

FABRICACIÓN Y CARACTERIZACIÓN DE DETECTORES DE RADIACIÓN UV BASADOS EN SILICIO

Por

Cesar Manuel Calleja Gómez

Tesis sometida como requisito parcial para obtener el grado de

MAESTRO EN CIENCIAS EN LA ESPECIALIDAD DE ELECTRONICA

en el

Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica Tonantzintla, Puebla Febrero 2011

Supervisada por:

Dr. Alfonso Torres Jacome

© INAOE 2011 Derechos reservados El autor otorga al INAOE el permiso de reproducir y distribuir copias de esta tesis en su totalidad o en partes.



A mi familia

Y

Amigos

Agradecimientos

Al pueblo de México, ya que con sus contribuciones es posible la realización de este tipo de trabajos, que a su vez contribuyen al desarrollo de la ciencia y tecnología en el país.

Al Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica por las facilidades otorgadas, a la amabilidad y disposición de su personal.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología por el apoyo económico que me permitió realizar mis estudios de maestría, concluyendo con este trabajo.

A mi asesor, el Dr. Alfonso Torres Jacome quien ha sido para mí un apoyo importante no solo en este trabajo y mis estudios, también en mi vida.

Al Dr. Javier de la Hidalga Wade, al Dr. Joel Molina Reyes y al Dr. Mario Moreno Moreno por sus comentarios y sugerencias acerca de este trabajo.

Al personal del laboratorio de microelectrónica por su invaluable apoyo, en especial a Mauro Landa y Manuel Escobar quienes me dedicaron muchas horas de trabajo.

A los compañeros del INAOE, principalmente a los compañeros de maestría de microelectrónica quienes hemos compartido nuestras ideas para la mejora de nuestros trabajos.

A mi familia y a los amigos de toda la vida.

Resumen

Detectores de radiación UV se han fabricado en una amplia variedad de estructuras y sobre varios materiales. Siendo el silicio (Si) el material que en la actualidad es el más utilizado en la fabricación de circuitos integrados, se hace necesario que la fabricación de dispositivos detectores de radiación UV sea de manera monolítica en el sustrato de silicio, reduciendo costos, donde además se busca la compatibilidad con el proceso de fabricación del transistor CMOS.

La absorción de fotones en el rango de la radiación UV en el silicio, es tan alta que esta ocurre muy cerca a la superficie, debido a esto un contacto superficial del tipo metal-semiconductor-metal se puede aprovechar para hacer una rápida y eficiente colección de los portadores de carga fotogenerados, pero también la reflexión es alta a estas longitudes de onda por lo que se tiene que utilizar capa antirreflectoras.

En este trabajo, se revisa la teoría de los contactos metal-semiconductor, las características generales de los detectores de fotones basados en silicio y las técnicas utilizadas para mejorar la eficiencia de detección. Se fabrican dispositivos detectores de radiación UV basados en contactos metal-semiconductor sobre silicio y se realizan mediciones I-V para determinar las características de estos. Se realiza el depósito de oxido de estaño que es un oxido conductor transparente, que puede ser utilizado como electrodos transparentes, buscando de este material buenas características ópticas y conductivas.

Índice

Capítu	ulo 1 1
	Introducción1
	1.1 Detectores de radiación UV basados en materiales
	semiconductores1
	1.2 Convertidores fotoeléctricos 2
	1.3 Objetivo
	1.4 Organización del trabajo 6
Capítu	ulo 2
	Contacto metal-semiconductor, dispositivos de barrera Schottky 9
	2.1 Introducción9
	2.2 Formación de la barrera de potencial 10
	2.2.1 Barrera Schottky ideal 10

2.2.2 Región de agotamiento 13		
2.3 Condiciones no ideales en barreras Schottky		
2.3.1 Fijación del nivel de Fermi en contactos metal-semiconductor. 15		
2.3.2 Estados interfaciales 18		
2.4 Flujo de corriente en un diodo Schottky		
2.4.1 Teoría de la emisión termoiónica 23		
2.4.2 Modelo de flujo de corriente por emisión termoiónica 25		
2.4.3 Disminución por fuerza-imagen		
2.4.4 Modelo de flujo de corriente por difusión		
2.4.5 Modelo de flujo de corriente por difusión-emisión termoiónica 34		
2.5 contacto óhmico 38		
2.6 Diodo metal-semiconductor-metal		
2.7 técnicas de medición de la altura de barrera de potencial 44		
2.7.1 Medición corriente-voltaje 44		
2.7.2 Medición de energía de activación 45		
2.7.3 Medición capacitancia-voltaje 46		
2.7.4 Medición fotoeléctrica 48		
Capítulo 3		
Fotodetectores		
3.1 Introducción 53		

	3.2 Fotodetectores	54
	3.3 Materiales semiconductores para conversión fotoeléctrica radiación UV	de 55
	3.4 Parámetros físicos clave y figuras de mérito	56
	3.5 Tipos de detectores de fotones	61
	3.5.1 Detectores fotoconductivos	61
	3.5.2 Detectores fotovoltaicos	61
	3.5.3 fotodiodos	62
	3.5.4 Fotodiodos de barrera Schottky	63
	3.5.5 Fotodetector metal-semiconductor-metal	67
	3.6 Introducción a los óxidos conductores transparentes	70
	3.6.1 Oxido de estaño	71
	3.7 Capas antirreflectoras	72
Capít	ulo 4	81
	Fotodetector metal-semiconductor-metal	81
	4.1 Introducción	81
	4.2 Silicio como sustrato base para la fabricación de detectores radiación UV	de 81
	4.3 Estructura MSM	83
	4.4. Electrodos de aluminio	84
	4.5 Electrodos semitransparentes	86

4.6 Anillo de guarda 87			
4.7 Capa antirreflectora 88			
4.8 Pasivación 89			
4.9 Oxido de estaño 89			
4.10 Mascarillas 90			
4.11 Proceso de fabricación 90			
Capítulo 5			
Resultados			
5.1 Introducción			
5.2 Medición de altura de barrera 93			
5.3 Oxido de estaño como electrodos interdigitados 101			
5.3.1 Medición de índice de refracción y espesor del oxido de estaño			
5.3.2 Resistividad del oxido de estaño 103			
5.3.3 Grabado del oxido de estaño 103			
Capítulo 6 107			
Conclusiones y trabajo a futuro107			
6.1 Conclusiones 107			
6.2 Trabajo a futuro 108			
Apéndice A Proceso de fabricación 113			
Apéndice B Proceso de fabricación de los dispositivos fabricados 121			

Apéndice C Mascarillas 129
Apéndice D Proceso de obtención de películas delgadas de oxido de estaño
Apéndice E Detectores de radiación UV basados en uniones p-n sobre silicio
Lista de figuras 145
Lista de tablas

Capítulo 1 Introducción

1.1 Detectores de radiación UV basados en materiales semiconductores Recientemente la fotoelectrónica enfocada hacia el rango UV del espectro electromagnético ha tomado gran relevancia para cubrir necesidades en aplicaciones médicas, biológicas, militares, de comunicación, y al estudio relacionado al problema del agujero de la capa de ozono. La radiación UV ocupa el rango espectral en el rango de longitudes de onda λ =0.01-0.38µm, que corresponde al rango de energía fotónica hv = 3.2-124 eV [1].



Figura 1.1 Definición de los diferentes rangos de la radiación UV en base de efectos biológicos [1].

Durante los más de 200 años que han transcurrido desde el descubrimiento de la radiación UV, los siguientes campos de aplicación y detección de radiación UV han emergido y tomado gran importancia:

Medicina: en fisioterapia, autotransfusión de sangre, y en irradiación de pacientes con luz solar.

Agricultura: tecnología de cultivos e invernaderos.

Biotecnología: en la síntesis de las vitaminas D2 y D3.

Desinfección de agua, aire, ropa, instrumentos, y alimentos en el caso de un largo periodo de almacenamiento y durante epidemias.

Ecología: monitoreo del agujero de la capa de ozono y la detección de contaminantes en el ambiente.

Astronavegación y localización UV.

Astronomía: obteniendo información sobre procesos físicos en objetos espaciales que puedan emitir radiación UV.

Ciencia de materiales: determinando la composición de sustancias y estructura electrónica de elementos.

Física nuclear e ingeniería de potencia: detección de partículas nucleares usando centelladores;

Defectoscopía, detección de crímenes e historia del arte: análisis luminiscente basado en la capacidad de algunas sustancias a iluminarse cuando son expuestas a radiación UV [2].

1.2 Convertidores fotoeléctricos

Los convertidores fotoeléctricos (detectores ópticos) basados en materiales semiconductores, especialmente las estructuras con barrera de potencial, se caracterizan por su gran eficiencia, ser de dimensiones reducidas, poca masa, que no son afectados por campos magnéticos y que son de mayor confiabilidad comparados con tubos fotoeléctricos, además de que pueden almacenar cargas e integrar una señal detectada.

El primer problema encontrado por los productores de convertidores fotoeléctricos fue el relacionado a la ciencia de materiales semiconductores de banda prohibida amplia. Los primeros dispositivos fotoelectrónicos para radiación UV en la década de los sesenta fueron basados en silicio, ya que los dispositivos de silicio eran fabricados a niveles comerciales y mostraron buen rendimiento como material principalmente para celdas solares. Debido a la alta sensibilidad de los detectores de silicio a la luz visible y la radiación infrarroja, se necesitó el uso de semiconductores con bandas prohibidas amplias (SiC, GaN, AIN, etc.). Hoy en día se sigue estudiando las técnicas para la obtención de los sustratos requeridos para fabricar los detectores de radiación UV, ya que los materiales antes mencionados a diferencia del silicio tienen que ser depositados en sustratos de vidrio, silicio, cuarzo y plásticos, por lo que el depósito de estos materiales puede realizarse de muy diversas formas (depósito químico, sputtering, etc.) buscando obtener la mejor calidad de dichos materiales.

El segundo problema importante a ser resuelto está relacionado al desarrollo de estructuras de convertidores fotoeléctricos y al estudio del mecanismo de conversión fotoeléctrica en estas estructuras. Una barrera de potencial establece una separación efectiva de los portadores de carga generados en la región de agotamiento como resultado de la absorción de fotones con una energía *hv*, la que es apreciablemente mayor a E_g [3]. Se sabe que el campo eléctrico tiene un papel clave en la separación de los pares electrón-hueco fotogenerados, y la probabilidad de recombinación es muy baja en la presencia de grandes campos eléctricos [4].

De las estructuras de dispositivo más utilizadas en este tipo de detectores, se encuentran los dispositivos de unión p-n, de unión p-i-n y dispositivos de contacto metálico como contactos de barrera Schottky o contactos óhmicos, se sabe que el rendimiento de un fotodetector convencional de barrera Schottky es fuertemente influenciado por los estados superficiales que pueden introducir demasiados centros de recombinación para los portadores INAOE

fotogenerados [4]. Fotodetectores metal-semiconductor-metal (MSM) son una elección atractiva para fabricar detectores de radiación UV, dada su simplicidad de fabricación y es idóneo para la integración monolítica de un receptor óptico, sin embargo, la responsividad de fotodetectores MSM es en general limitada por la presencia de electrodos de contacto metálicos opacos. Ya ha sido reportado que se pueden usar electrodos de contacto transparentes, tales como óxidos conductores transparentes (SnO₂, ITO, RuO₂ y IrO₂), TiN y TiW para solucionar este problema [5].

El tercer problema es relacionado al desarrollo de dispositivos selectivos y "ciegos" en el rango de luz visible y radiación infrarroja del espectro electromagnético, además de separar incluso las regiones del rango de radiación UV del espectro [2], una manera práctica para mejorar la respuesta de los convertidores fotoeléctricos es el uso de capas antirreflectoras, que van desde materiales dieléctricos, como el SiO₂ y óxidos conductores transparentes, que tienen bandas prohibidas amplias.

Todos los convertidores fotoeléctricos hacen uso de los efectos de la interacción de la luz con la materia. De hecho, esta interacción ocurre por medio del efecto fotoeléctrico, quien en muchos casos es el paso principal en el proceso de detección de fotones. El efecto fotoeléctrico puede ser un efecto intrínseco o extrínseco dependiendo de los materiales y estructura de los dispositivos de detección. En la versión extrínseca del efecto, el electrón es expulsado completamente del material, mientras para el caso del efecto fotoeléctrico intrínseco, el movimiento del electrón permanece confinado dentro del material [6].

Hay una variedad amplia de convertidores fotoeléctricos que se caracterizan por el método empleado en la detección de señales ópticas y la conversión a señales eléctricas.

De lo mencionado anteriormente, se hace evidente la necesidad de desarrollar un detector de radiación UV en base de Si, que sea completamente compatible con el proceso de fabricación de circuitos

integrados CMOS, con figuras de mérito altamente competitivas comparables o superiores a las ofrecidas por los materiales de gran ancho de banda prohibida. De esta necesidad surge el objetivo de este trabajo:

1.3 Objetivo

El objetivo principal de este trabajo es fabricar dispositivos detectores de radiación UV basados en silicio que tengan una respuesta similar o mejor a los dispositivos fabricados con materiales de banda prohibida amplia y cuyo proceso de fabricación debe ser compatible con el proceso de fabricación CMOS, lo que permitirá integrar al detector o arreglo de detectores con un circuito de control, resultado en arreglos para la detección de imágenes en el UV.

Para cumplir con este objetivo, los dispositivos se fabrican en sustratos de silicio de baja densidad de dopantes (N_D≈1X10¹⁵cm⁻³), concentración de dopantes característica de los substratos más comunes en la fabricación de circuitos integrados. La configuración propuesta para este objetivo es la de contacto metal-semiconductor-metal (MSM) con electrodos superficiales interdigitados y delgados con el propósito de hacerlos semitransparentes y así aumentar la capacidad de colección de fotones. Por otro lado, ya que la generación de pares electrón-hueco a energías fotónicas en el rango de la radiación UV ocurre muy cerca de la superficie que es irradiada, esta estructura de dispositivo permite la rápida colección de los portadores de carga. El fotodetector utiliza una delgada capa de SiO₂ que sirve como capa antirreflectora disminuyendo la reflexión en la superficie del sustrato, que tiene además la función de pasivar la superficie para disminuir la recombinación de pares electrón-hueco fotogenerados cerca de la región superficial, ya que tanto la reflexión como la recombinación superficial, tienen un profundo efecto en la respuesta del dispositivo.

Como un proceso alternativo, también se realiza un proceso de obtención, depósito y caracterización de oxido de estaño (SnO₂) que es un oxido

conductor transparente que permite el paso de luz a través de él. El contacto de este conductor con la superficie del silicio resulta también en formación de una unión metal–semiconductor, que al resultar en un dispositivo con electrodos transparentes, se espera resulte en mejora de algunas características del dispositivo, como pueden ser una mayor altura de barrera de potencial, menor ruido de oscuridad y mejor responsividad.

El presente trabajo de tesis se ha estructurado de la manera descrita en la siguiente sección.

1.4 Organización del trabajo

El capítulo 2 trata acerca de los contactos metal semiconductor, en específico las barreras Schottky, el comportamiento ideal y aquellas características de los materiales semiconductores que desvían a esta barreras de su comportamiento ideal. Se trata el estudio de las estructuras metal-semiconductor-metal y las técnicas utilizadas para la caracterización de altura de barrera de los contactos metal-semiconductor.

En el capítulo 3 describimos los tipos de detectores de fotones y lo que los caracteriza para ser considerados en alguna aplicación específica, haciendo énfasis en los fotodetectores de barrera Schottky y posteriormente a los fotodetectores MSM.

El capítulo 4 presenta el diseño de los dispositivos a ser fabricados, la planeación de los pasos de proceso y la propuesta de la variación del proceso original para buscar la mejora en las figuras de mérito de los dispositivos.

El capítulo 5 se discuten los resultados experimentales de los dispositivos fabricados y algunos parámetros medidos que caracterizan al SnO₂ como el índice de refracción, espesores y conductividad.

En el capítulo 6 se presenta las conclusiones sobre el trabajo realizado, así como la propuesta de modificación del proceso de fabricación de los detectores MSM y el posible trabajo a futuro.

Referencias

[1] A. D. Ryer, "The Light Measurement Handbook", International Light, pp. 5-8, 1997.

[2] T.V. Blank, Yu. A. Goldberg, Semiconductor Photoelectric Converters for the Ultraviolet Region of the Spectrum, semiconductors, Vol. 37, No. 9, pp. 999-1030, 2003.

[3] V.P. Makhniĭ, Schottky barrier UV photodetectors based on zinc selenide, Technical Physics, Vol. 43, No. 9, pp. 1119-1120, 1998.

[4] M. Zhou, Z. De-Gang, Performance Improvement of GaN Based Schottky Barrier Ultraviolet Photodetector by Adding a Thin AlGaN Window Layer, Chin. Phys. Lett., Vol. 24, No. 6, pp. 1745-1748, 2007.

[5] C. K. Wang, S. J. Chang, Y. K. Su, High detectivity GaN metalsemiconductor-metal UV photodetectors with transparent tungsten electrodes, Semicond. Sci. Technol., Vol. 20, pp. 485-489, 2005.

[6] F. Träger, "Springer Handbook of Lasers and Optics", Springer Handbook, pp. 503-562, 2007.

8

ſ

Capítulo 2 Contacto metal-semiconductor, dispositivos de barrera Schottky

2.1 Introducción

Los contactos metal-semiconductor, tienen un importante papel en el funcionamiento de dispositivos semiconductores y circuitos integrados por lo que se requiere que estos contactos sean de buena calidad. El contacto metal-semiconductor, descubierto por Braun en 1874 [1], es base de uno de los dispositivos semiconductores más antiguos, este dispositivo fue utilizado mucho tiempo sin entenderse bien su comportamiento y la primera teoría aceptada fue descrita por Schottky en los años treinta. Es en su nombre que los dispositivos de contacto metal-semiconductor son referidos como dispositivos de barrera Schottky [1]. Los contactos metal-semiconductor, han sido objeto de extensos estudios debido a su importancia en la conducción de corriente directa, aplicaciones en microondas y como parte de otros dispositivos semiconductores. Más allá de las diferentes aplicaciones en circuitos y dispositivos, los contactos metal-semiconductor también pueden utilizarse como dispositivos de prueba para investigar las propiedades físicas y eléctricas de un material semiconductor y su superficie. De forma específica, los contactos metal-semiconductor han sido utilizados como fotodetectores, celdas solares, y como electrodo de compuerta de los MESFET, etc. [2]. El diodo de barrera Schottky es muchas veces llamado el diodo de INAOE

electrones calientes o de portadores calientes, debido a que los electrones fluyen del semiconductor al metal teniendo un mayor nivel de energía que electrones en el metal. El efecto es el mismo como el que debería ser si los metales son calentados a una temperatura mayor que la normal [3]. El contacto metal-semiconductor en un semiconductor altamente dopado (N_D , $N_A \ge 10^{18}$ cm⁻³), forma un contacto óhmico que es requerido para cada dispositivo semiconductor con el fin de generar una corriente de conducción cuya magnitud es proporcional al voltaje de compuerta aplicado en ambos sentidos de polarización. Un buen contacto óhmico, es en el cual la caída de voltaje a través del contacto metal-semiconductor es despreciable comparado al del volumen del material semiconductor además de mostrar una relación lineal entre la corriente de conducción y el voltaje aplicado.

2.2 Formación de la barrera de potencial

Cuando un metal hace contacto con un semiconductor se forma una barrera en la interface metal-semiconductor. Esta barrera se forma para un material semiconductor tipo-n donde la función trabajo del metal que se utiliza para hacer contacto es mayor que la afinidad electrónica del semiconductor ($\Phi_m > \Phi_n$). Para un semiconductor tipo-p, la función trabajo del metal debe ser menor que la afinidad electrónica del semiconductor ($\Phi_m < \Phi_n$). Para los casos contrarios ($\Phi_m < \Phi_n$ y $\Phi_m > \Phi_p$), se obtienen contactos óhmicos. Esta barrera es responsable de controlar la conducción de corriente, también del comportamiento capacitivo de este dispositivo.

2.2.1 Barrera Schottky ideal

Primero consideramos el caso ideal con un material semiconductor perfecto, sin estados superficiales ni otras anomalías. La figura 2.1a muestra las relaciones de energía de una función de trabajo grande para el metal y un semiconductor tipo-n, los cuales no están en contacto y están en sistemas separados [2].



Figura 2.1 Diagramas de bandas de energía de un contacto metal-semiconductor. (a) Materiales en sistemas separados, (b) los materiales conectados en un solo sistema, (c) la barrera de potencial es más delgada y (d) contacto intimo entre el metal y el semiconductor [2].

Si los dos son comunicados por un conector externo, la carga fluirá del semiconductor hacia el metal hasta que el equilibrio térmico es establecido como en un sistema simple, por tanto el nivel de Fermi en ambos lados se alinea. Con relación al nivel de Fermi en el metal, el nivel de Fermi en el semiconductor es disminuido por un valor igual a la diferencia entre las dos funciones de trabajo. La función trabajo es la diferencia de energía entre el nivel del vacío y el nivel de Fermi, esta cantidad es denotada por $q\Phi_m$ para el metal, y es igual a $q(\chi + \Phi_n)$ en el semiconductor, donde $q\chi$ es la afinidad electrónica medida desde el mínimo de la banda de conducción E_c al nivel de vacío, y $q\Phi_n$ es la diferencia de energía entre E_c y el nivel de Fermi. La diferencia de potencial entre las dos funciones de trabajo \varPhi_m - $(\chi + \varPhi_n)$ es llamado el potencial de contacto. Conforme la distancia δ decrece, el campo eléctrico en el vacío se incrementa y un incremento de carga negativa es generada en la superficie metálica, una carga igual y opuesta (positiva) debe existir en la región agotada del semiconductor. La variación de potencial dentro de la capa de agotamiento es similar al de una unión p⁺-n o p-n⁺. Cuando δ es lo suficientemente pequeña para ser comparable a distancias interatómicas, el vacío se vuelve transparente a electrones, y obtenemos el

caso límite, como el que es mostrado en la figura 2.1d. Es claro que el valor límite de altura de la barrera $q\Phi_{Bn0}$ es dado por

$$q\Phi_{Bn0} = q(\phi_m - \chi) \tag{2.1}$$

la altura de la barrera es la diferencia entre la función trabajo del metal y la afinidad electrónica del semiconductor. Para un contacto ideal entre un metal y un semiconductor tipo-p, la altura de barrera $q\Phi_{Bp0}$ es dada por

$$q\Phi_{Bp0} = E_g - q(\Phi_m - \chi) \tag{2.2}$$

Esto es, para alguna combinación de semiconductor y metal, la suma de las alturas de barrera en sustratos tipo-n y tipo-p se espera que este valor sea igual al de la banda de energía prohibida, o

$$q(\Phi_{Bn0} + \Phi_{Bp0}) = E_g \tag{2.3}$$

En la práctica, las expresiones para la altura de la barrera dadas en las ecuaciones anteriores no son realizadas experimentalmente. Las afinidades electrónicas de semiconductores y las funciones de trabajo de los metales ya han sido establecidos, para metales, $q\Phi_m$ es del orden de unos pocos electrón volts (2-6eV) y los valores de $q\Phi_m$ son generalmente muy sensibles a la contaminación superficial. Las principales desviaciones de alturas de barrera experimentales de las condiciones ideales pueden ser dadas por una inevitable capa interfacial, $\delta \neq 0$ como en la figura 2.1c y la presencia de estados interfaciales. Más aun, la altura de barrera puede ser modificada debido a la disminución por la fuerza imagen [2].

2.2.2 Región de agotamiento

La capa de agotamiento de un contacto metal-semiconductor es similar al de una unión abrupta de un solo lado (ejemplo p⁺-n). Se vio en la discusión anterior que cuando un metal hace contacto intimo con un semiconductor, las bandas de conducción y de valencia del semiconductor en la superficie llegan a una relación de energía definida con el nivel de Fermi en el metal. Una vez que esta relación se establece, sirve como una condición de frontera a la solución de la ecuación de Poisson en el semiconductor, que procede exactamente de la misma manera como en una unión p-n. El diagrama de bandas de energía para metales en material tipo-n, como en tipo-p, se muestra bajo diferentes condiciones de excitación en la figura 2.2.





Para contactos en semiconductores tipo-n, bajo la aproximación abrupta $\rho \approx qN_D$ para $x < W_D$, $\rho \approx 0$ y $E \approx 0$ para $x > W_D$, donde W_D es el ancho de la región agotamiento, obtenemos

$$W_D = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s}{qN_D} \left(\Psi_{bi} - V - \frac{kT}{q}\right)}$$
(2.4)

$$|E(x)| = \frac{2qN_D}{\varepsilon_s}(W_D - x) = E_m - \frac{qN_D x}{\varepsilon_s}$$
(2.5)

$$E_{c}(x) = q\Phi_{Bn} - \frac{q^{2}N_{D}}{\varepsilon_{s}}(W_{D}x - \frac{x^{2}}{2})$$
(2.6)

donde el término kT/q surge de la contribución de la cola de la distribución de los portadores mayoritarios (electrones en el lado-n) y E_m es el máximo campo eléctrico el cual ocurre en x = 0

$$E_m = E(x = 0) = \sqrt{\frac{2qN_D}{\varepsilon_s} \left(\Psi_{bi} - V - \frac{kT}{q}\right)} = \frac{2\left(\Psi_{bi} - V - \frac{kT}{q}\right)}{W_D}$$
(2.7)

la carga espacial Q_{sc} por unidad de área del semiconductor y la capacitancia de la capa de agotamiento C_D por unida de área, son dadas por

$$Q_{sc} = qN_D W_D = \sqrt{2q\varepsilon_s N_D (\Psi_{bi} - V - \frac{kT}{q})}$$
(2.8)

$$C_D = \frac{\varepsilon_s}{W_D} = \sqrt{\frac{q\varepsilon_s N_D}{2[\Psi_{bi} - V - (kT/q)]}}$$
(2.9)

la ecuación 2.9 puede ser escrita en la forma

$$\frac{1}{c_D^2} = \frac{2[\Psi_{bi} - V - (kT/q)]}{q\varepsilon_s N_D}$$
(2.10)

0

$$N_D = \frac{2}{q\varepsilon_s} \left[-\frac{1}{d(1/C_D^2)/dV} \right]$$
(2.11)

2.3 Condiciones no ideales en Barreras Schottky

Hasta ahora, la discusión de los contactos metal-semiconductor no incluye ciertos efectos de la unión entre dos materiales disimilares. A diferencia de las uniones p-n, que ocurren en un solo cristal semiconductor, una unión de barrera Schottky incluye la terminación del material. La superficie semiconductora contiene estados superficiales debido a enlaces covalentes incompletos y otros efectos, los cuales pueden agregar cargas en la interface metal-semiconductor. Ya que este contacto es rara vez una discontinuidad atómica abrupta entre el cristal semiconductor y el metal, hay típicamente una delgada capa interfacial, que no es metal, ni semiconductor [4].

Debido a los estados superficiales, la capa interfacial, arreglos microscópicos de fases metal-semiconductor, y otros efectos, es difícil el fabricar uniones con alturas de barrera cerca de los valores ideales predichos de las funciones de trabajo de los materiales aislados [4].

2.3.1 Fijación del nivel de Fermi en contactos metal-semiconductor

De acuerdo a la teoría Schottky-Mott, cuando un metal hace contacto con un semiconductor, ambos niveles de Fermi se alinean, así que el nivel de Fermi en la interface es modificada. La barrera de potencia Φ_B entre los dos materiales, idealmente debe ajustarse por la función trabajo del metal y la afinidad electrónica del semiconductor χ , como en la ecuación 2.1. En realidad, esta dependencia no se observa experimentalmente. La altura de

barrera Schottky tiende a fijarse en un valor casi independiente de la función trabajo del metal, como se muestra en la figura 2.3.



Figura 2.3 (a) Diagrama de bandas de energía de una barrera Schottky ideal sin la fijación del nivel de Fermi en la superficie del material semiconductor. (b) Diagrama de bandas de energía de barrera Schottky no ideal donde la altura de barrera es casi independiente de la función trabajo del metal utilizado en el contacto con el semiconductor [5].

Hay dos teorías populares sobre la fijación del nivel de Fermi, donde el origen de los estados de fijación varía con el modelo. Dos de las teorías más populares son, estados en banda prohibida inducidos por el metal (MIGS, por sus siglas en ingles) y polarización por enlaces incompletos en la superficie del sustrato [5].

Heine primero propuso la teoría MIGS en 1965, la cual después fue soportada por Tersoff [5]. La base de esta teoría es que las funciones de onda de los electrones en el metal pueden decaer hacia la banda prohibida de energía del semiconductor creando estados intrínsecos, conocidos como estados intrínsecos en banda prohibida inducidos por el metal. Cerca a la banda de valencia, estos estados se encuentran para ser principalmente como donadores, y cerca de la banda de conducción, ellos son principalmente aceptores. El nivel de neutralidad de carga (E_{CNL}) es el nivel de energía al cual los estados interfaciales cambian principalmente de

donadores a aceptores. En una unión metal-semiconductor, la carga de estos estados generados por la función de onda del metal crea una carga dipolar que causa que el nivel de Fermi, E_F , se alinee para minimizar la carga dipolar hasta cero, empujando de manera efectiva el E_F en la interface hacia E_{CNL} . Tan cerca en la interface, E_F es ajustado a E_{CNL} , determinado por el factor de posicionamiento *S*, la altura de barrera se determina a través de la relación

$$\Phi_B = \Phi_M - \chi = S\Phi_M + (1 - S)\Phi_{CNL} - \chi \tag{2.12}$$

S es encuentra de manera empírica y esta inversamente relacionado al componente electrónico de la constante dieléctrica ε_{∞} , y está en el rango entre 0 y 1. La función trabajo efectiva del metal en el nivel de neutralidad de carga es dado por Φ_M , mientras la función trabajo en el nivel de neutralidad de carga es dado por Φ_{CNL} . Los semiconductores tienden a tener un menor S que los óxidos y otros dieléctricos, lo que explica porque generalmente la fijación del nivel de fermi no existe en uniones oxido-metal. La teoría de polarización de enlaces de Tung es similar a la teoría MIGS en la idea de que estados en la región de energía prohibida surgen de la polarización de los enlaces químicos en la interface metal-semiconductor [5]. En realidad, debe haber un re-arreglo de la carga en la formación de los enlaces químicos entre el metal y el semiconductor con el fin de satisfacer de manera termodinámica y en la minimización de la energía interfacial. Esta interacción de las funciones de onda del metal y el semiconductor en una unión Schottky son tomadas en cuenta en la formación de una región específica en la interface, donde los estados electrónicos no son totalmente del tipo metal o semiconductor, sino que es una mezcla de los dos. La minimización de la energía interfacial total causa que la densidad de carga en el metal y el semiconductor se relaje, creando un dipolo interfacial que fija el nivel de Fermi.

2.3.2 Estados interfaciales

La altura de barrera de un sistema metal-semiconductor, es de manera general determinada tanto por la función trabajo del metal y los estados interfaciales. Una expresión general de la altura de barrera puede ser obtenida en base de las siguientes dos suposiciones, con un contacto intimo entre el metal y el semiconductor, y con una capa interfacial de dimensiones atómicas. Esta capa será transparente a los electrones pero puede haber un potencial a través de ésta.



Figura 2.4 Diagrama de bandas de energía detallado de un contacto metalsemiconductor tipo-n, donde hay una capa interfacial del orden de distancias interatómicas [2].

Los estados interfaciales por unidad de área por energía en la interface son una propiedad de la superficie semiconductora y es independiente del metal. Un diagrama de bandas de energía más detallado de un contacto metalsemiconductor tipo-n es mostrada en la figura 2.4 [2]. Las diferentes cantidades utilizadas en la derivación que sigue se definen en esta figura. La primera cantidad de interés es el nivel de energía $q\phi_0$ por debajo de E_F en la superficie semiconductora, es llamado el nivel neutral por encima del cual los estados son del tipo aceptor (neutrales cuando están vacíos, negativamente cargados cuando están llenos), y por debajo donde los estados son del tipo donador (neutrales cuando están llenos de electrones, positivamente cargados cuando están vacíos). Cuando el nivel de Fermi en la superficie coincide con este nivel neutral, la carga de las trampas interfaciales es cero, este nivel de energía también tiende a posicionar el nivel de Fermi del semiconductor en la superficie antes que el contacto metálico sea formado. La segunda cantidad es $q\Phi_{Bn0}$, la altura de la barrera del contacto metal-semiconductor; es esta barrera la que debe ser superada por electrones fluyendo del metal hacia el semiconductor. La capa interfacial se supone que tiene pocos angstroms de espesor y será por tanto transparente para los electrones.

Consideremos un semiconductor con trampas interfaciales aceptoras (donde en este particular ejemplo E_F está por encima del nivel neutral cuya densidad es D_{it} estados/cm²-eV), y es constante sobre el rango de energía $q\Phi_0 + E_V$ a el nivel de Fermi, la densidad de carga de trampas interfaciales en el semiconductor Q_{ss} es por tanto negativa y es dada por

$$Q_{ss} = -qD_{it} (E_g - q\Phi_0 - q\Phi_{Bn0}) C/cm^2$$
(2.13)

la cantidad entre paréntesis es simplemente la diferencia de energía entre el nivel de Fermi en la superficie y el nivel neutral. La carga espacial que se forma en la región de agotamiento del semiconductor en equilibrio térmico es dada como

$$Q_{sc} = qN_D W_D = \sqrt{2q\varepsilon_s N_D \left(\Phi_{Bn0} - \Phi_n - \frac{kT}{q}\right)}$$
(2.14)

la densidad de carga superficial total equivalente en la superficie del semiconductor es dada por la suma de las ecuaciones 2.13 y 2.14. En la

ausencia de algunos efectos de carga espacial en la capa interfacial, una carga igual y opuesta, Q_M (C/cm²), se desarrolla en la superficie del metal. Para capas interfaciales delgadas tales efectos de carga espacial son despreciables y Q_M puede ser escrito como:

$$Q_M = -(Q_{ss} + Q_{sc})$$
(2.15)

El potencial Δ a través de la capa interfacial, puede obtenerse aplicando la ley de Gauss a la carga superficial en el metal y el semiconductor

$$\Delta = -\frac{\delta Q_M}{\varepsilon_i} \tag{2.16}$$

donde, ε_i es la permitividad de la capa interfacial y δ su espesor. Otra relación para Δ , puede obtenerse por inspección del diagrama de bandas de energía de la figura 2.4:

$$\Delta = \Phi_m - (\chi + \Phi_{Bn0}) \tag{2.17}$$

esta relación resulta del hecho de que el nivel de Fermi debe ser constante a través del sistema en equilibrio térmico. Si se combinan las ecuaciones 2.16 y 2.17 para eliminar Δ , y de la ecuación 2.15 se utiliza Q_M , obtenemos

$$\Phi_m - \chi - \Phi_{Bn0} = \sqrt{\frac{2q\varepsilon_s N_D \delta^2}{\varepsilon_i^2} (\Phi_{Bn0} - \Phi_n - \frac{kT}{q})} - \frac{qD_{it}\delta}{\varepsilon_i} (E_g - q\Phi_0 - q\Phi_{Bn0}) (2.18)$$

la ecuación 2.18 puede ahora resolverse para ϕ_{Bn0} . Introducimos las cantidades

$$c_1 = \frac{2q\varepsilon_s N_D \delta^2}{\varepsilon_i^2} \tag{2.19}$$

$$c_2 = \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_i + q^2 \delta D_{it}} \tag{2.20}$$

que contienen todas las propiedades interfaciales. La ecuación 2.19 puede ser utilizada para calcular c₁ si valores de δ y ε_i son estimados. Para superficies semiconductoras grabadas en vacío o bien limpias, la capa interfacial tiene un espesor de dimensiones atómicas (por ejemplo 4 o 5Å), la permitividad de tal capa interfacial puede ser aproximada por el valor de espacio libre, y ya que esta aproximación representa un límite inferior para ε_i , esto da una sobre estimación de c_2 . Para $\varepsilon_s \approx 10\varepsilon_0$, $\varepsilon_i = \varepsilon_0$, y $N_D < 10^{18}$, c1 es pequeño, del orden de 0.01V y el término de la raíz cuadrada en la ecuación 2.18 es estimado para ser menor que 0.01V.

Despreciando este término en la raíz cuadrada, la ecuación 2.18 se reduce a

$$\Phi_{Bn0} = c_2(\Phi_m - \chi) + (1 - c_2)\left(\frac{E_g}{q} - \Phi_0\right) \equiv c_2\Phi_m + c_3$$
(2.21)

conociendo c_2 y c_3 de experimentos de variación de Φ_m , las propiedades interfaciales son dadas por

$$\Phi_0 = \frac{E_g}{q} - \frac{c_2 \chi + c_3}{1 - c_2} \tag{2.22}$$

$$D_{it} = \frac{(1-c_2)\varepsilon_i}{c_2\delta q^2} \tag{2.23}$$

utilizando las suposiciones previas para δ y ε_i , obtenemos $D_{it} \approx 1.1X10^{13}(1-c_2)/c_2$ estados/cm²-eV.

Hay dos casos limitantes que pueden ser obtenidos directamente de la ecuación 2.21.

(i) Cuando
$$D_{ii} \rightarrow \infty$$
, entonces $c_2 \rightarrow 0$ y
 $q\Phi_{Bn0} = E_g - q\Phi_0$ (2.24)

en este caso el nivel de Fermi en la interface es posicionado por los estados superficiales en el valor $q\Phi_0$ por encima de la banda de valencia, la altura de barrera es independiente de la función trabajo del metal y es determinado enteramente por las propiedades superficiales del semiconductor.

(ii) Cuando $D_{it} \rightarrow 0$, entonces $c_2 \rightarrow 1$ y

$$q\Phi_{Bn0} = q(\Phi_m - \chi) \tag{2.25}$$

esta es la ecuación para la altura de la barrera de una unión Schottky ideal, donde los efectos de estados superficiales son despreciados y es idéntica a la ecuación 2.1.

Se sabe que los valores de $q\Phi_0$ para Si, GaAs, y GaP; son muy cercanos a un tercio de la banda prohibida, resultados similares son obtenidos por otros semiconductores. Este hecho indica que muchos semiconductores covalentes en sus superficies tienen un alta densidad pico de estados superficiales o defectos cerca de los niveles neutrales y que el nivel neutral es de alrededor de un tercio de la banda prohibida de la orilla de la banda de valencia. Para compuestos III-V. extensas mediciones utilizando espectroscopía por fotoemisión indica que la formación de la barrera Schottky es debido principalmente a defectos generados cerca a la interface por el depósito del metal. Ha sido mostrado que en pocos compuestos semiconductores tales como GaAs, GaSb, y InP; la posición del nivel de Fermi en la superficie obtenida de un número de metales, es posicionado en un nivel de energía un tanto independiente del metal. Este posicionamiento del nivel de Fermi superficial puede explicar el hecho que para muchos compuestos semiconductores III-V, la altura de la barrera es esencialmente independiente de la función trabajo del metal. Para semiconductores iónicos

tales como CdS y ZnS, la altura de barrera generalmente depende fuertemente del metal y una correlación ha sido encontrada entre el comportamiento interfacial y la electronegatividad. Para aplicaciones tecnológicas en circuitos integrados de silicio, una clase importante de contactos de barrera Schottky que ha sido desarrollada en la que una reacción química entre el metal y el silicio que está por debajo se induce para formar siliciuros. La formación de siliciuros metálicos por una reacción metalúrgica de sólido a sólido, provee barreras Schottky más confiables y reproducibles debido a que las reacciones químicas interfaciales son mejor definidas y pueden mantenerse bajo un buen control. Se piensa que, ya que las propiedades interfaciales de los siliciuros dependen de la temperatura eutéctica, debe haber una correlación entre la altura de la barrera y la temperatura eutéctica [2].

2.4 Flujo de corriente en un diodo Schottky

Un diodo de barrera Schottky es un dispositivo de portadores mayoritarios, debido a que el flujo de corriente en tales dispositivos es debido a los portadores mayoritarios, por ejemplo, electrones en un semiconductor tipo-n. El modelo de emisión termoiónica desarrollado por Bethe y el modelo de difusión desarrollado por Schottky son los modelos físicos más ampliamente utilizados para predecir la característica *I-V* de un diodo de barrera Schottky.

2.4.1 Teoría de la emisión termoiónica

La emisión termoiónica usualmente se refiere a la emisión de electrones de una superficie metálica caliente. Si el metal es utilizado como un cátodo y todos los electrones emitidos de la superficie metálica son colectados en el ánodo de un diodo de vacío, entonces el cátodo está en una condición de emisión en saturación. La densidad de corriente emitida es entonces llamada la densidad de corriente de saturación J_s , y la ecuación que relaciona J_s a la

temperatura del cátodo y a la función de trabajo de un metal es conocida como la ecuación de Richardson.



Figura 2.5 Emisión termoiónica de un electrón desde una superficie metálica [3].

La ecuación de Richardson se deriva usando la geometría de una superficie metálica como se muestra en la figura 2.5. La superficie se supone como infinita en el plano *x-y* y la emisión electrónica es normal a la superficie del metal a lo largo del eje-*z*. La densidad de electrones libres en el metal con velocidades entre (v_x , v_y , v_z) y ($v_x + dv_x$, $v_y + dv_y$, $v_z + dv_z$) es dada por

$$dn = 2\left(\frac{1}{2\pi}\right)^3 f(k)d^3k = \left(\frac{2m_0^3}{h^3}\right)f(v)dv_x dv_y dv_z$$
(2.26)

donde m_0 es la masa del electrón libre y $\hbar k = m_0 v$. Usando la estadística Maxwell-Boltzmann, la función de distribución electrónica f(v), es dada por

$$f(v) = exp\left[\frac{m_0(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{2kT}\right]$$
(2.27)

ahora sustituyendo 2.27 en 2.26 se obtiene la densidad de corriente por emisión termoiónica en la dirección-*z*, la cual es dada por

$$J_s = A_0 T^2 exp\left(-\frac{q\phi_m}{kT}\right) \tag{2.28}$$

donde, $A_0 = 4\pi q m_0 k^2 / h^3$ es la constante de Richardson, la cual es igual a 120A/(cm²K²) para electrones en el espacio libre. En la ecuación 2.28, se nota que solo electrones con energías cinéticas mayores que las de la función trabajo del metal $(\frac{1}{2}(m_0 v_{zm}^2) \ge q \phi_m)$ pueden escapar de la superficie metálica a lo largo del eje-*z*.

2.4.2 Modelo de flujo de corriente por emisión termoiónica

El modelo de emisión termoiónica descrito en la sección anterior para emisión de electrones de una superficie metálica caliente hacia el espacio libre, puede modificarse fácilmente para un contacto metal-semiconductor. El flujo de corriente del semiconductor hacia el metal en un diodo Schottky, es determinado principalmente por la barrera de potencial (Ψ_{bi} - V_a) bajo condiciones de excitación directa. Para superar esta barrera de potencial, la energía cinética mínima de electrones en el lado semiconductor a lo largo de la dirección *x* es dada por

$$\frac{1}{2}(m_n^* v_{xm}^2) \ge q(\Psi_{bi} - V_a)$$
(2.29)

por tanto, el componente de densidad de corriente electrónica fluyendo del lado semiconductor al lado del metal, J_{sm} , puede ser obtenida modificando 2.28 para los contactos metal-semiconductor, dando

$$J_{sm} = \left(\frac{2qm^{*^3}}{h^3}\right) \int_{-\infty}^{\infty} exp\left[\frac{-m^* v_z^2}{2k_B T}\right] dv_z \int_{-\infty}^{\infty} exp\left[\frac{-m^* v_y^2}{2k_B T}\right] dv_y \int_{v_{xm}}^{\infty} v_x exp\left[\frac{-m^* v_x^2}{2k_B T}\right] dv_x =$$
$$= A^* T^2 exp\left(-\frac{q\phi_{Bn}}{k_B T}\right) exp\left(\frac{qV_a}{k_B T}\right) = J_0 exp\left(\frac{qV_a}{k_B T}\right)$$
(2.30)

donde

$$J_0 = A^* T^2 exp\left(-\frac{q\phi_{Bn}}{kT}\right)$$
(2.31)

es la densidad de corriente de saturación. En 2.31, $A^* = 4\pi m_n^* q k^2 / h^3$ es la constante efectiva de Richardson, m_n^* es la masa efectiva del electrón y Φ_{Bn} es la altura de la barrera. El flujo de corriente del lado metálico al lado del semiconductor, puede ser obtenido de 2.31 utilizando el hecho que en equilibrio térmico $V_a = 0$, y

$$J_{ms} = -J_{sm} = -J_0. (2.32)$$

esto es, el flujo total de corriente bajo condiciones de excitación directa es igual a la suma de 2.30 y 2.32, que dice

$$J = J_{sm} + J_{ms} = J_0 \left[exp\left(\frac{qV_a}{kT}\right) - 1 \right]$$
(2.33)

la ecuación 2.33 es la bien conocida ecuación de diodo Schottky, que predice una dependencia exponencial de la densidad de corriente tanto de la temperatura como del voltaje aplicado. Ya que la densidad de corriente de saturación J_0 , depende exponencialmente en la altura de la barrera, una gran altura de barrera es necesaria con el fin de reducir el valor de J_0 en un diodo Schottky.

2.4.3 Disminución por fuerza-imagen

La disminución por fuerza-imagen, también conocido como efecto Schottky o disminución de barrera Schottky, es la disminución inducida por una fuerzaimagen de la barrera de energía para emisión de portadores de carga en la presencia de un campo eléctrico. Considerando únicamente una superficie metálica, cuando un electrón esta a una distancia x del metal en el vacío, como se muestra en la figura 2.6, una carga positiva será inducida en la superficie del metal, esta carga positiva es referida como la carga imagen.



Figura 2.6 Carga imagen, cuando una carga negativa está presente a una distancia x en el vacío, una carga del signo opuesto se induce en el metal [3].

La fuerza de atracción que debe existir entre el electrón y una carga positiva igual localizada en -x, es dada por

$$F = \frac{-q^2}{4\pi\varepsilon_0(2x)^2} = \frac{-q^2}{16\pi\varepsilon_0 x^2}$$
(2.34)

donde ε_0 es la permitividad del espacio libre. El trabajo hecho a un electrón en el curso de su transferencia del infinito al punto *x* es dada por

$$E(x) = \int_{\infty}^{x} F dx = \frac{-q^2}{16\pi\epsilon_0 x^2}$$
(2.35)

esta energía corresponde a la energía potencial de un electrón puesto a una distancia x de la superficie metálica, mostrado en la 2.7, y es medido hacia abajo del eje-x.


Figura 2.7 Diagrama de bandas de energía entre la superficie del metal y el vacío. La altura de barrera efectiva es disminuida cuando un campo eléctrico es aplicado a la superficie. La disminución es debido a los efectos combinados del campo y la fuerza imagen [3].

Cuando un campo externo *E* es aplicado (en este caso en la dirección -x), la energía potencial total *PE* como una función de la distancia es dada por la suma

$$PE(x) = -\frac{q^2}{16\pi\varepsilon_0 x} - q|E|x$$
 (2.36)

esta ecuación tiene un valor máximo. La disminución por fuerza-imagen $\Delta \Phi$ y la localización de la disminución x_m (como se muestra en la figura 2.7), es dada por la condición d(PE)/dx = 0, o

$$x_m = \sqrt{\frac{q}{16\pi\varepsilon_0|E|}}\tag{2.37}$$

$$\Delta \Phi = \sqrt{\frac{q|E|}{4\pi\varepsilon_0}} = 2|E|x_m \tag{2.38}$$

de las ecuaciones 2.37 y 2.38 obtenemos $\Delta \Phi = 0.12V$ y $x_m = 6nm$ para $E = 10^5 V/cm$; y $\Delta \Phi = 1.2V$ y $x_m = 1nm$ para $E = 10^7 V/cm$. Esto es a grandes campos eléctricos la barrera Schottky es considerablemente disminuida y la función trabajo del metal efectiva para emisión termoiónica ($q\Phi_B$) es reducida [2].

Estos resultados pueden ser aplicados en los contactos metalsemiconductor. Sin embargo, el campo debe ser reemplazado por el campo apropiado en la interface, y la permitividad del espacio libre ε_0 debe ser reemplazado por una permitividad apropiada ε_s caracterizando al medio semiconductor, esto es

$$\Delta \Phi = \sqrt{\frac{qE_m}{4\pi\varepsilon_s}} \tag{2.39}$$

Hay que notar que dentro de un dispositivo como un contacto metalsemiconductor, el campo eléctrico no es cero aun sin excitación debido al potencial generado. También debido a los grandes valores de ε_s en un contacto metal-semiconductor, la disminución de barrera es menor que el correspondiente sistema metal-vacío. Aunque la disminución de barrera es pequeña, tiene un profundo efecto en el proceso de transporte de corriente en contactos metal-semiconductor.

En un diodo de barrera Schottky práctico, el campo eléctrico no es constante con la distancia, y el máximo valor en la superficie basado en la aproximación de agotamiento puede ser utilizado

$$E_m = \sqrt{\frac{2qN|\Psi_s|}{\varepsilon_s}} \tag{2.40}$$

donde el potencial superficial Ψ_s (en sustrato tipo-n) es

$$|\Psi_s| = \Phi_{Bn0} - \Phi_n + V_R \tag{3.41}$$

sustituyendo E_m en la ecuación 2.39 da

$$\Delta \Phi = \sqrt{\frac{qE_m}{4\pi\varepsilon_s}} = \left[\frac{q^3N|\Psi_s|}{8\pi^2\varepsilon_s^3}\right]^{1/4}$$
(2.42)



Figura 2.8 Diagrama de bandas de energía incorporando el efecto de disminución de barrera para un contacto metal-semiconductor tipo-n bajo diferentes condiciones de excitación [2].

La figura 2.8 muestra el diagrama de energía incorporando el efecto Schottky para un metal en un semiconductor tipo-n bajo diferentes condiciones de polarización. Notar que para polarización directa (V > 0), el campo y la fuerza imagen son menores y la altura de barrera $q\Phi B_{n0} - q\Delta \Phi_F$ es ligeramente mayor que la altura de barrera en excitación cero de

$$q\Phi_{Bn} = q(\Phi_{Bn0} - \Delta\Phi) \tag{2.43}$$

para polarización inversa ($V_R > 0$), la altura de la barrera $q\Phi B_{n0} - q\Delta \Phi_R$ es ligeramente menor, la altura de la barrera se vuelve dependiente de la excitación. El valor ε_s , puede también ser diferente de la permitividad estática del semiconductor si durante el proceso de fotoemisión el tiempo de transito de electrones de la interface metal-semiconductor a el máximo de la barrera x_m es menor que el tiempo de relajación dieléctrica, el medio semiconductor no tiene suficiente tiempo para ser polarizado, y menor permitividad que el valor estático es esperado. Sin embargo, para silicio las permitividades apropiadas son alrededor de las mismas que sus correspondientes valores estáticos.

Tomando en cuenta el efecto de disminución-imagen en 2.31, la densidad de corriente de saturación puede ser expresada como

$$J_0 = A^* T^2 exp\left[-\frac{q(\phi_{Bn} - \Delta\phi_m)}{kT}\right] = A^* T^2 exp\left(-\frac{q\phi_{Bn}}{kT}\right) exp\left(\frac{q^3 \varepsilon_m}{4\pi\varepsilon_0 \varepsilon_s k^2 T^2}\right)^{1/2} (2.44)$$

en la región de agotamiento, el máximo campo eléctrico E_m en la interface metal-semiconductor puede ser obtenida resolviendo 2.4 y 2.7, que resulta

$$E_m = \sqrt{\frac{2qN_D(\Psi_{bi} - V_a)}{\varepsilon_0 \varepsilon_s}}$$
(2.45)

el máximo campo eléctrico ocurre en x = 0 y el campo decrece linealmente con la distancia de la interface metal-semiconductor (en x = 0), al extremo de la capa de agotamiento (en x = W) en el volumen del semiconductor. De 2.44 y 2.45 se nota que ln(J_0) es directamente proporcional a $(E_m)^{1/2}$, o $(\Psi_{bi} - V_a)^{1/4}$ cuando el efecto de disminución-imagen es considerado. Este comportamiento corriente-voltaje (*I-V*) ha sido efectivamente observado en algunos diodos de barrera Schottky metal-semiconductor.

2.4.4 Modelo de flujo de corriente por difusión

El modelo de difusión Schottky se basa en la suposición de que la altura de barrera es mayor que algunos kT y que el semiconductor esta ligeramente

dopado. Así que el ancho de la capa de agotamiento es mayor que la longitud de difusión de portadores. Basados en este modelo, tanto el componente de arrastre y difusión de corriente son considerados en la región de agotamiento, y la densidad de corriente electrónica J_n puede ser escrita como

$$J_n = qn(x)\mu_n \mathsf{E}_x + qD_n \frac{dn(x)}{dx} = qD_n \left[\left(\frac{qn(x)}{kT} \right) \left(-\frac{dV(x)}{dx} \right) + \frac{dn(x)}{dx} \right]$$
(2.46)

Ya que la densidad de corriente total J_n en la región de agotamiento es constante e independiente de x, se puede multiplicar ambos lados de 2.46 por exp[-qV(x)/kT] y entonces integrar la ecuación sobre toda la región de agotamiento de x = 0 a x = W, que da

$$J_n \int_0^W e^{-qV(x)/kT} dx = q D_n \int_0^W \left[-\left(\frac{qn(x)}{kT}\right) \frac{dV(x)}{dx} e^{-qV(x)/kT} + \frac{dn(x)}{dx} e^{-qV(x)/kT} \right] dx \quad (2.47)$$

0

$$J_n \int_0^W e^{-qV(x)/kT} dx = q D_n n(x) e^{-\frac{qV(x)}{kT}} \Big|_0^W$$
(2.48)

Las condiciones de frontera para 2.48 en x = 0 y x = W son dadas por

$$qV(0) = -q\phi_{Bn} y qV(W) = -q(\phi_n + V_a)$$
(2.49)

donde V_a es el voltaje aplicado. Las densidades electrónicas en x = 0 y x = W, son dadas por

$$n(0) = N_c exp\left\{-\frac{[E_c(0) - E_f]}{kT}\right\} = N_c exp\left(-\frac{q\phi_{Bn}}{kT}\right),$$
(2.50a)

$$n(W) = N_c exp\left(-\frac{q\phi_n}{kT}\right)$$
(2.50b)

ahora sustituyendo 2.48 y 2.49 en 2.47, se obtiene

$$J_n = \frac{(qD_nN_c)[exp(qV_a/kT) - 1]}{\int_0^W exp[-qV(x)/kT]dx}$$
(2.51)

la integral en el denominador de 2.51 puede eliminarse sustituyendo V(x) dada en 2.6 (despreciando el término x^2) y W dado en 2.4, en 2.51, y se obtiene

$$J_n = \left(\frac{q^2 D_n N_c}{kT}\right) \sqrt{\frac{2q(\Psi_{bi} - V_a) N_D}{\varepsilon_0 \varepsilon_s}} \exp\left(-\frac{q\phi_{Bn}}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qV_a}{kT}\right) - 1\right] = J_0\left[\exp\left(\frac{qV_a}{kT}\right) - 1\right] (2.52)$$

donde

$$J_{0}^{'} = \left(\frac{q^{2}D_{n}N_{c}}{kT}\right) \sqrt{\frac{2q(\Psi_{bi} - V_{a})N_{D}}{\varepsilon_{0}\varepsilon_{s}}} exp\left(-\frac{q\phi_{Bn}}{kT}\right)$$
(2.53)

es la densidad de corriente derivada del modelo de difusión.

Una comparación de 2.53 y 2.31, revela que la densidad de corriente de saturación derivada del modelo de emisión termoiónica es más sensible a la temperatura que el modelo de difusión. Sin embargo, lo último muestra una fuerte dependencia en el voltaje aplicado para el modelo de difusión que en el primer modelo. Se nota que el efecto de disminución-imagen es despreciado en 2.53. Ambos modelos predicen la misma dependencia exponencial de la densidad de corriente de saturación en el tamaño de la barrera y la temperatura.

2.4.5 Modelo de flujo de corriente por difusión-emisión termoiónica

Una síntesis de las aproximaciones de difusión y emisión termoiónica descritas con anterioridad ha sido propuesta por Crowell y Sze [2]. Esta aproximación se deriva de las condiciones de frontera de una velocidad de recombinación termoiónica v_R cerca a la interface metal-semiconductor.



Figura 2.9 Diagrama de bandas de energía mostrando la derivación de la teoría de difusión-emisión termoiónica [2].

Consideramos la energía potencial del electrón [o $E_C(x)$] contra la distancia incorporando el efecto de disminución de la barrera de potencial como se muestra en la figura 2.9. Aquí, la altura de barrera es lo suficientemente grande tal que la densidad de carga entre la superficie del metal y $x = W_D$ es esencialmente la de los donadores ionizados (aproximación de agotamiento). Como se muestra esquemáticamente, el voltaje aplicado entre el metal y el semiconductor debe resultar en un flujo de electrones hacia el metal. El nivel cuasi-Fermi de electrones E_{Fn} en la barrera también es mostrado esquemáticamente como función de la distancia. A través de la región entre x_m y W_D

$$J = n\mu_n \frac{dE_{Fn}}{dx} \tag{2.54}$$

donde la densidad de electrones a algún punto x es dado por

$$n = N_C exp\left(-\frac{E_C - E_{Fn}}{kT}\right) \tag{2.55}$$

suponemos que la región entre x_m y W_D es isotérmica y que la temperatura de los electrones es igual a la temperatura de la red.

Si la porción de la barrera de potencial entre x_m y la interface (x = 0) actúa como un sumidero para electrones, podemos describir el flujo de corriente en términos de una velocidad de recombinación efectiva V_R en el máximo de energía potencial x_m :

$$J = (n_m - n_0)v_R (2.56)$$

donde n_m es la densidad electrónica en x_m cuando la corriente está fluyendo

$$n_m = N_C exp\left[\frac{E_{Fn}(x_m) - E_C(x_m)}{kT}\right] = N_C exp\left[\frac{E_{Fn}(x_m) - q\phi_{Bn}}{kT}\right]$$
(2.57)

 n_0 es una densidad electrónica en cuasi-equilibrio en x_m , la densidad que debe ocurrir de ser posible para alcanzar el equilibrio sin alterar la magnitud o posición del máximo de la energía potencial, por ejemplo, $E_{Fn}(x_m)=E_{Fm}$

$$n_0 = N_C exp\left(-\frac{q\phi_{Bn}}{kT}\right) \tag{2.58}$$

otra condición de frontera, tomando $E_{Fm} = 0$ como referencia, es

$$E_{Fn}(W_D) = qV \tag{2.59}$$

si *n* es eliminado de las ecuaciones 2.54 y 2.55 y la expresión resultante para E_{Fn} se integra entre x_m y W_d

$$exp\left[\frac{E_{Fn}(x_m)}{kT}\right] - exp\left(\frac{qV}{kT}\right) = \frac{-J}{\mu_n N_C kT} \int_{x_m}^{W_D} exp\left(\frac{E_C}{kT}\right) dx$$
(2.60)

entonces de las ecuaciones 2.56 y 2.57, $E_{Fn}(x_m)$ puede resolverse como

$$exp\left[\frac{E_{Fn}(x_m)}{kT}\right] = \frac{v_D exp(qV/kT) + v_R}{v_D + v_R}$$
(2.61)

donde

$$v_D \equiv D_n exp\left(\frac{q\phi_{Bn}}{kT}\right) / \int_{x_m}^{W_D} exp\left[\frac{E_C}{kT}\right] dx$$
(2.62)

es una velocidad de difusión efectiva asociada con el transporte de electrones de la orilla de la capa de agotamiento W_D a la energía potencial máxima x_m . Sustituyendo 2.61 en 2.56 da el resultado final de la teoría de difusión-emisión termoiónica (J_{TED})

$$J_{TED} = \frac{qN_C v_R}{(1+v_R/v_D)} exp\left(-\frac{q\phi_{Bn}}{kT}\right) \left[exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1\right]$$
(2.63)

en esta ecuación, los valores relativos de v_R y v_D determina la contribución relativa de la emisión termoiónica contra la difusión. El parámetro v_D puede ser evaluado como la integral de Dawson y puede aproximarse por $v_D \approx \mu_n E_n$ en este caso de la región de agotamiento. Si la distribución electrónica es maxwelliana para $x \ge x_m$, y si los electrones no regresan del metal más que aquellos asociados con la densidad de corriente qn_0v_R , el semiconductor actúa como un emisor termoiónico. Entonces v_R es la velocidad térmica dada por

$$v_{R} = \int_{0}^{\infty} v_{x} exp\left(-\frac{m^{*}v_{x}^{2}}{2kT}\right) dv_{x} \Big/ \int_{-\infty}^{\infty} exp\left(-\frac{m^{*}v_{x}^{2}}{2kT}\right) dv_{x} = \sqrt{\frac{kT}{2m^{*}\pi}} = \frac{A^{*}T^{2}}{qN_{C}} \quad (2.64)$$

Donde *A** es la constante de Richardson efectiva. Puede verse que si $v_D >> v_R$, el termino pre-exponencial en la ecuación 2.63 es dominado por v_R y aplica la teoría de emisión termoiónica ($J_{TED} = J_{TE}$). Si $v_D << v_R$, el proceso de difusión es el factor limitante ($J_{TED} = J_D$).

En suma, la ecuación 2.63 da un resultado que es una síntesis de la teoría de difusión de Schottky y la teoría de la emisión termoiónica de Bethe, y predice corrientes en esencial concordancia con la teoría de emisión termoiónica si $\mu E(x_m) > v_R$. El último criterio es más riguroso que la condición de Bhete $E(x_m) > kT/q\lambda$, donde λ es la trayectoria libre media del portador de carga.

En la sección precedente una velocidad de recombinación v_R asociada con la emisión termoiónica se introdujo como una condición de frontera para describir la acción de colección del metal en una barrera Schottky. En algunos casos existe una probabilidad apreciable que un electrón el cual cruza la máxima energía potencial será dispersado de regreso por dispersión por fonónes ópticos. Como una primera aproximación la probabilidad de emisión electrónica sobre el máximo potencial puede ser dado por $f_p=exp(-x_m/\lambda)$. En adición, la distribución de energía de los electrones puede ser por tanto distorsionada de una distribución maxwelliana debido a reflexión mecánico cuántica de electrones por la barrera. La razón f_Q del flujo total de corriente, considerando la reflexión y el tuneleo mecánico cuántico, al flujo de corriente despreciando estos efectos depende fuertemente en el campo eléctrico y la energía electrónica medida del máximo potencial.

La expresión completa de la característica J-V tomando en cuenta f_P y f_Q es

$$J = A^{**}T^2 exp\left(-\frac{q\phi_{Bn}}{kT}\right) \left[exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1\right]$$
(2.65)

donde

$$A^{**} = \frac{f_P f_Q A^*}{1 + (f_P f_Q v_R / v_D)}$$
(2.66)

Los impactos de estos efectos son reflejados en la constante de Richardson reducida de A^* a A^{**} , hasta en un 50% [2].

2.5 Contacto óhmico

Finalmente, debe notarse que si un contacto Schottky metal-semiconductor es formado en un semiconductor degenerado, el ancho de la barrera se vuelve muy estrecho, así que el flujo de corriente a través del contacto Schottky es dominado por un proceso de tuneleo. En este caso, el flujo de corriente en el diodo es determinado por el coeficiente de transmisión de tuneleo mecánico cuántico, y la densidad de corriente de tuneleo es proporcional a la función exponencial de la altura de la barrera y densidad de dopado, que es dada por

$$J_t \approx \exp\left(-\frac{q\phi_{Bn}}{E_{00}}\right) \tag{2.67}$$

Donde $E_{00} = (q\hbar/2)\sqrt{N_D/m^*\varepsilon_0\varepsilon_s}$. De 2.67, se ve que la densidad de corriente de tuneleo incrementará exponencialmente con la raíz cuadrada de la densidad de dopantes y decrece exponencialmente con el incremento de la altura de la barrera, este es el caso de los contactos óhmicos, que son de gran importancia en una amplia variedad de dispositivos semiconductores.

2.6 Diodo metal-semiconductor-metal

Una estructura del diodo tipo metal-semiconductor-metal (MSM), consiste básicamente de dos barreras Schottky conectadas espalda a espalda en una superficie coplanar. Los contactos metálicos usualmente tienen la forma de líneas interdigitadas, un ejemplo se muestra en la figura 2.10. El espacio entre dedos puede ser diseñado de tal forma que la región entre estos esté casi completamente agotada.



Figura 2.10 Esquema de un diodo metal-semiconductor-metal en la típica configuración de electrodos metálicos interdigitados.

En operaciones típicas, la corriente aumenta con el voltaje y entonces se satura, el incremento de la corriente a bajas excitaciones es debido a la expansión de la región de agotamiento en la unión Schottky inversamente excitada. El voltaje al que la corriente se satura, corresponde a la condición de banda plana en el cual el voltaje en el ánodo se vuelve cero (figura 2.12). Esta condición puede ser estimada por la ecuación de agotamiento unidimensional

$$V_{FB} \approx \left(\frac{qN}{2\varepsilon_s}\right) s^2$$
 (2.68)



Figura 2.11 Comparación entre la región de agotamiento superficial en un diodo MSM y la región de agotamiento hacia el volumen en un simple contacto metal semiconductor dependiendo del voltaje de polarización.

donde *N* es el dopamiento y *S* es el espacio entre los dedos. La ecuación 2.68 es la condición de punch-through, que es cuando las regiones de agotamiento abarcan el espacio entre los electrodos, esto ocurre antes de la condición de banda plana. Una comparación entre el agotamiento superficial inducido por los electrodos interdigitados, con el agotamiento en el volumen del semiconductor como en un simple contacto metal-semiconductor, es mostrado en la figura 2.11.



Figura 2.12. Diagrama de bandas del diodo MSM bajo excitación.

La corriente de oscuridad del dispositivo es principalmente determinada por la emisión termoiónica sobre la barrera [6]. La principal desventaja del fotodiodo MSM es la alta corriente de oscuridad, debido a la unión de barrera Schottky. Esto es especialmente serio para materiales de banda prohibida pequeña, sin embargo, una capa de mejoramiento de la altura de barrera puede reducir drásticamente la corriente de oscuridad. Varias técnicas han sido reportadas para decrecer la corriente de oscuridad, entre esta se puede mencionar el depósito de una capa de pasivación sobre toda el área activa, minimizando la carga superficial de conducción por estados interfaciales. La reducción de la corriente de tuneleo producida por los grandes campos eléctricos bajo los pads de contacto, se logra implementando una capa aislante bajo el área de pads. Definir los electrodos metálicos sobre una delgada película aislante, para obtener un efecto de barrera mejorada, decreciendo la corriente de emisión termoiónica. Y construir un dispositivo MSM con dos diferentes metales, uno en cada electrodo, para obtener grandes valores de altura de barrera para electrones y huecos [7].

Ya que el fotodiodo MSM tiene dos barreras Schottky conectados espalda a espalda (es decir, donde ambos diodos comparten el cátodo), alguna polarización pondrá una barrera Schottky en inversa (cátodo) y la otra en directa (ánodo). Los diagramas de banda de energía entre los dos contactos metálicos a través de la capa activa son mostrados en la figura 2.12. Las características *I-V* más comunes tienen corriente de saturación a bajos voltajes y es típica de corriente de emisión termoiónica. Considerando tanto los componentes de corriente de electrones y huecos, la corriente de saturación tiene la expresión general

$$I_{da} = A_1 A_n^{**} T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_{Bn}}{kT}\right) + A_2 A_p^{**} T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_{Bp}}{kT}\right)$$
(2.69)

41

donde A_1 y A_2 son las áreas de contacto del ánodo y el cátodo, A_n^{**} y A_p^{**} son las constantes efectivas de Richardson para electrones y huecos respectivamente. Para mayores excitaciones, la corriente puede seguir aumentando con la excitación, esta corriente no saturada puede deberse a la disminución de la fuerza de imagen que modifica la altura de barrera, o del tuneleo a través de la barrera. El diodo MSM tiene muy baja capacitancia por área, debido a efectos bidimensionales en un sustrato semiaislante, esto es especialmente ventajoso para detectores que requieren de grandes áreas activas. Con tan pequeñas capacitancias el tiempo de carga RC y velocidad de respuesta han mejorado mucho. La velocidad es también determinada por el tiempo de transito, la cual es directamente proporcional a las dimensiones de espacio entre electrodos; por esta razón un espacio pequeño es preferible para consideraciones de velocidad. Anchos de banda mayores a 100GHz han sido reportado [2]. La velocidad puede ser limitada por la constante de tiempo RC y el tiempo de transito, el ancho de banda debido a la constante de tiempo RC es dada por

$$f_{RC} = \frac{1}{2\pi (R_L + R_s)C}$$
(2.70)

Donde R_L es la resistencia de carga y R_S la resistencia en serie. La capacitancia ideal del dispositivo para una configuración fuente-drenaje con longitud de contacto *l* y espacio entre electrodos *s*, es dada por

$$C = C_0 l \tag{2.71}$$

Donde C_0 es la capacitancia de vacío de los contactos por unidad de longitud. Si el dispositivo es de configuración interdigitada, teniendo *N* dedos con ancho *W* y espacio *s*, entonces

$$C = (N-1)C_0 l (2.72)$$

Aquí C_0 es dado por

$$C_0 = \varepsilon_0 (1 + \varepsilon_s) \frac{K(k)}{K(k')}$$
(2.73)

donde ε_s es la constante dieléctrica del semiconductor y K es la integral elíptica completa del primer tipo con

$$k = \tan^2\left(\frac{\pi W}{4(s+W)}\right) \tag{2.74}$$

у

$$k' = (1 - k^2)^{1/2}$$
(2.75)

La capacitancia de vacío por unidad de área de un diodo MSM es dado por

$$C_A = \frac{C_0}{s+W} \tag{2.76}$$

Es importante notar que la capacitancia de un diodo MSM es menor que el de un diodo p-i-n de un área igual sensible a la luz por un factor casi igual a 4, esto ayuda en mejorar la velocidad de respuesta del dispositivo [6]. El ancho de banda limitado por transito es dado por

$$f_{tr} = \frac{0.44}{\sqrt{2}} \left(\frac{v_s}{s}\right) \tag{2.77}$$

Donde se supone que los portadores de carga viajan a la velocidad de saturación v_s , la velocidad no es sensible al ancho de los dedos W.

2.7 Técnicas de medición de la altura de barrera de potencial

Hay básicamente cuatro métodos para medir la altura de barrera de un contacto metal-semiconductor: corriente-voltaje, energía de activación, capacitancia-voltaje y métodos fotoeléctricos [1].

2.7.1 Medición corriente-voltaje

Sobre los métodos *I*-*V*, la altura de barrera es comúnmente determinada con la densidad de corriente J_0 , que es determinada por extrapolación en una grafica semilogaritomica de corriente contra voltaje, cuando V = 0.



Figura 2.13 Determinación de I₀ en una grafica semilogaritmica I-V [1].

Para semiconductores moderadamente dopados, la característica corrientevoltaje en la dirección directa con V > 3kT/q es dado por la ecuación

$$J = A^{**}T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_{B0}}{kT}\right) \exp\left[\frac{q(\Delta\Phi+V)}{kT}\right]$$
(2.78)

donde, tanto A^{**} y $\Delta \Phi$ (disminución por la fuerza-imagen) son funciones débiles del voltaje aplicado, las características directas J-V (para V > 3kT/q) es representado por

$$J = J_0 exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) \tag{2.79}$$

donde *n* es el factor de idealidad e incorpora todos los efectos que hacen al dispositivo no ideal. El valor de la densidad de corriente extrapolado al voltaje cero es la corriente de saturación J_0 , y la altura de barrera puede ser obtenida de la ecuación

$$\Phi_{Bn} = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{A^{**}T^2}{J_0} \right)$$
(2.80)

El valor de ΦB_n no es muy sensible a la elección de A^{**} , ya que a temperatura ambiente un incremento de 100% en A^{**} causará un incremento de solo 0.018V en ΦB_n [2].

2.7.2 Medición de energía de activación

La principal ventaja de la determinación de la altura de barrera por medio de una medición de energía de activación, es que no hace la suposición de áreas eléctricas activas requeridas. Esto es importante en la investigación de nuevas o inusuales interfaces metal-semiconductor debido a que muchas veces el verdadero valor del área de contacto no es conocido. En el caso de superficies muy poco limpias, el área eléctricamente activa debe ser solo una fracción del área geométrica, en otro caso, una fuerte reacción metalúrgica debe resultar en una interface metal-semiconductor rugosa y no planar con un área eléctricamente activa que es mayor que la aparente área geométrica. Si la ecuación 2.65 es multiplicada por *A*, el área eléctricamente activa, y despreciando la disminución por el efecto imagen, obtenemos

$$\ln\left(\frac{l_F}{T^2}\right) = \ln(AA^{**}) - \frac{q(\Phi_{Bn} - V_F)}{kT}$$
(2.81)

donde $q(\Phi_{Bn}-V_F)$ es considerado la energía de activación. Sobre un rango limitado de temperaturas alrededor de la temperatura ambiente, el valor de A^{**} y ΦB_n son esencialmente independientes de la temperatura. Esto es, para una excitación directa fija V_F , la pendiente de una grafica de $\ln(I_F/T^2)$ contra 1/T da la altura de barrera ΦB_n , y al interceptar las ordenadas en 1/T =0 da el producto del área eléctricamente activa A y la constante efectiva de Richardson A^{**} . Un ejemplo de este tipo de graficas se muestra en la figura 2.14.



Figura 2.14 Graficas de energía de activación para determinar la barrera Schottky [2].

2.7.3 Medición capacitancia-voltaje

La altura de barrera también puede ser determinada por la medición de capacitancia. Cuando un pequeño voltaje AC se superpone sobre la

excitación CD, cargas incrementales de un signo son inducidas en la superficie del metal y cargas del signo opuesto en el semiconductor. La relación entre C (capacitancia de la capa de agotamiento por unidad de área) y V es dado por la ecuación 2.9. La figura 2.15 muestra algunos resultados típicos donde $1/C^2$ es graficada contra el voltaje aplicado. La intercepción en el eje de voltajes da el potencial generado Ψ_{bi} del cual la altura de barrera puede ser determinada:

$$\Phi_{Bn} = \Psi_{bi} + \Phi_n + \frac{kT}{q} - \Delta\Phi \tag{2.82}$$

De la pendiente, la densidad de portadores también puede ser determinada (ecuación 2.11) y puede ser utilizado para calcular Φ_n .



Figura 2.15 Grafica de medición C-V de la cual puede ser determinado el valor de altura de barrera [1].

Para obtener la altura de barrera del semiconductor el cual contiene tanto niveles de impurezas muy profundos y poco profundos, necesitamos medir las curvas C-V a dos diferentes temperaturas a dos diferentes frecuencias.

2.7.4 Medición fotoeléctrica

La medición fotoeléctrica es un método directo y preciso para determinar la altura de barrera. Cuando luz monocromática incide sobre una superficie metálica, una fotocorriente puede ser generada. La configuración básica se muestra en la figura 2.16.



Figura 2.16 Arreglo típico para la medición de corriente generada por incidencia de luz en el fotodetector [2].

En un diodo de barrera Schottky, dos tipos de excitación de portadores puede ocurrir que contribuyen a la foto-corriente; excitación sobre la barrera (proceso-1) y excitación banda a banda (proceso-2). En la medición de la altura de barrera solo el proceso-1 es útil y las longitudes de onda más útiles están en el rango de $q\Phi B_n < hv < Eg$. Más aún, la región más crítica de absorción de luz es en la interface metal-semiconductor. Para iluminación frontal, la película metálica debe ser delgada tal que la luz pueda penetrar hacia la interface. No hay una restricción al utilizar iluminación posterior ya que la luz es transparente en el semiconductor si hv < Eg, y la mayor intensidad de la luz debe estar en la interface metal-semiconductor. Notar que la fotocorriente puede ser colectada sin excitación.

La fotocorriente por fotón absorbido (foto-respuesta R) como una función de la energía fotónica hv, es dado por la teoría de Fowler.

$$R \propto \frac{T^2}{\sqrt{E_s - h\nu}} \left\{ \frac{x^2}{2} + \frac{\pi^2}{6} - \left[\exp(-x) - \frac{\exp(-2x)}{4} + \frac{\exp(-3x)}{9} - \cdots \right] \right\} \quad para \ x \ge 0 \ (2.83)$$

Donde E_s es la suma de hv_0 (= altura de barrera $q\Phi B_n$) y el nivel de Fermi medido del fondo de la banda de conducción del metal, y $x \equiv h(v-v_0)/kT$. Bajo condiciones de $E_s >> hv$ y x > 3, la ecuación 2.83 se reduce a

$$R \propto (h\nu - h\nu_0)^2 \tag{2.84}$$

Cuando la raíz cuadrada de la foto-respuesta es graficada como una función de la energía de fotón, una línea recta debe ser obtenida, y el valor extrapolado en el eje de energía debe dar directamente la altura de barrera, un ejemplo se muestra en la figura 2.17.



Figura 2.17 Grafica de la raíz cuadrada de la fotorespuesta contra la energía fotónica para diodos de W-Si y W-GaAs. Los valores extrapolados son los correspondientes a la altura de barrera [2].

La medición fotoeléctrica puede ser utilizada para estudiar otros parámetros de dispositivo y de materiales.

Referencias

[1] D. K. Schroder, "Semiconductor Material and Device Characterization", 2nd
 Edition, John Wiley & Sons, pp. 133-199, 1998.

[2] S. M. Sze, "Physics of Semiconductor Devices", 3rd Edition, John Wiley & Sons, pp. 134-196, 2007.

[3] S. L. Sheng, "Semiconductor Physical Electronics", 2nd Edition, Springer, pp. 284-333, 2006.

[4] B. G. Streetman, "Solid State Electronic Devices", 4th Edition, Prentice Hall, pp. 130-200, 1995.

[5] J. Hu, H. S. P. Wong, K. Saraswat, "Novel contact structures for high mobility channel materials", Material Research Society, Vol. 36, pp. 112-119, 2011.

[6] P. Bhattacharya, "Semiconductor Optoelectronic Devices", 2nd Edition, Prentice Hall, pp. 412-416, 1997.

[7] R. Ohta et al. Fabrication of Ti-Si-Ti Metal-Semiconductor-Metal Using Low Temperature Rapid Thermal Annealing, Journal Integrated Circuits and systems, Vol. 2, No. 2, pp. 85-88, 2007.

Capítulo 3 Fotodetectores

3.1 Introducción

Dependiendo de la estructura del dispositivo y el modo de operación, los dispositivos fotónicos pueden en general ser divididos en tres categorías: (i) dispositivos fotovoltaicos, aquellos que convierten la luz solar directamente en electricidad generando pares electrón-hueco como en una celda solar; (ii) foto-detectores, los cuales detectan fotones o señales ópticas y las convierten hacia señales eléctricas como en un fotodiodo, ambos mediante efectos fotoeléctricos internos; (iii) diodos emisores de luz (LEDs) y diodos laser (LDs), los cuales convierten energía eléctrica hacia radiación óptica incoherente (LEDs) y coherente (LDs) por invección eléctrica hacia la región de agotamiento de un diodo de unión p-n. Celdas solares y fotodetectores, pueden ser formados usando una unión p-n, una barrera Schottky, o una estructura metal-aislante-semiconductor (MIS) fabricado sobre varios materiales semiconductores. Los costos y la eficiencia de conversión son dos factores clave que determinen la viabilidad y compatibilidad del sistema fotovoltaico con respecto a otros sistemas de generación de potencia. Avances recientes en tecnologías fotovoltaicas utilizando silicio, películas delgadas de silicio, silicio amorfo (a-Si), nitruros, y compuestos ternarios muestran excelente potencial de encontrar tanto bajo costo como eficiencia para generación de potencia eléctrica. Por ejemplo, fotodiodos de barrera Schottky y p-i-n basados en GaN y SiC han sido desarrollados para detección de radiación UV ya que son ciegos al espectro visible de la radiación electromagnética. Además del desarrollo de estructuras y búsqueda de sustratos que permitan la detección en el espectro del UV, otras técnicas han sido desarrolladas para mejorar la eficiencia de los convertidores de fotones, como la utilización de óxidos conductores transparentes y capas antirreflectoras donde también hay una amplia variedad de materiales que mejoran la respuesta en el rango del UV.

3.2 Fotodetectores

Los fotodetectores son dispositivos semiconductores que pueden detectar señales ópticas a través de procesos electrónicos. La operación de un fotodetector incluye básicamente tres procesos: generación de portadores por la luz incidente, transporte de portadores y/o multiplicación por el mecanismo de ganancia de corriente si esta está presente, y extracción de portadores como la corriente terminal para proveer la señal de salida. Dada la aplicación, los fotodetectores deben satisfacer rigurosos requerimientos técnicos tales como alta sensitividad en las longitudes de onda de operación, alta velocidad de respuesta, y mínimo ruido. Además, el fotodetector debe ser compacto en tamaño, usar bajos voltajes y corrientes de excitación, y ser confiable bajo las condiciones de operación. En los fotodetectores, los fotones incidentes interactúan con los electrones en el material y cambian la distribución de la carga electrónica, estos responden a la radiación incidente a través de la excitación de electrones hacia un estado fuera de equilibrio [1]. Una comparación de diferentes tipos de fotodetectores de estado sólido, revela que el fotoconductor intrínseco tiene la más alta ganancia interna (G_p > 10^4), mientras que los fotodiodos de barrera Schottky tienen el tiempo de respuesta más corto ($\approx 10^{-11}$ s) y más grande ancho de banda. En otro caso, el fotodiodo de avalancha (APD) tiene el mayor producto ganancia-ancho de banda sobre todos los fotodetectores [2]. Una unión p-n o un fotodiodo de

54

barrera Schottky puede ser muy rápido y sensitivo cuando opera en condiciones de excitación inversa [1]. Si la sensitividad es el principal interés, un APD puede ser utilizado para obtener la ganancia de corriente interna necesaria y eficiencia cuántica. En otro caso, un fotodiodo p-i-n basado en silicio puede ofrecer tanto sensitividad y velocidad en el rango espectral del visible hacia el infrarrojo cercano (NIR). Con respecto al rango UV, los dispositivos que han mostrado mejor respuesta son aquellos de contacto metal-semiconductor o de unión p-n con difusiones poco profundas.

3.3 Materiales semiconductores para conversión fotoeléctrica de radiación UV

El límite de longitud de onda de un convertidor fotoeléctrico para radiación UV ideal debe corresponder al límite entre las regiones UV y visible del espectro ($\lambda = 0.38\mu m$), por tanto el coeficiente de absorción de luz debe ser tan grande como sea posible para $\lambda < 0.38\mu m$ y tan pequeño como sea posible para $\lambda > 0.38\mu m$ [3].

El rango espectral requerido puede ser alcanzado con alguno de los siguientes tres métodos, (i) el uso de semiconductores de banda prohibida amplia (E_g), donde el valor de E_g es cercano a 3.2eV para transiciones directas en bandas de energía, estos semiconductores incluyen SiC, GaN, AlN, y algunos compuestos entre estos materiales; (ii) el uso de semiconductores de transición de banda prohibida indirecta con un valor de E_g mucho menor a 3.2eV pero con un umbral de energía de transición directa el cual sea próximo a 3.2eV; como el silicio, que su E_g de transición indirecta en la tabla 1 [3]; (iii) y el empleo de semiconductores comerciales de muy alta calidad como el silicio con el uso de filtros que permitan el paso de la radiación UV.

Semiconductor	Si	GaP	GaN	AIN	4H-SiC	6H-SiC
E_g , eV	1.12	2.26	3.39	6.2	3.23	3.0
$E_{ heta}$, eV	3.4	2.78			5-6	5-6

Tabla 3.1 Parámetros de banda de energía, donde E_g es el valor de la banda prohibida del material. En el caso del Si, GaP y SiC son materiales de banda indirecta, E_0 es el valor de banda prohibida directa de estos materiales [3].

3.4 Parámetros físicos clave y figuras de mérito

Con el fin de evaluar el rendimiento de un fotodiodo es necesario medir la respuesta espectral, la velocidad de respuesta y ruido bajo la operación en modo de agotamiento. La respuesta espectral de un fotodiodo es determinada en el rango de longitud de onda en el cual una fotocorriente apreciable puede ser medida. Los parámetros físicos clave afectando la respuesta espectral son el coeficiente de absorción óptica, la velocidad de recombinación superficial, y tiempo de vida de portadores minoritarios de un semiconductor en el cual es fabricado el fotodiodo [2]. La fotorespuesta tiene una fuerte dependencia en la frecuencia o longitud de onda de la luz incidente, cuando la longitud de onda de la luz incidente se vuelve mayor que una longitud de onda crítica, la fotorespuesta decrece abruptamente, esta longitud de onda particular generalmente corresponde a la banda prohibida del material semiconductor en detectores intrínsecos o la energía de activación de estados de defectos en detectores extrínsecos. Para aquellas longitudes de onda mayores que este punto crítico, la energía de los fotones incidentes no es lo suficientemente grande para excitar un par electrón-hueco a través de la banda prohibida o superar la energía de activación, la longitud de onda en la cual este decremento abrupto en la responsividad ocurre es llamada la longitud de onda de corte [1]. Los fotodetectores se basan en el efecto fotoeléctrico cuántico, un fotón excita un portador el cual contribuye a la fotocorriente, el efecto fotoeléctrico está basado en la energía del fotón hv, la longitud de onda de interés es relacionada a la energía de transición ΔE en la operación del dispositivo, con la relación:

$$\lambda = \frac{hc}{\Delta E} = \frac{1.24}{\Delta E(eV)} \qquad (\mu m) \tag{3.1}$$

donde λ es la longitud de onda, c es la velocidad de la luz, h es la constante de Planck, y ΔE es la transición de niveles de energía. Usualmente la energía de fotón es mayor que la diferencia de energía ($hv > \Delta E$) y también puede causar excitación, la ecuación 3.1 es muchas veces el límite de longitud de onda mínima para la detección, la transición de energía ΔE en muchos casos es la energía de banda prohibida del semiconductor, pero dependiendo del tipo de dispositivo esta puede ser la altura de barrera como en un fotodiodo metal-semiconductor, o energía de transición entre un nivel de impureza y la orilla de banda prohibida como en un fotoconductor extrínseco. La absorción de luz en un semiconductor es indicada por el coeficiente de absorción, este no solo determina en que rango la luz puede ser absorbida por fotoexcitación, sino que también indica donde la luz es absorbida. Un valor alto del coeficiente de absorción indica que la luz es absorbida cerca a la superficie donde la luz entra, un bajo valor significa que la absorción es baja y que la luz puede penetrar profundo en el semiconductor. La luz puede ser transparente para grandes longitudes de onda en un semiconductor, esto es, que no hay fotoexcitación. Esto último determina la eficiencia cuántica de un fotodetector. Ya que el coeficiente de absorción óptica α es una fuerte función de la longitud de onda, para un semiconductor dado, el rango de longitud de onda en el cual una apreciable fotocorriente puede ser generada es limitado. Ya que muchos fotodiodos utilizan la fotoexcitación de banda a banda, la longitud de onda de corte λc ($\lambda c = 1.24/Eg(eV)\mu m$) es establecida por la energía de banda prohibida del semiconductor, por ejemplo, 1.7µm para germanio y 1.1µm para silicio. Para longitudes de onda mayores que λc , los valores de α son demasiado pequeños para dar una apreciable absorción [4]. Una longitud de onda de corte que ocurre a frecuencias mayores en la fotorespuesta, es decir, que esta decrece, se debe a que los valores de α son

muy grandes ($\geq 10^5 cm^{-1}$), y la radiación es absorbida muy cerca a la superficie donde ocurre una mayor recombinación, los fotoportadores entonces se recombinan antes de que ellos sean colectados en la unión p-n, esto es, para fotodetectores con grandes velocidades de recombinación superficial, la fotocorriente producida por los fotones de longitud de onda corta debe ser gradualmente reducida [2]. El tipo de fotodetector y el material semiconductor son elegidos y optimizados para la longitud de onda de interés.

La velocidad de respuesta es limitada por una combinación de tres factores: tiempo de arrastre en la región de agotamiento, difusión de portadores, y capacitancia de la región de agotamiento. Los portadores generados fuera de la región de agotamiento deben difundirse a la unión resultando en un considerable tiempo de retardo. Para minimizar el efecto de difusión, la unión debe ser formada muy cerca de la superficie. Una gran cantidad de luz es absorbida donde la región de agotamiento es lo suficientemente amplia (del orden de $1/\alpha$). En un fotodetector polarizado con excitación inversa, los portadores serán arrastrados a sus respectivas velocidades de saturación. La capa de agotamiento no debe ser tan amplia o efectos del tiempo de transito de los portadores de carga limitaran la respuesta en frecuencia, tampoco debe ser tan delgada o una excesiva capacitancia C resultará en una gran constante de tiempo R₁C, donde R₁ es la resistencia de carga. Las figuras de mérito más importantes para evaluar el rendimiento de un foto-detector son la eficiencia cuántica (η), responsividad (R), potencia equivalente al ruido (NEP, por sus siglas en ingles), y detectividad (D^*) ; estas se discuten a continuación. La medida básica en los fotodetectores es la eficiencia cuántica, definida como el número de portadores de carga fuera de equilibrio producidos por fotón incidente, o

$$\eta = \frac{I_{ph}}{q\Phi} = \frac{I_{ph}}{q} \left(\frac{h\nu}{P_{opt}}\right) = \left(\frac{I_{ph}/q}{P_{opt}/h\nu}\right) = \left(\frac{I_{ph}}{P_{opt}\lambda}\right)$$
(3.2)

donde *Iph* es la fotocorriente, Φ es el flujo fotónico (= P_{opt}/hv), y P_{opt} es la potencia óptica. La eficiencia cuántica ideal es la unidad y la reducción es debido a la perdida de corriente por recombinación, absorción incompleta, reflexión, etc. La eficiencia cuántica η , es determinada a bajos voltajes de excitación inversa en el cual la multiplicación en avalancha no toma lugar [2]. Otra medida similar es la responsividad *R*, utilizando la potencia óptica como referencia,

$$R = \frac{I_{ph}}{P_{opt}} = \frac{\eta q}{hv} = \frac{\eta \lambda(\mu m)}{1.24}$$
(3.3)

La ecuación 3.3, muestra que la responsividad varía linealmente con la longitud de onda de los fotones incidentes. Para mejorar el proceso de detección de la señal, algunos fotodetectores tienen un mecanismo de ganancia interna. Además de una señal grande, un bajo ruido es también importante, tanto que esto último determina la amplitud de la mínima señal detectable. La corriente de oscuridad es la corriente de fuga cuando el fotodetector está bajo excitación pero no es expuesto a la fuente de luz. Una limitación en la operación del dispositivo es la temperatura ya que la energía térmica debe ser menor que la energía del fotón (kT < hv). Otra fuente de ruido es la radiación en el ambiente, tal como la radiación de cuerpo negro del detector trabajando a temperatura ambiente si no es enfriado. El ruido interno de dispositivo incluye el ruido térmico (ruido Johnson), el cual es relacionado a la agitación térmica aleatoria de portadores en algún dispositivo resistivo. El ruido de disparo (shot noise) es debido a simples eventos discretos del efecto fotoeléctrico y las fluctuaciones asociadas con ellas, esto es especialmente importante para bajas intensidades de luz. El ruido flicker o también conocido como ruido 1/f, es debido a efectos aleatorios asociados con trampas superficiales y generalmente tiene características 1/f que son más pronunciadas a bajas frecuencias. El ruido de generaciónrecombinación ocurre por las fluctuaciones de los eventos de generación y recombinación, el ruido de generación puede originarse tanto de procesos ópticos como térmicos. Ya que todos los ruidos son eventos independientes, ellos pueden sumarse como el ruido total. Una figura de mérito relacionada es la potencia equivalente al ruido (*NEP*), que corresponde a la potencia óptica rms incidente que es requerida para producir una razón señal-ruido (*SNR*) igual a la unidad en un ancho de banda de 1Hz, esta es la mínima potencia de luz detectable. La *NEP* es definida por

$$NEP = \left(\frac{hc}{\lambda}\right) q\Phi \quad watts \tag{3.4}$$

donde hc/λ es la energía fotónica incidente en eV, y Φ es el flujo de fotones rms requerido para producir la *SNR* de 1. Otra figura de mérito comúnmente utilizada en un detector IR es conocida como la detectividad espectral D^* , la que es definida como la razón señal ruido normalizada por unidad de área y por unidad de ancho de banda de ruido, y es dada por

$$D^* = \frac{\sqrt{AB}}{NEP} \quad cm \cdot Hz^{1/2}/W \tag{3.5}$$

donde A es el área y B es el ancho de banda. Esta es también la razón señal-ruido cuando un watt de potencia de luz es incidente en un detector de área de 1cm^2 , y el ruido es medido sobre un ancho de banda de 1Hz. La detectividad espectral es usualmente utilizada para comparar el rendimiento de la razón señal ruido de fotodiodos teniendo diferentes áreas activas y operando a diferentes ancho de banda de ruido. En general, tanto D^* y la potencia equivalente al ruido son frecuentemente utilizadas en evaluar el rendimiento de un detector IR, mientras la eficiencia cuántica y responsividad son muchas veces utilizadas en evaluar la respuesta espectral de un fotodiodo en el rango espectral del UV al cercano infrarrojo [2].

3.5 Tipos de detectores de fotones

3.5.1 Detectores fotoconductivos

Un detector fotoconductor es esencialmente un resistor sensible a la radiación, un incremento en la conductancia en el detector tanto incrementa la corriente como disminuye el voltaje a través del detector. Para un material de baja resistencia, el fotoconductor usualmente es operado en un circuito con corriente constante, una resistencia de carga conectada en serie es grande comparada a la resistencia de muestra y la señal es detectada como un cambio en el voltaje a través de la muestra. Para fotoconductores de alta resistencia, un circuito a voltaje constante es preferido y la señal es detectada como dispositivos pasivos que necesitan una excitación eléctrica externa con el fin de operar y no generan un voltaje por ellos mismos. Ellos consisten de un simple bloque de material semiconductor.



Figura 3.1 Fotoconductores, la configuración puede ser una barra, o bien una delgada capa semiconductora con contactos óhmicos.

3.5.2 Detectores fotovoltaicos

En contraste a los fotoconductores, un detector fotovoltaico necesita una estructura más compleja que utiliza una unión p-n, debido a esto los detectores fotovoltaicos son usualmente operados con una excitación externa muy baja o cero. En tal detector como resultado del campo eléctrico generado en la región de agotamiento, los portadores foto-generados son

arrastrados a los lados opuestos de la región de agotamiento, huecos hacia el lado tipo-p y electrones hacia el lado tipo-n. Ahí, ellos incrementan la densidad de portadores mayoritarios en ambos lados de la unión, un circuito específico de excitación no es necesariamente utilizado en la operación del detector fotovoltaico [1]. En este tipo de detectores fotovoltaicos se incluye tanto a las celdas solares como a los fotodiodos. El propósito de las celdas solares es la generación de potencia de la luz solar, así, una diferencia entre celdas solares y fotodiodos es la intensidad de la luz que envuelven. Otra diferencia, es que las celdas solares son generadores de potencia y que no es necesaria una excitación, mientras que los fotodiodos usualmente requieren alguna excitación y el cambio de corriente es detectado como una señal.

3.5.3 Fotodiodos

Un fotodiodo tiene una región de semiconductor agotada con un gran campo eléctrico que sirve para separar los pares electrón-hueco fotogenerados. Para operación a alta velocidad, la región de agotamiento debe mantenerse delgada para reducir el tiempo de transito, en otro caso, para incrementar la eficiencia cuántica, la capa de agotamiento debe ser lo suficientemente gruesa para permitir que una gran fracción de la luz incidente sea absorbida, esto es, hay un compromiso entre la velocidad de respuesta y la eficiencia cuántica. Un fotodiodo en modo de agotamiento usualmente opera bajo una excitación inversa pequeña, bajo el modo de operación en agotamiento, la corriente de saturación inversa (o corriente de oscuridad) es superimpuesta por la fotocorriente producida por los fotones incidentes en un fotodiodo, el voltaje inverso aplicado es usualmente no tan alto para no causar multiplicación por avalancha. Para el rango visible y el cercano infrarrojo, los fotodiodos son usualmente excitados en inversa con moderados voltajes de excitación, debido a que esto reduce el tiempo de transito de los portadores y disminuye la capacitancia del diodo [4]. Esto es en contraste a un fotodiodo

62

en avalancha (APD), en el cual una ganancia es alcanzada como un resultado de la multiplicación por avalancha cerca de las condiciones de rompimiento [2]. Todos los fotodiodos, con excepción de los fotodiodos de avalancha tienen una ganancia máxima de uno. En adición al simple detector fotoconductivo, el detector fotovoltaico y al fotodetector de unión p-n, hay otros tipos de detectores de fotones.

3.5.4 Fotodiodos de barrera Schottky

Fotodiodos de barrera Schottky (fotodiodo MS), han sido estudiados extensamente y se han encontrado varias aplicaciones. Estos dispositivos tienen algunas ventajas sobre fotodiodos de unión p-n tales como su simplicidad de fabricación y su alta velocidad de respuesta. La rectificación surge de la presencia de una barrera electrostática entre el metal y el semiconductor, la cual es debida a la diferencia entre las funciones de trabajo del metal y el semiconductor. El transporte de corriente a través de las uniones metal-semiconductor se debe principalmente a los portadores mayoritarios, en contraste a las uniones p-n donde el transporte de corriente es principalmente debida a los portadores minoritarios.

Un fotodiodo de barrera Schottky puede ser utilizado como un fotodetector de alta velocidad para detección de bajos niveles de luz. En general, hay tres modos de detección que son comúnmente utilizados en un fotodiodo de barrera Schottky, la operación de cada uno de estos modos de detección depende gradualmente en la energía de los fotones incidentes, el voltaje de excitación aplicado (V_a), y el voltaje de rompimiento del fotodiodo (V_B). los modos se describen a continuación.

(i) $q\Phi_{Bn} < hv < E_g$ y $V_a << V_B$. Este proceso es llamado fotoemisión interna, en este modo de detección los electrones son excitados del metal e inyectados hacia el semiconductor como se muestra en la figura 3.2a. En este caso, el fotodiodo de barrera Schottky puede ser utilizado para una amplia variedad
INAOE

de aplicaciones las que incluye detector IR, como estructura de prueba para determinar la altura de barrera por la técnica de fotoemisión (I-E), como un dispositivo de prueba para estudiar defectos del sustrato, estados superficiales en el semiconductor y el transporte de electrones calientes en la película metálica. Ya que la altura de barrera para un fotodiodo de barrera Schottky para detección en el infrarrojo es usualmente pequeña, la corriente de fuga en excitación inversa en tal dispositivo se espera sea muy alta a temperatura ambiente, por tanto, con el fin de reducir la corriente de fuga inversa en un fotodetector de barrera Schottky IR, es usual la operación en temperaturas criogénicas (T<77K) [2].

(ii) $hv \ge E_g$ y $V_a \ll V_B$. En este modo de detección los pares electrón-hueco son generados dentro de la región de agotamiento del semiconductor y el diodo Schottky está operando como un fotodetector de alta velocidad, como se muestra en la figura 3.2b. Ya que el diodo Schottky es un dispositivo de portadores mayoritarios, su velocidad de respuesta es limitada principalmente por la constante de tiempo RC y el tiempo de transito de portadores a través de la región de agotamiento del detector.

(iii) $hv \ge E_g$ y $V_a = V_B$. En este modo de operación, el fotodiodo de barrera Schottky está en modo de detección de avalancha; esto es mostrado en la figura 3.2c. Cuando un diodo Schottky es operado en el régimen de avalancha ($V_a = V_B$), una ganancia de corriente es obtenida, esto es, un fotodiodo de barrera Schottky en avalancha puede proveer tanto alta velocidad como alta sensitividad de detección. Una estructura de anillo de guarda difundido es usualmente empleado en un APD de barrera Schottky para eliminar el posible efecto de rompimiento de orilla.

64



Figura 3.2 Diferentes modos de detección de fotodiodos de barrera Schottky: (a) $q\Phi_{Bn} < hv < E_g$ y $V_a << V_B$, (b) $hv \ge E_g$ y $V_a << V_B$, y (c) $hv \ge E_g$ y $V_a = V_B$.

Para fotoemisión interna, el fotón es absorbido en la capa metálica y un portador es excitado a una energía mayor, estos portadores calientes tienen momento en direcciones aleatorias y aquellos teniendo un exceso de energía mayor que la altura de barrera, y momento hacia el semiconductor contribuyen a la fotocorriente. El proceso de fotoemisión interna es un proceso dependiente de energía, y la eficiencia cuántica es dada por

$$\eta = C_F \frac{(\hbar \nu - q\Phi_B)^2}{\hbar \nu} \tag{3.6}$$

donde C_F , es el coeficiente de emisión de Fowler. Este fenómeno es muchas veces aplicado para medir la altura de barrera. Cuando un diodo de barrera Schottky es barrido con luz de longitud de onda variable. La figura 3.3c muestra que la eficiencia cuántica tiene un umbral de $q\Phi B$, e incrementa con la energía del fotón. Cuando la energía del fotón alcanza el valor de la



energía de banda prohibida, la eficiencia cuántica brinca a un valor mucho mayor.



Un fotodiodo de barrera Schottky puede ser utilizado como un eficiente detector de fotones en el rango del ultravioleta (UV). En el régimen UV, el coeficiente de absorción para muchos semiconductores es mayor que 10^5 cm⁻¹, que corresponde a una profundidad de absorción menor a $0.1\mu m$. Esto es, utilizando una película metálica delgada y una película antirreflectora simultáneamente en la estructura de barrera Schottky, una colección eficiente de los fotones en el rango UV del espectro puede ser alcanzado [2]. Para evitar una gran reflexión y pérdidas por absorción cuando el diodo es iluminado, una práctica común es utilizar ya sea una película metálica delgada (100Å o menos) o una estructura inter-digitada para el contacto Schottky. Las pérdidas por reflexión en una superficie semiconductora son

minimizadas utilizando una capa antirreflectora donde incide la luz en un fotodiodo de barrera Schottky. Fotodiodos de barrera Schottky ultrarrápidos operando más allá de los 100GHz han sido reportados. La principal ventaja de un fotodiodo de barrera Schottky para la detección en el rango del infrarrojo, son la alta velocidad y capacidad de detección de longitudes de onda grandes sin tener que usar un semiconductor de energía de banda prohibida pequeña [4]. Para dispositivos de silicio, las opciones disponibles es utilizar siliciuros en lugar del metal, un siliciuro usualmente tiene una interface más reproducible ya que es formada por la reacción de un metal con silicio, así que la interface nunca se expone. Los siliciuros comúnmente utilizados para este propósito son PtSi, Pd₂Si y IrSi. Otra ventaja de un diodo de barrera Schottky es que el procesamiento a alta temperatura para difusión e implantación no es requerido.

3.5.5 Fotodetector metal-semiconductor-metal

El fotodetector metal-semiconductor-metal (MSM) fue propuesto y mostrado por Sugeta en 1979 [1]. La estructura del fotodetector MSM, son dos barreras Schottky conectadas espalda a espalda (es decir, ambos diodos comparten el cátodo), en una superficie coplanar. Los contactos metálicos usualmente son líneas interdigitadas, la luz es recibida en la parte vacía entre los contactos metálicos y así el fotodetector MSM evita la absorción de luz por la capa metálica. El detector puede ser diseñado de tal forma que la región entre los electrodos esté casi completamente agotada. Cuando el semiconductor absorbe un fotón incidente con $hv \ge E_g$, un par electrón-hueco es creado, los portadores de carga son espacialmente separados y acelerados bajo la influencia del campo eléctrico aplicado hasta que alcanzan los contactos metálicos donde entran al circuito eléctrico de excitación. Cuando un hueco existe el semiconductor en un lado del dispositivo, un electrón es inyectado del contacto opuesto con el fin de mantener la neutralidad de carga eléctrica total en el semiconductor. Para más completa absorción de la luz, la capa activa tiene un espesor ligeramente mayor que el de la longitud de absorción ($1/\alpha \approx 1\mu m$) y tiene un bajo nivel de dopado de $\approx 1X10^{15}$ cm⁻³ para una baja capacitancia. En operaciones típicas, la fotocorriente aumenta con el voltaje y entonces se satura, el incremento de la fotocorriente a bajas excitaciones es debido a la expansión de la región de agotamiento en la unión Schottky inversamente excitada, y la eficiencia cuántica interna es mejorada. El voltaje al cual la fotocorriente se satura corresponde a la condición de banda plana en el cual el campo eléctrico en el ánodo se vuelve cero, que se muestra en la figura 3.4a. En este punto, la eficiencia cuántica puede ser cercana a 100%. Esta condición puede ser estimada por la ecuación de agotamiento unidimensional

$$V_{FB} \approx \left(\frac{qN}{2\varepsilon_s}\right) s^2 \tag{3.7}$$

este comportamiento ya fue estudiado en el capítulo anterior. Notar que en el fotodetector MSM, la generación es vía excitación banda a banda, y no la fotoexcitación sobre la barrera como ocurre en un fotodiodo metalsemiconductor, esto ocurre siempre que $hv \ge E_g$.



Figura 3.4 Fotodetector (a) MSM ideal y (b) con una capa de mejoramiento de altura de barrera, la generación de portadores de carga es banda a banda en el material semiconductor.

Ganancia en la fotocorriente interna es muchas veces observada en el fotodetector MSM, una explicación de la foto ganancia es la

fotoconductividad, causado por las trampas de larga duración situadas dentro de la capa de mejora de barrera o en la heterointerface. Otra teoría es que cuando los huecos fotogenerados son acumulados en el pico de la banda de valencia cerca del cátodo, estas cargas positivas incrementan el campo a través de la energía de banda prohibida amplia de la capa de mejoramiento de barrera e induce una mayor corriente de tuneleo de electrones. Un efecto similar puede ser cierto para electrones acumulados cerca del ánodo, y la corriente de tuneleo de huecos es mejorada. Este mecanismo es un tanto similar a un fototransistor. En cualquier caso, se ha hecho un esfuerzo para eliminar esta ganancia debido a que el mecanismo de ganancia hace más lento el tiempo de respuesta del fotodetector, especialmente el proceso de apagado.

La principal desventaja del fotodetector MSM, es la alta corriente de oscuridad debido a la unión de barrera Schottky, la capa de mejoramiento de altura de la barrera puede ser graduada en composición para evitar el atrapamiento de carga en la discontinuidad en la orilla de la banda (ver la figura 3.4b cerca del cátodo).

Los fotodetectores MSM tiene la principal ventaja de alta velocidad y compatibilidad con la tecnología FET, su simple estructura planar es fácil de integrar con FETs en un solo circuito integrado. El fotodetector MSM tiene muy baja capacitancia por área, debido a efectos bidimensionales en un sustrato semiaislante, esto es especialmente ventajoso para detectores que requieren de grandes áreas activas y comparados con los fotodiodos p-i-n o con fotodiodos de barrera Schottky de eficiencia cuántica similar, su capacitancia es reducida a casi la mitad. Con tales capacitancias pequeñas, el tiempo de carga RC y velocidad han mejorado mucho, la velocidad es también determinada por el tiempo de transito, la cual es directamente proporcional a las dimensiones de espacio, por esta razón un espacio pequeño es preferible para consideraciones de velocidad [4].

3.6 Introducción a los óxidos conductores transparentes

La amplia variedad de propiedades electrónicas y químicas de óxidos metálicos los hace materiales atractivos para investigación básica y también para aplicaciones tecnológicas. Hay un gran número de óxidos conductores transparentes (TCOs), los más conocidos son los sistemas binarios como el SnO_2 , ZnO_1 , In_2O_3 (mejor conocido como ITO cuando es dopado con Sn); Ga₂O₃, y CdO. Una gran variedad de materiales TCOs terciarios o más complejos han sido desarrollados y un continuo esfuerzo es hecho para hacer materiales TCOs de conducción tipo-p en adición a los materiales tipon ya mencionados [5]. Muchas veces la más alta conductividad posible es lo que se busca en estos materiales, muchos de los TCOs binarios ya poseen una alta conductividad debido a defectos intrínsecos por deficiencias de oxigeno. En todas las aplicaciones de estos materiales la concentración de portadores de carga y por tanto su conductividad es incrementada por dopantes extrínsecos, en el caso de SnO₂ este es comúnmente Sb como un catión dopante y F como un anión dopante, aunque estos dopantes incrementan la conductividad de SnO₂ de manera significativa este no alcanza los altos valores de conductividad alcanzables con ITO o con ZnO dopado. La ventana de transmisión de TCOs es entre las longitudes de onda de 0.4µm y 1.5µm. A longitudes de onda corta (altas energías), ocurren transiciones interbanda de la banda de valencia a la de conducción, lo que limita la transmisión. Mientras para longitudes de onda mayores (baja energía) la luz es reflejada debido a la orilla de plasma. La coexistencia de alta conductividad eléctrica y transparencia óptica de los TCOs se debe a la combinación de diversas propiedades de la estructura de bandas de estos materiales, estos son resumidos en una forma simplificada como sigue: los TCOs exhiben banda prohibida óptica amplia prohibiendo transiciones interbanda en el rango visible, y dopantes intrínsecos (deficiencias de oxigeno) o impurezas dopantes donan electrones a la banda de conducción. Un punto crítico para los TCOs es la creación de portadores de carga,

dopantes intrínsecos o extrínsecos donan electrones a la banda de conducción de la red huésped y no se necesita energía adicional como luz o calor para crear portadores de carga, existen bandas de impurezas localizadas debajo de la banda de conducción de la red huésped, así una energía de activación es necesaria para llevar los electrones hacia la banda de conducción, y las bandas donadoras se convierten en las bandas de conducción.

3.6.1 Oxido de estaño

El oxido de estaño (SnO₂) pertenece a la importante familia de materiales óxidos que combinan baja resistividad eléctrica con alta transparencia óptica en el rango del visible del espectro electromagnético, estas propiedades se buscan en un gran número de aplicaciones principalmente como materiales para electrodos en celdas solares, diodos emisores de luz, pantallas de panel plano y otros dispositivos optoelectrónicos donde un contacto eléctrico es necesario sin la obstrucción de fotones ya sea que entren o salgan del área activa óptica en un dispositivo electrónico. Otra propiedad de SnO₂ y otros TCOs es que aunque ellos tienen alta transparencia en el rango visible, ellos también son altamente reflejantes para la luz infrarroja [5]. SnO₂ es especial respecto a que el estaño posee una valencia dual con el estaño preferentemente en la consecución de un estado de oxidación de 2+ o 4+. Esta valencia dual facilita una variación de la composición superficial de oxigeno. Las propiedades materiales y superficiales de SnO₂ y SnO₂ dopado con impurezas tienen tres principales aplicaciones, estas son: como oxido conductor transparente, como catalizador de oxidación, y como un material sensor de gas. La conductividad de las películas de SnO₂ es tipo-n debido a su desviación estequiométrica, la cual es el resultado de la existencia de defectos en el cristal, estos defectos actúan como donadores y generalmente son producidos por vacancias de oxígeno, átomos de estaño intersticiales, u otras impurezas añadidas intencionalmente. Kilic y Zunger [5] mostraron que la energía de formación de vacancias de oxigeno y estaño intersticial en SnO_2 es muy baja y por ellos estos defectos se forman fácilmente, explicando la alta conductividad muchas veces observada de SnO_2 puro, pero no estequiométrico. Si el SnO_2 fuera completamente estequiométrico, sería un material aislante o conductor iónico, pero el SnO_2 nunca es estequiométrico y es invariablemente deficiente de aniones, esto es por la formación de vacancias de oxígeno dentro de la estructura cristalina del SnO_2 [5].

Comparado con oxido de estaño dopado con indio (ITO) que es más ampliamente usado, las películas de SnO₂ son químicamente más estables en soluciones ácidas y básicas, térmicamente estables a mayores temperaturas y mecánicamente duros. Estas propiedades son esenciales para estas películas para trabajar bajo condiciones donde las celdas solares operan. Materiales basados en SnO₂, han sido preparados por diferentes técnicas, algunas envuelven procesos secos, tales como sputtering de un blanco de oxido de estaño o de un blanco metálico seguido por una oxidación, ablación láser y depósito químico en fase vapor (CVD), otros basados en procesos húmedos, incluyendo spray pirolisis y método sol-gel, los que han sido usados para preparar capas de oxido de estaño, partículas y precipitados [6]. Generalmente cada método tiene tanto ventajas como limitaciones. Sobre estas técnicas, la técnica sol-gel provee una ruta simple de sintetización de películas delgadas debido a su simplicidad así como su bajo costo en el arreglo experimental [7]. Películas de SnO₂ no solo tienen buena adherencia sino que también son químicamente estables en una variedad de sustratos [8].

3.7 Capas antirreflectoras

Películas delgadas sencillas y multicapa de diversos materiales son ampliamente utilizadas como lentes, filtros, etc. Materiales metálicos y semiconductores son capaces de absorber luz y sus valores ópticos (n, k) se

72

expresan como valores complejos, los materiales dieléctricos no absorben luz debido a sus grandes bandas prohibidas y sus valores ópticos se expresan como valores reales. Una gran diferencia entre materiales metálicos y dieléctricos es la absorción de la luz, es decir, luz pasando a través de una película metálica es atenuada debido a la absorción, mientras que materiales dieléctricos no tienen absorción. En el rango de UV el índice de refracción (*n*) y el coeficiente de extinción (*k*) del silicio hacen que la reflexión del silicio sea demasiado grande, por arriba del 50%, así que es necesario reducir esta reflexión y para ello se ocupa una capa antirreflectora.



Figura 3.5 Reflexión en la superficie del silicio, en el rango UV la reflexión es mayor al 50%.

Una capa antirreflectora es una práctica común para disminuir la reflexión de radiación incidente hacia un material, dependiendo del tipo de sustrato, el material puede ser depositado por diversas técnicas como evaporación, sputtering, CVD, etc. El índice de refracción (n) y el coeficiente de extinción (k, de donde se deriva el coeficiente de absorción α) caracterizan de manera óptica a los materiales y están en función de la longitud de onda, por ejemplo, para materiales semiconductores y metales el valor de k es usualmente grande y esto indica que hay absorción de fotones, mientras que para dieléctricos k es muy pequeño (lo suficiente para ser despreciable) o

bien su valor es cero, esto nos dice que no hay absorción de fotones. El coeficiente de absorción se relaciona con el coeficiente de extinción y la longitud de onda con la expresión

$$\alpha = \frac{4\pi k}{\lambda} \tag{3.8}$$

un coeficiente de extinción grande o longitudes de onda cortas tienen como resultado un coeficiente de absorción grande.

Para eliminar o reducir lo más posible la reflexión se deben satisfacer ciertos criterios y para ello se estudia el comportamiento de la luz viajando a través de diferentes medios. La reflexión de la luz incidente es el principal objeto de estudio. La reflectividad y transmitividad son razones de amplitud de ondas electromagnéticas incidentes contra ondas electromagnéticas reflejadas y transmitidas, respectivamente. Tomando en consideración la diferencia de fases entre las fronteras de las capa intermedia de la figura 3.6, se compone la reflectividad y transmitividad. Finalmente, la reflectividad y transmitividad compuesta son convertidas a reflectancia y transmitancia, lo que representa a razones de energía de las ondas electromagnéticas [9].



Figura 3.6 Sistema de tres capas donde se representa el efecto de reflexión y transmisión de luz incidente [9].

En el sistema de tres capas (figura 3.6), la luz viene de la capa L_0 , y es transmitida a la capa L_2 , con múltiples reflexiones en la capa L_1 . Suponiendo que la reflectividad y transmitividad directa en la frontera, B_1 son r_1 y t_1 , respectivamente, y la reflectividad y transmitividad hacia donde la luz viaja de la capa L_1 a la capa L_0 , son r_1 y t_1 , respectivamente, la reflectividad γ y la transmitividad de tres capas se expresa a como:

$$\gamma = r_1 + \sum_{m=0}^{\infty} t_1 r_2 (r_1 r_2)^m t_1 e^{i\varphi_1(2m+2)}$$
(3.9)

$$\tau = \sum_{m=0}^{\infty} t_1 (r_2 r_1)^m t_2 e^{i\varphi_1(2m+1)}$$
(3.10)

donde φ_I es la diferencia de fase entre las fronteras de la capa L₁. Notar que estas ecuaciones son series geométricas infinitas, debido a las múltiples reflexiones de luz entre las fronteras de la capa L₁.

Utilizando las relaciones entre las reflectividades y transmitividades directa y posterior,

$$\gamma = \lim_{m \to \infty} \frac{r_1 + (r_1^2 + \frac{\hat{n}_1 s_{Z,1}}{\hat{n}_0 s_{Z,0}}) r_2 e^{2i\varphi_1}}{1 + r_1 r_2 e^{2i\varphi_1}} - \frac{r_2 \frac{\hat{n}_1 s_{Z,1}}{\hat{n}_0 s_{Z,0}} t_1^2 e^{2i\varphi_1} (-r_1 r_2 e^{2i\varphi_1})^m}{1 + r_1 r_2 e^{2i\varphi_1}}$$
(3.11)

$$\tau = \lim_{m \to \infty} \frac{t_1 t_2 e^{i\varphi_1} - t_1 t_2 e^{i\varphi_1} (-r_1 r_2 e^{2i\varphi_1})^m}{1 + r_1 r_2 e^{2i\varphi_1}}$$
(3.12)

de las ecuaciones de Fresnel, la siguiente ecuación es derivada

$$r^{2} + \frac{\hat{n}_{1}s_{z,1}}{\hat{n}_{0}s_{z,0}}t^{2} = 1$$
(3.13)

las ecuaciones 3.11 y 3.12 convergen con el valor absoluto de la razón común de las series geométricas si satisfacen que $|r_1r_2e^{2i\varphi_1}| < 1$.

Finalmente, la transmitividad y reflectividad compuesta del sistema de tres capas es derivado como sigue

$$\gamma = \frac{r_1 + r_2 e^{2i\varphi_1}}{1 + r_1 r_2 e^{2i\varphi_1}} \tag{3.14}$$

$$\tau = \frac{t_1 t_2 e^{i\varphi_1}}{1 + r_1 r_2 e^{2i\varphi_1}} \tag{3.15}$$

Ahora bien, la reflexión y transmisión se obtienen de $R = |\gamma|^2$ y $T = |\tau|^2$, entonces

$$R = |\gamma|^2 = \frac{r_1^2 + 2r_1r_2\cos 2\delta_1 + r_2^2}{1 + 2r_1r_2\cos 2\delta_1 + r_1^2r_2^2} = \frac{R_1 + 2\sqrt{R_1R_2}\cos 2\delta_1 + R_2}{1 + 2\sqrt{R_1R_2}\cos 2\delta_1 + R_1R_2}$$
(3.16)

donde, si L1 es un dieléctrico y la capa L2 es un sustrato absorbente se tiene

$$R_1 = \left(\frac{n_1 - n_0}{n_1 + n_0}\right)^2 \quad y \quad R_2 = \frac{(n_2 - n_1)^2 + k_2^2}{(n_2 + n_1)^2 + k_2^2} \tag{3.17}$$

donde R_1 es la reflexión de la luz que llega por la capa L_0 y se refleja en la superficie de la capa L_1 , R_2 es la reflexión de la luz que viaja por la capa L_1 y se refleja en la superficie de la capa L_2 .

Si el espesor de la capa L₁ es $d_1 = \frac{\lambda}{4n_1}$, entonces $cos 2\delta_1 = -1$, por tanto

$$R = \frac{R_1 - 2\sqrt{R_1 R_2} + R_2}{1 - 2\sqrt{R_1 R_2} + R_1 R_2} = \left(\frac{\sqrt{R_1} - \sqrt{R_2}}{1 - \sqrt{R_1 R_2}}\right)^2$$
(3.18)

para que la reflexión sea cero, R = 0, entonces

$$R = \left(\frac{\sqrt{R_1} - \sqrt{R_2}}{1 - \sqrt{R_1 R_2}}\right)^2 = 0$$
(3.19)

76

entonces

$$\left(\sqrt{R_1} - \sqrt{R_2}\right)^2 = 0 \tag{3.20}$$

por tanto $R_1 = R_2$, esto es

$$\left(\frac{n_1 - n_0}{n_1 + n_0}\right)^2 = \frac{(n_2 - n_1)^2 + k_2^2}{(n_2 + n_1)^2 + k_2^2}$$
(3.21)

ahora consideramos que el sistema de tres capas con el que derivó la ecuación anterior representa al sistema donde una capa es depositada sobre silicio, el medio por donde viaja la radiación es aire, así, considerando el índice de refracción y el coeficiente de extinción del silicio, le ecuación anterior se escribe

$$\left(\frac{n_1-1}{n_1+1}\right)^2 = \frac{(n_{Si}-n_1)^2 + k_{Si}^2}{(n_{Si}+n_1)^2 + k_{Si}^2}$$
(3.22)

resolviendo para n_1

$$n_1 = \sqrt{n_{Si} + \frac{k_{Si}^2}{n_{Si} - 1}} \tag{3.23}$$

Entonces $d_1 = \frac{\lambda}{4n_1}$ y la ecuación 3.23 son las condiciones que debe tener la capa depositada sobre silicio para eliminar o minimizar la reflexión, que es para una determinada longitud de onda, ya que *n* y *k* son función de longitud de onda y dependiendo de la variación de esta, siempre tendrán un valor diferente. Hay que tener en consideración que si n_1 tiene un valor grande, el espesor de dicha capa será pequeño, esto tiene consecuencia en el material y el modo de depósito de la capa antirreflectora.

La eficiencia cuántica óptica η_0 puede ser definida al considerar la reflexión parcial

$$\eta_0 = 1 - R \tag{3.24}$$

debido a la reflexión parcial, es útil definir la eficiencia cuántica interna ηi como el número de pares electrón-hueco fotogenerados, los cuales contribuyen a la fotocorriente, dividida por el número de fotones los cuales penetran hacia el semiconductor. La eficiencia cuántica externa es el producto de la eficiencia cuántica óptica η_0 , y de la eficiencia cuántica interna η_i :

$$\eta_{ext} = (1 - R)\eta_i \tag{3.25}$$

la responsividad de un detector real es siempre menor debido a la reflexión parcial de la luz en la superficie semiconductora y debido a la recombinación parcial de los portadores fotogenerados en el semiconductor o en su superficie.

Referencias

[1] S. M. Sze, "Physics of Semiconductor Devices", 3rd Edition, John Wiley & Sons, pp. 663-742, 2007.

[2] S. L. Sheng, "Semiconductor Physical Electronics", 2nd Edition, Springer, pp. 381-475, 2006.

[3] T.V. Blank and Yu. A. Goldberg, Semiconductor Photoelectric Converters for the Ultraviolet Region of the Spectrum, semiconductors, Vol. 37, No. 9, pp. 999-1030, 2003.

[4] P. Bhattacharya, "Semiconductor Optoelectronic Devices", 2nd Edition, Prentice Hall, pp. 412-416, 1997.

[5] M. Batzill, U. Diebold, The Surface and Materials Science of Tin Oxide, Progress in Surface Science, Vol. 79, pp. 47-154, 2005.

[6] S. Monredon et al., Synthesis and characterization of crystalline tin oxide nanoparticles, J. Mater. Chem., Vol. 12, pp. 2396-2400, 2002.

[7] Th. Diana, N. Devi, N. Sarma, On the optical properties of SnO₂ thin films prepared by sol-gel method, Indian J. Phys. Vol. 84, No. 6, pp. 687-691, 2010.

[8] H. H. Afify, F. S. Terra, R. S. Momtaz, Substrate temperature effects on the tin oxide films prepared by spray pyrolysis, Journal of Materials Science, Vol. 7, pp. 149-153, 1996.

[9] H. Hirayama et al, Visualization of Optical Phenomena Caused by Multilayer Films based on wave optics, The Visual Computer, Vol. 17, pp. 106-120, 2001.

Capítulo 4 Fotodetector metal-semiconductor-metal

4.1 Introducción

Los detectores de fotones con la configuración metal-semiconductor-metal (MSM) están compuestos por dos diodos de barrera Schottky conectados espalda a espalda, usualmente se encuentran sobre la superficie del sustrato semiconductor ya que el proceso de generación y colección de los portadores de carga fotogenerados por la radiación electromagnética en el rango del UV ocurre muy cerca a la superficie. En este capítulo se presenta el diseño del detector, como se deriva el proceso de fabricación, la compatibilidad con el proceso de fabricación CMOS y las alternativas a este para obtener detectores de radiación UV con las mejores características posibles, hay algunas simulaciones que ayudan a visualizar las características ideales de los dispositivos.

4.2 Silicio como sustrato base para fabricación de detectores de radiación UV

El silicio es uno de los materiales con mayor abundancia en la tierra y es relativamente fácil la obtención de sustratos cristalinos de muy alta calidad, además es el material más utilizado en la fabricación de dispositivos electrónicos, el silicio ha sido extensamente estudiado, tanto que los parámetros y procesos físicos en el material son ya un estándar. En el silicio

como en los materiales semiconductores comunes el coeficiente de absorción α en el rango de radiación UV es usualmente alto, $\alpha > 10^5 \text{cm}^{-1}$ [1], esto indica que la generación de portadores de carga es muy cercana a la superficie del material (0.1µm o menor) donde hay alta recombinación y se hace necesario el colectar de manera rápida los portadores de carga generados.



Figura 4.1 Coeficiente de absorción vs longitud de onda, (a) para silicio y (b) para demás materiales semiconductores utilizados en dispositivos optoelectrónicos [1].

La figura 4.1a muestra el coeficiente de absorción del silicio en el rango del infrarrojo al UV, donde el coeficiente de absorción es alto, lo que indica que la generación de portadores de carga es prácticamente en la superficie donde incide la radiación UV [2]. Esto último se aprecia en la figura 4.2.



Figura 4.2 Profundidad de portadores de carga fotogenerados en silicio, la longitud de onda incidente es de 300nm, la gran mayoría de los portadores de carga son generados muy cerca a la superficie donde incide la luz.

Si bien es cierto que para fotogeneración de portadores de carga en el rango UV hay materiales que tienen mejor rendimiento, la integración de estos materiales con la tecnología del silicio es complicada y representa mayores costos, ya que generalmente no se realiza en un mismo sustrato, es decir no existe la integración monolítica del fotodetector con un circuito de control/amplificación.

4.3 Estructura MSM

Debido a que la generación de portadores de carga a altas energías ocurre muy cerca a la superficie, este efecto puede ser aprovechado por los contactos metal-semiconductor ya que los electrodos metálicos pueden hacer una colección rápida y eficiente de los portadores de carga fotogenerados, esto es porque hay un gran campo eléctrico muy cerca a la superficie debido al contacto metálico. La configuración de electrodos metálicos interdigitados para un fotodetector MSM tiene ventajas entre las que se puede mencionar una baja capacitancia, alta velocidad de operación y fácil fabricación cuando se comparan con otros dispositivos fotodetectores, como son los fabricados en base de unión p-n y p-i-n. Adicionalmente el proceso MSM es completamente compatible con el proceso de fabricación CMOS, y brinda la posibilidad de tener agotada la región entre los electrodos si la separación entre ellos es relativamente pequeña, con esto el dispositivo no necesita grandes voltajes de polarización para poder operar.

4.4 Electrodos de aluminio

La función trabajo de los metales ya ha sido determinada y está en el rango de 2 a 6eV (figura 4.3), este valor es muy sensible a la limpieza superficial del metal [2].



Figura 4.3 Representación de los valores de la función trabajo de los metales, el color indica solo la tendencia del valor real.

El aluminio es un material muy utilizado para la realización de contactos al silicio, y en el caso de contactos rectificadores, las alturas de barrera que se han medido para este el contacto de aluminio-silicio tipo-n es alrededor de 0.7V sin ningún tratamiento térmico posterior al depósito o recocido a temperaturas no mayores a 450°C, para el caso del contacto rectificador de aluminio-silicio tipo-p la altura de barrera se ha determinado en 0.54V [2]. La tabla 4.1 muestra algunos valores de la altura de barrera de potencial medidos sobre Si tipo-n.

Material	Altura de barrera (Volts)
Plata (Ag)	0.83
Oro (Au)	0.83
Aluminio (Al)	0.81
Cobalto (Co)	0.81
Cromo (Cr)	0.6
Cobre (Cu)	0.8
Platino (Pt)	0.9
Titanio (Ti)	0.6
Tungsteno (W)	0.66

Tabla 4.1 Valores de altura de barrera de diversos metales en silicio tipo-n, estos son los valores más altos reportados. En el caso del aluminio se obtiene dicho valor después de recocido a más de 700°C [2].



Figura 4.4 Alturas de barrera medidas en silicio tipo-n a temperatura ambiente después de recocer a diferentes temperaturas [2].

INAOE

Para el caso del silicio, el valor de la altura de barrera es muy sensible a las condiciones de limpieza durante el depósito del metal. Una altura de barrera grande significa una corriente de oscuridad baja, por lo que es necesario obtener valores de altura de barrera lo suficientemente grandes para que el ruido de oscuridad sea lo más pequeño posible. Hay una amplia gama de valores de alturas de barrera, que pueden ser obtenidas en función de los metales que se utilizan para el contacto metal-semiconductor, el uso de aluminio se reporta como un valor de altura de barrera suficiente para lograr una baja corriente de obscuridad, además que es de uso común en el proceso de fabricación CMOS de circuitos integrados. En caso de requerir una mayor altura de barrera se pueden seleccionar otros materiales.

4.5 Electrodos semitransparentes

Un problema que tienen los detectores basados en contactos superficiales metal-semiconductor con respecto a sus electrodos, es que ellos obstruyen el paso de la luz hacia la superficie, razón por la que se prefiere utilizar electrodos interdigitados. La luz incide en la superficie del sustrato por el espacio vacío entre los electrodos y aunque esto ayuda a que la luz llegue a la superficie también existe un efecto de sombreado que puede reducir la respuesta del dispositivo. Los metales usualmente tienen coeficientes de extinción k muy altos, es decir, el coeficiente de absorción es también alto y hay absorción muy cerca a su superficie, esto hace que la radiación UV no llegue al sustrato debajo de los electrodos. Para facilitar que una buena cantidad de fotones traspasen los electrodos se requiere que estos sean lo suficiente delgados para volverse semitransparentes. Un espesor de 150Å es suficiente para cumplir con este objetivo, electrodos más delgados contribuyen con una mayor resistencia en serie (R_s) al dispositivo [2], un efecto no deseado en el rendimiento del dispositivo. El uso de electrodos delgados disminuye el efecto de sombra en la superficie del sustrato, aumentando las figuras de mérito en consecuencia.

4.6 Anillo de guarda

La corriente de oscuridad en un fotodetector depende mucho del material utilizado. Tiene entre sus componentes a los procesos de generación y recombinación en la región de agotamiento, la corriente de fuga y la corriente de tuneleo. Un problema común en los fotodetectores de contacto metalsemiconductor es la corriente de fuga excesiva en las orillas de la unión. En diodos de silicio la técnica común utilizada para combatir este problema es utilizar un anillo de guarda, que es una unión p-n creada por difusión en un área selecta alrededor de la periferia del diodo, un ejemplo de esto se muestra en la figura 4.5 [3].



Figura 4.5 Anillo de guarda, se realiza una difusión de dopantes del tipo-p en el sustrato tipo-n, el perfil de dopado se ajusta de tal manera que el voltaje de rompimiento sea mayor al del contacto metal-semiconductor.

El perfil de dopado del diodo es ajustado para dar a la unión p-n un mayor voltaje de rompimiento que el del contacto metal semiconductor. En adición al anillo de guarda, una capa de SiO_x es crecida para minimizar corrientes de fuga superficiales o corrientes de fuga de orilla. Un modo de reducir la corriente de oscuridad es depositar/crecer una fina capa de algún material dieléctrico entre el sustrato y los electrodos, esta capa se conoce como capa de mejoramiento de altura de barrera y su función es incrementar la barrera de potencial, la corriente de oscuridad debida principalmente a la emisión termoiónica por encima de la barrera es reducida, pero esta capa tiene que ser lo suficientemente delgada para que los electrones puedan traspasarla por tuneleo y no degradar las características de corriente en polarización directa.

4.7 Capa antirreflectora

Cuando radiación en el rango UV incide sobre la superficie del sustrato de silicio esta tiene una gran reflexión debido a la diferencia de los índices de refracción de los medios por donde viaja la radiación, para reducir la reflexión se ocupa una capa antirreflectora. La capa antirreflectora tiene que cumplir con los criterios de índice de refracción y espesor de capa del material adecuados para reducir al mínimo posible la reflexión. En el capítulo anterior se desarrollaron las ecuaciones con las que se cumplen las condiciones de capa antirreflectora.





La longitud de onda que se escogió para realizar los cálculos para dicha capa es de 300nm, de acuerdo con la Figura 4.6 el índice de refracción apropiado es de n = 3.06 y el espesor de 245Å. Para el rango de radiación UV se puede utilizar materiales cuyos índices de refracción estén en el rango de 1.4 < n < 2.6 entre estos materiales se encuentra al SiO₂, Si₃N₄, ITO, SnO₂, ZnO, etc. Para ser compatible con el proceso de fabricación CMOS, se prefiere utilizar SiO₂, que si bien no elimina por completo la reflexión si la

disminuye aumentando la responsividad del dispositivo. Otra ventaja de utilizar SiO₂ como capa antirreflectora es que también sirve como capa de pasivación superficial entre los electrodos metálicos.

4.8 Pasivación

Es bien conocido, que los defectos superficiales (estados superficiales) tienen gran relevancia en el funcionamiento del dispositivo pues debido a ellos la velocidad de recombinación superficial es alto. El contacto de estos estados superficiales con el metal determina la relación de energía de los niveles de Fermi, provocando que la altura de barrera potencial sea diferente a lo predicho por las ecuaciones derivadas del modelo ideal. Para minimizar los efectos que provocan los estados superficiales se realiza pasivación con una solución preparada con 200ml de agua desionizada y 4ml de acido fluorhídrico (solución HF al 2%) antes de realizar el depósito del metal para los electrodos interdigitados. Esta solución resulta en colocar átomos de hidrógeno en los enlaces abiertos, con lo que la superficie del Si permanece sin actividad, con lo que la interface metal-semiconductor se mantiene limpia. Con esto se logra que las propiedades eléctricas de la interface sean lo más repetitivas y confiables. Otra forma de pasivar la superficie del sustrato es con el crecimiento de una fina capa de oxido de alta calidad como el oxido de compuerta de los transistores CMOS.

4.9 Oxido de estaño.

Una alternativa a los metales para obtener grandes alturas de barrera de potencial en la superficie, es el uso de óxidos conductores transparentes. De manera específica con oxido de estaño (SnO₂) se han reportado alturas de barrera alrededor de 1.1V, siempre utilizando una delgada capa de oxido de silicio fuera de estequiometria entre el SnO₂ y el sustrato de silicio, esta capa ha sido obtenida utilizando varias técnicas, pero las más utilizadas es por inmersión en soluciones oxidantes, en nuestro caso, antes de realizar el

depósito de SnO₂ se realiza una inmersión en peróxido de hidrógeno caliente durante 15 minutos con lo cual se crece un oxido químico delgado que cumple con las funciones de una capa de mejoramiento de barrera.

4.10 Mascarillas

Hasta ahora se ha hablado de las características que debe tener un dispositivo basado en silicio compatible con el proceso CMOS para la eficiente detección de radiación UV, ahora se describe el proceso de fabricación y mascarillas utilizadas en el proceso basados en las características antes mencionadas. Se pretende fabricar detectores de radiación UV con contactos MSM superficiales, con electrodos metálicos interdigitados de aluminio de espesor 150Å y capa antirreflectora de SiO₂ cuyo espesor es de 505Å y anillo de guarda difundido en la periferia del diodo. Las mascarillas se planearon de acuerdo a las características del dispositivo que se pretende obtener para quedar de la siguiente manera

- Mascarilla 1 Anillo de guarda
- Mascarilla 2 región activa
- Mascarilla 3 grabado de oxido delgado
- Mascarilla 4. Contacto hacia anillo de guarda
- Mascarilla 5. Pads de contacto metálico (metal grueso)
- Mascarilla 6. Electrodos metálicos interdigitados (metal delgado)

Mas detalles acerca de las mascarillas se pueden ver en el apéndice C.

4.11 Proceso de fabricación

El material de inicio es silicio tipo-n con un dopado de alrededor $N_D \approx 10^{15}$ cm⁻³ (resistividad de 2-5 Ω -cm). La secuencia de fabricación sigue el nombre asignado a las mascarillas, esto es, inicialmente se crece un óxido de silicio para sobre este abrir las ventanas que permitirán la difusión de boro, para

formar el anillo de guarda. En seguida se realiza la litografía y crecimiento del óxido delgado que servirá también de película antirreflectora y pasivador entre los dedos del metal. Se abren contacto al anillo de guarda y se realiza una primera metalización de aluminio de 1µm de espesor. Finalmente se deposita aluminio de 15nm de espesor para formar los electrodos semitransparentes. El proceso completo de fabricación y detalles se muestran en los apéndices A y B.

Referencias

[1] D. K. Schroder, "Semiconductor Material and Device Characterization", 2nd
 Edition, John Wiley & Sons, pp. 133-199, 1998.

[2] S. M. Sze, "Physics of Semiconductor Devices", 3rd Edition, John Wiley & Sons, pp. 134-196, 2007.

[3] P. Bhattacharya, "Semiconductor Optoelectronic Devices", 2nd Edition, Prentice Hall, pp. 412-416, 1997.

Capítulo 5 Resultados

5.1 Introducción

Un parámetro importante que caracteriza a un fotodetector es la barrera de potencial, en el caso del contacto metal-semiconductor, la altura de barrera de potencial tienen que ser lo suficientemente grande para tener un ruido de oscuridad o corriente en inversa lo bastante pequeña. Para contactos metal-semiconductor rectificadores la desventaja que presentan con respecto a otros dispositivos de unión es que esta altura de barrera de potencial es por lo general, menor a la energía de banda prohibida del material semiconductor. La altura de barrera para contactos rectificadores de aluminio y silicio tipo-n, ha sido reportada en 0.7V sin tratamiento térmico o recocido a temperaturas de no más de 450°C [1], por lo que se espera tener valores similares en los contactos de los dispositivos realizados. Se presentan las mediciones de altura de barrera realizadas por el método I-V, además, se presentan los resultados de mediciones para la película de SnO₂, buscando que este material muestre un buen rendimiento en el dispositivo.

5.2 Medición de altura de barrera

Una vez obtenidos los dispositivos fabricados, se procedió a realizar las mediciones de altura de barrera. Los detectores de radiación UV metal-

semiconductor-metal, como se ha visto en el capítulo 3, están formados por dos contactos metal-semiconductor rectificadores. Del proceso de fabricación se obtienen dos tipos de detectores, uno de ellos con contactos metálicos interdigitados de aluminio delgado (semitransparente) y otro detector que consiste de dos placas de contacto, ambas placas de aluminio delgado. Hay tres diferentes detectores de contactos interdigitados como el que se muestra en la figura 5.1, donde la diferencia entre ellos es el área de la región activa donde incide la luz.



Figura 5.1 esquema de los detectores de radiación UV MSM, este tipo de detector está formado por dos contactos metal-semiconductor, los que se identifican como contactos o electrodos "L" y "B".

Solo hay dos detectores de placa, donde la diferencia es el área de región activa y en consecuencia el área de las placas metálicas que hacen contacto con el semiconductor, un ejemplo de esto se muestra en la figura 5.2a. Además hay algunas estructuras de placa metálica rectangular que hace contacto al sustrato, esto es como una simple barrera Schottky y se muestra en la figura 5.2b.



Figura 5.2 (a) El segundo tipo de detectores de radiación UV, que consiste de dos placas de aluminio de poco espesor, (b) estructura de un simple contacto metalsemiconductor.

Mas detalles acerca de las dimensiones de los detectores, se pueden ver en el apéndice X. La medición de las alturas de barrera, se obtienen realizando mediciones I - V a cada contacto rectificador de manera individual, para esto, se cuenta con un contacto óhmico en la parte posterior del sustrato, esto se ilustra en la figura 5.3, tal como se ve en la figura y se indica en el apéndice B, no hay anillo de guarda, así que no se agregan efectos del anillo de guarda en la medición de las barreras Schottky.



Figura 5.3 Esquema de medición de altura de barrera para los contactos metalsemiconductor, ya sea de los electrodos interdigitados como se muestra en la figura, o bien para los contactos de los demás dispositivos mostrados en la figura anterior.

Se obtienen las graficas I - V para determinar la altura de barrera con el método corriente-voltaje descrito en el capítulo 2, la altura de barrera es determinada a partir de la corriente I_0 , esto es por extrapolación en una

grafica semilogarítmica de corriente contra voltaje, bajo condición de polarización directa, cuando V = 0. Las características en polarización directa *I* - *V* (para V > 3kT/q) están dadas por [2]:

$$I = I_0 exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \tag{5.1}$$

La altura de barrera puede ser obtenida de la ecuación

$$\Phi_{Bn} = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{AA^{**}T^2}{I_0}\right)$$
(5.2)

donde A** para silicio tipo-n es 112 A/cm²·K² [2], y A es el área del contacto metálico. Los resultados se muestran en forma grafica para conjuntos de electrodos mejor identificados como "L" y "B", esto es, para los diodos MSM los electrodos "L" son uno de los electrodos interdigitados y los electrodos opuestos a estos son identificados como "B". Del primer proceso de fabricación se obtienen los siguientes resultados, mostrados como graficas semilogaritmicas de corriente contra voltaje



Figura 5.4 Graficas I-V representativa del primer proceso de fabricación, solo los electrodos L presentan características rectificadoras.



Figura 5.5 Graficas I-V semilogaritmicas del primer proceso de fabricación, en este caso los contactos "B" no muestran características rectificadoras.

Electrodo	I ₀ (A)	Altura de barrera (V)
IN12B		
IN12L	2.90E-11	.83
IN22B		
IN22L	3E-11	.83
IN32B		
IN32L	3.3E-11	.81
PC2B	1E-11	.71
PC2L	3.3E-11	.8

Tabla 5.1 Valores de I₀ y altura de barrera determinado, del proceso de fabricación 1.

Como se puede observar en las figuras 5.4 y 5.5, y a pesar de que los valores obtenidos de altura de barrera mostrados en la tabla 1 para los electrodos "L" son mayores que los esperados, solo este conjunto de contactos metal-semiconductor tiene capacidad de rectificación, y no así los electrodos "B", por lo que no se obtienen diodos MSM. Este comportamiento fue el lugar común de este proceso. Las mediciones de un segundo proceso se muestran a continuación:



Figura 5.6 Grafica I-V de estructuras de barreras Schottky de una muestra del proceso 2, las estructuras medidas son como las que se muestran en la figura 5.2b.

Como se ve en la figura 5.6, las graficas I-V no muestran comportamiento rectificador. De la figura anterior, las estructuras son específicas para la medir la altura de barrera, como las que se muestran en la figura 5.2b, así que solo el depósito de aluminio de 1µm de espesor está haciendo contacto con la superficie del silicio.



Figura 5.7 Graficas I-V del proceso de fabricación 2, mediciones sobre los electrodos interdigitados "L" de los detectores MSM, no muestran rectificación.



Figura 5.8 Graficas I-V del proceso de fabricación 2, mediciones sobre los electrodos interdigitados "B" de los detectores MSM, no muestran rectificación.

Del mismo proceso de fabricación son las mediciones obtenidas y que se muestran en las figuras 5.7 y 5.8, de estas no es posible determinar la altura de barrera, ya que en principio los contactos metal-semiconductor no muestran comportamiento rectificador. Finalmente del último proceso de fabricación realizado nos muestra resultados similares a los anteriores



Figura 5.9 Graficas I-V del proceso 5 cuadro I4, solo los electrodos "L" muestran rectificación.


Figura 5.10 Graficas I-V del proceso 5, los electrodos "B" opuestos a los electrodos "L", no son rectificadores.

Electrodo	10 (A)	Altura Barrera	
IN41B			
IN41L	7e-8	.63	
IN42B			
IN42L	7e-8	.63	
IN43B			
IN43L	3.7e-8	.63	
PC4B	1.8e-9	.7	
PC4L	5e-8	.61	

Tabla 5.2 Valores de altura de barrera determinados para proceso 5 dado 14.

En este último proceso vuelve a ocurrir que solo los electrodos "L" muestran comportamiento rectificador, los contactos "B" no muestran el mismo comportamiento, como se puede ver en las figuras 5.10 y 5.11, también en la tabla 5.2. Una vez más, no es posible obtener diodos MSM.

Uno de los problemas comunes en la respuesta de los contactos metalsemiconductor es que solo los contactos de un solo lado (comúnmente los electrodos "L"), mostraron un comportamiento rectificador. Los contactos opuestos (electrodos "B") mostraron comportamientos diferentes a la rectificación, por lo que no es posible determinar la altura de barrera para estos. Aun así, las alturas de barrera determinadas a diferencia del primer proceso, no son tan altas como los valores reportados (0.7V), ya que en los mejores casos como se muestra en la tabla 5.2, la altura de barrera no va más allá de 0.63V, un valor aun lejos del esperado. Se cree que los resultados obtenidos que se muestran son debido a las condiciones superficiales del sustrato, ya que los sustratos utilizados son material de reclamo que ha sido grabado superficialmente de manera química o mecánica y la superficie del sustrato puede encontrarse dañada. Otra teoría del porque los pobres resultados obtenidos puede deberse a las condiciones de limpieza del laboratorio y/o sistemas de depósito no sean satisfactorias, ya que la altura de barrera es muy sensible a esta condición. Es pertinente mencionar que no solo se trataron los proceso aquí mostrados para la obtención de alturas de barrera aluminio-silicio tipo-n de manera controlada y repetitiva, se muestran solo los resultados que más comúnmente aparecieron a lo largo de los múltiples intentos de realizar esta barreras y que nos ayudan a tratar de explicar la falta de resultados.

5.3 Oxido de estaño como electrodos interdigitados

El uso de oxido de estaño como electrodo metálico en un principio se pensó como una mejora al tamaño de altura de barrera que podía obtenerse para el contacto de silicio tipo-n y aluminio, ya que entre el oxido de estaño y el sustrato debe haber una delgada capa de oxido de silicio no estequiométrico que cumple con la función de una capa de mejoramiento de altura de barrera. El uso de oxido de estaño se convirtió en la alternativa del proceso para obtener contactos rectificadores y con una altura de barrera grande. Se realizaron una serie de depósitos de SnO₂, el depósito del material se realizó por medio de una solución de cloruro estánico bi-hidratado y etanol (5g-10ml). La solución se depósito en el sustrato por medio de un gotero y se esparció en la centrifugadora variando la velocidad de centrifugación para obtener diferentes espesores y después sometiendo el sustrato a un recocido a 200°C para evaporar solventes y un recocido posterior a 450°C en un ambiente de oxigeno para promover la oxidación del estaño. Las mediciones

hechas al material y que son de nuestro interés son el índice de refracción y espesor de película medido por elipsometría, y resistividad medida por el método de 4 puntas.

5.3.1 Medición de índice de refracción y espesor del oxido de estaño

La técnica de elipsometría nos permite estimar el índice de refracción y espesor de la película de oxido de estaño, ya que el elipsómetro utilizado para estas mediciones, está calibrado para medir oxido de silicio (SiO₂) y nitruro de silicio (Si₃N₄). Una vez depositada la solución, esta se esparce a diferentes velocidades de centrifugación, obteniendo como mejor resultado en el control del espesor de la película al programar el spinner a 2000 RPM durante 30 segundos, y posterior a esto hacer los tratamientos térmicos. El índice de refracción y espesor de las películas obtenidas bajo las condiciones arriba mencionadas se muestran en la tabla 5.3

Proceso	Espesor (Å)	Índice de refracción (n)	
Abr15	643	2.07	
Abr15-4	661	2.09	
Nov3	698	2.19	
Nov9	699	2.21	
Oct25	556	2.29	
Oct27	619	2.26	
Oct29	699	2.22	
Promedio	653.5	2.19	

Tabla 5.3 Índices de refracción y espesor de las películas depositadas y esparcidas a2000RPM.

Al depositar el material a diversas velocidades de giro, no se obtienen el control en el espesor del material como lo muestra la velocidad de 2000RPM, por lo que se determina que el depósito de SnO₂ para la obtención de los dispositivos sea a esta velocidad.

5.3.2 Resistividad del oxido de estaño

La resistividad de la película se determino por el método de 4 puntas, en este caso el material es depositado en sustrato de silicio cubierto por una capa de SiO₂, la resistividad medida se muestra en la tabla 4

Muestra	Rs (Ω/□)	ρ (Ω-cm)	
1C	2666.46	1.73E-2	
1T	2555.24	1.66E-2	
2C	9116.71	5.92E-2	
XC	3585.43	2.33E-2	
promedio	4480.96	2.91E-2	

Tabla 5.4 Resistividad promedio de SnO₂.

El material depositado tiene una buena resistividad, es decir, si bien no tiene una muy baja resistividad como el caso de los metales, tampoco es un material con alta resistividad y este material tiene la resistividad adecuada para utilizarse como electrodos semitransparentes.

5.3.3 Grabado de oxido de estaño

El problema al trabajar con el oxido de estaño fue con respecto a su grabado. El oxido de estaño se caracteriza por ser un material resistente a condiciones y ambientes hostiles y es muy complicado el grabado, aunque se ha reportado que el principal gravante de este material es acido clorhídrico. A pesar de haber obtenido buenas características de conducción, espesor e índice de refracción del oxido de estaño, este material no pudo grabarse de manera satisfactoria, ya que intentando el grabado por medios húmedos y secos, como inmersión en acido clorhídrico, usando polvo de zinc como precursor del grabado, grabado electroquímico y grabado por RIE; no se logra obtener grabados uniformes y tampoco repetibilidad entre los mismos procesos de grabados. Con respecto a la litografía, el material no presenta mayores complicaciones, ya que tanto el foto-resina positiva, como negativo tienen buena adherencia y es buena la definición de los patrones geométricos como se muestra en la figura 5.11. Aun resta trabajo para una mejor caracterización del material y su grabado, ya que a pesar de ser un material muy resistente, existe basta información de que es posible grabarlo (ejemplo de esto, se muestra en la figura 5.12), desde la inmersión en soluciones con acido clorhídrico, donde la principal desventaja es la poca transferencia de los patrones geométricos, hasta el grabado por RIE, que tiene bajas razones de grabado y se utiliza la mezcla de diferentes gases, pero tiene buena definición de los patrones geométricos. Solo hay que caracterizar uno de los métodos antes mencionados.



Figura 5.11 Litografía sobre SnO₂, se utiliza foto-resina positiva, la adherencia y definición sobre el SnO₂ son buenas.



Figura 5.12 Grabado de SnO₂ por inmersión en acido clorhídrico y con polvo de zinc como promotor del grabado.

Referencias

[1] S. M. Sze, "Physics of Semiconductor Devices", 3rd Edition, John Wiley & Sons, pp. 134-196, 2007
[2] D. K. Schroder, "Semiconductor Material and Device Characterization", John Wiley & Sons, pp. 133-199, 1998.

Capítulo 6 Conclusión y trabajo a futuro

6.1 Conclusiones

No se obtuvieron de manera satisfactoria contactos metal-semiconductor cuyo valor de altura de barrera sea de 0.7 volts o muy cercano a este valor, que era uno de los aspectos principales a satisfacer para el contacto de aluminio-silicio tipo-n. En el primer proceso de fabricación se midieron alturas de barrera mayores a 0.7 volts, pero fueron pocos los electrodos que mostraron este comportamiento y solo los electrodos del lado "L" son los que tienen rectificación, los electrodos "B" tienen un comportamiento diferente. La respuesta de rectificación en solo los electrodos "L" ocurre en los demás procesos, además que en ellos el valor de la altura de barrera decrece, e incluso hay procesos de fabricación donde en ningún tipo de electrodos hay rectificación. Por tanto el objetivo en principio no se cumple, ya que no es posible obtener dispositivos que en ambos electrodos haya rectificación, por lo que no se obtienen diodos metal-semiconductor-metal, para continuar con la caracterización de su respuesta a la radiación UV.

En este trabajo se mostro las características que debe tener un fotodetector de radiación UV basado en silicio y las técnicas para mejorar la respuesta del dispositivo, que aún están por mostrarse hasta obtener primero contactos metal-semiconductor con un buen comportamiento rectificador y una altura de barrera grande (0.7 volts). Para esto se requiere básicamente dos cosas:

- Tener sustratos de muy buena calidad, donde sea mínima la probabilidad de tener superficies maltratadas, es decir, tener superficies de la mejor calidad posible para no añadir efectos adversos a la obtención de alturas de barrera grandes.
- Tener las condiciones apropiadas de limpieza dentro del laboratorio de fabricación con el fin de obtener un proceso libre de contaminantes en la superficie del sustrato que agregue efectos adversos a la obtención de alturas de barrera grandes.

También se ha visto, que el oxido de estaño obtenido en este trabajo tiene buenas características para poder ser utilizado como electrodos metálicos transparentes y dado su índice de refracción estos mismos pueden ser antirreflectores. Pero aún es necesario encontrar las condiciones apropiadas para tener control en los espesores del depósito de películas delgadas y facilitar el grabado de este material.

6.2 Trabajo futuro

Obtener contactos metal semiconductor con una altura de barrera de 0.7 volts o mayor, y por tanto, tener dispositivos rectificadores de contacto metalsemiconductor-metal. Para esto es necesario contar con las condiciones de limpieza apropiados durante el proceso de fabricación además de contar con sustratos nuevos y de alta calidad cuyas superficies no hayan sido procesadas con anterioridad. De acuerdo a simulaciones hechas en s-pisces las corrientes en polarización inversa no debe ser mayor a unas decenas de nanoamperes, como se ve en la figura 6.1, considerando que las áreas de contacto de nuestros dispositivos tienen variaciones entre los detectores. Estas graficas se obtienen bajo la suposición de que la altura de barrera de un contacto aluminio-silicio tipo-n es de 0.7 volts.



Figura 6.1 Simulación de la característica I-V del contacto de aluminio-silicio tipo-n, con altura de barrera de 0.7 volts, la corriente en polarización inversa no tiene que ser mayor que unas cuantas decenas de nanoamperes.



Figura 6.2 De acuerdo con la grafica semilogarítmica la corriente I_0 tiene que ser del orden de los nanoamperes para asegurar que la altura de barrera sea 0.7 V.

La corriente I_0 , determinada por la extrapolación en la grafica semilogarítmica I-V, nos muestra que debe estar en el rango de los nanoamperes para

asegurar que la altura de barrera es del valor que se ha reportado y que se ha trazado como uno de los objetivos a cumplirse.

También es necesario mejorar el proceso de depósito de oxido de estaño, para controlar el espesor de dicha capa y posteriormente determinar de manera adecuada el proceso de grabado para utilizar dicho material como electrodos. Para mejorar sus características de conducción, se pueden obtener películas de oxido de estaño dopadas principalmente con flúor (FTO).

Verificar la eficiencia de la película antirreflectora mediante pruebas ópticas. Hallar alternativas de materiales para reducir la reflexión, como en la figura 6.3 que se muestra que a mayor índice de refracción la reflexión disminuye y por tanto la responsividad y eficiencia cuántica del dispositivo aumentan como se ve en las figura 6.4 y 6.5.



Figura 6.3 Grafica de reflexión contra longitud de onda de películas depositadas sobre silicio con índice de refracción 1.6 y 2, mientras mayor es el índice de refracción, menor es la reflexión.

Mostrar que la eficiencia de las estructuras de contacto metal semiconductor tienen una buena respuesta en el rango del UV. Finalmente probar que es posible el diseño de arreglos de fotodetectores para la detección de imágenes UV.



Figura 6.4 Comparación de la responsividad de fotodetectores con distintas capas antirreflectoras, n=2 un valor cercano al oxido de estaño y n=1.47 representando a SiO₂. X_j=0 es la respuesta de un fotodetector metal-semiconductor y es comparado con dispositivos de unión p-n.



Figura 6.5 Eficiencia cuántica de los fotodetectores mostrados en la figura anterior.

Apéndice A Proceso de fabricación

Se presenta el proceso de fabricación del cual se espera la obtención de dispositivos fotodetectores de radiación UV, con la configuración metal-semiconductor-metal basados en silicio.

El material de inicio consiste en obleas de silicio tipo-n (100), con una resistividad de 1-5 Ω -cm.

-Limpieza inicial

TCE, 10 minutos

Acetona, 10 minutos

Solución 7:1, temperatura ambiente, inmersión unos cuantos segundos hasta que las obleas se muestren hidrofobicas

-Limpieza RCA

RCA I, 17 minutos

RCA II, 17 minutos

Enjuague en sistema súper Q, hasta que la resistividad sea mayor a 16MΩ-cm

-Oxidación inicial

Horno de oxidación húmeda

T=1100°C

Vapor de agua, t= 80 minutos

N₂: 60 S.S., t= 30 minutos

-Dopado con fósforo en la cara no pulida de la oblea para obtener contacto óhmico

Se aplica foto-resina positiva 1225, a 2500 RPM y 30 segundos en centrifugadora

Grabado de SiO₂ en la cara no pulida de la oblea en solución 7:1 a temperatura ambiente

Se quita foto-resina, inmersión en acetona por 10 minutos

Difusión de fósforo, se introducen las obleas en el horno de difusión de fósforo

T= 1050°C

PH₃: 110 S.S.

O₂: 10 vidrio

N₂: 25 S.S., flujo simultaneo, t= 20 minutos

-Se elimina el vidrio de fosforo y el oxido inicial

Inmersión en solución 7:1, temperatura ambiente

-Oxido de campo

Limpieza RCA

Se introducen las obleas en el horno de oxidación inicial

T= 1000°C

O₂: 44S.S., t= 15 minutos

Vapor de Agua, t= 80min

-Depósito de oxido silox

T= 450°C

N₂ (main & diluent): 65 S.S.

O₂: 8 vidrio

SiH₄:11 S.S., flujo simultaneo, t= 13 minutos tiempo aproximado

-Pasivación

Horno de oxidación inicial

T= 900°C

O₂: 44S.S., t= 30 minutos

-Litografía de mascarilla 1 (anillo de guarda)

Se aplica foto-resina positiva 1225, a 5000RPM, 30 segundos

Horno de precocido de resina 85°C, 15 minutos

Alineación de mascarilla 1, exposición 10 segundos tiempo aproximado

Revelado, 7 segundos tiempo aproximado

Horno de recocido 110°C, 15min

-Grabado del oxido de campo

Inmersión en solución 7:1, T= 32°C

Se elimina la foto-resina, inmersión en acetona durante 10 minutos

-Depósito de aluminio que sirve como barrera para la implantación de boro Limpieza RCA

Se introducen las obleas a la cámara de depósito

Depósito de 1µm de aluminio en la cara pulida de las obleas

-Litografía de mascarilla 1 (anillo de guarda)

Se aplica foto-resina positiva 1225, 5000RPM, 30seg

Horno de precocido 85°C, 15min

Alineación de mascarilla 1, exposición 10 segundos tiempo aproximado

Revelado, 7 segundos tiempo aproximado

Horno de recocido 110°C, 15min

-Grabado de aluminio

Inmersión en solución Al-etch, T= 40°C

Se elimina la foto-resina, inmersión en acetona durante 10 minutos

-Implantación de boro, para generar el anillo de guarda

Se introducen las muestras en nítrico fumante por 10 minutos, esto en lugar de la limpieza RCA estándar

Se introducen las muestras en la cámara de implantación

Implantación de boro

E=120keV dosis: 1.25X10¹⁵cm⁻²

Ifs=2X10⁻⁴Å T=31.24seg

Se elimina el aluminio introduciendo las muestras en solución AI-etch a 40°C

.

-Pasivación

Horno de oxidación inicial

T= 900°C

O₂: 44S.S., t= 15 minutos

-Decapado del vidrio de boro

Inmersión de las obleas en solución 7:1, T= 32°C, hasta que las

muestras presenten hidrofobia

-Litografía de mascarilla 2 (área activa)

Se aplica resina positiva 1225, a 5000RPM, 30 segundos

Horno de precocido de resina 85°C, 15 minutos

Alineación de mascarilla 2, exposición 10 segundos tiempo aproximado

Revelado, 7 segundos tiempo aproximado

Horno de recocido de resina 110°C, 15 minutos

-Grabado de oxido de campo

Inmersión en solución 7:1, 32°C

Se elimina la foto-resina, inmersión en de las obleas en acetona por 10 minutos

-Crecimiento de oxido delgado Tox= 505Å

Limpieza RCA

Se introducen las obleas en el horno de oxidación seca

T= 950°C

O2: 44S.S., t= 5 minutos

O2: 44S.S.

TCE: 110S.S., t= 105 minutos, flujo simultaneo

Pasivación

N2: 60S.S., t=30 minutos

-Depósito de aluminio en la cara no pulida de la oblea que sirve como contacto al sustrato.

Se aplica foto-resina positiva 1225, a 5000RPM durante 30 segundos Inmersión en solución 7:1 temperatura ambiente, se elimina el oxido presente en la cara no pulida de la oblea

Se elimina la foto-resina, inmersión de las obleas en acetona durante 10 minutos

Limpieza RCA

Se introducen las obleas a la cámara de depósito de aluminio

Depósito de 1µm de aluminio en la cara no pulida de las obleas

-Aleación

Limpieza en nítrico fumante

Enjuague vigoroso en agua DI

Horno de aleación

T= 450°C

N₂: 60S.S.

H₂: 40 S.S., t= 20min, flujo simultaneo

Nota: a partir de este paso de proceso, siempre que se realice algún grabado, es necesario proteger el aluminio en la cara no pulida de la oblea, esto se logra aplicando resina positiva de la misma forma que se hace en los pasos de litografía, además de que no se puede realizar más la limpieza RCA estándar.

-Litografía de mascarilla 3 (Grabado de oxido delgado)

Se aplica foto-resina positiva 1225, a 5000RPM durante 30 segundos Horno de precocido de resina 85°C, 15 minutos

Alineación de mascarilla 3, exposición 10 segundos tiempo aproximado

Revelado 10 segundos tiempo aproximado

Recocido de resina 110°C, 15 minutos

-Grabado de oxido delgado

Inmersión en solución 7:1, temperatura ambiente

Se elimina la foto-resina, inmersión de las obleas en acetona por 10 minutos

-Litografía de mascarilla 4 (contacto hacia anillo de guarda)

Se aplica foto-resina positiva 1225, a 5000RPM durante 30 segundos

Horno de precocido de resina 85°C, 15 minutos

Alineación de mascarilla 4, exposición 10 segundos tiempo aproximado

Revelado 10 segundos tiempo aproximado

Recocido de resina 110°C, 15 minutos

-Grabado de oxido delgado

Inmersión en solución 7:1, temperatura ambiente

Se elimina la foto-resina, inmersión de las obleas en acetona durante 10 minutos

-Depósito de aluminio

Limpieza en nítrico fumante, inmersión de las obleas por 10 minutos Inmersión en solución HF-agua DI al 2%, hasta que la superficie del sustrato que está descubierta muestre hidrofobia

Nota: se aplica foto-resina positiva en la cara no pulida de las obleas para proteger el aluminio

Vigoroso enjuague en agua DI

Nota: se introducen las muestras a la cámara de depósito cuidando que no pasen más de 15 minutos desde el enjuague hasta que las obleas se metan a la cámara de depósito.

Depósito de 1µm de aluminio en la cara pulida de la oblea

-Litografía mascarilla 5 (pads metálicos)

Se aplica foto-resina positiva 1225, a 5000RPM, durante 30 segundos Horno de precocido de resina 85°C, 15 minutos

Alineación de mascarilla 5, exposición 10 segundos tiempo aproximado

Revelado 10 segundos tiempo aproximado

Horno de recocido de resina 110°C 10 minutos

-Grabado de aluminio

Inmersión de la oblea en la solución Al-etch, T= 40°C

Se elimina la foto-resina, inmersión de las obleas en acetona por 10 minutos

-Depósito de aluminio delgado (electrodos semitransparentes)

Limpieza en nítrico fumante, inmersión de la obleas por 10 minutos Inmersión en solución HF-agua DI al 2%, hasta que la superficie del sustrato que está descubierta muestre hidrofobia

Nota: se aplica foto-resina positiva en la cara no pulida de las obleas para proteger el aluminio

Vigoroso enjuague en agua DI

Nota: se introducen las muestras a la cámara de depósito cuidando que no pasen más de 15 minutos desde el enjuague hasta que las obleas se metan a la cámara de depósito.

Depósito de 150Å de aluminio en la cara no pulida de la oblea, para tener un mejor control en el espesor del aluminio depositado, la razón de depósito es baja.

-Litografía de mascarilla 6

Se aplica foto-resina positiva 1225, a 5000RPM, durante 30 segundos Horno de precocido de resina 85°C 10 minutos

Alineación de mascarilla 6, exposición 10 segundos tiempo aproximado

Revelado 10 segundos tiempo aproximado

Se aplica foto-resina negativa en la cara no pulida de la oblea

Horno de recocido 110°C 10 minutos

-Grabado de aluminio

Inmersión de la oblea en la solución Al-etch, T= 40°C

Se elimina la foto-resina, inmersión de las obleas en acetona por 10 minutos

-Fin de proceso

Apéndice B Proceso de fabricación de los dispositivos realizados

A continuación se describe el proceso de fabricación del cual se obtuvieron los dispositivos que se reportan en este trabajo. De siete procesos de fabricación que se llevaron a cabo, los depósitos de metal para pads y electrodos interdigitados fueron los únicos que sufrieron modificaciones, siendo estas el orden en que se realizaron los depósitos de aluminio.

El material de inicio consiste en obleas de silicio tipo-n (100), resistividad 1- 5Ω -cm.

-Limpieza inicial

TCE 10 minutos

Acetona 10 minutos

Solución 7:1, unos cuantos segundos hasta que las obleas se muestren hidrofobicas

-Limpieza RCA estándar

RCA I, 17 minutos

RCA II, 17 minutos

Enjuague en sistema súper Q, hasta que la resistividad sea mayor a 16MΩ-cm

-Oxidación inicial

Horno de oxidación húmeda

T= 1100°C

Vapor de agua, t= 80 minutos

N₂: 60 S.S., t= 30 minutos

-Dopado con fósforo en la cara no pulida de la oblea para obtener contacto óhmico con el sustrato

Se aplica foto-resina positiva 1225, a 2500 RPM y 30 segundos en centrifugadora

Grabado de SiO₂ en la cara no pulida de la oblea en solución 7:1, T= 23° C, to 10 minutes

32°C, t≈ 10 minutos

Se quita la foto-resina, inmersión en acetona por 10 minutos

Difusión de fósforo, se introducen las obleas en el horno de difusión de fósforo

T= 1050°C

PH₃: 110 S.S.

O₂: 10 vidrio

N₂: 25 S.S., flujo simultaneo, t= 20 minutos

-Se elimina el vidrio de fosforo y el oxido inicial

Inmersión en solución 7:1, T= 32°C, t≈ 10 minutos

-Oxido de campo

Limpieza RCA

Se introducen las obleas en el horno de oxidación inicial

T= 1000°C

O₂: 44S.S., t= 15 minutos

Vapor de Agua, t= 80min

-Depósito de oxido silox

T= 450°C

N₂: (main & diluent): 65 S.S.

O₂: 8 vidrio

SiH4:11 S.S., flujo simultaneo, t= 13 minutos tiempo aproximado

-Pasivación

Horno de oxidación inicial

T= 900°C

O₂: 44S.S., t= 30 minutos

-Litografía de mascarilla 1 (anillo de guarda)

Se aplica foto-resina positiva 1225, a 5000RPM, 30 segundos

Horno de precocido de resina 85°C, 15 minutos

Alineación de mascarilla 1, exposición 10 segundos tiempo aproximado

Revelado, 7 segundos tiempo aproximado

Horno de recocido 110°C, 15min

-Grabado del oxido de campo

Inmersión en solución 7:1, T= 32°C, t≈ 9 minutos

Se elimina la foto-resina, inmersión en acetona durante 10 minutos

Nota: Debido a que el implantador iónico, así como el horno de difusión de boro no estaban en condiciones aptas para operar, no se realiza la implantación/difusión de boro, por lo que en ningún dispositivo se encuentra el anillo de guarda.

-Litografía de mascarilla 2 (área activa)

Se aplica foto-resina positiva 1225, a 5000RPM, 30 segundos

Horno de precocido de resina 85°C, 15 minutos

Alineación de mascarilla 2, exposición 10 segundos tiempo aproximado

Revelado, 7 segundos tiempo aproximado

Horno de recocido de resina 110°C, 15 minutos

-Grabado de oxido de campo

Inmersión en solución 7:1, T= 32°C, t≈ 9 minutos

Se elimina la foto-resina, inmersión en de las obleas en acetona por 10 minutos

-Crecimiento de oxido delgado T_{OX} = 505Å

Limpieza RCA Se introducen las obleas en el horno de oxidación seca T= 950° C O₂: 44S.S., t= 5 minutos O₂: 44S.S. TCE: 110S.S., t= 105 minutos, flujo simultaneo Pasivación N₂: 60S.S., t= 30 minutos

-Depósito de aluminio en la cara no pulida de la oblea que sirve como contacto óhmico.

Se aplica foto-resina positiva 1225, a 5000RPM durante 30 segundos Inmersión en solución 7:1 temperatura ambiente, se elimina el oxido presente en la cara no pulida de la oblea

Se elimina la foto-resina, inmersión de las obleas en acetona durante 10 minutos

Limpieza RCA

Se introducen las obleas a la cámara de depósito de aluminio

Depósito de 1µm de aluminio en la cara no pulida de las obleas

-Aleación

Limpieza en nítrico fumante

Enjuague vigoroso en agua DI

Horno de aleación

T= 450°C

N₂: 60S.S.

H₂: 40 S.S., t= 20min, flujo simultaneo

Nota: a partir de este paso de proceso, siempre que se realice algún grabado, es necesario proteger el aluminio en la cara no pulida de la oblea, esto se realiza aplicando foto-resina positiva de la misma forma que se hace en los pasos de litografía, además, no se realiza más la limpieza RCA estándar. -Litografía de mascarilla 3 (Grabado de oxido delgado)

Se aplica foto-resina positivo 1225, a 5000RPM durante 30 segundos Horno de precocido de resina 85°C, 15 minutos

Alineación de mascarilla 3, exposición 10 segundos tiempo aproximado

Revelado 10 segundos tiempo aproximado

Recocido de resina 110°C, 10 minutos

-Grabado de oxido delgado

Inmersión en solución 7:1, temperatura ambiente, t≈ 1 minuto

Se elimina la foto-resina, inmersión de las obleas en acetona por 10 minutos

Nota: al no haber anillo de guarda, no se hace litografía de la mascarilla 4 que abre ventanas hacia la región de implantación.

-Depósito de aluminio

Limpieza en nítrico fumante, inmersión de las obleas por 10 minutos Inmersión en solución HF-agua DI al 2%, hasta que la superficie del

sustrato que está descubierta muestre hidrofobia

Nota: se aplica foto-resina positiva en la cara no pulida de las obleas para proteger el aluminio

Vigoroso enjuague en agua DI

Nota: se introducen las muestras a la cámara de depósito cuidando que no pasen más de 15 minutos desde el enjuague hasta que las obleas se metan a la cámara de depósito.

Depósito de 1µm de aluminio en la cara pulida de la oblea

-Litografía mascarilla 5 (pads metálicos)

Se aplica foto-resina positiva 1225, a 5000RPM, durante 30 segundos Horno de precocido de resina 85°C, 15 minutos

Alineación de mascarilla 5, exposición 10 segundos tiempo aproximado

Revelado 10 segundos tiempo aproximado

Horno de recocido de resina 110°C, 15 minutos

-Grabado de aluminio

Inmersión de la oblea en la solución Al-etch, T= 40°C, t≈ 12 minutos

Se elimina la foto-resina, inmersión de las obleas en acetona por 10 minutos

-Depósito de aluminio delgado (electrodos semitransparentes)

Limpieza en nítrico fumante, inmersión de la obleas por 10 minutos Inmersión en solución HF-agua DI al 2%, hasta que la superficie del sustrato que está descubierta muestre hidrofobia

Nota: se aplica foto resina positiva en la cara no pulida de las obleas para proteger el aluminio

Vigoroso enjuague en agua DI

Nota: se introducen las muestras a la cámara de depósito cuidando que no pasen más de 15 minutos desde el enjuague hasta que las obleas se metan a la cámara de depósito.

Depósito de 150Å de aluminio en la cara no pulida de la oblea, para tener un mejor control en el espesor del aluminio depositado, la razón de depósito es baja.

-Litografía de mascarilla 6

Se aplica foto-resina positiva 1225, a 5000RPM, durante 30 segundos Horno de precocido de resina 85°C, 15 minutos

Alineación de mascarilla 6, exposición 10 segundos tiempo aproximado

Revelado 10 segundos tiempo aproximado

Se aplica foto-resina negativa en la cara no pulida de la oblea

Horno de recocido 110°C, 15 minutos

-Grabado de aluminio

Inmersión de la oblea en la solución Al-etch, T= 40°C, t≈ 3 minutos

Se elimina la foto-resina, inmersión de las obleas en acetona por 10 minutos

-Fin de proceso

Durante el proceso de fabricación únicamente los depósitos de aluminio para los electrodos interdigitados y para pads, fueron los pasos de proceso que se alteraron en el orden en los cuales fueron depositados, es decir algunas veces se deposita antes el aluminio para definir los electrodos interdigitados y a continuación el depósito de aluminio para definir los pads, cuando esto ocurría el espesor de ambos depósitos de aluminio es de 500nm. En las mediciones de dichos procesos se obtienen resultados similares y los que se reportaron en este trabajo, muestran como fueron la gran mayoría de los resultados de medición.

Apéndice C Mascarillas

En un cuadro de 16mm² (4mm por lado) se incluyen 4 conjuntos de diodos MSM, estos son del tipo de electrodos interdigitados y de placas de contacto, además de algunas estructuras para medir la altura de barrera. Como se puede ver en la figura C.1, cada conjunto de dispositivos cuenta con dos detectores de placa de contacto, donde es diferente tanto el área activa, como el área de las placas de contacto (PC: 200*200µm² y PG: 300*300µm²). Hay un par de diodos que están rodeados por anillo de guarda, estos tienen diferentes áreas activas y la separación como el ancho de los electrodos es de 10µm (IN2: 300*310µm² y 200*200µm²). Hay un par de diodos mas, donde uno de ellos tiene anillo de guarda y otro no, los dos tienen la misma área activa, la separación y el ancho de los electrodos es de solo 5µm (IN3: 300*305µm²).



Figura C.1 (a) Conjunto de mascarillas donde se muestran los diodos metalsemiconductor-metal. (b) Se muestra la forma como se identifican los dispositivos PC: placa chica, PG: placa grande, IN1: interdigitado 1, IN2: interdigitado 2, IN3: interdigitado 3, BS: barrera Schottky.

Diodo	Región activa µm ²		Electrodo	Área de electrodo
				(µm-)
PC	200*200	0 40000	PCL	3200
			PCB	22400
PG	G 300*300	90000	PGL	5200
			PGB	62400
IN1PC	200*210	10 42000	IN1PCL	12300
			IN1PCB	10600
IN1PG	300*310	93000	INPG	24700
IN2 PC 200*21	200*210	42000	IN2PCL	12300
			INPCB	10600
IN2PG	300*310	93000	INPG	24700
IN3	300*305	91500	IN3L	25050
			IN3B	23675

Tabla C.1 Áreas de la región activa de cada uno de los dispositivos, también se muestra el área que cubre cada electrodo. Los dispositivos IN3 tienen las misma dimensiones, para IN1PG e IN2PG los electrodos "L" y "B" tienen las mismas dimensiones.

La distinción entre los dispositivos es de acuerdo a su posición con respecto a los dispositivos PC y PG. A partir de ellos los dispositivos más cercanos son identificados como IN1, IN2 e IN3. La distinción de los electrodos entre "L" y "B", una vez más tiene que ver con los dispositivos de placa de contacto, ya que los electrodos interdigitados que se encuentran del lado donde está la placa de menor área, serán nombrados como electrodos "L". Los electrodos que están del lado donde se encuentra la placa de contacto de mayor área serán nombrados como los electrodos "B".



Figura C.2 Mascarilla 1, anillo de guarda.



Figura C.3 Mascarilla 2, región activa.



Figura C.4 Mascarilla 3, capa antirreflectora.



Figura C.5 Mascarilla 4, contacto hacia anillo de guarda.



Figura C.6 Mascarilla 5, pads metálicos.



Figura C.7 Mascarilla 6, electrodos metálicos interdigitados.

Apéndice D Proceso de obtención de películas delgadas de oxido de estaño

Se describe la manera en la cual se obtienen las películas delgadas de oxido de estaño. El material se obtiene, depositando en sustratos de silicio una solución la cual está constituida por cloruro estánico bi-hidratado (SnCl₄·2H₂O) que es disuelto en etanol. Cada 5 gramos de SnCl₄·2H₂O se disuelve en 10ml de etanol, la solución se agita de manera que se mezclen perfectamente, de haber residuos sólidos grandes que se asienten, estos pueden ser pulverizados y seguir con la agitación. Una vez que se ha obtenido la mezcla, la solución se pasa a un gotero el cual se puede guardar en un refrigerador para prevenir la evaporación del etanol. La solución se deposita sobre un sustrato de silicio el cual se coloca en la centrifugadora para esparcir de manera uniforme sobre la superficie. La solución cubra la mayor parte de la superficie del sustrato y después se hace girar el spinner para esparcir la solución.

A diferentes velocidades de giro del spinner, se espera obtener diversos espesores de la película de SnO₂. La velocidad de giro del spinner varió para cada depósito, desde 1000RPM a 3000RPM en intervalos de 500RPM durante 30 segundos, obteniendo mejor control en el espesor de las películas para una velocidad de giro de 2000RPM, como ya ha sido reportado en el
capítulo 5. A continuación se muestra el proceso de obtención de películas de SnO₂, en donde el material inicial son sustratos de silicio sin importar el tipo y la densidad de dopantes, ya que se utiliza al silicio para caracterizar de manera óptica el material depositado, para determinar el espesor de la película e índice de refracción. Para la medición de resistividad por el método de 4 puntas, el material se deposita sobre sustratos de silicio donde se ha crecido una capa de SiO₂ de un espesor de 500nm aproximadamente, suficiente para ser un sustrato aislante.

Material de inicio, sustratos de silicio tipo-p de 4 pulgadas de diámetro, la cual es dividida para obtener pedazos más pequeños que facilite el manejo y depósito del SnO₂ en las obleas.

-Limpieza inicial

TCE, 10 minutos

Acetona, 10 minutos

Solución 7:1, unos cuantos segundos hasta que las obleas se muestren hidrofobicas

-Limpieza RCA

RCA I, 17 minutos

RCA II, 17 minutos

Enjuague en sistema súper Q, hasta que la resistividad sea mayor a 16MΩ-cm

-Oxidación inicial (este paso de proceso se lleva a cabo solo para las obleas que se utilizan para medir la resistividad de la película)

Horno de oxidación húmeda

T= 1100°C

Vapor de agua, t= 80 minutos

N2: 60 S.S., t= 30 minutos

-Pasivación de la superficie

Inmersión en solución HF-agua DI al 2% a temperatura ambiente, hasta que la superficie del sustrato que está descubierta muestre hidrofobia

-Depósito de la solución

Se colocan las obleas sobre el spinner, programando el tiempo y la velocidad de giro

Se deposita la solución en la superficie del sustrato, teniendo cuidado de que la solución se deposite sobre toda la superficie del sustrato Se hace girar el spinner para esparcir la solución

-Tratamiento térmico #1

Inmediatamente después de que la solución se esparce en la superficie del sustrato, se coloca en una placa metálica sobre una parrilla con control de temperatura, el tratamiento térmico se hace al ambiente

T= 200°C

t= 60 minutos

-Tratamiento térmico #2

Justo después del tratamiento térmico #1, las obleas se introducen en un horno con flujo de oxigeno para promover la oxidación

T= 400°C

O₂: 40S.S.

t= 120 minutos

-Fin de proceso

Apéndice E Detectores de radiación UV basados en uniones p-n sobre silicio

El índice de refracción y coeficiente de absorción del silicio hace que la radiación UV sea absorbida muy cerca a la superficie, es decir, la generación de portadores de carga no ocurre muy profundo en el sustrato de silicio donde incide la radiación. Por tanto si se utilizan dispositivos de unión p-n o p-i-n, la difusión realizada del dopante contrario al del sustrato tiene que ser poco profunda (menor a 0.1µm).



Figura E.1 Representación de un detector de radiación UV basado en una unión p-n superficial sobre silicio.

Un problema que se agrega a la respuesta del dispositivo es la reflexión del sustrato de silicio a energías dentro del rango de radiación UV ya que esta es grande. En el caso de un sustrato de silicio con una capa antirreflectora (AR)



Figura E.2 Reflexión de la radiación incidente en un sustrato de silicio, en el rango de radiación UV la reflexión usualmente es alta.

Donde R_1 es la reflexión para la frontera aire-película AR y R_2 la reflexión para la frontera película AR-sustrato. Para suprimir la reflexión, la capa antirreflectora debe tener tanto el índice de refracción apropiado, como el espesor de la capa tiene que ser la trayectoria óptica adecuada, estas condiciones se muestran en las ecuaciones siguientes.

Por ejemplo, si la longitud de onda de la radiación incidente es de 300nm, para que la reflexión total se suprima, es necesario que el índice de refracción de la película AR n_p = 3.06 y el espesor $d_p = \frac{\lambda}{4n_p} = \frac{\lambda}{4 \cdot (3.06)} \approx$ 24.51*nm*, mientras mayor sea el valor del coeficiente de absorción, el espesor de la película AR es menor y que puede tener consecuencia en la elección del material para el control del espesor y el método de depósito de este. A pesar de ello, se puede utilizar capas antirreflectoras basadas principalmente en materiales aislantes, como pueden ser SiO2 (n= 1.48), Si3N4 (n= 2.15), ZrO2 (n= 2.45). Tanto la reflexión como la profundidad de unión p-n tienen efecto en la eficiencia cuántica y en consecuencia en la responsividad del dispositivo. Se calcula la eficiencia cuántica externa (EQE) y la responsividad para 3 casos de diseño de detectores de radiación UV basados en silicio donde ellos consisten en una unión p-n con profundidad de unión x_j igual a 0.2µm, 0.1µm y 0, donde este último caso es el de un contacto metal-semiconductor.



Figura E.3 Dispositivos de unión p-n de los que se hace el cálculo y comparación, para el caso de $x_j=0$ representa el dispositivo de contacto metal-semiconductor.

La eficiencia cuántica externa es determinada por la siguiente ecuación

$$\eta_{ext} = (1-R)e^{-\alpha x_j} \left(1 - \frac{e^{-\alpha W}}{1 + \alpha L_p}\right) \tag{E.1}$$

donde R es la reflexión, α el coeficiente de absorción, x_j es la profundidad de unión, L_p la longitud de difusión y W la longitud de agotamiento.

La reflexión R de la ecuación anterior se determina mediante la siguiente ecuación

$$R = \frac{R_1 + 2\sqrt{R_1R_2}\cos 2\gamma + R_2}{1 + 2\sqrt{R_1R_2}\cos 2\gamma + R_1R_2}$$
(E.2)

donde

$$2\gamma = \frac{4\pi n_p d_p}{\lambda} \tag{E.3}$$

tiene las propiedades de la película antirreflectora.

La responsividad es una cantidad relacionada con la eficiencia cuántica, y es dada por la siguiente ecuación

$$R = 0.8\lambda \eta_{ext} \tag{E.4}$$

De acuerdo a las ecuaciones dadas con anterioridad es como se deriva el comportamiento de los detectores de radiación UV basados en silicio y cuyos resultados se muestran de manera grafica a continuación.



Figura E.4 Reflexión vs longitud de onda de películas antirreflectoras optimizadas para 300nm.



Figura E.5 Eficiencia cuántica externa calculada para los dispositivos de unión mencionados, se considera también el comportamiento de la capa antirreflectora mejorando la eficiencia cuántica.



Figura E.6 Eficiencia cuántica externa de un dispositivo de contacto metalsemiconductor, en esta comparación se aprecia que la eficiencia cuántica mejora para capas antirreflectoras con mayor índice de refracción.



Figura E.7 Responsividad vs longitud de onda de los dispositivos, se observa que la responsividad es mejorada con el uso de capa antirreflectora con índice de refracción grande.

Lista de Figuras

2.5	Emisión termoiónica de un electrón desde una superficie
	metálica
2.6	Carga imagen, cuando una carga negativa está presente a una
	distancia x en el vacío, una carga del signo opuesto se induce en el
	metal
2.7	Diagrama de bandas de energía entre la superficie del metal y el
	vacío. La altura de barrera efectiva es disminuida cuando un campo
	eléctrico es aplicado a la superficie. La disminución es debido a los
	efectos combinados del campo y la fuerza imagen
2.8	Diagrama de bandas de energía incorporando el efecto de disminución
	de barrera para un contacto metal-semiconductor tipo-n bajo diferentes
	condiciones de excitación 30
2.9	Diagrama de bandas de energía mostrando la derivación de la teoría
	de difusión-emisión termoiónica 34
2.10	Esquema de un diodo metal-semiconductor-metal en la típica
	configuración de electrodos metálicos interdigitados
2.11	Comparación entre la región de agotamiento superficial en un diodo
	MSM y la región de agotamiento hacia el volumen en un simple
	contacto metal semiconductor dependiendo del voltaje de
	polarización
2.12	Diagrama de bandas del diodo MSM bajo excitación 40
2.13	Determinación de I_0 en una grafica semilogaritmica I-V
2.14	Graficas de energía de activación para determinar la barrera
	Schottky
2.15	Grafica de medición C-V de la cual puede ser determinado el valor de
	altura de barrera
2.16	Arreglo típico para la medición de corriente generada por incidencia de
	luz en el fotodetector 48

5.8	Graficas I-V del proceso de fabricación 2, mediciones sobre los
	electrodos interdigitados "B" de los detectores MSM, no muestran
	rectificación
5.9	Graficas I-V del proceso 5 cuadro I4, solo los electrodos "L" muestran
	rectificación
5.10	Graficas I-V del proceso 5, los electrodos "B" opuestos a los electrodos
	"L", no son rectificadores 100
5.11	Litografía sobre SnO ₂ , se utiliza foto-resina positiva, la adherencia y
	definición sobre el SnO ₂ son buenas 104
5.12	Grabado de SnO2 por inmersión en acido clorhídrico y con polvo de
	zinc como promotor del grabado 104
6.1	Simulación de la característica I-V del contacto de aluminio-silicio tipo-
	n, con altura de barrera de 0.7 volts, la corriente en polarización
	inversa no tiene que ser mayor que unas cuantas decenas de
	nanoamperes109
6.2	De acuerdo con la grafica semilogarítmica la corriente I_0 tiene que ser
	del orden de los nanoamperes para asegurar que la altura de barrera
	sea 0.7 V 109
6.3	Grafica de reflexión contra longitud de onda de películas depositadas
	sobre silicio con índice de refracción 1.6 y 2, mientras mayor es el
	índice de refracción, menor es la reflexión 110
6.4	Comparación de la responsividad de fotodetectores con distintas
	capas antirreflectoras, n=2 un valor cercano al oxido de estaño y
	n=1.47 representando a SiO ₂ . X_j =0 es la respuesta de un fotodetector
	metal-semiconductor y es comparado con dispositivos de unión p-
	n
6.5	Eficiencia cuántica de los fotodetectores mostrados en la figura
	anterior
C.1	(a) Conjunto de mascarillas donde se muestran los diodos metal-

semiconductor-metal. (b) Se muestra la forma como se identifican los

dispositivos PC: placa chica, PG: placa grande, IN1: interdigitado 1,
IN2: interdigitado 2, IN3: interdigitado 3, BS: barrera Schottky 130
Mascarilla 1, anillo de guarda 131
Mascarilla 2, región activa 131
Mascarilla 3, capa antirreflectora 132
Mascarilla 4, contacto hacia anillo de guarda 132
Mascarilla 5, pads metálicos 133
Mascarilla 6, electrodos metálicos interdigitados
Representación de un detector de radiación UV basado en una unión
p-n superficial sobre silicio
Reflexión de la radiación incidente en un sustrato de silicio, en el rango
de radiación UV la reflexión usualmente es alta
Dispositivos de unión p-n de los que se hace el cálculo y comparación,
para el caso de $x_j=0$ representa el dispositivo de contacto metal-
semiconductor141
Reflexión vs longitud de onda de películas antirreflectoras optimizadas
para 300nm
Eficiencia cuántica externa calculada para los dispositivos de unión
mencionados, se considera también el comportamiento de la capa
antirreflectora mejorando la eficiencia cuántica
Eficiencia cuántica externa de un dispositivo de contacto metal-
semiconductor, en esta comparación se aprecia que la eficiencia
cuántica mejora para capas antirreflectoras con mayor índice de
refracción
Responsividad vs longitud de onda de los dispositivos, se observa que
la responsividad es mejorada con el uso de capa antirreflectora con
índice de refracción grande 144

Lista de tablas

3.1	Parámetros de banda de energía, donde E_g es el valor de la banda
	prohibida del material. En el caso del Si, GaP y SiC son materiales de
	banda indirecta, E_0 es el valor de banda prohibida directa de estos
	materiales
4.1	Valores de altura de barrera de diversos metales en silicio tipo-n, estos
	son los valores más altos reportados. En el caso del aluminio se
	obtiene dicho valor después de recocido a más de 700°C 85
5.1	Valores de ${\sf I}_0$ y altura de barrera determinado, del proceso de
	fabricación 1
5.2	Valores de altura de barrera determinados para proceso 5 dado
	I4
5.3	Índices de refracción y espesor de las películas depositadas y
	esparcidas a 2000RPM 102
5.4	Resistividad promedio de SnO ₂ 103
C.1	Áreas de la región activa de cada uno de los dispositivos, también se
	muestra el área que cubre cada electrodo. Los dispositivos IN3 tienen
	las misma dimensiones, para IN1PG e IN2PG los electrodos "L" y "B"
	tienen las mismas dimensiones 130