(0^+)$ de la ecuación (6.14b) en la ecuación (6.13), se obtiene la ecuación (6.15).

$$\boxed{t_s \cong \tau_p \ln \left[1 + \frac{I_F}{I_R} \right]} \quad (6.15)$$

Un examen de la ecuación (6.15) muestra que, en efecto, los argumentos cualitativos son válidos. En particular, t_s disminuye si lo hacen τ_p e I_F , que es el mismo efecto que disminuir $Q_p(0^+)$. Nótese que t_s disminuye si I_R aumenta; esto es lo mismo que incrementar la corriente de difusión para quitar, más rápido, huecos de la región n .

Un análisis más detallado de las cargas almacenadas en la unión p^+-n , brinda la ecuación (6.16)

$$\operatorname{erf}\left(\sqrt{\frac{t_s}{\tau_p}}\right) = \frac{1}{1 + \frac{I_R}{I_F}} \quad (6.16)$$

La figura 6.5 ilustra la diferencia entre las ecuaciones (6.16) y (6.15), y muestra la estimación conservadora de t_s , obtenida por la ecuación (6.15). También debe notarse que se utiliza la determinación experimental de t_s para obtener los valores de τ_p (o τ_n , en el caso de un dispositivo $p-n^+$).

La figura 6.6 muestra la concentración de portadores minoritarios en un tiempo posterior a t_s hasta t_{rr} y luego hasta infinito.

Se remarka que la pendiente en $x = 0$ varía, disminuyendo cuando v_A se hace negativa. Al disminuir la pendiente, disminuye la magnitud de corriente de huecos (menos negativa) y la corriente tiende a la corriente de saturación inversa ($-I_0$),

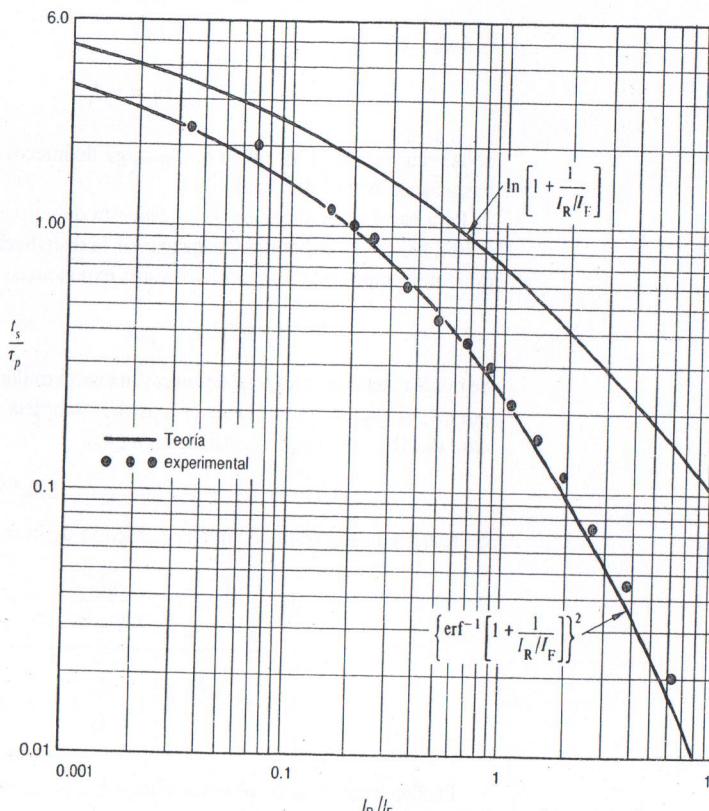


Figura 6.5 Dependencia de t_s .

cuando $t \rightarrow \infty$. Cuando $|i(t)|$ alcanza el 10% de $|I_R|$, se define t_{rr} , el tiempo de recuperación a inversa.

VÉASE EL EJERCICIO 6.1. APÉNDICE A

6.3 EL TRANSITORIO DE CONEXIÓN

Se produce el transitorio de conexión (transitorio de corte a conducción) cuando se fuerza al diodo llevándolo desde polarización inversa hacia un estado de conducción en polarización directa. Esto se puede lograr con un pulso de corriente, con un pulso de voltaje o con una mezcla de ambos. Debido a su simplicidad y asociación directa con muchos circuitos de la práctica, aquí solamente se presentará el caso de un pulso de corriente.

Cuando se cambia instantáneamente la corriente del diodo desde $-I_0$ hasta algún valor de corriente en polarización directa constante I_F la respuesta de voltaje, $v_A(t)$, varía desde algún valor negativo en $t = 0$, hasta V_A en $t = \infty$. La primera etapa de la respuesta, desde $t = 0^+$, hasta $v_A = 0$, ocurre de forma muy rápida, aproximadamente en el tiempo de relajación dieléctrico del semiconductor ($\approx 10^{-10}$ segundos o menos). La respuesta es muy rápida, porque los portadores mayoritarios se mueven estrechando la región de vaciamiento, de retorno hacia su valor de equilibrio térmico ($V_A = 0$). Los electrones en la región n y los huecos en la región p neutralizan los iones donadores y aceptores.

Una vez eliminada la polarización negativa, y ya en $v_A = 0$, pasemos a considerar ahora el caso en que el diodo es atacado con un escalón de corriente desde $i = 0$ hasta I_F , en $t = 0$, como se puede ver en la figura 6.7(a). La respuesta de voltaje aparece en la figura 6.7(b), mientras que la figura 6.8 ilustra cómo varían los portadores minoritarios hasta alcanzar el estado estacionario. El escalón de corriente inyecta huecos en la región n a un ritmo constante. Como la corriente de huecos en el borde de la región de vaciamiento (x_n) es constante, la pendiente de la concentración de huecos también lo es. De manera similar, la pendiente de la concentración de electrones es constante en $-x_p$, como se ve en la figura 6.8. Nótese que a medida que aumentan $p_n(x_n, t)$ y $n_p(-x_p, t)$, el voltaje terminal $v_A(t)$ debe aumentar de acuerdo con las ecuaciones (6.4) y (6.5). Por lo tanto, se espera que el voltaje aumente desde cero hasta algún valor final, necesario para sostener la corriente I_F de estado estacionario, como se ve en la figura 6.7(b).

La solución analítica del transitorio de conexión, es más simple si nuevamente se supone una unión p^+-n , donde la corriente total es esencialmente la corriente de huecos inyectada en x_n . Aplicando la ecuación (6.10) al problema, la carga de huecos aumenta debido al escalón de corriente, donde la recombinación consume parte de la carga. Para $t \geq 0$, $i(t) = I_F$, y

$$\frac{dQ_p(t)}{dt} = I_F - \frac{Q_p(t)}{\tau_p}$$

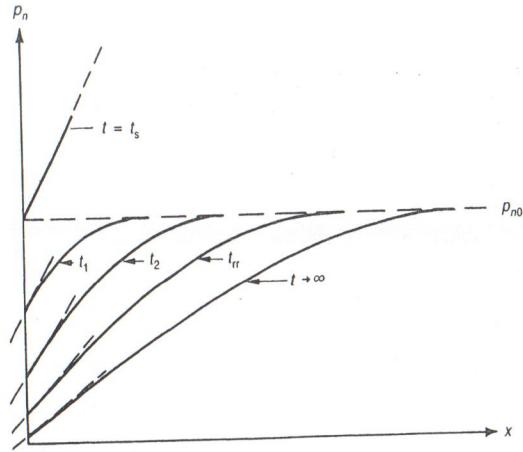


Figura 6.6 Vaciamiento de portadores minoritarios para $t_s < t < \infty$, con la escala vertical muy ampliada; la línea punteada indica la pendiente en $x = 0$.

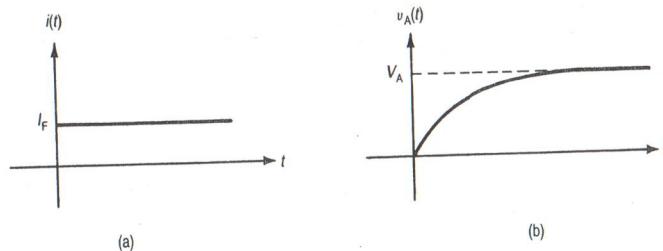


Figura 6.7 Transitorio de conexión: (a) corriente; (b) voltaje.

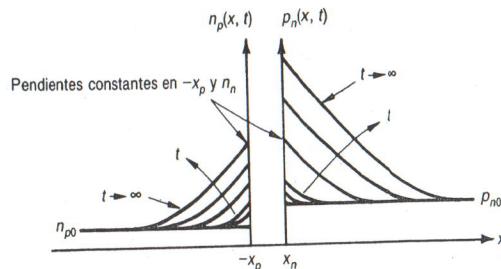


Figura 6.8 Concentraciones de portadores durante el transitorio de conexión.

El ritmo al cual se constituye la carga se debe a la corriente I_F , menos lo perdido por recombinación. Para resolver $Q_p(t)$ se utiliza una transformada de Laplace.

$$sQ_p(s) - Q_p(0) = \frac{I_F}{s} - \frac{Q_p(s)}{\tau_p} \quad (6.17)$$

La carga inicial $Q_p(0)$ es cero, pues no circula corriente antes del escalón de corriente. Por lo tanto, la ecuación (6.17) se convierte en la ecuación (6.19), resolviendo $Q_p(s)$.

$$Q_p(s) \left[s + \frac{1}{\tau_p} \right] = \frac{I_F}{s} \quad (6.18)$$

$$Q_p(s) = \frac{I_F}{s(s + 1/\tau_p)} \quad (6.19)$$

La transformada inversa de Laplace de la ecuación (6.19), da $Q_p(t)$ de la ecuación (6.20).

$$Q_p(t) = \tau_p I_F (1 - e^{-t/\tau_p}) \quad (6.20)$$

es decir,

$$Q_p(\infty) = \tau_p I_F$$

de la ecuación (6.20). Es obvio que la carga de huecos crece al cargarse la unión hasta alcanzar un valor final.

Para hacer una estimación de la respuesta de voltaje, como se ve en la figura 6.7(b), se supone que es posible aproximar la distribución de huecos en cada instante de tiempo de la figura 6.8, con una exponencial del tipo siguiente:

$$p_n(x', t) = p_{n0} e^{qv_A(t)/kT} e^{-x'/L_P} \quad (6.21a)$$

Se puede obtener la carga total de huecos en exceso multiplicando la ecuación (6.21a) por qA , e integrando sobre la región masiva n completa, con lo que se logra la ecuación (6.21b), como una aproximación a $Q(t)$.

$$Q_p(t) = \tau_p I_F (1 - e^{-t/\tau_p}) \cong qA p_{n0} L_P (e^{qv_A(t)/kT} - 1) \quad (6.21b)$$

Se resuelve la respuesta de voltaje, partiendo de la ecuación (6.21b), como

$$v_A(t) \cong \frac{kT}{q} \ln \left[1 + \frac{\tau_p I_F}{qA p_{n0} L_P} (1 - e^{-t/\tau_p}) \right] \quad (6.22a)$$

$$v_A(t) \cong \frac{kT}{q} \ln \left[1 + \frac{I_F}{I_0} (1 - e^{-t/\tau_p}) \right] \quad (6.22b)$$

Pueden hacerse varias observaciones sobre el transitorio de conexión, por inspección de la ecuación (6.22). Un valor más pequeño de I_F , de τ_p , o de ambos,

dará un tiempo de conexión más rápido. Como $Q_p(\infty) = I_F \tau_p$, se pueden generalizar estos resultados para demostrar que cuanto más pequeña es la magnitud de la carga final acumulada, más rápido se produce el transitorio del dispositivo. Nuevamente, la magnitud de carga transferida controla la velocidad de conmutación.

VÉASE EL EJERCICIO 6.2. APÉNDICE A

6.4 Resumen

Se analizó la respuesta de la unión $p-n$ ante señales escalón de gran amplitud, en función de las respuestas transitorias de desconexión y de conexión. Al ser desconectado desde un estado de conexión, se caracterizó la respuesta de corriente por el tiempo de recuperación a inversa, t_r . La componente más grande de t_r es el tiempo de almacenamiento t_s . Una reducción de la corriente directa, del tiempo de vida de los portadores minoritarios, o de ambos, reduce t_s . Si se hace más grande la magnitud de la corriente inversa, t_s se reduce. Cualquier camino por el cual se reduzca el almacenamiento de cargas de portadores minoritarios, antes de la conmutación, reduce el tiempo de recuperación a inversa.

Cuando se conmuta al diodo hacia conexión, partiendo del estado de desconexión, la transición se controla por el tiempo necesario para establecer la carga de portadores minoritarios, en las regiones masivas n y p . Se consideró el caso de un escalón de corriente, desde cero a I_F , cuyo resultado fue el establecimiento de un voltaje en la unión, desde cero hasta un valor final V_A . Nuevamente, cualquier forma de reducción de la carga de portadores minoritarios acumulada ha de reducir el tiempo de conmutación. En particular, si se reducen I_F , τ_p y τ_n , o los tres, el dispositivo responde más rápidamente. El interés original por los transitorios en diodos fue motivado por el deseo de hacer mínimo el tiempo de recuperación a inversa y, por ende, reducir el tiempo de conmutación de los circuitos lógicos con diodos.

Problemas

- 6.1 Una unión escalón p^+-n en un circuito como el de la figura 6.1 tiene $V_F = 10$ V, $V_R = 12$ V, $R_F = 10$ kΩ y $\tau_p = 5 \mu s$. Suponga que $Q_p(t_s) = 0$, y calcule:

- (a) t_s si $R_F = 5$ kΩ;
- (b) t_s si $R_R = 1$ kΩ;
- (c) un valor de R_R para hacer $t_s = \tau_p/5$;
- (d) un valor de R_R para hacer $t_s = 2\tau_p$.

- 6.2 Se tiene una unión p^+-n abrupta por la que circula una corriente I_F en sentido directo y luego es conmutada a desconexión en $t = 0$ por medio de una fuente de corriente.

$$i_s = I_F e^{-\alpha t_p}$$

- Deduzca una ecuación para $Q_p(t)$ y esboce un diagrama del resultado.
6.3 Se conmuta una unión escalón $p_+ - n$ desde una fuente de corriente directa de I_F a cero en $t = 0$.

- (a) Deduzca una ecuación de $Q_p(t)$ en función de τ_p e I_F ; trace la gráfica $p_n(x, t)$.
- (b) Si se puede aproximar el diagrama de $p_n(x, t)$ por una exponencial en función de "x", determine la expresión de $v_A(t)$. Suponga que dentro del intervalo de interés, la unión está en polarización directa.
- (c) ¿Cómo se podría utilizar este experimento para determinar τ_p ? Explíquelo.

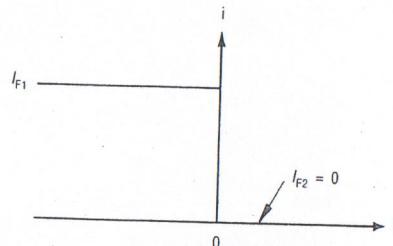


Figura P6.3

- 6.4 Hay una unión escalón p^+-n polarizada directamente con una corriente I_{F1} , a la que se le impone una corriente I_{F2} en el instante $t = 0$, como se ve en la figura P6.4.

- (a) Represente la concentración de huecos en función de t y de x .
- (b) Calcule $V_A(\infty) - V_A(0^-)$.
- (c) Deduzca una fórmula para $Q_p(t)$.

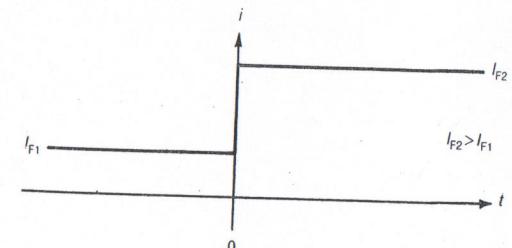


Figura P6.4

- 6.5 Si se conmuta una unión escalón p^+-n desde $I = 0$ hasta 1 mA , con un escalón de corriente en $t = 0$, calcule el tiempo necesario para que el dispositivo alcance el 90% de su voltaje final. Considere que $\tau_p = 1.0 \mu s$ e $I_0 = 10^{-15} \text{ A}$.

7 Contactos metal-semiconductor

7.1 INTRODUCCIÓN

Los contactos entre metal y semiconductor (metal-semiconductor) constituyen un tema muy importante en todos los dispositivos de estado sólido. Son la vía de comunicación del semiconductor con el mundo exterior; interconectan los dispositivos dentro de los circuitos integrados, y pueden convertirse en una unión rectificadora o ser un contacto óhmico eficaz. Aquí se presentan los conceptos básicos del diodo de barrera Schottky y del contacto (óhmico) no rectificador. Se comienza por tratar las bandas de energía del metal y del semiconductor por separado, a la luz de la función de trabajo del metal y la afinidad electrónica del semiconductor. Luego se presenta el modo en que la colocación del metal, en íntimo contacto con el semiconductor, afecta al equilibrio térmico del diagrama de bandas de energía, conjuntamente con los potenciales de barrera para electrones. Las secciones restantes de este capítulo presentan las características $V-I$ del diodo Schottky ideal, su capacidad de vaciamiento, y, finalmente, diversas desviaciones respecto al dispositivo ideal.

En algunos aspectos, el diodo de barrera Schottky se asemeja a la unión escalón p^+-n donde el silicio p^+ es reemplazado por el metal. La región de tipo n tiene numerosas similitudes electrostáticas. A este dispositivo se le aplican muchos de los conceptos desarrollados en los capítulos 2 y 3. El capítulo finaliza con los contactos entre metal y silicio, utilizados como contactos “óhmicos”.

7.2 DIAGRAMAS DE BANDAS DE ENERGÍA EN EQUILIBRIO TÉRMICO DE LA UNIÓN METAL-SEMICONDUTOR

En las figuras 7.1(a) y (b) aparecen los diagramas de bandas de energía para un metal y para un semiconductor, respectivamente. Están separados por una distancia casi infinita, de manera que no hay interacción entre ellos, y quedan aislados. Hay un nivel de energía E_0 , nuevo en los diagramas de bandas de energía. Esta energía es el *nivel de energía del vacío*, y representa la energía en la cual puede haber un electrón “libre” en el material. En este caso, libre significa que tiene la posibilidad de desplazarse dentro del vacío circundante, y de ser expulsado fuera del sólido. La energía del vacío (E_0) es un nivel de referencia de energía adecuado, con el cual comparar dos materiales diferentes.

La *función de trabajo* (Φ) de un material es la diferencia de energía entre la energía del vacío (E_0) y su nivel de energía de Fermi (E_F). Para el metal de la figura

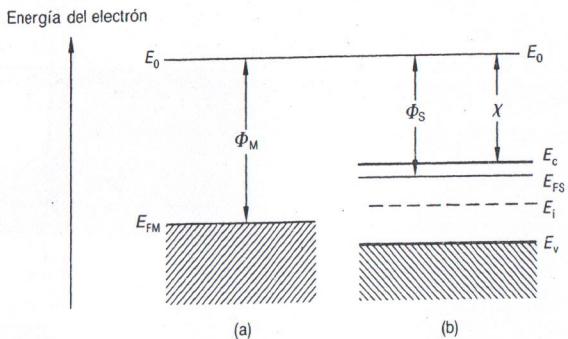


Figura 7.1 Diagramas de bandas de energía para (a) un metal y (b) un semiconductor tipo *n*, cuando están aislados

7.1(a), Φ_M es la función de trabajo y su valor depende del tipo de metal, es decir, según se trate de oro, aluminio, platino, etc. El valor de Φ_M es una propiedad fundamental de un metal determinado. Hacemos notar que se utiliza como unidad de energía Φ el “electrón-volt”.

En la figura 7.1(b) aparece la función de trabajo del semiconductor, Φ_S . Ésta depende del dopado del semiconductor, porque la posición de E_{FS} depende del tipo de dopado y de la concentración de N_A o N_D . Sin embargo, la diferencia de energía entre el nivel del vacío y el borde de la banda de conducción es una propiedad fundamental del semiconductor, independiente del dopado. De aquí que, para el semiconductor, se defina la energía de **afinidad electrónica** (χ) como $(E_0 - E_c) = \chi$. En el caso del silicio, tiene un valor de 4.05 eV. Entonces, la función de trabajo para un semiconductor, es la diferencia de energía entre E_0 y la energía de Fermi, E_{FS} , como aparece en la ecuación (7.1).

$$\Phi_S = \chi + (E_c - E_{FS})_{\text{masivo}} \quad (\text{eV}) \quad (7.1)$$

Recordemos que $E_c - E_F$ está en la región masiva, y depende de la concentración del dopado en el semiconductor.

Se analiza el caso, que aparece en la figura 7.1, en el que $\Phi_M > \Phi_S$ para el metal y el semiconductor tipo *n*. Para los materiales separados infinitamente que se muestren, el nivel de Fermi del metal (E_{FM}) es menor que el nivel de Fermi del semiconductor (E_{FS}). Por tanto, la energía media de los electrones del semiconductor es mayor que la energía media de los del metal. Cuando se aproximan ambos materiales hasta tener un contacto íntimo (perfecto), se puede esperar que, debido a la diferencia en energía media de los electrones, se transfieran electrones desde el semiconductor hacia el metal, hasta que las energías electrónicas medias sean iguales. Esto se puede lograr esperando que el sistema retorne a su estado de equilibrio térmico.

Una transferencia de electrones desde el semiconductor tipo *n* hacia el metal deja la superficie del semiconductor vaciada de electrones, y deja atrás algunos iones donadores positivos. Al haber recibido electrones, puede esperarse que el metal

se encuentre cargado negativamente con respecto al semiconductor. Obsérvese la gran similitud que hay entre el lado *n* y la unión *p⁺-n*, una región de vaciamiento con densidad de carga positiva (fija). El metal tiene una carga superficial que es negativa en la misma magnitud en que el semiconductor es positivo.

Para poder construir un diagrama de bandas de energía válido para el contacto entre el metal y el semiconductor (M – S), es necesario remarcar algunos puntos importantes. El primero es que las funciones de trabajo del metal y la afinidad del electrón del semiconductor son propiedades fundamentales de los dos materiales, y no pueden variar simplemente porque los hemos puesto en contacto. Por lo tanto, el nivel de energía del vacío, E_0 , debe ser una función continua respecto a E_c y a E_v . El segundo punto, como en el caso de la unión *p-n* en equilibrio térmico, es que el nivel de energía de Fermi es una constante. Teniendo en cuenta estos puntos, podemos aproximar horizontalmente los dos diagramas de bandas de energía de las figuras 7.1(a) y (b), como se ve en las figuras 7.2(a) y (b). Establecen su contacto íntimo en $t = 0$, como se ve en la figura 7.2(b); sin embargo, no están aún en equilibrio térmico. En este caso particular, algunos electrones abandonan el semiconductor y van hacia el metal. Para obtener el diagrama de bandas en equilibrio térmico de la figura 7.2(c), se desplaza hacia abajo el lado derecho de la figura 7.2(b) hasta que $E_{FM} = E_{FS}$, con la superficie del semiconductor ($x = 0$) fija en el lugar. Aquí se considera el caso ideal, en que no se incluyen los efectos de la superficie. Desplazar hacia abajo el lado derecho representa una pérdida de carga negativa (electrones) desde el semiconductor de tipo *n*. También hay que recordar que se debe mantener $E_0(x = 0^-)$ igual a $E_0(x = 0^+)$, y que x es una constante. En el interior de la región masiva del semiconductor, la banda de energía se hace constante.

La figura 7.2 ilustra varios puntos interesantes. Uno es que un electrón con energía $E = E_{FM}$ ve un potencial de barrera Φ_B dirigido hacia el semiconductor, que es la diferencia entre Φ_M y χ . En el interior de la región masiva del semiconductor, un electrón con energía $E = E_c$ ve una barrera de potencial hacia el metal, que es la diferencia entre los dos niveles de energía de Fermi originales (antes del contacto). Nótese que el desplazamiento de las bandas de energía en el semiconductor, es bastante similar a la de la unión *p⁺-n*. Es importante recordar que la figura 7.2 es para el contacto M-S ideal, cuando no se incluyen los efectos de la interfase.

7.3 ELECTROSTÁTICA DEL DIODO DE BARRERA SCHOTTKY IDEAL

El contacto metal-semiconductor (M – S), en el cual se tiene $\Phi_M < \Phi_S$, se denomina diodo de barrera Schottky y el flujo de corriente a través del dispositivo es no lineal. Debido a que la corriente fluye con facilidad en una dirección, pero no en la otra, es un contacto rectificador. En esta sección se analizan densidad de carga (*p*), campo eléctrico (ξ) y potencial (V) para este tipo de diodo.

En la figura 7.3(a) se muestra el diagrama de bandas de energía de equilibrio térmico y las dos barreras de energía para electrones Φ_B y qV_{bi} . Convienen señalar que la unidad de energía es el electrón-volt, mientras que V_{bi} está en volts. Se

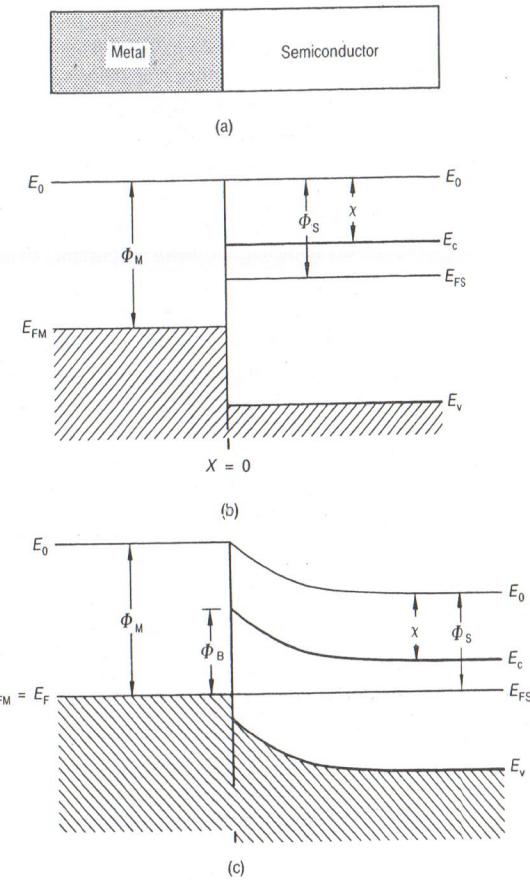


Figura 7.2 Barrera Schottky M-S: (a) aspecto físico; (b) en equilibrio no térmico en el instante del contacto, $t = 0$; (c) en equilibrio térmico

recurre a la “aproximación por vaciamiento”, como en el caso de la unión $p-n$ ideal. Como resultado de la aproximación, la densidad de carga (ρ), como se puede ver en la figura 7.3(b), presenta un aspecto abrupto cerca del borde de la región de vaciamiento, x_n , en el semiconductor masivo. Puesto que los electrones han abandonado el semiconductor, que es de tipo n , la densidad de carga es constante para un semiconductor dopado uniformemente. Se hace notar que el semiconductor cerca de la superficie está vacío (de electrones), lo que se muestra en la figura 7.3(a). En la superficie del metal existe una carga superficial negativa de electrones. Por neutralidad de cargas, se pueden igualar las dos cargas

$$Q_s = qN_D x_n = -Q_M \quad (\text{coul/cm}^2) \quad (7.2)$$

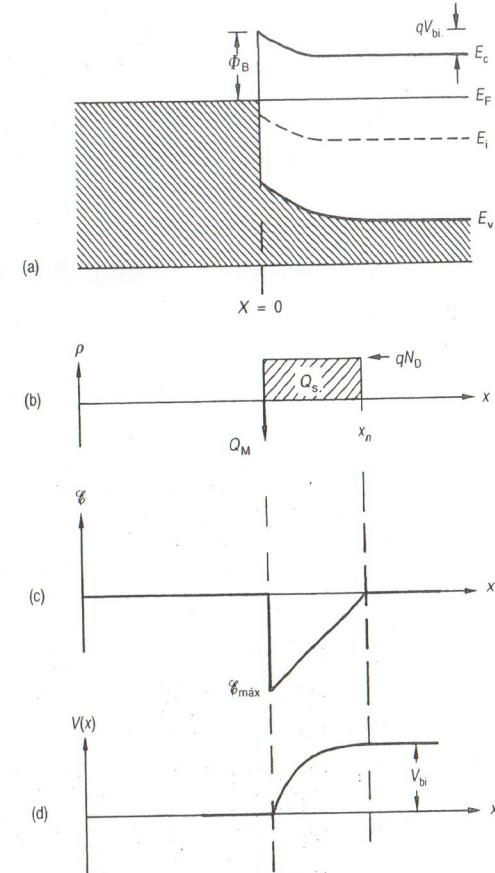


Figura 7.3 Barrera Schottky en equilibrio térmico: (a) bandas de energía; (b) densidad de cargas; (c) campo eléctrico; (d) potencial.

Se determina el campo eléctrico (E) cualitativamente a partir de la pendiente del diagrama de bandas de energía. En este caso, en la superficie ($x = 0$), es negativo. Dirigiéndose hacia el interior del semiconductor, el campo se hace menos negativo, hasta x_n , donde se hace cero. Si se aplica la fórmula de la ecuación (2.1), se deduce el campo eléctrico entre $x = 0$ y $x = x_n$, esto es,

$$E(x) = \frac{1}{K_s \epsilon_0} \int qN_D^+ dx + A_1 = \frac{qN_D x}{K_s \epsilon_0} + A_1 \quad (7.3)$$

Como $E(x_n) = 0$,

$$E(x_n) = \frac{qN_D x_n}{K_s \epsilon_0} + A_1 = 0$$

Por tanto,

$$A_1 = -\frac{qN_D x_n}{K_S \epsilon_0}$$

y entonces

$$\mathcal{E}(x) = -\frac{qN_D}{K_S \epsilon_0} (x_n - x) \quad (7.4)$$

que aparece representada en la figura 7.3(c). Obsérvese que la ecuación (7.3) es idéntica a la ecuación (2.22) para la misma región n de la unión escalón $p-n$.

Para obtener la función potencial, $V(x)$, se recurre a la forma de $E_c(x)$, como se hizo con el diodo $p-n$, reflejándola respecto al eje horizontal. Cualitativamente, la diferencia de potencial sobre el semiconductor es la cantidad en que se desplaza el diagrama de bandas de energía para alcanzar el equilibrio térmico, como se muestra en la figura 7.3(a), es decir, la diferencia entre las funciones de trabajo de ambos materiales,

$$qV_{bi} = \Phi_M - \Phi_S \quad (7.5a)$$

De la figura 7.2(b),

$$qV_{bi} = \Phi_M - \chi - (E_c - E_F)_{masiva} \quad (7.5b)$$

Por lo tanto, $V(x_n) = V_{bi}$ si se selecciona $V(x = 0) = 0$, como se ve en la figura 7.3(d).

Cuantitativamente, se determina la función potencial utilizando una forma de la ecuación (2.4):

$$V(x) = - \int \mathcal{E}(x) dx + A_2$$

De la ecuación (7.4),

$$V(x) = - \int \left(-\frac{qN_D}{K_S \epsilon_0} \right) (x_n - x) dx + A_2 = \frac{qN_D}{K_S \epsilon_0} x_n x - \frac{qN_D}{K_S \epsilon_0} \left(\frac{x^2}{2} \right) + A_2$$

Como se ha elegido potencial cero para el metal,

$$V(x_n) = V_{bi} = \frac{qN_D x_n x_n}{K_S \epsilon_0} - \frac{qN_D x_n^2}{K_S \epsilon_0 2} + A_2$$

Por lo tanto,

$$A_2 = V_{bi} - \frac{qN_D}{K_S \epsilon_0} \frac{x_n^2}{2}$$

Ahora se puede obtener la función potencial como la ecuación (7.6).

$$V(x) = V_{bi} - \frac{qN_D}{2K_S \epsilon_0} (x_n - x)^2 \quad (7.6)$$

Nótese que esta ecuación es la de una parábola, y que con las condiciones de frontera $V(x = 0) = 0$, es

$$V_{bi} = \frac{qN_D}{2K_S \epsilon_0} x_n^2$$

Invertiendo, y despejando x_n , nos da

$$x_n = \sqrt{\frac{2V_{bi} K_S \epsilon_0}{qN_D}} \quad (7.7)$$

donde V_{bi} se evalúa de la ecuación (7.5b).

7.3.1 En polarización

Se aplica un voltaje V_A desde el metal al semiconductor, de manera muy parecida a como se hizo con la unión $p-n$. El potencial negativo aplicado al semiconductor tipo n , hace que ese lado del diagrama de bandas de energía se desplace hacia arriba (o el lado del metal se desplace hacia abajo), y se reduzca la altura de la barrera para los electrones que van desde el semiconductor hacia el metal, desde qV_{bi} hasta $q(V_{bi} - V_A)$, como se puede ver en la figura 7.4(a), para $V_A > 0$. De manera similar a lo argumentado para la unión $p-n$, se reduce el valor de x_n , así como también las magnitudes del campo eléctrico y el potencial. Ahora se puede escribir la ecuación (7.7) como

$$x_n = \sqrt{\frac{2K_S \epsilon_0}{qN_D} (V_{bi} - V_A)} \quad (7.8)$$

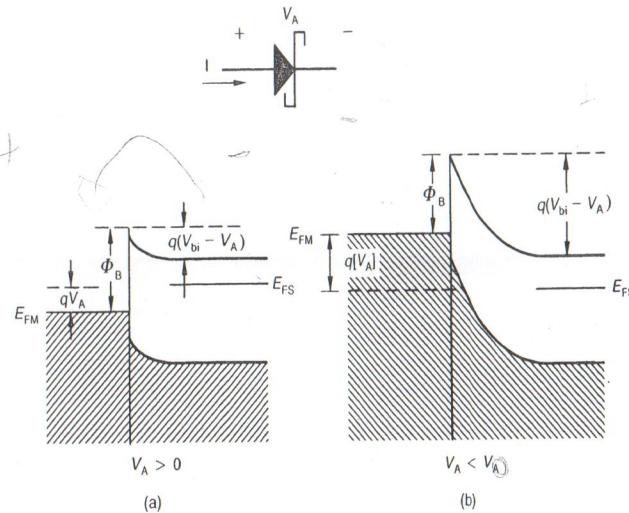


Figura 7.4 Diodo Schottky polarizado: (a) polarización directa; (b) polarización inversa

Cuando $V_A > 0$, la condición se denomina polarización directa, ya que ahora los electrones pueden cruzar desde el semiconductor al metal más fácilmente, debido a la reducción de la barrera. Nótese que éstos son los portadores mayoritarios en el semiconductor tipo n . Al aumentar V_A , x_n disminuye, y el campo eléctrico máximo es menos negativo.

En $V_A < 0$, el diodo está polarizado en forma inversa, y en el diagrama de bandas de energía, el semiconductor se ha desplazado hacia abajo, como se ve en la figura 7.4(b). Aquí la altura de la barrera para los electrones en el semiconductor ha aumentado en $|qV_A|$. De la ecuación (7.8), la anchura de la región de vaciamiento, x_n , ha aumentado, mientras que de la ecuación (7.4), el campo eléctrico es más negativo. Ahora la cantidad de electrones que fluyen desde el semiconductor hacia el metal es muy pequeña, debido a la elevada altura de la barrera.

VÉASE EL EJERCICIO 7.1. APÉNDICE A

7.4 CARACTERÍSTICAS I-V DEL DIODO DE BARRERA SCHOTTKY IDEAL

El diodo de barrera Schottky tiene muchas aplicaciones en los circuitos integrados modernos. Una de esas aplicaciones es como diodo derivador (shunt), en lógica TTL (*transistor-transistor logic*; lógica de transistor a transistor). Una “Schottky clamp”, conectada en paralelo con una unión $p-n$, hace que se reduzca el tiempo de conmutación en un factor de aproximadamente diez. Esta aplicación hace buen uso de las características rectificadoras $I-V$ del dispositivo Schottky, y del hecho

de que tiene poco o ningún almacenamiento de cargas de portadores minoritarios. El problema 7.4 es un ejemplo del diodo derivador. Se deduce la dependencia de la polarización, respecto a la corriente, en primer lugar por argumentos cualitativos. Esto brinda una comprensión fundamental de cómo funciona el diodo.

7.4.1 Equilibrio térmico

Consideremos, en primer lugar, el flujo de electrones portadores que intentan ir desde el metal hacia el semiconductor. Un electrón en E_{FM} ve una barrera de energía Φ_B . Por lo tanto, debe tener al menos esa energía, y una velocidad en la dirección x para alcanzar el semiconductor tipo n . En las figuras 7.4(a) y (b) podemos ver que esta barrera (Φ_B) no cambia con la polarización aplicada, V_A . También se sabe que los electrones están distribuidos en energía, según la función de Fermi, como se estudió en el capítulo 2 del libro de Pierret. Por lo tanto, algunos electrones tienen energías superiores a Φ_B , y pueden ir desde el metal hacia el semiconductor. La figura 7.5 muestra los electrones que pueden sobrepasar la barrera Φ_B y atravesar la región de vaciamiento entrando al semiconductor masivo. Denominamos J_{M-S} a este componente de densidad de corriente. La función de Fermi es la probabilidad de que un electrón tenga una energía E . Se puede aproximar como

$$f(E) = \frac{1}{1 + e^{(E-E_F)/kT}} \cong e^{-(E-E_F)/kT} \quad (7.9)$$

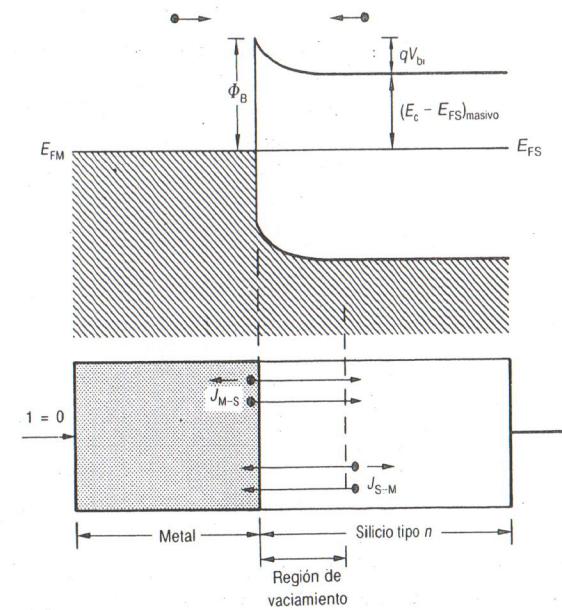


Figura 7.5 Diodo de barrera Schottky en equilibrio térmico, $V_A = 0$

para $E > 3kT + E_F$. Entonces, para $\phi_B \geq 3kT$, la cantidad de electrones con energías por encima de la barrera disminuye en forma aproximadamente exponencial con energías de electrón crecientes. Por lo tanto, cuanto mayor es ϕ_B , menos electrones pueden penetrar hacia el semiconductor, y es de esperar que el flujo de portadores decrezca exponencialmente, al aumentar la altura de la barrera.

En condiciones de equilibrio, $V_A = 0$, los electrones en el borde de la banda de conducción en el semiconductor masivo ven un potencial de barrera de qV_{bi} . La cantidad de electrones con energías superiores a $E_c + qV_{bi}$ también disminuye exponencialmente con la energía creciente para un material no degenerado, o donde $qV_{bi} + (E_c - E_{FS}) > 3kT$. Estos electrones del semiconductor masivo, pueden viajar penetrando en el metal, porque tienen suficiente energía para pasar sobre la barrera. Nuevamente, cuanto mayor es qV_{bi} , menor es la cantidad de los que pueden hacer la transición. En la figura 7.5 se pueden ver estos electrones, como el componente J_{S-M} de densidad de corriente.

El diodo Schottky está en equilibrio térmico; por tanto, la cantidad de electrones que lo atraviesan de derecha a izquierda (J_{S-M}) debe ser igual a la cantidad que lo hacen de izquierda a derecha (J_{M-S}). No es posible que aparezcan electrones en un extremo del dispositivo y se siga manteniendo el equilibrio térmico. Estimaremos las corrientes utilizando el concepto de que la corriente es proporcional a la cantidad de electrones que tienen energías mayores que la barrera, en la superficie del semiconductor. Primeramente, debemos volver al libro de Pierret para encontrar la cantidad de electrones en la banda de conducción, repetida aquí como ecuación (7.10),

$$n = N_C e^{-(E_c - E_F)kT} \quad (7.10)$$

Esta ecuación representa la cantidad de electrones en la superficie, si se hace $n(x = 0) = n_s$. Entonces la diferencia de energía desde E_F hasta la banda de conducción es Φ_B . Por tanto,

$$n_s = N_C e^{-\Phi_B/kT} \quad (7.11)$$

También, de la figura 7.5, $\Phi_B = qV_{bi} + (E_c - E_{FS})_{\text{masivo}}$. Sustituyendo esto en la ecuación (7.11), se obtiene

$$n_s = N_C e^{-qV_{bi}/kT} e^{-(E_c - E_{FS})_{\text{masivo}}/kT} = N_C e^{-(E_c - E_{FS})_{\text{masivo}}/kT} e^{-qV_{bi}/kT} \quad (7.12)$$

Obsérvese que el término

$$N_C e^{(E_c - E_{FS})_{\text{masivo}}/kT} = n \quad (7.13)$$

es la concentración de portadores mayoritarios del semiconductor masivo, $n \approx N_D$. Ahora, para los electrones en la superficie, se puede escribir

$$n_s = N_D e^{-qV_{bi}/kT} = N_C e^{-\Phi_B/kT} \quad (7.14)$$

Ahora, se supone que J_{M-S} es proporcional a n_s y, por lo tanto,

$$J_{M-S} = -K_1 N_D e^{-qV_{bi}/kT} \quad (7.15a)$$

o, de la ecuación (7.14),

$$J_{M-S} = -K_1 N_C e^{-\Phi_B/kT} \quad (7.15b)$$

donde K_1 es una constante de proporcionalidad.

Los electrones en el semiconductor deben tener un flujo igual y opuesto, pues el dispositivo está en equilibrio térmico. Por lo tanto,

$$|J_{M-S}| = |J_{S-M}|, \quad J_{S-M} = K_1 N_D e^{-qV_{bi}/kT} \quad (7.16a)$$

o

$$J_{S-M} = K_1 N_C e^{-\Phi_B/kT} \quad (7.16b)$$

que está expresada en función de las dos barreras. Obsérvese que, para este tipo de dispositivos, solamente se consideran los electrones portadores mayoritarios en el semiconductor. Los huecos son los portadores minoritarios y su contribución a la corriente total es muy pequeña. De la figura 7.5, es evidente que no hay barrera para que los huecos generados térmicamente abandonen el semiconductor y se trasladen al metal, donde se recombinan. Más adelante se estudia esto como un contacto "óhmico" para los huecos.

7.4.2 Polarización directa, $V_A > 0$

El voltaje aplicado modifica la barrera de potencial para los electrones en el semiconductor, pero no para los electrones en el metal, como se ve en la figura 7.6. Por lo tanto, J_{M-S} queda igual en las ecuaciones (7.15a) o (7.15b), mientras que J_{S-M} aumenta rápidamente al incrementar V_A . Con V_A aplicada, la barrera para electrones en el semiconductor se hace $q(V_{bi} - V_A)$, y se puede reescribir la ecuación (7.16a), como

$$J_{S-M} = K_1 N_D e^{-q(V_{bi}-V_A)/kT} \quad (7.17)$$

La corriente total es la suma de J_{S-M} y J_{M-S} que, de la ecuación (7.15a), es

$$J = K_1 N_D e^{-q(V_{bi})/kT} e^{qV_A/kT} - K_1 N_D e^{-qV_{bi}/kT}$$

Sacando factor común, da

$$J = K_1 N_D e^{-qV_{bi}/kT} [e^{qV_A/kT} - 1]$$

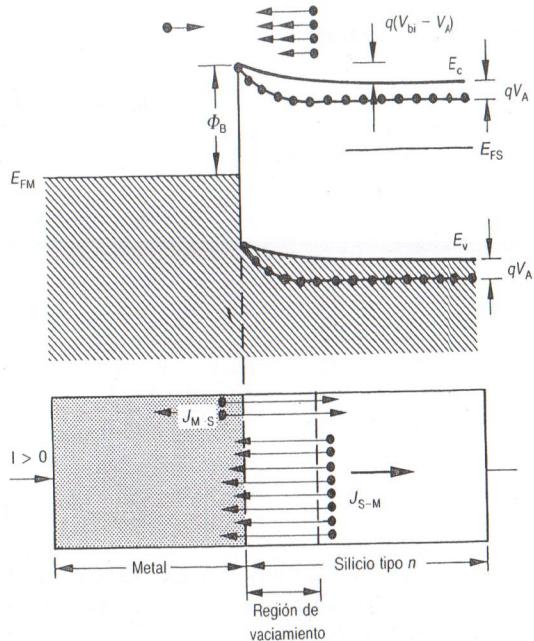


Figura 7.6 Diodo de barrera Schottky: polarizado directamente, $V_A > 0$ (—); en equilibrio térmico (↔).

Sin embargo, si se comparan las ecuaciones (7.15a) y (7.15b), se nota que

$$N_D e^{-qV_{Bi}/kT} = N_C e^{-\Phi_B/kT}$$

y como Φ_B y V_{Bi} no varían con V_A , se puede escribir la ecuación de la densidad de corriente, como

$$J = K_1 N_C e^{-\Phi_B/kT} [e^{qV_A/kT} - 1] \quad (7.18a)$$

Se define la corriente inversa de saturación para el diodo de barrera Schottky, como

$$J_0 = K_1 N_C e^{-\Phi_B/kT} = K e^{-\Phi_B/kT} \quad (7.18b)$$

Esta corriente es el límite de la corriente de polarización inversa, y es debida a los electrones en el metal que tienen energías superiores a $E_{FM} + \Phi_B$. Se puede escribir la ecuación (7.18a) como

$$J = J_0 [e^{qV_A/kT} - 1] \quad (7.19)$$

En condiciones de polarización directa, la corriente neta proviene del gran incremento de electrones que van del semiconductor al metal, como se ve en la figura 7.6, debido a la reducción de la barrera.

7.4.3 Polarización inversa, $V_A < 0$

En la figura 7.7 se puede ver el flujo de electrones cuando está en polarización inversa, $V_A < 0$. La barrera de potencial para electrones en el semiconductor ha aumentado, y el resultado es una drástica disminución de la cantidad de electrones que pueden penetrar en el metal. Sin embargo, los electrones en el metal ven la misma barrera que antes, Φ_B . Esta no se modificó con la polarización inversa. Por lo tanto, la corriente J_{M-S} permanece igual. De las ecuaciones (7.19) y (7.18a) se obtiene

$$J \cong -J_0 = -K e^{-\Phi_B/kT}$$

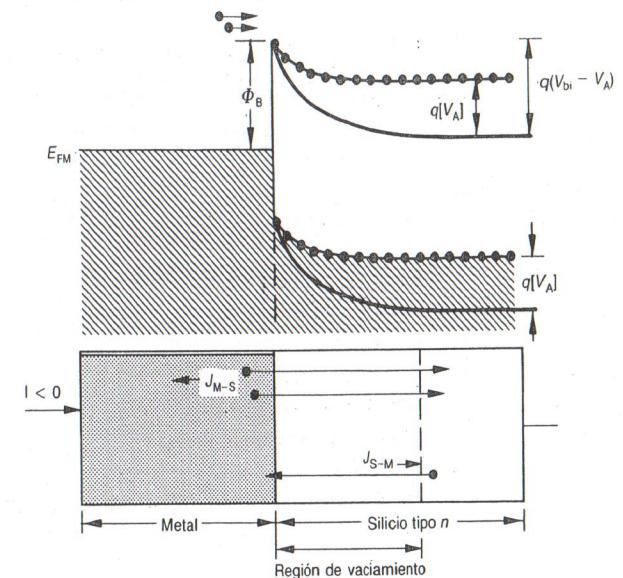


Figura 7.7 Diodo de barrera Schottky en polarización inversa, $V_A < 0$ (—); en equilibrio térmico (↔).

cuando $V_A \ll 0$, lo que también concuerda con la ecuación (7.15b) para la corriente de electrones del metal al semiconductor.

Al derivar la ecuación para el diodo de barrera Schottky ideal, se hicieron varias suposiciones simplificadoras que no son exactas. Una solución más rigurosa del problema muestra que la constante K en la ecuación (7.18b) tiene una dependencia $\sqrt{(V_{bi} - V_A)}$ respecto a V_A . Como ésta es una función de variación lenta comparada con la exponencial, se puede utilizar la ecuación (7.20) como ecuación aproximada

$$J = J_0(e^{qV_A/nkT} - 1) \quad (7.20)$$

donde el factor de idealidad (n) varía típicamente entre 1.00 y 1.10 en los dispositivos reales. La corriente J_0 refleja el cambio en la altura de la barrera.

VÉASE EL EJERCICIO 7.2. APÉNDICE A

7.5 CAPACIDAD DE VACIAMIENTO

En la sección 7.3 se estudió cómo varía con V_A la anchura de la región de vaciamiento, en el semiconductor tipo n (x_n). Si al diodo de barrera Schottky se le aplica una pequeña señal sinusoidal $v_a = V_m \sin \omega t$, además de la polarización de cc, el voltaje total aplicado a la unión es

$$v_A = V_A + v_a$$

El incremento de carga en el borde de la región de vaciamiento debe cambiar de acuerdo con θ_a . Como el cambio en la anchura de la región de vaciamiento se hace moviendo los electrones portadores mayoritarios, el proceso es muy rápido. Por tanto, el metal, la región de vaciamiento y el semiconductor forman una capacidad muy similar a la capacidad de vaciamiento de la unión $p-n$. Es decir, la región formada por el metal, la zona de vaciamiento y el semiconductor masivo se asemeja a un condensador plano, donde la región de vaciamiento actúa como el aislante. Por lo tanto, la capacidad de vaciamiento se puede obtener de la ecuación (7.8), es decir,

$$C = \frac{K_S \epsilon_0 A}{x_n} = \frac{K_S \epsilon_0 A}{\sqrt{\frac{2K_S \epsilon_0}{qN_D}(V_{bi} - V_A)}} \quad (F) \quad (7.21)$$

donde A es el área de la sección transversal (en cm^2). Dividiendo entre $K_S \epsilon_0$, da

$$C = \frac{A}{\sqrt{\frac{2(V_{bi} - V_A)}{qN_D K_S \epsilon_0}}} \quad (7.22)$$

Utilizando la definición de la capacidad (C_0), para polarización cero ($V_A = 0$), y desarrollando la ecuación (7.22), se tiene

$$C = \frac{C_0}{\left[1 - \frac{V_A}{V_{bi}}\right]^{1/2}} \quad (7.23)$$

donde

$$C_0 = \frac{A}{\sqrt{\frac{2V_{bi}}{qN_D K_S \epsilon_0}}} \quad (F) \quad (7.24)$$

Se puede invertir la ecuación (7.22) para obtener $1/C^2$:

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2(V_{bi} - V_A)}{qN_D K_S \epsilon_0 A^2} \quad (7.25)$$

que se representa en la figura 7.8. Obsérvese que la proyección hacia $1/C^2 = 0$, da V_{bi} , y que la pendiente es proporcional a N_D^{-1} cuando el semiconductor está dopado uniformemente. Se puede utilizar esta propiedad para medir la densidad de dopado en las obleas de silicio.

En el diodo de barrera Schottky en silicio tipo n son electrones portadores mayoritarios los que responden a v_a . Por lo tanto, la capacidad de vaciamiento es independiente de la frecuencia, hasta frecuencias muy elevadas. Además, el dispositivo casi no tiene capacidad de difusión en comparación con la unión $p-n$. Esto se debe, principalmente, al almacenamiento, pequeño o nulo, de portadores minoritarios en el semiconductor. Recuérdese que, en la unión $p-n$, una vez que los portadores mayoritarios cruzan la zona de vaciamiento de la unión, se convierten en portadores minoritarios. Como resultado, éstos son almacenados en las regiones masivas tanto tipo n como tipo p . Aquí los electrones son portadores mayoritarios en ambos lados de la unión. El resultado es un diodo y menor capacidad total cuando está en polarización directa. Por lo tanto, puede funcionar a frecuencias mucho mayores que la unión $p-n$.

Las velocidades de comutación del diodo barrera Schottky son muy BREVES. Debido a que la acumulación de huecos portadores minoritarios en el semiconduc-

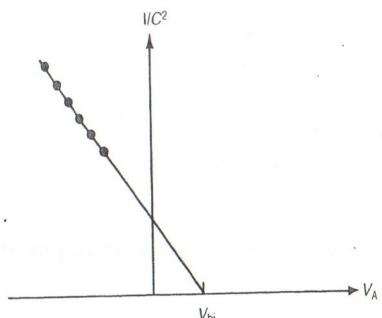


Figura 7.8 Capacidad de vaciamiento de un diodo Schottky, representada para determinar el dopado y altura de la barrera.

tor tipo n es poca o nula, los tiempos de conexión y de desconexión del diodo están limitados solamente por el movimiento de los portadores mayoritarios. Su movimiento es muy veloz, limitado por el tiempo de relajación dielectrica del material.

7.6 DESVIACIONES DE LOS DIODOS DE BARRERA SCHOTTKY, RESPECTO AL IDEAL

La desviación más obvia respecto al ideal es la resistencia serie asociada con el semiconductor tipo n masivo. Como en la unión $p-n$, para corrientes directas elevadas, puede producirse una caída de voltaje adicional sobre el diodo. El resultado es una desviación respecto a la ecuación (7.19), o la ecuación (7.20).

Una segunda desviación respecto al ideal, es que Φ_B no es totalmente independiente de V_A . Un estudio avanzado mostrará la "reducción de la barrera Schottky", debido al campo eléctrico en la interfase metal-semiconductor, Φ_B es levemente inferior al valor presentado. Este efecto campo presenta una dependencia en raíz cuarta de $(V_{bi} - V_A)$, y por lo tanto no es un cambio grande en Φ_B con tensión inversa. Sin embargo, de la ecuación (7.18), una reducción de Φ_B produce una corriente de saturación inversa mucho más elevada, que se incrementa con mayores polarizaciones inversas. Este efecto se observa frecuentemente en muchos dispositivos reales que tienen valores relativamente bajos de la barrera, Φ_B .

La corriente de saturación inversa en un diodo de barrera Schottky con valor elevado de Φ_B , está afectada muy dramáticamente por la generación de electrones y huecos en la región de vaciamiento. Como en la unión $p-n$, en silicio, la corriente de generación puede incrementar la corriente inversa a temperatura ambiente. En forma similar a la ecuación (4.11), y como se estudió en el libro de Pierret, capítulo 4, se puede escribir la corriente de generación en polarización inversa, como

$$J_{R-G} \equiv -q \frac{n_i x_n}{2\tau_0} \quad (7.26)$$

Obsérvese que x_n aumentará según la raíz cuadrada de la polarización inversa.

La última desviación respecto al ideal que trataremos es la interfase entre metal y silicio, que se supuso perfecta, lo que por supuesto no es así en los dispositivos reales. Ante todo, en la representación del semiconductor, se supuso que su espesor era de una cantidad infinita de distancias atómicas, y que todos los enlaces de silicio estaban completos de acuerdo con la estructura diamante del mismo. En el borde del cristal de silicio, cerca del metal, no se pueden satisfacer todos los enlaces atómicos covalentes, por otros átomos de silicio. Por lo tanto, la superficie tiene defectos cristalinos. Un enlace de silicio no satisfecho produce un estado energético en la banda prohibida, en la superficie del semiconductor. Debido a que el estado de energía (nivel) está solamente en la superficie entre el metal y el semiconductor, se le denomina "estado de interfaz".

Pueden ocurrir también estados de interfaz debidos a átomos extraños (contaminantes) en la superficie del silicio o a defectos de superficie (daños en el cristal). Por estas y otras razones, no hay una interfaz ideal, y los defectos pueden alterar la altura de la barrera eléctrica, Φ_B . En el volumen Dispositivos de efecto de campo, de esta serie, se tratarán estos estados de interfaz en mayor detalle. Aunque no se comprenden totalmente, es posible efectuar algunos comentarios sobre ellos. Primero, hay un intervalo de niveles de energía en la banda prohibida, que son un resultado de los estados de interfaz. Segundo, la densidad numérica de estos niveles no es uniforme en energía. También están afectados por las condiciones de disposición del metal. Debe considerarse cada técnica de preparación de la superficie, ya que cada una de ellas puede dar resultados distintos.

El efecto más importante de los estados de interfaz es que pueden atrapar cargas y, por lo tanto, cambiar el valor de Φ_B . Según el tipo de estado de interfaz y el dopado del semiconductor, la barrera puede aumentar o disminuir. En alguna medida los estados superficiales determinan la altura de la barrera (o al menos influyen de manera considerable en ella), en la mayor parte de las aplicaciones prácticas. Para el silicio tipo n con un metal de aluminio, Φ_B vale típicamente alrededor de 0.69 eV, mientras que el valor del platino es 0.85 eV.

Los estados de interfaz afectan la altura de la barrera, la que a su vez afecta los valores de las características $I - V$, pero no da lugar a cambios importantes en el fundamento del diodo de barrera Schottky. Sin embargo, un valor de Φ_B más grande o más pequeño, produce un gran cambio en la corriente de saturación inversa, como lo predice la ecuación (7.18b). En polarización directa, el valor de corriente a un voltaje dado, resulta afectado por la altura de la barrera. En general, la ecuación (7.20) toma estos efectos en cuenta, y representa muy bien los datos experimentales, cubriendo varias décadas de corriente en el caso de polarización directa.

Un comentario final: conviene tener en cuenta que ciertos metales con semiconductores tipo p , pueden formar barreras Schottky para huecos. La operación puede explicarse de manera similar.

7.7 CONTACTOS ÓHMICOS ENTRE UN METAL Y EL SILICIO

En aplicaciones prácticas, los contactos óhmicos entre metal y semiconductor son muy importantes en los dispositivos de estado sólido y en componentes de circuitos

integrados. Un contacto óhmico perfecto no produciría caída de voltaje en la interfaz entre el metal y el semiconductor, cuando la corriente circula en cualquiera de las direcciones. Un contacto óhmico bueno tendría muy poca caída de voltaje, aun a niveles elevados de corriente, y esa caída sería la misma en ambas direcciones de la corriente. Hemos de considerar dos casos: (1) barrera con efecto túnel, consiste habitualmente en un metal con silicio tipo n fuertemente dopado (n^+), donde $\Phi_M > \Phi_S$; y (2) uniones metal-semiconductor donde $\Phi_M < \Phi_S$ en silicio tipo n .

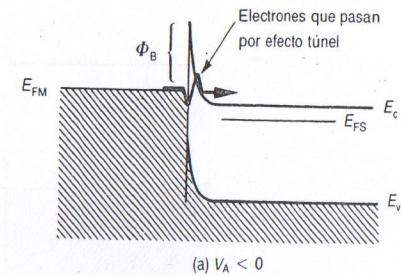
7.7.1 Contacto túnel

En la tecnología de los circuitos integrados para el contacto óhmico con el silicio tipo n , es muy común utilizar la unión de aluminio-silicio N^+ . El silicio dopado en forma degenerativa (N_D muy elevado, de 10^{19} hasta $10^{20}/\text{cm}^3$), tiene su nivel de Fermi muy cerca de E_c . Si $\Phi_M > \Phi_S$, se puede trazar el diagrama de bandas de energía utilizando los mismos métodos de la figura 7.2. Sin embargo, en este caso N_D es muy elevado, de manera que de la ecuación (7.7), la región de vaciamiento en el semiconductor (x_n) es muy pequeño, lo que deja una barrera muy estrecha. En el capítulo 4 se trató sobre el efecto túnel entre semiconductores de tipo n y tipo p , con respecto a los voltajes de ruptura Zener. Puede haber efecto túnel a través del potencial de barrera, si es muy estrecho, si hay una cantidad grande de electrones disponibles de un lado para el efecto túnel, y si en el otro lado de la barrera hay suficiente cantidad de estados vacíos en los cuales realizar la caída túnel.

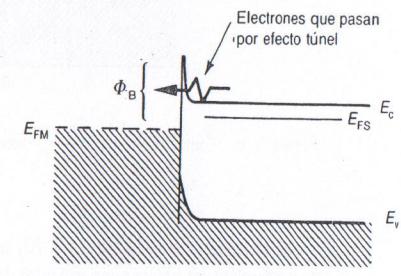
Cuando hay equilibrio térmico, la cantidad de electrones que pasan por efecto túnel a través de la barrera, desde el metal hacia el semiconductor, está equilibrado exactamente por la cantidad que por efecto túnel pasan del semiconductor al metal. La figura 7.9(a) muestra el caso en que se aplica un voltaje positivo al material tipo n , y el semiconductor disminuye en energía en el diagrama de bandas. Aquí los electrones pasan por efecto túnel fácilmente desde el metal hacia los estados relativamente libres del semiconductor. Cuanto más desciende el semiconductor en el diagrama, mayor es la cantidad de electrones que pueden realizar el proceso túnel; por tanto, la corriente de electrones aumenta muy rápidamente, lo que requiere solamente un pequeño voltaje. Debe notarse también que la corriente por efecto túnel desde el semiconductor hacia el metal, ha sido suprimida por haber menos estados vacíos a los cuales caer en el metal por efecto túnel.

En la figura 7.9(b) se ve el caso en que se aplicó un potencial negativo al semiconductor. Ahora los electrones pueden pasar fácilmente por efecto túnel a través de la barrera de potencial desde el semiconductor hacia el metal. Aquí la disponibilidad de estados vacíos en el metal aumenta rápidamente con la polarización aplicada. Por lo tanto, la corriente de electrones por efecto túnel se hace muy elevada, aun para pequeños voltajes aplicados. Hacemos notar también que, debido a E^G , donde no hay estados, queda suprimido el proceso túnel de electrones desde el metal al semiconductor.

También son posibles barreras túnel Schottky con metales y semiconductores degenerados tipo p , en los cuales fluyen huecos portadores mayoritarios desde o hacia el metal mediante el efecto túnel, a través de la barrera de potencial. Para este tipo de contacto son aplicables argumentos muy parecidos a los anteriores.



(a) $V_A < 0$



(b) $V_A > 0$

Figura 7.9 Barrera de efecto túnel, del metal al semiconductor en silicio N^+ : (a) efecto túnel desde el metal hacia el semiconductor; (b) efecto túnel desde el semiconductor hacia el metal

El contacto túnel tiene flujo de portadores mayoritarios desde o hacia el semiconductor, según la polaridad del voltaje aplicado. Mientras las corrientes sean elevadas para pequeños voltajes aplicados, se asemejan a nuestro “contacto óhmico” ideal. En realidad, no tienen un diagrama de $I-V$ en línea recta, pero si la caída de potencial sobre ellas es pequeña comparada con la caída de voltaje en el dispositivo, se denominan óhmicas.

7.7.2 Contacto con potencial V_{bi} negativo

Se puede realizar un “contacto óhmico” en un semiconductor tipo n utilizando un metal tal que $\Phi_M < \Phi_S$. Se construye el diagrama de bandas de energía para este caso, colocando al metal hacia abajo en energía, hasta que las dos energías de Fermi sean iguales ($E_{FM} = E_{FS}$). El caso aparece ilustrado en la figura 7.10. Cuando se separa el metal del semiconductor, $E_{FM} > E_{FS}$, y por lo tanto el metal tiene una energía de electrones media superior a la del semiconductor. Poniendo los dos materiales en contacto, fluyen electrones desde el metal hacia el semiconductor tipo n . Nótase que en la superficie del semiconductor, la concentración de electrones es mayor que en la parte masiva, como se ve en la figura 7.10. Para llevar al sistema a equilibrio térmico, los electrones han abandonado el metal, y se han acumulado en la superficie del semiconductor. Uno podría compararlo a un sandwich de metal - $N^+ - N^-$.

7.8 Resumen

El contacto entre un metal y un semiconductor puede dar lugar a un diodo de barrera Schottky ideal, o a un contacto óhmico. Cuando sucede que $\Phi_M > \Phi_S$ en silicio tipo *n*, resulta un diodo Schottky. Si $\Phi_M < \Phi_S$, entonces se tiene un contacto óhmico. En un dispositivo real, hay estados de interfase que pueden afectar o determinar el potencial de barrera, Φ_B .

La curva de $I - V$ para el diodo Schottky muestra que el flujo de corriente, resulta fácil en polarización directa, debido a una barrera reducida para los electrones en el semiconductor. En polarización inversa, se alcanza una corriente de saturación, que está determinada por la barrera para los electrones en el metal, Φ_B . En dispositivos de silicio con valores altos de Φ_B , se puede determinar la corriente de saturación inversa, por la corriente de generación en la zona de vaciamiento. Para los que tienen un valor más pequeño de Φ_B , la altura de la barrera determina la corriente de saturación inversa. En los dispositivos reales, la altura de la barrera se halla muy influída por los estados de interfaz.

Los contactos óhmicos están formados por metal y semiconductores dopados degenerativamente. Si la barrera de potencial es muy delgada, los portadores pueden atravesarla por efecto túnel, desde el metal hacia el semiconductor y viceversa. Un contacto de metal $-N^+ - N^-$ también constituye un buen contacto óhmico.

El contacto de metal-semiconductor es fundamentalmente un dispositivo de portadores mayoritarios con poca o ninguna conducción por portadores minoritarios. Por lo tanto, constituye un dispositivo comutador muy rápido, que tiene menor capacidad que la unión *p-n* en polarización directa. Para el caso de metal en semiconductores tipo *p*, son válidas consideraciones similares, donde los portadores mayoritarios son los huecos.

Problemas

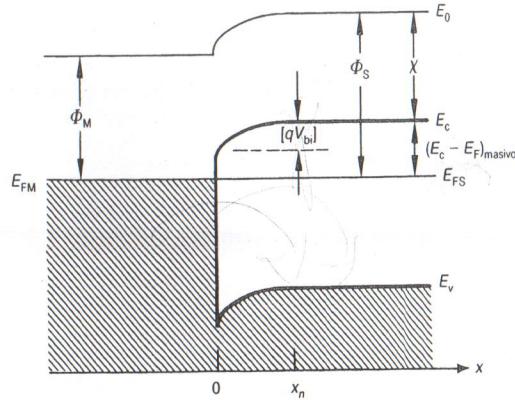


Figura 7.10 Contacto óhmico con V_{bi} negativo.

Si se inspecciona la figura 7.10, se ve que la carga superficial en el semiconductor consiste en electrones móviles "libres", lo que no era el caso en el diodo de barrera Schottky. En aquel caso, consistía en iones donadores positivos "fijos" y la superficie estaba vaciada. Recordemos que, cuanto más cerca se encuentra E_c de E_{FS} , aumenta la concentración de electrones, además de manera exponencial. Por lo tanto, la mayor concentración de electrones está en la superficie. Obsérvese también en la figura que los electrones en la banda de conducción del semiconductor, no ven barrera de potencial hacia el metal.

Los electrones en el metal tienen una pequeña barrera en la banda de conducción, qV_{bi} , que se puede calcular a partir de la ecuación (7.14) como un valor negativo, es decir, de polaridad opuesta al diodo de barrera Schottky. Otro camino es el uso de la magnitud de la ecuación (7.4), así

$$|V_{bi}| = |\chi + (E_c - E_{FS}) - \Phi_M| \quad (7.27)$$

Es interesante notar que para muchos metales y para el silicio, χ y Φ_M tienen valores muy próximos. Por lo tanto, con un semiconductor fuertemente dopado, la barrera es muy pequeña. El resultado es un excelente contacto óhmico con muy poca caída de voltaje para corrientes elevadas.

La discontinuidad de las bandas de energía en la superficie de este tipo de contacto de M – S se puede calcular como $\Phi_M - \chi$. Como para aluminio y silicio esta diferencia es de aproximadamente 0.05 eV, no es en realidad muy importante como barrera, como podría parecer según la figura 7.10. Por lo tanto, la discontinuidad tiene tan sólo un efecto pequeño en las características eléctricas del contacto. En particular, casi no hay barrera, y por lo tanto los electrones son fácilmente desplazados del metal al semiconductor y viceversa.

- 7.1 Se tiene un contacto metal-semiconductor ideal, donde el metal tiene $\Phi_M = 4.75$ eV, y el semiconductor tiene $\chi = 4.00$ eV, con $n_i = 10^{10}/\text{cm}^3$, $N_D = 10^{16}/\text{cm}^3$, y $E_G = 1.00$ eV; $kT = 0.026$ eV.

- (a) Calcule la barrera para los electrones en el metal.
- (b) Calcule V_{bi} , la barrera para los electrones en el semiconductor.
- (c) Calcule el valor de la anchura de la zona de vaciamiento en equilibrio térmico.
- (d) Calcule el campo eléctrico máximo.
- (e) Represente el diagrama de bandas de energía en equilibrio térmico.

- 7.2 Un contacto M–S ideal tiene un semiconductor con $\chi = 4$ eV, $n_i = 10^{10}/\text{cm}^3$, $N_D = 10^{16}/\text{cm}^3$, $E_G = 1.2$ eV y $kT = 0.026$ eV. Se aplican diversos metales al semiconductor, con $\Phi_M = 4, 4.25, 4.5, 4.75$ y 5.0 eV.

- (a) Calcule y represente Φ_B en función de Φ_M .
- (b) Calcule y represente qV_{bi} en función de Φ_M .

- (c) Si $K_S = 12$, halle una ecuación, con coeficientes numéricos, que dé la anchura de la región de vaciamiento en función de Φ_M , para $V_A = 0$.
 (d) ¿Cuál es la probabilidad de que un electrón tenga una energía igual a Φ_B , si $\Phi_M = 4.75$ eV?

7.3 El objetivo de este problema es mostrar que la cantidad de electrones que pueden pasar sobre una barrera está relacionado exponencialmente con la altura de ésta. Considérese que los electrones en el metal ven una barrera Φ_B . Si la función de densidad de estados para el metal es $N_M E^{1/2}$ (#/cm-eV), y la probabilidad de ocupación está dada por la función de Fermi,

- (a) Dibuje la función de densidad de estados, al lado la función de Fermi, y al lado su producto. (Sugerencia: consulte el capítulo 2 del libro de Pierret.)
 (b) Marcando el diagrama del punto (a), indique cuáles electrones superan la barrera, y deduzca una fórmula, en forma integral, que dé la cantidad de electrones que pueden pasar sobre la barrera, n_ϕ . Suponga $\Phi_B > 3 kT$.
 (c) Como la integral del punto (b) no es fácil de evaluar, supongamos que $N_M E^{1/2}$ no es una función de rápida variación, y que su valor es constante e igual a

$$N_M (\Phi_B + E_{FM})^{1/2}$$

y deduzca la fórmula para n_ϕ .

(d) (Opcional.) Para verificar que (c) es una aproximación buena, utilice

$$\int x^m e^{ax} dx = \frac{x^m e^{ax}}{a} - \frac{m}{a} \int x^{m-1} e^{ax} dx$$

para demostrar que el primer término es idéntico al punto (c), y que hay un término de error. ¿Es el error grande o pequeño?

7.4 En circuitos de lógica TTL con diodos Schottky (STTL), se reduce considerablemente el tiempo de conmutación de los transistores, colocando un diodo de barrera Schottky en paralelo con la unión *p-n* desde colector hacia base. Recuerde que el diodo Schottky tiene tiempos de almacenamiento muy breves en comparación con la unión *p-n*. El dispositivo Schottky corta la corriente directa desde colector a base, cuando el transistor se satura.

Los valores son de $I_0 = 10^{-15}$ y $n_1 = 1.01$ para la unión *p-n*, mientras que para el dispositivo Schottky son $I_S = 10^{-12}$ y $n_2 = 1.10$.

- (a) Si $V_A = 0.4$ V, calcule la relación entre la corriente de Schottky y la corriente de la unión *p-n*. Note que el tiempo de recuperación inverso de la unión *p-n* aumenta con la corriente.
 (b) ¿Para cuál valor de V_A ambos dispositivos tendrán igual corriente?
 (c) Analice el uso práctico del razonamiento de este problema.

7.5 Se utiliza un puente capacitivo para tomar, en un diodo Schottky, los datos de capacidad a 1 kHz que aparecen listados en la tabla. Área = $100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$, y contacto cuadrado de metal.

- (a) Determine V_{bi} .
 (b) Determine N_D , suponiendo que es un material semiconductor dopado uniformemente.

Tabla P7.5

| V_A | $C(\text{pF})$ |
|-------|----------------|
| -1 | 1.294 |
| -2 | 1.002 |
| -3 | 0.8469 |
| -4 | 0.7469 |
| -5 | 0.6756 |
| -6 | 0.6215 |

7.6 Si no está uniformemente dopado, también se puede determinar la densidad de dopado del semiconductor, a partir de los diagramas de $1/C^2$. Suponga una $N_D(x)$ y deduzca la ecuación que aparece abajo, partiendo de la pendiente del diagrama de $(1/C^2)$. Sugerencia: piense en utilizar incrementos de carga y voltaje, dV_a .

$$N_D(x_d) = \frac{-2}{qK_S \epsilon_0 \left[\frac{d(1/C^2)}{dV_A} \right]_{x=x_d}}$$

7.7 Para la barrera ideal en silicio, sea $N_D = 10^{19}/\text{cm}^3$ y $\Phi_M = 4.75$ eV.

- (a) ¿Es un contacto óhmico túnel? Explíquelo.
 (b) Dibuje un diagrama de bandas de energía.
 (c) Trace un diagrama de bandas de energía con el metal a un potencial negativo.

7.8 Sobre un diodo de barrera Schottky ideal, de silicio tipo *n*, incide luz de tal manera que en el dispositivo se produce generación de portadores en la zona de silicio.

- (a) Dibuje un diagrama de bandas de energía, que muestre cómo fluyen los portadores, si el metal está a la izquierda. ¿Es positiva la corriente en el dispositivo, si los terminales están en cortocircuito, o es negativa?
 (b) Si se ignora la generación de la zona de vaciamiento, y solamente se tiene en cuenta la región masiva del silicio, ¿cómo afectará la iluminación al voltaje a circuito abierto? Trace un diagrama de bandas de energía.

7.9 Se realiza un contacto de metal y silicio tipo *p*, con aluminio ($\Phi_M = 4.75$ eV), $N_A = 5 \times 10^{15}/\text{cm}^3$ y $kT = 0.026$ eV.

- (a) Dibuje a escala un diagrama de bandas de energía en equilibrio térmico para el caso ideal.
- (b) Efectúe comentarios sobre las barreras de
 - (i) electrones en el metal
 - (ii) electrones en el silicio
 - (iii) huecos en el silicio
 - (iv) huecos en el metal
- (c) Si se aplica voltaje positivo al semiconductor, muestre el flujo de portadores y el diagrama de bandas de energía.

Lecturas recomendadas

Hayt, W.H. y G.W. Neudeck, *Electronic Circuit Analysis and Design*, 2a. ed., Boston, Houghton Mifflin, 1983. Los capítulos 1 y 2 constituyen una buena revisión de modelos de circuitos y de circuitos con diodos.

Moll, J.L., *Physics of Semiconductors*, Nueva York, McGraw-Hill, 1964. El capítulo 7 contiene exposiciones mucho más detalladas sobre generación y recombinación en la zona de vaciamiento, casi niveles de Fermi, y uniones graduales.

Muller, R.S. y Kamins, T.I., *Device Electronics for Integrated Circuits*, 2a. ed., Nueva York, John Wiley and Sons, 1986. Excelente discusión sobre contactos entre metal y semiconductor en el capítulo 3, mientras que el capítulo 5 es adecuado para el estudio de las uniones *p-n*.

Streetman, B.G., *Solid State Electronic Devices*, 2a. ed. Englewood Cliffs, N.J., Prentice-Hall, 1980. El capítulo 5 es un estudio completo del diodo, desde su fabricación hasta el almacenamiento de cargas. El capítulo 6 presenta muchas aplicaciones de la unión *p-n*, como emisión de luz, diodo túnel, célula solar, fotodiodos y varactores.

Sze, S.M., *Semiconductor Devices: Physics and Technology*, Nueva York, John Wiley and Sons, 1985. El capítulo 2 tiene un análisis avanzado sobre generación y recombinación, y el capítulo 5 trata sobre contactos metal-semiconductor.

Apéndice A

Ejercicios

EJERCICIO 1.1

Si la concentración superficial está fijada en el límite de solubilidad sólida del boro en silicio, de $N_0 = 1.8 \times 10^{20}$ átomos/cm³, y se difunde boro a 950 °C durante 30 minutos ($D_{\text{boro}} = 3.0 \times 10^{-15}$ cm²/s a esa temperatura) en un sustrato de tipo *n*, calcule las impurezas de boro a 0.05 μm y a 0.1 μm.

Solución:

Como 30 minutos = $30 \times 60 = 1800$ s, y con una concentración superficial constante, la distribución es una función de error complementaria.

$$N(0.05 \mu, 1800) = 1.8 \times 10^{20} \operatorname{erfc} \left[\frac{0.05 \times 10^{-4}}{2\sqrt{3 \times 10^{-15} \times 1800}} \right]$$

$$N(0.05 \mu, 1800) = 1.8 \times 10^{20} \operatorname{erfc}[1.0758] \quad \text{entonces } \operatorname{erfc}[1.0758] = 0.12816$$

de la tabla 1.1, o de la figura P1.1, entonces

$$N(0.05 \mu, 1800) = 1.8 \times 10^{20} \operatorname{erfc}[1.0758] = 2.3068 \times 10^{19}/\text{cm}^3$$

De manera similar,

$$N(0.1 \mu, 1800) = 1.8 \times 10^{20} \operatorname{erfc}[2.152] = 4.2169 \times 10^{17}/\text{cm}^3$$

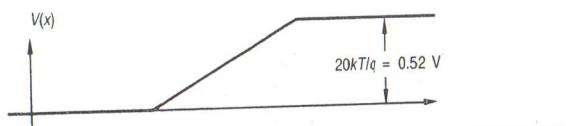
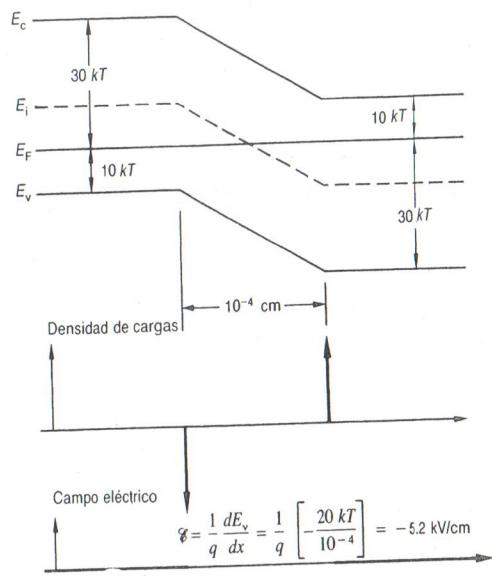
Nótese que las impurezas han disminuido en dos órdenes de magnitud, mientras que la distancia solamente se ha duplicado.

EJERCICIO 2.1

Para el diagrama de bandas de energía que se muestra:

- dibuja la densidad de cargas, campo eléctrico y potencial;
- haga $kT = 0.026$ eV y calcule el campo eléctrico máximo y el potencial interno, V_{bi} .

Solución:



EJERCICIO 2.2

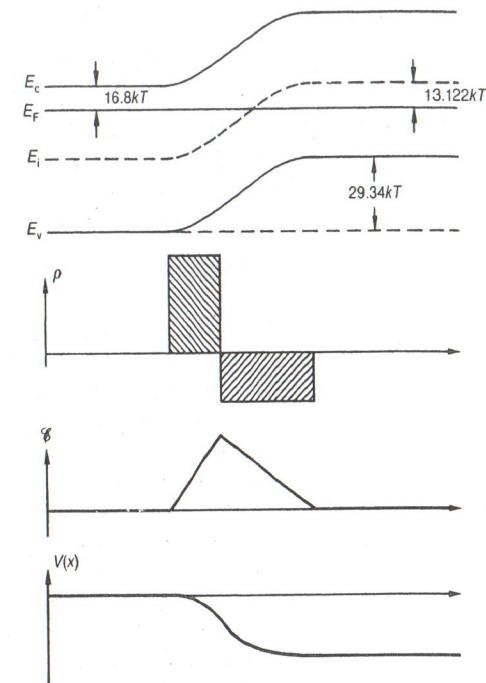
Trace los diagramas de bandas de energía (en unidades de kT), de densidad de cargas y de potencial para una unión $n^+ - p$ de silicio, con $N_D = 2 \times 10^{17}/\text{cm}^3$ y $N_A = 5 \times 10^{15}/\text{cm}^3$. Sean $kT = 0.026 \text{ eV}$ o $kT/q = 0.026 \text{ V}$ y $n_i = 10^{10}/\text{cm}^3$.

Solución:

$$V_{bi} = 0.026 \ln \left[\frac{10^{33}}{10^{20}} \right] = 29.934 kT = 0.77827 \text{ volts}$$

$$E_F - E_i = kT \ln \left[\frac{2 \times 10^{17}}{10^{10}} \right] = 16.811 kT$$

$$E_F - E_i = -kT \ln \left[\frac{5 \times 10^{15}}{10^{10}} \right] = -13.122 kT \quad \text{y} \quad E_g = 43.08 kT$$



EJERCICIO 2.3

Para el caso del ejemplo que está al final de la sección 2.3, calcule el voltaje de unión necesario para hacer W igual a

- (a) $2 \mu\text{m}$

Solución:

$$2 \times 10^{-4} = \left[1.306 \times 10^7 (0.659 - V_A) \frac{1.1 \times 10^{16}}{10^{31}} \right]^{1/2}$$

$$0.659 - V_A = 2.7844 \quad \text{y, por lo tanto, } V_A = -2.1254 \text{ V}$$

- (b) $0.6 \mu\text{m}$

Solución:

$$0.659 - V_A = \frac{0.36 \times 10^{-8}}{1.306 \times 10^7 (1.1 \times 10^{-15})} = 0.25059 \quad \text{y } V_A = 0.40841 \text{ V}$$

EJERCICIO 3.1

Una unión escalón de silicio tiene $N_A = 10^{+16}/\text{cm}^3$ y $N_D = 10^{+15}/\text{cm}^3$ con $n_i = 10^{+10}/\text{cm}^3$ y $kT = 0.026 \text{ eV}$. Calcule

- (a) $\Delta p_n(x_n)$, si $V_A = 0.4$ y 0.6 V

Solución:

$$n_{p0} = \frac{n_i^2}{N_A} = \frac{10^{20}}{10^{16}} = 10^4/\text{cm}^3$$

$$p_{p0} = \frac{n_i^2}{N_D} = \frac{10^{20}}{10^{15}} = 10^5/\text{cm}^3$$

$$\Delta p_n(x_n) = 10^5(e^{0.4/0.026} - 1) = 4.581 \times 10^{11}/\text{cm}^3$$

$$\Delta p_n(x_n) = 10^5(e^{0.6/0.026} - 1) = 1.052 \times 10^{15}/\text{cm}^3$$

- (b) $\Delta n_p(-x_p)$, si $V_A = 0.4$ y 0.6 V

Solución:

$$\Delta n_p(-x_p) = 10^4(e^{0.4/0.026} - 1) = 4.581 \times 10^{10}/\text{cm}^3$$

$$\Delta n_p(-x_p) = 10^4(e^{0.6/0.026} - 1) = 1.052 \times 10^{14}/\text{cm}^3$$

- (c) ¿Son válidas en los puntos (a) y (b) las condiciones de inyección de bajo nivel?

En el punto (a), para $V_A = 0.6$, no son válidas porque $\Delta p_n(x_n)$ no es $\ll 10^{15}/\text{cm}^3$. Todos los demás casos son soluciones válidas.

EJERCICIO 3.2

Se tiene una unión escalón con $N_A = 10^{+17}/\text{cm}^3$ y $N_D = 5 \times 10^{+15}/\text{cm}^3$ con $D_N = 30 \text{ cm}^2/\text{s}$ y $D_P = 12 \text{ cm}^2/\text{s}$. Sea $n_i = 10^{+10}/\text{cm}^3$, $kT = 0.026 \text{ eV}$, $L_N = 10 \times 10^{-4} \text{ cm}$, $L_P = 15 \times 10^{-4} \text{ cm}$ y $A = 10^{-4}/\text{cm}^2$. Calcule:

- (a) la razón entre la corriente de huecos y la corriente total en la zona de vaciamiento.

Solución:

$$I_p(x_n) = qAn_i^2 \left[\frac{D_p}{L_p N_D} \frac{1}{N_A} \right] (e^{qV_A/kT} - 1)$$

$$I(x_n) = qAn_i^2 \left[\frac{D_p}{L_p N_D} + \frac{D_N}{L_N N_A} \right] (e^{qV_A/kT} - 1)$$

$$\frac{I_p}{I} = \frac{1}{1 + \frac{D_N L_N N_D}{D_P L_P N_A}} = \frac{1}{1 + \frac{30 \times 10 \times 5 \times 10^{15}}{12 \times 10 \times 10^{17}}} = \frac{1}{1 + 0.1875} = 0.8421$$

o sea, un 84.2% del total.

- (b) Repita el punto (a) para la corriente de electrones.

Solución:

$$\frac{I_n}{I} = \frac{1}{1 + \frac{D_P L_N N_A}{D_N L_P N_D}} = \frac{1}{1 + \frac{12 \times 10}{30 \times 15} \frac{10^{17}}{5 \times 10^{15}}} = 0.15789$$

o sea, un 15.8% del total.

- (c) Si se hiciera N_D más pequeña, analice cómo afectaría esto a las razones de los puntos (a) y (b).

Al disminuir N_D , el porcentaje de corriente de huecos aumenta y la corriente de electrones disminuye su porcentaje sobre el total.

EJERCICIO 3.3

Con los datos dados en el ejercicio 3.2, calcule lo siguiente para $V_A = 0.4$:

- (a) $\Delta p_n(x' = 0)$ y $\Delta p_n(x' = 60 \mu\text{m})$

$$\Delta p_n(x') = p_{n0}(e^{qV_A/kT} - 1)e^{-x'/L_P} = \frac{n_i^2}{N_D} (e^{10.4/0.026} - 1)e^{-x'/L_P} = 9.6047 \times 10^{10} e^{-[x'/(15 \times 10^{-4})]}$$

$$\Delta p_n(0') = 9.6047 \times 10^{10}/\text{cm}^3 \quad \text{and} \quad \Delta p_n(x' = 60 \times 10^{-4}) = 1.759 \times 10^9/\text{cm}^3$$

- (b) $I_p(x' = 0)$ e $I_p(x' = L_p)$

$$I_p(x') = qAn_i^2 \left[\frac{D_p}{L_p N_D} \frac{1}{N_A} \right] (e^{qV_A/kT} - 1)e^{-x'/L_P} = 1.024 \times 10^{-16} (e^{15.385} - 1) e^{-x'/(15 \times 10^{-4})}$$

$$I_p(x' = 0) = 4.9195 \times 10^{-10} \quad \text{y} \quad I_p(x' = L_p) = 4.9195 \times 10^{-10} e^{-1} = 1.8098 \times 10^{-10}$$

- (c) Si por alguna razón se cuadriplicara el ritmo de recombinación en la región n , calcule el nuevo valor de $I_p(x' = 0)$.

τ_p se hace $\tau_p/4$, y por tanto L_p se hace $L_p/2$, y como $I_p(x')$ es proporcional a $1/L_p$ se duplicará. Por lo tanto, $I_p(x' = 0)$ se duplica a 9.839×10^{-10} .

EJERCICIO 4.1

Para una unión escalón $p-n$ de silicio dopada a $N_A = 10^{+17}/\text{cm}^3$ y $N_D = 5 \times 10^{+15}/\text{cm}^3$ con $n_i = 10^{+10}/\text{cm}^3$, $kT/q = 0.026 \text{ V}$, $m = 4.0$ y $\mathcal{E}_{CR} \cong 4 \times 10^5 \text{ V/cm}$:

- (a) calcule V_{BR} .

$$V_{BR} \cong (4 \times 10^5)^2 \left(\frac{8.854 \times 10^{-14} \times 11.8}{2q} \right) \frac{(10^{17} + 5 \times 10^{15})}{10^{17} \times 5 \times 10^{15}} = 109.7 \text{ V}$$

(b) ¿Para cuál valor de V_A habrá multiplicado la corriente por

- (i) 10,
- (ii) 100?

$$M = 10 = \frac{1}{1 - \left(\frac{|V_A|}{V_{BR}}\right)^4} \quad 0 \quad \left(\frac{|V_A|}{V_{BR}}\right)^4 = \frac{M-1}{M}$$

$$V_A = V_{BR} \sqrt[4]{\frac{M-1}{M}} = 109.7 \sqrt[4]{\frac{10-1}{10}} = 106.85$$

$$V_A = 109.7 \sqrt[4]{\frac{100-1}{100}} = 109.42$$

(c) ¿Cuál es la razón de $I_{G-R}(V_A = -20)/I_{G-R}(V_A = -2)$?

$$V_{bi} = 0.7603 \quad \text{y} \quad W = K(V_{bi} - V_A)^{1/2}$$

$$\frac{I_{R-G}(-20)}{I_{R-G}(-2)} = \left[\frac{0.7603 + 20}{0.7603 + 2} \right]^{1/2} = 2.7424$$

EJERCICIO 4.2

Para una unión escalón p^+-n que tiene $W = 10^{-4}$ cm, $n_i = 10^{+10}/\text{cm}^3$, $N_D = 5 \times 10^{+15}/\text{cm}^3$, $A = 10^{-4}/\text{cm}^2$, $kT = 0.026$ eV, $\tau_0 = 20 \mu\text{s}$ y $D_p/D_n = 10^4$ con $n_1 = 1.05$ y $n_2 = 2.0$, hállese:

(a) la razón $I_{Rec}/I_{difusión}$;

$$I_{difusión} \cong qAn_i^2 \left[\frac{D_p}{L_p} \frac{1}{N_D} \right] (e^{qV_A/1.05kT} - 1)$$

$$I_{Rec} = \frac{qAn_i W}{2\tau_0} (e^{qV_A/2.00kT} - 1)$$

$$\frac{I_{Rec}}{I_{difusión}} = \frac{4 \times 10^{-13} (e^{qV_A/2.00kT} - 1)}{3.2 \times 10^{-15} (e^{qV_A/1.05kT} - 1)} = \frac{125(e^{19.231V_A} - 1)}{(e^{36.63V_A} - 1)}$$

(b) El valor de la razón en $V_A = 0.05$, $V_A = 0.1$ y $V_A = 0.2$. De lo anterior,

$$\frac{I_{Rec}}{I_{difusión}} = \frac{125(e^{19.231 \times 0.05} - 1)}{(e^{36.63 \times 0.05} - 1)} = 38.519$$

$$\frac{I_{Rec}}{I_{difusión}} = \frac{125(e^{19.231 \times 0.1} - 1)}{(e^{36.63 \times 0.1} - 1)} = 19.228$$

$$\frac{I_{Rec}}{I_{difusión}} = \frac{125(e^{19.231 \times 0.2} - 1)}{(e^{36.63 \times 0.2} - 1)} = 3.7717$$

EJERCICIO 5.1

En una unión escalón p^+-n se tiene un dopado $N_A = 10^{+16}/\text{cm}^3$ y $N_D = 10^{+15}/\text{cm}^3$. Sea $kT = 0.026$ eV, $n_i = 10^{+10}/\text{cm}^3$, $A = 10^{-4}/\text{cm}^2$, $L_N = 14 \times 10^{-4}$ cm, $L_P = 35 \times 10^{-4}$ cm, $D_N = 20 \text{ cm}^2/\text{s}$ y $D_P = 12.5 \text{ cm}^2/\text{s}$.

(a) Calcule la capacidad de vaciamiento, si $V_A = 0$ y -2 V.

$$V_{bi} = 0.6585 \quad \text{y} \quad W = \sqrt{1.306 \times 10^7 (0.6585) \left[\frac{1.1 \times 10^{16}}{10^{31}} \right]} = 0.9727 \times 10^{-4} \text{ cm}$$

$$C_{j0} = \frac{K_S \epsilon_0 A}{W} = \frac{11.8 \times 8.854 \times 10^{-14} 10^{-4}}{0.9727 \times 10^{-4}} = 1.074 \text{ pF}$$

$$C_j(V_A = -2) = \frac{1.074 \text{ pF}}{\left[1 - \frac{(-2)}{0.6585} \right]^{1/2}} = 0.5345 \text{ pF}$$

(b) Calcule la conductancia a bajas frecuencias, para $V_A = 0$ y -2 V.

$$G_0 = \frac{q(I + I_0)}{kT} = \frac{q}{kT} \left\{ qAn_i^2 \left[\frac{D_p}{L_p} \frac{1}{N_D} + \frac{D_N}{L_N} \frac{1}{N_A} \right] (e^{qV_A/kT} - 1) \right\}$$

$$G_0 = \frac{8 \times 10^{-15}}{0.026} e^{qV_A/kT}$$

$$G_0 = 3.077 \times 10^{-13} \text{ para } V_A = 0$$

$$G_0 = 3.077 \times 10^{-13} e^{-20.026} = 1.2046 \times 10^{-46}$$

EJERCICIO 5.2

Si para una unión $p-n$, $j\omega\tau_p = 1$ y $j\omega\tau_n = 0.90$ a $\omega = 10^8$ rad/s con $A = 10^{-4}/\text{cm}^2$, $V_A = 0.6$ V, y

$$\frac{qD_N}{L_N} p_{n0} = 5.0 \times 10^{-11} \quad \text{y} \quad \frac{qD_p}{L_p} n_{p0} = 1.6 \times 10^{-10}$$

calcule G y C_D .

$$Y = \frac{qA}{kT} [1.6 \times 10^{-10}\sqrt{1+j_1} + 5.0 \times 10^{-11}\sqrt{1+j0.90}] e^{0.60.026}$$

$$Y = 8.647 \times 10^5 [1.6 \times 10^{-10}(1.414\angle 45^\circ)^{1/2} + 5 \times 10^{-11}(1.345\angle 41.99^\circ)^{1/2}]$$

$$Y = 8.647 \times 10^5 [2.995 \times 10^{-10} + j0.9359 \times 10^{-10}]$$

$$Y = 1.9884 \times 10^{-4} + j0.80927 \times 10^{-4}$$

$$G = 1.9884 \times 10^{-4} \text{ and } C_D = \frac{0.80927 \times 10^{-4}}{10^8} = 0.80927 \text{ pF}$$

EJERCICIO 6.1

La unión $p^+ - n$ tiene $I_F = 1 \text{ mA}$ y $\tau_p = 1 \mu\text{s}$, y se desconecta mediante una corriente $I_R = 0$. Deduzca una ecuación que dé $Q_P(t)$.

$$\frac{dQ_P(t)}{dt} = 0 - \frac{Q_P(t)}{\tau_p}$$

$$\frac{dQ_P(t)}{Q_P(t)} = -\frac{dt}{\tau_p}$$

$$\ln[Q_P]_{Q_P(0)}^{Q_P(t)} = -\left[\frac{t}{\tau_p}\right]_0^t$$

$$Q_P(t) = Q_P(0)e^{-t/\tau_p}$$

EJERCICIO 6.2

Para el caso del transitorio de conexión con una corriente constante, determine una fórmula para obtener el tiempo necesario para alcanzar el 90% de la corriente total.

Cuando el tiempo tiende a infinito, $V_A = V_A$, y el 90% de este valor, es $0.9 kT/q (\ln[I_F/I_0])$. En la ecuación (6.21b), el término “-1” es muy pequeño comparado con el término exponencial, cuando t tiende a infinito. Entonces la ecuación (6.22), se hace

$$0.9V_A \cong \frac{kT}{q} \ln\left[\frac{I_F}{I_0}(1 - e^{-t/\tau_p})\right] = 0.9 \frac{kT}{q} \ln\left[\frac{I_F}{I_0}\right]$$

$$\frac{I_F}{I_0}(1 - e^{-t/\tau_p}) = \left(\frac{I_F}{I_0}\right)^{0.9}$$

$$t = t_p \ln\left[\frac{1}{1 - \left(\frac{I_F}{I_0}\right)^{0.1}}\right]$$

EJERCICIO 7.1

Se forma un contacto ideal metal-semiconductor con un metal que tiene $\Phi_M = 4.75 \text{ eV}$ (Au) y un semiconductor (Si) con $\chi = 4.05 \text{ eV}$. Si $kT = 0.026 \text{ eV}$, $n_i = 10^{10}/\text{cm}^3$ y $N_D = 10^{16}/\text{cm}^3$,

(a) ¿Se trata de una barrera Schottky o de un contacto “ohmico”?

Si $\Phi_M > \chi + (E_c - E_{FS})_{\text{masivo}}$ entonces se trata de un diodo Schottky

$$(E_{FS} - E_i) = kT \ln\left[\frac{N_D}{n_i}\right] = (0.026) \ln\left[\frac{10^{16}}{10^{10}}\right] = 0.3592 \text{ eV}$$

$$(E_c - E_{FS})_{\text{masivo}} = 0.56 - 0.3592 = 0.2008 \text{ eV}$$

Por tanto, $\Phi_S = 4.05 + 0.2008 = 4.2508 \text{ eV}$, que es menos que $4.75 \text{ eV} = \Phi_M$.

(b) Calcule la altura de la barrera ideal para un electrón en el metal, en E_{FM} .

$$\Phi_M - \chi = 4.75 - 4.05 = 0.700 \text{ eV} = \Phi_B$$

(c) Calcule la altura de la barrera ideal para un electrón en E_c en el semiconductor.

$$qV_{bi} = \Phi_M - \chi - (E_c - E_{FS})_{\text{masivo}} \\ = 4.75 - 4.05 - 0.2008 = 0.4992 \text{ eV}$$

$$V_{bi} = 0.4992 \text{ V}$$

(d) Calcule x_n para $V_A = 0$ y $V_A = -2 \text{ V}$.

$$x_n = \sqrt{\frac{2K_S \epsilon_0 (V_{bi} - V_A)}{qN_D}}$$

$$x_n = \sqrt{\frac{2(11.8)8.85 \times 10^{-14}}{1.6 \times 10^{-19} \times 10^{16}}(0.4992 - V_A)}$$

$$x_n = 36.116 \times 10^{-6} \sqrt{0.4992 - V_A} \quad @ V_A = 0 \quad x_n = 25.57 \times 10^{-6}$$

$$x_n = 0.25517 \times 10^{-4}$$

$$x_n = 0.25517 \mu\text{m}$$

@ $V_A = -2$

$$x_n = 57.095 \times 10^{-6} = 0.57095 \times 10^{-4} = 0.57095 \mu\text{m}$$

EJERCICIO 7.2

Se tiene un diodo de barrera Schottky con un valor de $\Phi_B = 0.5 \text{ eV}$, $I_S = 5 \times 10^{-12} \text{ A}$, $n = 1.07$ y $kT = 0.026 \text{ eV}$. Si se dispusiera de otro dispositivo idéntico, excepto por $\Phi_B = 0.7 \text{ eV}$, ¿cuál sería la corriente que atravesaría ambos, si $V_A = 0.4 \text{ V}$, y si $V_A = -2 \text{ V}$?

$$I_1 = 5 \times 10^{-12} (e^{0.4/1.07(0.026)} - 1) = 5 \times 10^{-12} (e^{35.945 - V_A} - 1)$$

$$I_1 = 8.7765 \mu\text{A} \quad @ V_A = 0.4 \quad I_1 \cong x \times 10^{-12} \text{ A} \quad @ V_A = -2$$

como

$$I_{S1} = KAe^{-\Phi_B/kT} = KAe^{-0.5/0.026} = 5 \times 10^{-12} \quad \text{entonces } KA = 1.1241 \times 10^{-3}$$

$$I_{S2} = 1.1241 \times 10^{-3} e^{-0.7/0.026} = 2.2816 \times 10^{-15} \text{ A}$$

$$I_2 = 2.2816 \times 10^{-15} (e^{35.945V_A} - 1)$$

$$= 4.0049 \times 10^{-9} \text{ A} \quad @ V_A = 0.4 \text{ V}$$

$$I_2 \cong 2.2816 \times 10^{-15} \text{ A} \quad @ V_A = -2 \text{ V}$$

Apéndice B

Conjuntos de problemas de revisión y soluciones

Para resolver los problemas siguientes, se requiere un conocimiento integral de los temas presentados en los capítulos 1 al 7. Estos problemas sirven como revisión general del temario.

CONJUNTO DE PROBLEMAS A

A.1 Liste dos métodos utilizados para la fabricación de una unión abrupta, y dos métodos para una unión gradual.

A.2 La difusión térmica de impurezas presenta una cantidad fija de esas impurezas. ¿Cómo espera que se distribuyan las impurezas en el silicio? ¿Dónde está la unión metalúrgica?

A.3 ¿Por qué las zonas I, II y III son no ideales?

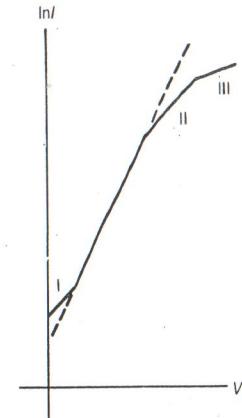


Figura PA.3

A.4 Explique los fenómenos "Zener" y "avalancha".

A.5 Trace un diagrama de bandas de energía de una unión $p-n$, y explique qué es el "potencial interno" y cómo varía con el aumento de dopado del material acceptor.

A.6 Explique *cómo* la generación en la zona de vaciamiento afecta las características de $I-V_A$, en polarización inversa.

A.7 Para una unión $p-n$ abrupta, trace las concentraciones de portadores minoritarios en polarización directa, donde $N_D > N_A$. Marque *todas* las condiciones de contorno y concentraciones de portadores en exceso, etcétera.

A.8 Si N_D aumenta (\uparrow), ¿cómo variarán los parámetros siguientes en una unión p^+-n ?

$$\tau_p \quad \tau_n \quad C_J \quad C_D \quad \mathcal{E}(0)$$

A.9 Una unión $p-n$ es tal que $L_P \gg W_N$ y $L_N \gg W_P$, y

$$\Delta p_n(W_N) = 0$$

$$\Delta n_p(-W_P) = 0$$

Dibuje las distribuciones de portadores minoritarios para polarización directa y polarización inversa.

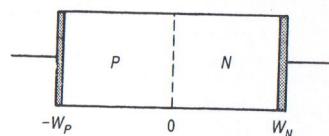


Figura PA.9

A.10 Se tiene una unión $p-n^+$ polarizada en forma directa. Trace la conductancia de la unión y la capacidad de difusión, en función de $\omega\tau_n$.

A.11 Una unión $p-n^+$ está polarizada directamente con una corriente I_F , cuando se abre el circuito en $t = 0$. Represente aproximadamente la distribución de portadores minoritarios $\Delta n_p(x, t)$. Hágalo también para $v_A(t)$.

A.12 Explique por qué la conmutación de un diodo desde una polarización inversa elevada a $V_A = 0$, es bastante rápida.

CONJUNTO DE PROBLEMAS B

B.1 El diodo de unión $p-n$ está dopado de modo que $N_D = 5N_A$. El diodo se encuentra en equilibrio térmico. Señale todos los puntos significativos.

(a) Represente (aproximadamente a escala) el diagrama de densidades de carga. Haga $|qN_A|$ igual a una unidad.

Si en el gráfico $E_G = 4$ unidades:

(b) Trace a escala aproximada el diagrama de bandas de energía de electrones. Utilice para $|E_F - E_v|$ en el lado p una unidad de escala, y para $|E_c - E_F|$, en el lado n media unidad de escala.

(c) Represente el campo eléctrico.

(d) Represente el potencial.

(e) ¿Cuál es el valor del potencial interno (o potencial de contacto), en # de los cuadrados?

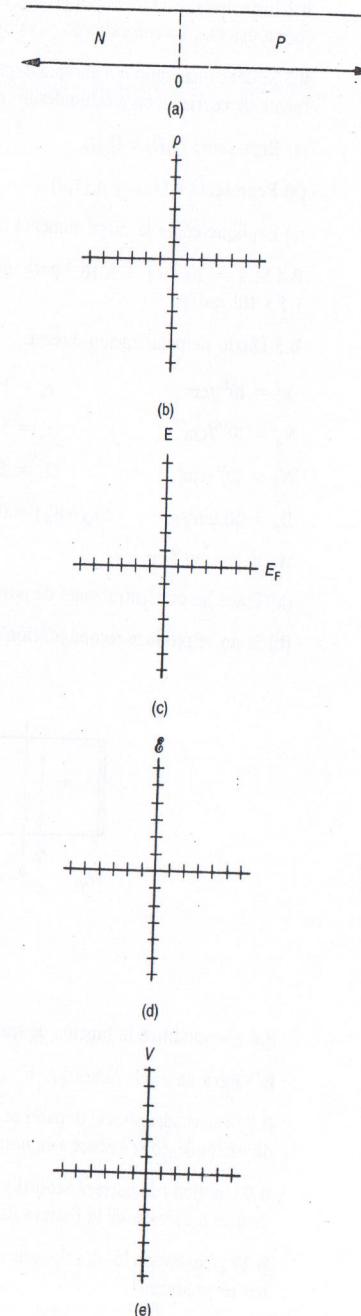


Figura PB1.

B.2 Liste diversas razones por las que el valor calculado de I_0 , en un diodo polarizado en forma inversa, no coincide con el valor medido.

B.3 Se tiene una unión $p-n$ abrupta dopada simétricamente ($N_A = N_D$) y accionada por una fuente de corriente en escalón desde cero a I_F para $t = 0$.

(a) Represente $Q_N(t)$ y $Q_P(t)$.

(b) Represente $n_p(x, t)$ y $p_n(x, t)$.

(c) Explique cómo la carga aumenta o disminuye desde $t = 0$ hasta $t = \infty$.

B.4 Si $Y = 10^{-3}\sqrt{1 + j\omega 10^{-7}}$ para una unión p^+-n , calcule G y C_D para $\omega = 10^7$ rad/s y 5×10^7 rad/s.

B.5 Diodo de polarización directa:

$$n_i^2 = 10^{20}/\text{cm}^3, \quad \tau_n = 10^{-7} \text{ s},$$

$$N_A = 10^{16}/\text{cm}^3, \quad \tau_p = 5 \times 10^{-7} \text{ s},$$

$$N_D = 10^{14}/\text{cm}^3, \quad D_p = 20 \text{ cm}^2/\text{s},$$

$$D_N = 50 \text{ cm}^2/\text{s}, \quad \Delta n_p(-W_N) = 0,$$

$$W_N = 2 \times 10^{-4} \text{ cm}$$

(a) Trace las concentraciones de portadores minoritarios.

(b) Si no se produce recombinación en la región p , deduzca una ecuación que dé $\Delta n_p(x)$.

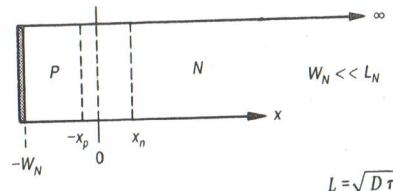


Figura PB.5.

B.6 ¿Se modifica la función de trabajo de un semiconductor con el dopado? Explíquelo.

B.7 Para un diodo Schottky, V_{bi} ¿aumenta o disminuye con el incremento del dopado?

B.8 Si se cuadriplica el dopado en un diodo de barrera Schottky, ¿la anchura de la región de vaciamiento se reduce a la mitad? Explíquelo.

B.9 Un diodo de barrera Schottky tiene una corriente de $I_0 = 10^{-14} \text{ A}$ en $V_A = 0 \text{ V}$. A raíz de una reducción de la barrera de 0.05 eV, calcule el nuevo valor de I_0 .

B.10 ¿Cuáles son los dos tipos de contactos "óhmicos" en silicio tipo n , y en qué condiciones se producen?

SOLUCIONES A LOS PROBLEMAS DE REVISIÓN DEL CONJUNTO A

A.1 Aleación Difusión
 ↓ ↓
 Epitaxial Implantación de iones

A.2 En distribución gaussiana, $N(x) = N_B$.

A.3 I, recombinación en W ; II, alta inyección; III, R_S .

A.4 Zener es efecto túnel; la avalancha es la ionización de un átomo de silicio por impacto de un portador, que libera un par electrón-hueco.

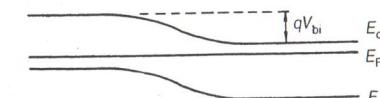


Figura AA.5

A.5 V_{bi} aumenta con N_A o N_D .

A.6 Agrega portadores generados en W al flujo de corriente; la corriente inversa aumenta y se hace mayor con V_A .

A.7

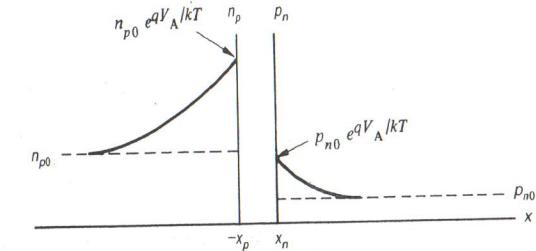


Figura AA.7

A.8 τ_p no es afectada, τ_n no es afectada, C_J y $\mathcal{E}(0)$ crecen, C_D decrece.

A.9

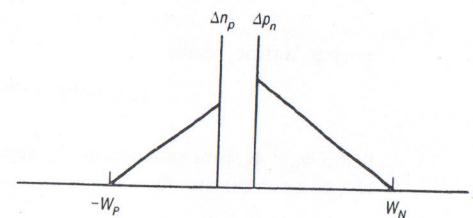


Figura A.A.9

A.10

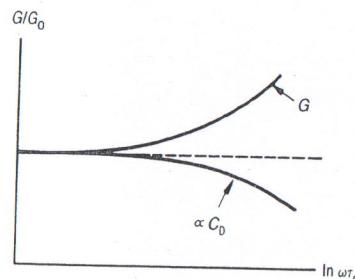


Figura A.A.10

A.11

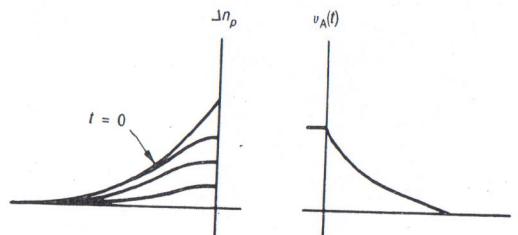


Figura A.A.11

A.12 Porque la variación de la anchura de la región de vaciamiento se debe al movimiento de portadores mayoritarios, que cambian aproximadamente en el tiempo de relajación dieléctrica.

SOLUCIONES A LOS PROBLEMAS DE REVISIÓN DEL CONJUNTO B

B.1

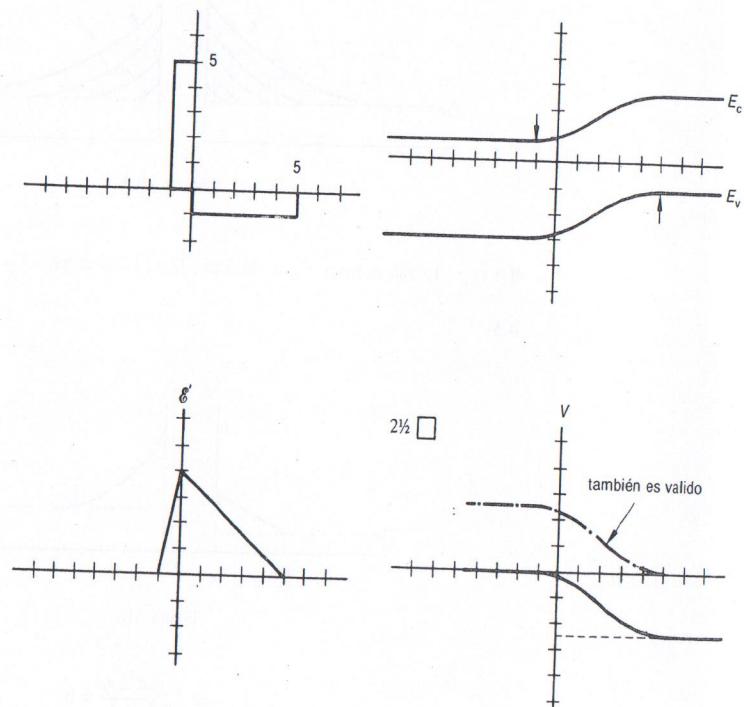


Figura B.1

B.2 Generación en W , fugas superficiales.

B.3 ¡La pendiente en $x = 0$ es constante! I_F inyecta carga y crece con el tiempo; la recombinación limita el crecimiento, y en $t = \infty$, la carga que entra iguala a la recombinación.

B.9

$$AKe^{-\Phi_B/kT} = 10^{-14} \quad y \quad AKe^{-(\Phi_B - 0.05)/kT} = I_{02}$$

tomando la razón, resulta

$$I_{02} = 10^{-14} e^{0.05/0.026} = 6.842 \times 10^{-14}$$

B.10 Si $\Phi_M < \Phi_S$, lleva a un contacto "V_{bi} negativo" (no hay barrera); $\Phi_M > \Phi_S$ con silicio N+, lleva a un contacto túnel.

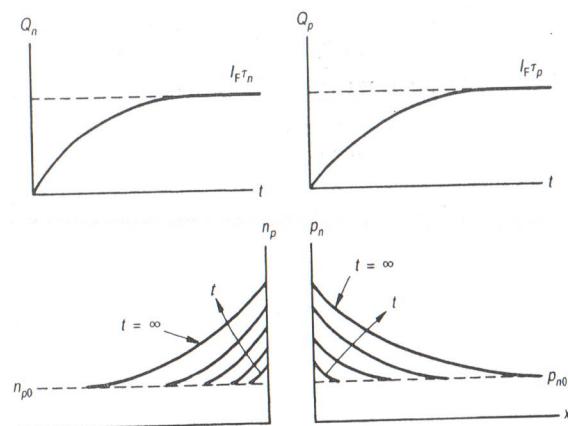


Figura AB.3

B.4 $G = 1.0986 \text{ m mho}$, $C_D = 45.5 \text{ pF}$; $G = 1.746 \text{ m mho}$. $C_D = 28.6 \text{ pF}$.

B.5

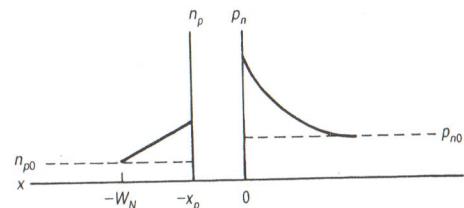


Figura AB.5

$$t_n \rightarrow \infty \therefore D_N \frac{d^2 \Delta n_p}{dx^2} = 0$$

$$\Delta n_p(x) = n_{p0} (e^{qV_{bi}/kT} - 1) \frac{x + W_N}{W_N - x_p}$$

B.6 Sí, pues $\Phi_S = \chi + (E_c - E_F)_{\text{masivo}}$; a medida que el dopado aumenta, $E_c - E_F$ disminuye, y por lo tanto lo hace Φ_S .

B.7 V_{bi} aumenta, pues Φ_S decrece con mayor dopado; $V_{bi} = \Phi_M - \Phi_S$.

B.8 No, pues x_n disminuye debido a $1/\sqrt{N_D}$; pero hay que recordar que V_{bi} aumenta, así que la disminución es menos de 1/2.

Apéndice C

Lista de símbolos

| | |
|----------|--|
| a | constante de graduación, unión graduada linealmente (#/cm ⁴) |
| A | área de la sección transversal (cm ²) |
| C | capacidad (F) |
| C_J | capacidad de vaciamiento |
| C_{J0} | capacidad de vaciamiento en $V_A = 0$ |
| C_0 | capacidad de vaciamiento del diodo M – S (F) en $V_A = 0$ |
| C_D | capacidad de difusión |
| D | constante de difusión de impurezas (cm ² /s) |
| D_N | constante de difusión de electrones (cm ² /s) |
| D_P | constante de difusión de huecos (cm ² /s) |
| E_c | nivel de energía del borde de la banda de conducción (eV) |
| E_F | nivel de energía de Fermi (eV) |
| E_{FM} | energía de Fermi en metal |
| E_{FS} | energía de Fermi en semiconductor |
| E_i | nivel de energía de Fermi intrínseco (eV) |
| E_0 | nivel de energía del vacío (eV) |
| E_v | nivel de energía del borde de la banda de valencia (eV) |
| E_{cn} | borde de la banda de conducción en material <i>n</i> |
| E_{cp} | borde de la banda de conducción en material <i>p</i> |
| E_{vn} | borde de la banda de valencia en material <i>n</i> |
| E_{vp} | borde de la banda de valencia en material <i>p</i> |
| G | velocidad de generación de electrones y huecos (#/cm ³ -s) |
| G | conductancia (Ω) ⁻¹ |
| G_0 | conductancia de baja frecuencia |
| i | corriente de señal del diodo |
| I | corriente total (A) |
| I_N | corriente debida a los electrones (A) |
| I_P | corriente debida a los huecos (A) |
| I_0 | corriente de saturación inversa del diodo (A) |

| | |
|-----------|---|
| I_{R-G} | componente de la corriente de recombinación-generación (A) |
| J | densidad de corriente total (A/cm^2) |
| J_{M-S} | densidad de corriente, del metal al semiconductor (A/cm^2) |
| J_N | densidad de corriente de electrones (A/cm^2) |
| J_{S-M} | densidad de corriente, del semiconductor al metal (A/cm^2) |
| J_0 | densidad de corriente inversa de saturación para M-S |
| J_p | densidad de corriente de huecos (A/cm^2) |
| k | constante de Boltzmann |
| K_0 | constante dieléctrica relativa del óxido |
| K_S | constante dieléctrica relativa del semiconductor |
| kT | energía térmica (eV) |
| L_N | longitud de difusión de electrones portadores minoritarios (cm) |
| L_N^* | longitud de difusión compleja, electrones |
| L_p | longitud de difusión de huecos portadores minoritarios |
| L_p^* | longitud de difusión compleja para huecos |
| M | factor de multiplicación |
| m | exponente en multiplicación |
| m | exponente en la capacidad de vaciamiento, $1/3 \leq m \leq 1/2$ |
| N_A | concentración de impurezas aceptoras ($\#/cm^3$) |
| N_D | concentración de impurezas donadoras ($\#/cm^3$) |
| $N(x, t)$ | concentración de impurezas ($\#/cm^3$) |
| N_0 | concentración superficial ($\#/cm^3$) |
| N_A^- | concentración de impurezas aceptoras ionizadas ($\#/cm^3$) |
| N_D^+ | concentración de impurezas donadoras ionizadas |
| n | factor de idealidad para un diodo |
| n_1 | factor de idealidad para las corrientes de difusión |
| n_2 | factor de idealidad para las corrientes de recombinación |
| n_0 | concentración de electrones en equilibrio térmico |
| n_n | concentración de electrones en el material n ($\#/cm^3$) |
| n_p | concentración de electrones en el material p ($\#/cm^3$) |
| n | concentración de electrones ($\#/cm^3$) |
| n_{n0} | concentración de electrones en el material n en equilibrio térmico |
| n_{p0} | concentración de electrones huecos en el material p en equilibrio térmico |
| n_i | concentración intrínseca de portadores ($\#/cm^3$) |
| n_S | concentración de electrones en la interfaz M-S |
| n^+ | material tipo n con alto dopado |
| p^+ | material tipo p con alto dopado |
| p_p | concentración de huecos en el material p ($\#/cm^3$) |
| p_n | concentración de huecos en el material n ($\#/cm^3$) |

| | |
|-------------------|---|
| p | concentración de huecos ($\#/cm^3$) |
| p_{n0} | concentración de huecos en el material n en equilibrio térmico |
| p_{p0} | concentración de huecos en el material p en equilibrio térmico |
| p_0 | concentración de huecos en equilibrio térmico ($\#/cm^3$) |
| $\hat{p}_N(x, t)$ | componente de señal de la concentración de huecos |
| $\hat{p}_N(x)$ | variación con x de la componente de señal de la concentración de huecos |
| Q | cantidad total de impurezas depositadas inicialmente en la superficie |
| Q_M | densidad de carga superficial en el metal (C/cm^2) |
| Q_p | carga de huecos, portadores minoritarios (C) |
| Q_S | carga total en el semiconductor (C/cm^2) |
| q | carga de un electrón, positiva ($1.602 \times 10^{-19} C$) |
| R_p | posición donde el dopado es máximo en una implantación iónica (cm) |
| R_s | resistencia en serie del diodo (masiva más el contacto) (j) |
| r | resistencia dinámica (de pequeña señal) |
| t | tiempo (s) |
| T | temperatura en Kelvin (K) |
| t_s | tiempo de almacenamiento en el diodo |
| t_{rr} | tiempo de recuperación a inversa |
| t_r | tiempo de recuperación |
| V_A | voltaje aplicado al diodo (V) |
| V_{bi} | voltaje interno de la unión (V) |
| $V(x)$ | potencial (V) |
| V_N | potencial de contacto del material n al metal (V) |
| V_p | potencial de contacto del material p al metal (V) |
| V_j | voltaje de la unión en la zona de vaciamiento (V) |
| V_{BR} | voltaje de ruptura del diodo (avalancha o Zener) |
| v_A | voltaje total instantáneo aplicado |
| v_a | voltaje de pequeña señal aplicado |
| V_A | valor de voltaje de cc aplicado |
| W | anchura total de la zona de vaciamiento (cm) |
| x_n | anchura de la zona de vaciamiento en la región n (cm) |
| x_p | anchura de la zona de vaciamiento en la región p (cm) |
| x_j | profundidad de la unión (cm) |
| x, x', x'' | variable del eje x (cm) |
| Y | admitancia ($1/\Omega$) |
| Y_p | admitancia debida a los huecos portadores minoritarios en la región n |
| Y_N | admitancia debida a los electrones portadores minoritarios en la región p |
| ∇ | símbolo del gradiente |
| \mathbf{E} | campo eléctrico (V/cm) |

| | |
|----------------------------|---|
| \mathcal{E}_{CR} | campo eléctrico en avalancha (V/cm) |
| $\mathcal{E}_{\text{máx}}$ | campo eléctrico máximo (V/cm) |
| ϵ_0 | permitividad eléctrica del vacío [8.854×10^{-14} (F/cm)] |
| μ_n | movilidad de los electrones ($\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$) |
| μ_p | movilidad de los huecos ($\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$) |
| ρ | densidad de carga (C/cm^3) |
| τ_n | tiempo de vida de los electrones portadores minoritarios (s) |
| τ_p | tiempo de vida de los huecos portadores minoritarios (s) |
| τ_0 | tiempo de vida efectivo en la zona de vaciamiento |
| ϕ | dosis de implantación (#/ cm^2) |
| Φ | función trabajo (eV) |
| Φ_B | barrera de energía M-S (eV) |
| Φ_M | función trabajo de un metal (eV) |
| Φ_S | función trabajo de un semiconductor (eV) |
| χ | afinidad electrónica (eV) |
| ω | frecuencia angular (rad/s) |
| Δn_p | concentración de electrones injectados en el material p |
| Δn_n | concentración de electrones injectados en el material n |
| Δp_n | concentración de huecos injectados en el material n |
| Δp_p | concentración de huecos injectados en el material p |
| $\overline{\Delta p_n}(x)$ | valor de concentración de huecos en exceso, en cc |
| ΔR_p | profundidad de la implantación iónica (cm) |

Apéndice D

Tablas

CONSTANTES FÍSICAS

| Símbolo | Nombre | Valor |
|--------------|---|--|
| q | valor de la carga del electrón positiva | 1.602×10^{-19} C |
| m_0 | masa del electrón en el vacío | 9.109×10^{-31} kg |
| ϵ_0 | permitividad del vacío | 8.854×10^{-14} F/cm |
| k | constante de Boltzmann | 1.381×10^{-23} J/K |
| h | constante de Planck | 8.617×10^{-5} eV/K |
| kT | energía térmica | 6.625×10^{-34} J-s 4.135×10^{-15} eV-s 0.02586 eV ($T = 27$ °C) 0.02526 eV ($T = 20$ °C) 0.026 eV (temperatura ambiente) |

FACTORES DE CONVERSIÓN

| | |
|---------------------|---|
| $1 \text{ \AA} =$ | 10^{-8} cm |
| | $= 10^{-10}$ m |
| $1 \mu\text{m} =$ | 10^{-4} cm |
| | $= 10^{-6}$ m |
| $1 \text{ mil} =$ | 10^{-3} pulg |
| | $= 25.4 \mu\text{m}$ |
| $1 \text{ mil}^2 =$ | $645.2 \mu\text{m}^2$ |
| | $= 6.45 \times 10^{-6}$ cm ² |
| $1 \text{ eV} =$ | 1.602×10^{-19} J |

PROPIEDADES DEL SILICIO

| | |
|---|--|
| Densidad atómica | $5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ |
| Densidad, p | 2.33 g/cm^3 |
| Constante atómica de la red, a | 5.43 \AA |
| Constante dieléctrica, K_S | 11.8 |
| $K_{S\epsilon_0}$ | $1.045 \times 10^{-12} \text{ F/cm}$ |
| Densidad efectiva de estados en la banda de conducción, N_c | $\cong 3.2 \times 10^{19} (T/300)^{1.5} \text{ cm}^{-3}$ |
| Densidad efectiva de estados en la banda de valencia, N_v | $\cong 1.8 \times 10^{19} (T/300)^{1.5} \text{ cm}^{-3}$ |
| Anchura de la banda prohibida, E_G | 1.12 eV a temperatura ambiente |
| Concentración intrínseca de portadores $n_i \cong 10^{10}/\text{cm}^3$ a temperatura ambiente | 1.18×10^{10} a 300 °K |
| Campo eléctrico de ruptura | $\cong 3 \times 10^5 \text{ V/cm}$ |
| Afinidad electrónica, $\ü$ | 4.05 eV |

Índice de materias

- admitancia, unión, alta frecuencia, 47-111
baja frecuencia, polarización directa, 102-103
 $p+n$, 109-111
 pn^+ , 112
pequeña señal, 97
polarización inversa, 97-104
unión, alta frecuencia, polarización directa, 104-111
afinidad electrónica, 132
almacenamiento de cargas, unión escalón, 115-118
conexión, 122-123
aluminio (Al), silicio, 1-2
- banda de conducción, 24
banda de valencia, 24
bandas de energía, unión escalón, 25
equilibrio térmico, 25
diodo, 25
equilibrio térmico, 25
anchura de la banda prohibida, silicio, véase *Apéndice D*
- campo eléctrico crítico, 80
a la ruptura, 81
dependencia del dopado, 82
campo eléctrico, 80
crítico, 80-82
pendiente de las bandas de energía, 25
ruptura, 79-80
unión gradual, 42
capacidad, vaciamiento, 98-102
dependencia de la frecuencia, 110-111
difusión, 108-109
metal-semiconductor, 144-146
voltaje variable, 99
- capacidad de la región de vaciamiento, 98-102, 144-146
 $p+n$, 109-111
capacidad de difusión, 108-111
 pn^+ , 112
cargas, portadores minoritarios
cargas almacenadas, portadores minoritarios, 117
cargas de exceso de huecos, 120-122,
véase también almacenamiento de carga, portadores minoritarios
circuito equivalente de señal, véase modelo
circuito equivalente, pequeña señal, 97, 104
compensación, 4
concentración superficial, 4, 6
concentración de portadores, equilibrio 20-22
equilibrio térmico, 50
intrínseca, 26
inyección de alto nivel, 89-90
tiempo de almacenamiento, 115
unión, escalón, 20-22
unión, polarización directa, 66
unión, polarización inversa, 66
condiciones de contorno:
borde de vaciamiento, 61-63
tiempo de recuperación inverso, 118-119
conductancia, 97
alta frecuencia, 108
baja frecuencia, 103, 109
polarización directa, 103, 108
polarización inversa, 103
comutación, diodo ideal, 93
constante de difusión de las impurezas, 6
constante de graduación, 41
constante dieléctrica, en el vacío, véase *Apéndice D*
silicio, véase *Apéndice D*

contacto metal-semiconductor, véase también Schottky, diodo de barrera
diagrama de bandas de energía, 132, 134
equilibrio térmico, 134, 139-141
polarización directa, 141-143
polarización inversa, 138
contacto óhmico, 147-150
estados de interfaz, 146-147
contacto óhmico, 19, 147-150
contacto túnel, 147-149
potencial interno negativo, 149-150
control de geometría, 9-12
corriente, región de vaciamiento, 59-60
desplazamiento, electrón, 20-21
difusión, electrón, 20-21
directa, 85-89
generación en W (vaciamiento), 84-86
inversa, 118
recombinación en W (vaciamiento), 88-89
saturación inversa, 68
corriente de desplazamiento, 20-21
electrones, 49
huecos, 49
polarización directa, 51
corriente de desplazamiento y difusión,
polarización inversa, 53-54
equilibrio térmico, 49-50
corriente de difusión, 20-21
electrones, 51, 53
huecos, 51, 53
polarización directa, 51-52
corriente de electrones, 66-67
corriente de huecos, 65-66

densidad de cargas, 22
unión gradual, 41
difusión térmica de impurezas, 4-6
diodo, 1, 7, 8
avalancha, 79-80
característica V-I, 67-70
de base larga, 122
polarización directa, desviaciones, 86-91
referencia, 79
Schottky, 131-147
Zener, 79, 83-84

diodo de referencia, 79
diodo ideal, condiciones de contorno, 61-63
ecuación, 67, 69
ecuación, suposiciones, 58-59
ecuaciones, deducción, 63-67
plan de trabajo, 57-63
dosis, 8

ecuaciones de estado, 58-59
efecto túnel, 83, 147-149
efecto túnel, proceso de, 83-84, 143
electrones injectados, 51-52
emulsión, fotoplaca, 10-12
epitaxial, capa, véase epitaxial,
crecimiento
epitaxial, crecimiento, 2-3
capa, 2
tipo *n*, 2
tipo *p*, 2
equilibrio térmico, 19-34
bandas de energía, 48
energía de Fermi, 48
unión escalón, 19-34
equilibrio térmico, compensación de las
corrientes de desplazamiento y
difusión, 20-22, 47-62
escalón de corriente, 66-67
espinela, 7
exceso de portadores, concentración de,
electrones, 60, 62
borde de vaciamiento, 61-63
hueco, 63
exceso de portadores minoritarios,
concentración de:
región *n*, 64-65
región *p*, 66-67
transitorio, 121

factor de idealidad, 87, 144
Fermi, energía de, 24
Fermi, función de, 139
Fermi, nivel de, 131
flujo de portadores, polarización
directa, 51-52
equilibrio térmico, 48
polarización inversa, 53-54
fósforo, implantación de, silicio, 9

fotolitografía, 10-11
fotomáscara, 11
fotorresina, 11
función complementaria de error, 4-5
evaluación, 13-14
función gaussiana, 8-10

generación, corriente de, 84-86
generación, región de vaciamiento, 85-86
grabado, dióxido de silicio, 9-10

huecos inyectados, 51-52

implantación iónica, 8-10
profundidad, 10
desviación estándar del perfil, 9
posición del dopado máximo, 9
recorrido de los iones, 9
impurezas, difusión, 7, 8
impurezas, distribución, 7-8
inyección, huecos, 51-52
electrones, 64-65
portadores minoritarios, 51-52
inyección de alto nivel, 89-90

longitud de difusión, compleja, huecos,
108-109
véase también longitud de difusión de
portadores minoritarios
longitud de difusión de portadores
minoritarios, 108

magnesio, óxido de, 7
modelo, pequeña señal, polarización
directa, 104
polarización inversa, 97
multiplicación, huecos y electrones,
80-81

neutralidad de cargas, 20
nivel de energía intrínseca, 25
campo eléctrico, 25
densidad de cargas, 25
potencial, 25

recombinación, corriente de, 89
recombinación en la región de
vaciamiento, 88-89
región de vaciamiento, polarización
directa, 37, 39
anchura, 34-36

oro (Au), dopado, 119
oxidación, 10
óxido de aluminio, 7

p-n diodo de unión, véase también
unión abrupta
equilibrio, 19-34
fabricación, 1-10
unión, gradual
perfil de implantación, 9-10
plan de trabajo, 57-63
resumen, 63

Poisson, ecuación de, 29
polarización directa, desviaciones del
comportamiento ideal, 86-91
admitancia de la unión, 104-111
electrostática, 36-37

polarización inversa, 54-55
admitancia de la unión, 97-104
bandas de energía, 54
corriente de desplazamiento y
difusión, 54-55
desviaciones del comportamiento
ideal, 79-86
diodo, 54
electrostática, 37, 40
portador mayoritario, 20
portador minoritario, 20
almacenamiento de cargas, 117-118
portadores minoritarios, ecuación de
difusión, 117
electrones, 59
huecos, 58
portadores minoritarios, longitud de
difusión, compleja, 108
electrones, 67
huecos, 64

potencial de contacto, 35
potencial interno, 19, 24, 26-28
gradual, 42-43
metal-semiconductor, 133, 136

polarización inversa, 39
dependencia del dopado, 35
generación, 84-86
unión gradual, 42
recombinación, 88-89
 tipo *n*, 33, 36
 tipo *p*, 33, 36
región masiva, 19
relación de Einstein, 27
resistencia, región masiva, 90-91
 en serie, 90, 111
región masiva, 90
resistencia dinámica, 103
ruptura de avalancha, 79-83
ruptura Zener, 83-84

saturación inversa, corriente de, 68
Schottky, diodo de barrera
 barrera de potencial, 133-136
 campo eléctrico, 134-136
 capacidad de vaciamiento, 144-146
 disminución de la barrera, 146
 equilibrio térmico, 139-141
 estados de interfaz, 146-147
 ideal, 133-144
 I-V, 138-144
 no ideal, 146-147
 polarización aplicada, 137, 141-143,
 143-144
 polarización directa, 141-143
 polarización inversa, 143-144
 potencial interno, 133, 136
 región de vaciamiento, 132-133, 137
semiconductor degenerado, 2
Shockley, diodo de, ecuación, 67
silicio, constante dieléctrica relativa, 22
silicio, dióxido de, 3
silicio, tetracloruro, 2
símbolo, diodo, 11
 lista, 177-180
sólidos, límite de solubilidad, 2
SOS (silicio en zafiro), 3
susceptancia, 97

tiempo de almacenamiento, 115, 120-125
 ecuación, 124
tiempo de almacenamiento, análisis,
 120-125

tiempo de recuperación, 115-116
tiempo de recuperación a inversa, 115
 almacenamiento de cargas, 117-118
 condiciones de contorno, 118
tiempo de vida efectivo, 86
 electrones, 58, 67, 86-87, 90, 118
 huecos, 59, 64, 86-87, 90, 118
trabajo, función de, 131
 metal, 131-132
 semiconductor, 132
transición, región de, 19, véase también
 región de vaciamiento
transitorio de conexión, 123-128
transitorio de desconexión, 115-125,
 véase también tiempo de
 recuperación a inversa

ultravioleta, luz, 11
unión, abrupta, 1, 2, 8 véase también
 unión escalón
unión de aleación, 3-4
 unión gradual, 8
 diagrama de bandas, estático, 48
 graduada linealmente, 37-43
 gradual, 1, 3, 8
 metalúrgica, 6
unión, admittance de la, 97
polarización directa, deducción,
 104-111
 p⁺n, 109
 p⁺n, baja frecuencia, 111
 pn⁺, 112
unión, conductancia de la, *p⁺n*, baja
 frecuencia, 103
 pn⁺, 103-104
unión, equilibrio térmico, 47-51
unión, graduada linealmente, 39-42
 campo eléctrico, 42
 potencial, 42
unión, potencial, 51
 polarización directa, 51-52
 polarización inversa, 35, 39
unión, voltaje, 35
unión abrupta, 1, véase también unión
 escalón
unión de aleación, 1-2
unión de difusión, véase unión gradual
unión escalón, 8

unión graduada linealmente, ideal,
 véase unión gradual, 1, 8, véase
 también unión graduada,
 linealmente
unión metalúrgica, 8

vaciamiento, aproximación, 19, 28-31
 campo eléctrico, 31
 potencial, 32-33
 unión gradual, 101-102
vaciamiento, campo eléctrico, 31
vaciamiento, capacidad, 98-102
 barrera de Schottky, 144-146
 constante de graduación, 102

polarización cero, 101, 145
polarización inversa, 98-102
vaciamiento, densidad de cargas, 28-29
vacío, nivel de energía, 131
voltaje aplicado, 35
voltaje de ruptura, 79-84
volt-ampere, característica (*V-I*), 67
 en ruptura, 80
polarización directa, 67-68
polarización inversa, 80, 84

zafiro, 2-3
Zener, diodo, 79