



INAOE

Sensores ópticos de silicio con doble barrera con amplificación de señal

por

Alfonso Torres Rios

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**

Febrero 2007

Tonantzintla, Puebla

Supervisada por:

Dr. Oleksandr Malik, INAOE

© INAOE 2007

El autor otorga al INAOE el permiso de
reproducir y distribuir copias en su totalidad o en
partes de esta tesis



En esta tesis se presenta el diseño y estudio de un detector óptico formado por dos barreras de potencial en los lados opuestos de una oblea de silicio cristalino de alta resistividad. La primera barrera es formada por múltiples diodos Schottky (Ti-Si) rodeados por capacitores MOS (Ti-SiO₂-Si). La segunda barrera de potencial es formada por una unión Low-High. La estructura presenta amplificación de ganancia en ambas polarizaciones de voltaje.

Cuando se ilumina al detector que se encuentra polarizado con un voltaje negativo en el electrodo de titanio semitransparente se crean campos eléctricos altos en la periferia de los capacitores y el diodo Schottky los cuales afectan la altura efectiva de la barrera y producen un aumento en el flujo de electrones que van del metal hacia el semiconductor. Así, la ganancia de este detector está basado en aprovechar el efecto que se presenta en los bordes de los capacitor MOS y el Diodo Schottky.

Cuando el detector se polariza positivamente, la ganancia en fotocorriente corresponde a la de una unión Low-High, que ya ha sido estudiada, y es usada en este trabajo para poder hacer una comparación entre los dos tipos de amplificación de fotocorriente.

Además, el proceso de fabricación de este tipo de detector permite ser implementado en un proceso CMOS.

AGRADECIMIENTOS

Al Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica (INAOE), por brindarme la oportunidad de continuar preparándome.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT), por el apoyo económico brindado por la realización de este trabajo, a través de la Beca para Estudios de Maestría con número de registro 191113.

A el Dr. Oleksandr Malik, por su valioso apoyo brindado para el desarrollo de este trabajo.

A los Doctores F. Javier de la Hidalga Wade, Pedro Rosales Quintero y Carlos Zúñiga Islas por sus comentarios y el tiempo que dedicaron a la revisión de este trabajo.

Al personal técnico del Laboratorio de Microelectrónica del INAOE: Georgina Rosas, Pablo Alarcón, Netzahualcoyotl Carlos, Ignacio Juárez por su ayuda en el desarrollo de este trabajo.

A mis compañeros de generación que me apoyaron durante el estudio de la Maestría.

DEDICATORIA

A mis padres:

Alfonso Torres Jácome

-

Judith Ríos Jiménez

Ma. del Camen Rios Jiménez

Especialmente a la mujer que amo Rosa

Resumen	II
Agradecimientos	IV
Contenido	VIII
1. Introducción	1
1.1. Objetivo	2
1.2. Organización de la tesis	2
2. Detectores ópticos	5
2.1. Detección de fotones	5
2.2. Figuras de mérito de los fotodetectores	7
2.2.1. Eficiencia cuántica	7
2.2.2. Responsividad	8
2.2.3. Tiempo de respuesta	9
2.3. Fotodetectores sin ganancia interna	10
2.3.1. Fotodiodo de unión p-n	10
2.3.2. Fotodiodo PIN	12
2.3.3. Fotodiodo de barrera Schottky	13
2.4. Fotodetectores con ganancia interna	13
2.4.1. Fotoconductores	14
2.4.2. Fototransistor	15
2.4.3. Fotodiodo Avalancha (APD)	16
2.4.4. Unión Low-High	17
3. Física del capacitor MOS, la barrera Schottky, y la unión Low-High	19
3.1. Capacitor MOS	19
3.1.1. Cálculo del potencial y el campo eléctrico en el silicio y el óxido	23
3.1.2. Efectos de bordes en el capacitor MOS	24
3.2. Unión Schottky	26
3.2.1. Características I-V	27
3.2.2. Efecto de carga imagen	28
3.2.3. Efecto de borde	29
3.3. Unión Low-High	32
4. Fotodetector MOS-Schottky	35
4.1. Estructura MOS-Schottky	35
4.2. Proceso de Fabricación	36
4.2.1. Fotodetectores MOS-Schottky con implantación	36

5. Resultados experimentales	39
5.1. Metodología de medición	39
5.2. Características I-V del detector MOS-Schottky	40
5.3. Respuesta en el tiempo del detector MOS-Schottky	42
5.4. Modelo de operación propuesto de los fenómenos físicos	44
6. Conclusiones	51
6.1. Trabajo a futuro	52
Lista de Figuras	54
Bibliografía	56

1

INTRODUCCIÓN

El material más usado para la fabricación de la mayoría de los dispositivos semiconductores es el silicio. Con este material se fabrican el 99 % de los dispositivos electrónicos, recientemente se han realizado investigaciones para poder usar el silicio en un mayor número de aplicaciones en el área de la fotónica [1,2]. Además, se investiga la realización de interconexiones mediante acoplamiento óptico, o bus de transmisión óptica. Así, el silicio podrá ser usado para realizar las funciones de irradiación o detección de la radiación. Una de las ventajas que se pueden obtener es el diseño de sistemas optoelectrónicos en un sólo chip [2].

Generalmente es posible obtener amplificación dentro de los sensores ópticos modificando la estructura física del detector. La ganancia de los detectores basados en semiconductores, se debe a diferentes mecanismos eléctricos. El tipo de unión formada durante el proceso de fabricación es la responsable del mecanismo de conducción y, en algunos casos, la amplificación de la señal óptica incidente. La capacidad de detectar señales ópticas en un ancho de banda amplio está limitada, muchas veces, por el ruido térmico de la resistencia de carga y del amplificador, y para estos casos se requieren usar detectores que tengan ganancia interna.

Esta tesis se centra en la fabricación de una estructura que es capaz de brindar una amplificación en la señal óptica. Además, se propone un modelo para explicar la ganancia a partir de los fenómenos presentes durante la operación del dispositivo y de la estructura del sensor. Es importante mencionar que el proceso de fabricación del dispositivo es compatible con el proceso CMOS standard.

1.1. Objetivo

El objetivo principal de esta tesis es la fabricación y el estudio de un dispositivo detector óptico que presenta ganancia interna. Además de proponer un modelo para explicar la ganancia a partir de los fenómenos presentes durante la operación del dispositivo y de la estructura del sensor.

El objetivo se pretende alcanzar mediante la fabricación, el diseño y caracterización de un dispositivo que contiene múltiples diodos Schottky rodeados por capacitores MOS, y cuyo proceso de fabricación sea compatible con el proceso MOS del laboratorio de microelectrónica del INAOE.

1.2. Organización de la tesis

Esta tesis está organizada en 6 capítulos, que contienen los tópicos más relevantes para el estudio del detector fabricado.

El capítulo 2 contiene la información necesaria para comprender la detección óptica en dispositivos semiconductores, y se revisan las principales figuras de mérito de los dispositivos fotodetectores. Finalmente se describen brevemente algunos detectores que actualmente se encuentran comercialmente.

En el capítulo 3 se discute acerca de las estructuras que se encuentran integradas en el dispositivo detector construido: capacitor MOS, barrera Schottky y unión de alto bajo dopado o Low-High. Se muestra el estudio actual propuesto en este trabajo de cada una de las estructuras por separado, haciendo énfasis en el efecto de borde del capacitor MOS y la estructura Schottky.

En el capítulo 4 se muestra el diseño de la estructura y también se describe el proceso de fabricación del dispositivo.

En el capítulo 5 se muestran los resultados obtenidos de las características I-V obtenidos del dispositivo detector. Se discuten los fenómenos físico internos del dispositivo.

Finalmente en el capítulo 6 se discuten las conclusiones obtenidas en este trabajo y el trabajo a futuro que se puede obtener de este trabajo.

2

DETECTORES ÓPTICOS

El papel principal de los detectores ópticos es convertir señales ópticas en eléctricas para poder recuperar los datos transmitidos a través de un sistema óptico. Los requerimientos de un detector óptico son alta sensibilidad, respuesta rápida, bajo ruido, bajo costo y alta confiabilidad. En este capítulo se realizará una revisión en los detectores ópticos fabricados con materiales semiconductores.

2.1. Detección de fotones

La detección de luz mediante materiales semiconductores es posible debido al efecto fotoeléctrico. En estos materiales los portadores fotoexcitados permanecen dentro de la muestra semiconductor. A este fenómeno se le conoce como efecto fotoeléctrico interno.

El mecanismo presente en el material para poder convertir la señal óptica en eléctrica en un semiconductor es la generación de portadores a partir de la absorción de luz. Cuando se ilumina una muestra semiconductor se crean pares electrón-hueco sólo si la energía de la luz es igual o mayor al ancho de banda prohibida del material semiconductor.

Existe un parámetro para calcular la capacidad del semiconductor para absorber fotones. A este parámetro se le conoce como coeficiente de absorción, $\alpha[cm^{-1}]$. Este factor relaciona el flujo transversal de fotones a través de una muestra. El coeficiente de absorción es dependiente de la longitud de onda de la luz y es diferente para cada material.

En el diseño de dispositivos detectores se usa el parámetro α para poder predecir el funcionamiento del detector. La figura 2.1 muestra el coeficiente de absorción medido para

el silicio a diferentes longitudes de onda; esta gráfica es común en el estudio de detectores basados en silicio. El coeficiente de absorción decrece rápidamente mientras se acerca a la longitud de onda de corte λ_c , donde [3]:

$$\lambda_c = \frac{1.24}{E_g} [\mu m] \quad (2.1)$$

donde E_g es el ancho de la banda prohibida del semiconductor y esta dado en [eV].

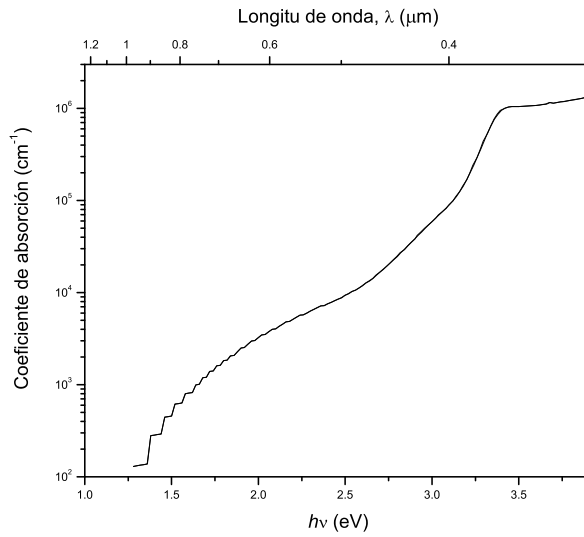


Figura 2.1: Coeficiente de absorción del silicio

El flujo de fotones a través de la muestra semiconductor decrece de forma exponencial en función de la distancia x . El flujo de fotones $\Phi(x)$ a través de la muestra es [3]

$$\Phi(x) = \Phi_0 e^{-\alpha x} \quad (2.2)$$

donde Φ_0 es el flujo de fotones incidentes por centímetro cuadrado por segundo o también se puede usar la potencia de la luz incidente [3]. Si se desea conocer la energía total absorbida por una muestra de grosor W , se usa la siguiente ecuación [3]:

$$\Phi_{abs} = \Phi_0 (1 - e^{-\alpha W}) \quad (2.3)$$

2.2. Figuras de mérito de los fotodetectores

Existen ciertas propiedades en los dispositivos que permiten comparar cada dispositivo con otro. A estas propiedades se les conoce como figuras de mérito, a continuación se da una breve explicación de las figuras de mérito más representativas de los dispositivos detectores.

2.2.1. Eficiencia cuántica

La eficiencia cuántica η ($0 \leq \eta \leq 1$), se define como la probabilidad del detector en transformar los fotones en pares electrón-hueco que contribuyan a la corriente del detector. No todos los fotones son convertidos en pares electrón-hueco porque no todos los fotones son absorbidos por el material. Algunos fotones simplemente no son absorbidos por la naturaleza probabilística del proceso de absorción. Algunos fotones serán reflejados por la superficie del detector. Mientras que otros se recombinarán en la superficie del detector, que tiene muchos centros de recombinación, y por tanto no contribuirán de manera significativa a la corriente del detector.

La eficiencia cuántica externa depende del coeficiente de absorción y el grosor de la región absorbente. La ecuación de la eficiencia cuántica puede expresarse de la siguiente forma [4]:

$$\eta = (1 - R)(1 - e^{-\alpha W}) \quad (2.4)$$

A continuación se da una explicación de cada término involucrado en la ecuación:

1. El factor $(1 - R)$ representa la reflexión de la luz debido a la superficie del material.
2. El último término representa el flujo de fotones absorbidos por el material que tiene un grosor W . Para maximizar este término se debe tener un valor de W suficientemente largo.

El parámetro de eficiencia cuántica (η) influye en la corriente del circuito de salida del detector. La corriente fotoinducida en el semiconductor es [5]:

$$I_{ph} = q\eta A\Phi \quad (2.5)$$

de donde A es el área del sensor.

La eficiencia cuántica es dependiente de la longitud de onda de la luz incidente, esto es debido a que α es dependiente de la longitud de onda. Para longitudes de onda cercanas a λ_c , η obtiene valores pequeños, debido a los valores pequeños de α . Si se usan longitudes de onda cortas, en donde $\alpha = 10^4$ la mayoría de los fotones son absorbidos en la superficie del detector (la mayoría de los fotones se absorben dentro de la distancia $1/\alpha$), y por tanto η disminuye. Ya que en la superficie el tiempo de vida de recombinación es muy corto los portadores generados no llegan a ser colectados.

2.2.2. Responsividad

La responsividad de un detector, \mathfrak{R} , es el parámetro que relaciona la corriente que fluye por el dispositivo con la potencia de luz incidente. Si por cada fotón absorbido se generara un par electrón-hueco, entonces, un flujo de fotones Φ produciría un flujo de corriente $i_p = e\Phi$. Para una potencia óptica $P = h\nu\Phi$ [Watt], de frecuencia ν , donde h es la constante de Planck, produciría una corriente $i_p = eP/h\nu$. Ya que sólo una fracción η , en lugar de la unidad, de los fotones son absorbidos por el dispositivo se tiene que [4]:

$$i_p = \eta e\Phi = \frac{\eta e P}{h\nu} = \mathfrak{R}P \quad (2.6)$$

El factor de proporcionalidad \mathfrak{R} es definido como la responsividad del detector. Así, \mathfrak{R} tiene unidades de A/W y está dada por [4]

$$\begin{aligned} \mathfrak{R} &= \frac{\eta e}{h\nu} \\ &= \frac{\eta \lambda (\mu m)}{1,24} (A/W) \end{aligned} \quad (2.7)$$

así, idealmente \mathfrak{R} deberá crecer linealmente con λ , si no se toma en cuenta la eficiencia cuántica. Como se observa en la ecuación 2.7 η es dependiente del coeficiente de absorción, por tanto la responsividad es también depende del material.

2.2.3. Tiempo de respuesta

Los pares electrón-hueco fotogenerados dentro del semiconductor no son colectados instantáneamente, sino que demora un cierto de tiempo. A este fenómeno se le conoce como tiempo de tránsito. El tiempo de tránsito relaciona la velocidad de los portadores creados dentro del campo eléctrico y la distancia que recorren antes de ser colectados [4]. Este factor limita la velocidad de respuesta de todos los detectores basados en semiconductores.

Para el cálculo del tiempo de tránsito de portadores se considera un muestra de material de longitud L , sometida a un campo eléctrico E . La velocidad promedio de los portadores dentro de un material semiconductor es $v = \mu E$, donde μ es la movilidad de los portadores en el material. Ahora se puede suponer que el campo eléctrico y la velocidad de los portadores es constante a lo largo del material, así el tiempo de tránsito se puede definir como:

$$t_{tr} = \frac{L}{\mu E} \quad (2.8)$$

La respuesta al impulso de los detectores se verá afectada por este factor. La respuesta para un detector que transporte ambos tipos de portadores, electrones y huecos, será un pico de corriente con una cola, como se ve en la figura 2.2 [4]. Esta cola se debe a que la velocidad de los huecos es menor a la velocidad de los electrones, y por tanto tardan más en ser colectados.

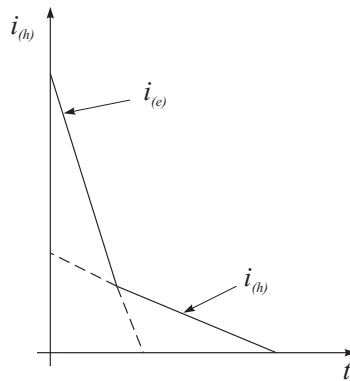


Figura 2.2: Corriente total del detector generada por pares electrón hueco. Aunque la corriente de huecos i_h es menor que la corriente de electrones i_e , le toma más tiempo ser colectada [4]

Otro factor que limita el tiempo de respuesta de la señal es la constante RC del detector. La constante RC está formada por la resistencia y capacitancia del detector y del circuito externo. La presencia del tiempo de tránsito y la constante RC afecta la respuesta al impulso en el detector. Si se quiere encontrar la respuesta al impulso debido a ambos efectos se tiene que convolucionar la respuesta obtenida por el efecto del tiempo de tránsito, similar a la figura 2.2, con la respuesta exponencial, $\exp(-t/RC)$. Aunque diferentes tipos de detectores tienen limitantes de tiempo de respuesta específicas, las mostradas en esta sección son las más comunes en los detectores.

2.3. Fotodetectores sin ganancia interna

El proceso de fotodetección, en materiales semiconductores, involucra tres procesos básicos: 1) generación de portadores; 2) transporte inducido por un campo eléctrico aplicado, que interactúa con un circuito externo al dispositivo; y 3) multiplicación de portadores por algún mecanismo de ganancia presente, que aumenta la responsividad del detector.

El proceso de amplificación en los detectores no está presente en todos los dispositivos. Como muchos sistemas optoelectrónicos emplean detectores que carecen de ganancia interna necesitan una etapa de amplificación a la salida del detector para poder procesar la señal recibida. En esta sección se presentan los dispositivos que carecen de ganancia interna.

2.3.1. Fotodiodo de unión p-n

El fotodiodo es una unión $p-n$ que puede ser usado como fotodetector. Al absorber fotones la corriente de polarización inversa aumenta.

Si se considera una unión p-n bajo la incidencia de luz, los fotones son absorbidos en toda la región que esté iluminada, con un α específico. Entonces, en cualquier punto donde se absorbe un fotón se generan pares electrón-hueco. Sólo donde se encuentra un campo eléctrico presente en el diodo, se podrá llevar a cabo el transporte de los portadores en una dirección en particular. Como en una unión p-n sólo se puede tener campo eléctrico en la región de agotamiento, esta región es responsable de producir la corriente del circuito

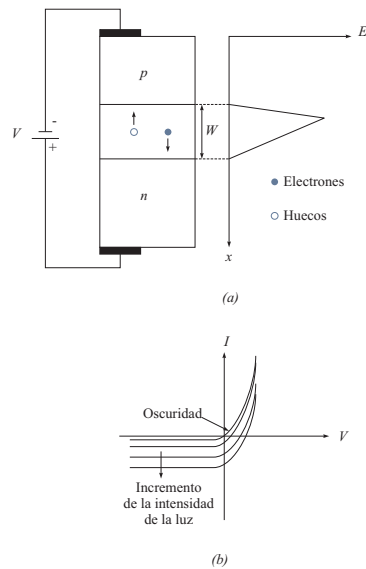


Figura 2.3: (a) Diagrama mostrando la región de agotamiento y el campo eléctrico del fotodiodo. (b) Características de corriente- voltaje bajo iluminación

externo. Este proceso se explica esquemáticamente en la figura 2.3.

En condiciones de polarización inversa la región de agotamiento es amplia en el diodo y fluye una corriente pequeña (corriente de saturación en inversa). Los fotones son absorbidos principalmente en la región de agotamiento y en las regiones cercanas. Si un portador está lo suficientemente cerca de la región de agotamiento es posible que sea transportado por el campo eléctrico. Los portadores fotogenerados son colectados en la región de agotamiento por la polarización inversa aumentando la corriente del dispositivo, a este aumento de corriente se le conoce como fotocorriente [6]. La magnitud de la fotocorriente depende de la eficiencia cuántica.

Generalmente, el tiempo de tránsito de la corriente de arrastre a lo largo de la región de agotamiento y la constante RC limitan la velocidad de respuesta de este dispositivo. La respuesta al impulso en este tipo de diodos es similar a la mostrada en la figura 2.2. La velocidad se ve afectada principalmente por estas limitantes, aunque no son las únicas [4, 7].

La corriente de difusión también limita el tiempo de respuesta del fotodiodo. Cuando los portadores creados fuera de la región de agotamiento pero muy cercanos a ésta (a una distancia menor a la longitud de difusión) logran llegar al campo eléctrico sin recombi-

narse, éstos son arrastrados dentro de la región de campo eléctrico. El proceso de difusión es más lento que el proceso de deriva. Así, se tiene un compromiso entre velocidad de respuesta y eficiencia cuántica [5].

La relación I-V es modelada por la ecuación del diodo de unión [4, 7]:

$$i = i_s \left[\exp \left(\frac{eV}{k_B T} - 1 \right) \right] - i_p \quad (2.9)$$

La ecuación 2.9 es una modificación de la ecuación del diodo. Al adicionar una corriente i_p , provocada por la absorción de luz, se convierte en la ecuación del fotodiodo [4]. La ecuación 2.9 depende de la constante de Boltzman (k_B), la temperatura (T [K]), y la corriente de saturación (i_s).

La corriente de oscuridad del detector es la corriente que fluye en el diodo polarizado en inversa, sin que se incida luz sobre el detector. En la figura 2.3b se muestra una gráfica de las características I-V del fotodiodo.

2.3.2. Fotodiodo PIN

Este fotodetector es un fotodiodo con características superiores a una unión $p-n$; esta estructura es fabricada con material intrínseco que separa al material tipo p del tipo n , figura 2.4. Los fotodiodos PIN se usan generalmente para comunicaciones ópticas y para fotometría de alta velocidad. Éstos tienen la ventaja de tener una buena velocidad de repuesta y una baja corriente de oscuridad [3].

Al tener una región intrínseca se incrementa la región de agotamiento del diodo. El campo eléctrico puede abarcar toda la región intrínseca, dependiendo del grosor de la región intrínseca y la polarización del diodo; en comparación con el fotodiodo $p-n$, el campo existe sólo en la región de agotamiento. Incrementa el área disponible para la absorción de fotones. Se reduce la capacitancia de unión produciendo una disminución en la constante RC; pero, al mismo tiempo, aumenta el tiempo de tránsito de los portadores. Una ventaja más es que reduce el número de portadores por difusión, siendo los portadores por arrastre los que aportan mayor corriente al circuito.

Si se observa la ecuación de la eficiencia cuántica externa, en cuanto mayor sea el grosor de la muestra mayor será la eficiencia cuántica, si se supone que el ancho de la

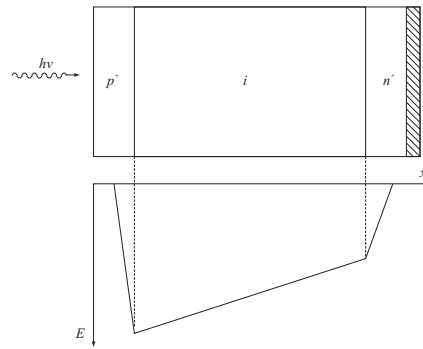


Figura 2.4: Estructura y distribución del campo eléctrico para el diodo PIN

región intrínseca es W en la ecuación. Se nota que no se puede aumentar indefinidamente el ancho de la región de agotamiento, porque el límite lo daría el grosor de la región intrínseca. Como se observa en la figura 2.4, la región de campo eléctrico alto se extiende un poco más allá de la región intrínseca, aunque generalmente el campo es despreciable en esta región. Para obtener una alta eficiencia cuántica para detectores con un coeficiente de absorción bajo, es necesario tener una región de agotamiento ancha [7].

2.3.3. Fotodiodo de barrera Schottky

Los diodos metal-semiconductor, conocidos como diodo de barrera Schottky, son formados por una heterounión de metal y semiconductor. Se deposita una capa semitransparente de metal en la superficie del semiconductor en lugar de una capa tipo p o n , como en los fotodiodos p - n . A veces se puede usar una capa de una aleación de metal-semiconductor, que sirve como metal. Este tipo de detectores es útil cuando no se pueden formar semiconductores tipo p o n .

Este dispositivo se discutirá con mayor detalle en el capítulo 3.

2.4. Fotodetectores con ganancia interna

La ecuación 2.7 predice que, cuando se tiene η unitaria, cada portador fotogenerado contribuirá a la corriente. Sin embargo, existen dispositivos que producen mayor número de portadores que contribuyen a la corriente. A tales dispositivos se le llama fotodetectores

con ganancia interna. Así, para estos dispositivos, la ecuación 2.7 tendrá un coeficiente mediante el cual se considera la ganancia, de tal forma que [4]:

$$\mathfrak{R} = \frac{G\eta e}{h\nu} \quad (2.10)$$

donde G es la ganancia del dispositivo, y aumenta la responsividad del detector.

A continuación se describen algunos de los dispositivos detectores que presentan ganancia interna.

2.4.1. Fotoconductores

El fotoconductor es un detector óptico que presenta un mecanismo de ganancia. Su operación está basada en el incremento de la conductividad en una región específica debido a fotoexcitación. Los electrones y huecos fotogenerados son colectado por los electrodos de contacto y resulta en una fotocorriente [3, 6, 8].

Para un fotoconductor que tiene longitud L , grosor a y ancho b , con un voltaje V aplicado a los contactos, la corriente I que fluye a través del circuito fotoconductor se muestra en la figura 2.5. La corriente puede ser expresada como [4]

$$I = abq(n\mu_n + p\mu_p)\frac{V}{L} = I_D + I_{ph} \quad (2.11)$$

donde I_D es la corriente de oscuridad y I_{ph} es la fotocorriente producida por luz incidente. n y p son las concentraciones de electrones y huecos libres, y μ_n y μ_p son las movilidades respectivas.

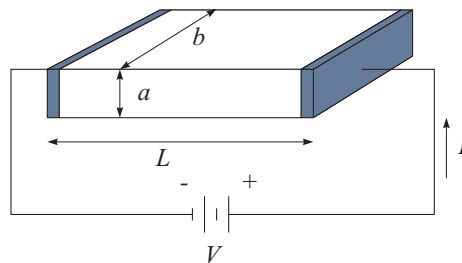


Figura 2.5: Diagrama esquemático de un fotoconductor ideal. El dispositivo tiene contactos laterales

La generación de pares electrón hueco está dada por [4]

$$GV_v = \frac{P_{inc}}{hv} \eta \quad (2.12)$$

donde P_{inc} es la potencia de luz incidente, G es la razón de generación y V_v es el volumen. Para obtener la relación de fotocorriente generada se usa un término de ganancia Γ_G de tal forma que [4]

$$\begin{aligned} I_{ph} &= qGV_v\Gamma_G \\ &= qP_{inc} \frac{\eta}{hv} \Gamma_G \end{aligned} \quad (2.13)$$

El valor de $\Gamma_G < 1$ si los portadores se recombinan antes de ser colectados y $\Gamma_G > 1$ si existe reinyección de portadores. Se llama reinyección a la inyección de una mayor cantidad de portadores que permiten conservar la neutralidad de carga. Los tiempos de tránsito de los portadores a través del dispositivos son calculados por [4]

$$t_{tr}^{n,p} = \frac{L^2}{\mu_{n,p}V} \quad (2.14)$$

La ecuación 2.14 se deriva de la ecuación 2.8. Antes de que ocurra recombinación, la ganancia puede ser definida por [3, 4, 7]

$$\Gamma_G = \frac{\tau}{t_{tr}^n} \left(1 + \frac{\mu_n}{\mu_p} \right) \quad (2.15)$$

donde τ representa el tiempo de vida de recombinación de los portadores. La ganancia de estos dispositivos puede ser controlada variando el tiempo de tránsito, aunque si se elige un tiempo de tránsito largo disminuirá la velocidad de respuesta del detector. Es por esto que existe un compromiso entre velocidad de respuesta y sensibilidad del detector.

2.4.2. Fototransistor

El fototransistor es un detector óptico que provee ganancia óptica interna. Como lo sugiere el nombre, es un transistor bipolar que es excitado por una señal óptica, que es convertida en fotocorriente, y ésta es la corriente del colector. Muchas veces la base no es conectada, y no hay corriente de base. Este modo de operación es llamado *modo flotante*. De manera que la señal óptica actúa como corriente de base en el dispositivo.

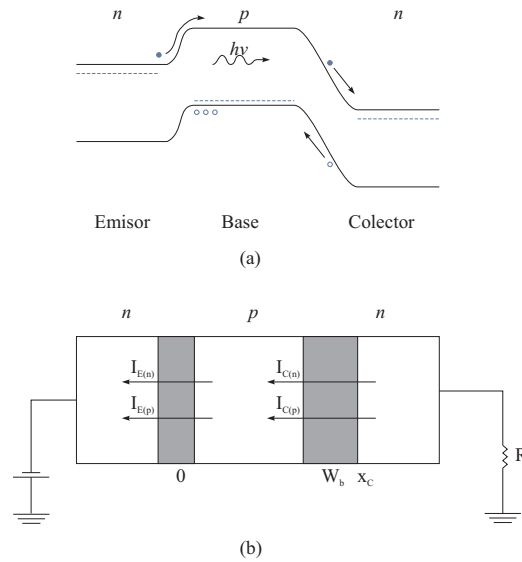


Figura 2.6: Diagrama de bandas de un fototransistor bajo condiciones de polarización y representación unidimensional

La ganancia del fototransistor es la razón del número de portadores que crean una fotocorriente debido al número de fotones incidentes. Así [6]

$$\Gamma_G = \eta\beta_T [1 + e^{-\alpha W_b}(1 - e^{-\alpha(x_c - W_b)})] \quad (2.16)$$

donde β_T es la ganancia de corriente emisor-común. A diferencia de otros dispositivos detectores la ganancia es constante con la polarización. La ganancia puede ser $\sim 100 - 500$ en estos dispositivos. Sin embargo, debido a la acumulación de portadores en la base, la velocidad de respuesta es lenta. El ancho de banda de estos transistores es de 1GHz.

2.4.3. Fotodiodo Avalancha (APD)

Si un fotodiodo se polariza inversamente muy cerca del codo de rompimiento se logra que los portadores se multipliquen mediante ionización por impacto; un dispositivo operando en este régimen se llama fotodiodo de avalancha. Así, la corriente en el circuito de salida depende del número de portadores fotogenerados más los portadores secundarios originados por la multiplicación.

El mecanismo de ganancia de avalancha no sólo multiplica la fotocorriente debido a la señal, sino también a la corriente de oscuridad. El proceso de multiplicación introduce

ruido extra debido a la estadística de multiplicación en avalancha.

La ganancia y el factor de exceso de ruido que se obtienen son fuertemente influenciados por el material semiconductor y la estructura del dispositivo usada. Los procesos de ganancia en avalancha dependen de los coeficientes de ionización por impacto, que es la probabilidad de que un portador genere un par electrón-hueco por ionización por impacto [7].

2.4.4. Unión Low-High

La unión que se forma en un material con dos niveles del mismo tipo de dopado, capaces de formar una barrera de potencial se le conoce como unión Low-High. La altura de la barrera de potencial dependerá de las concentraciones de cada lado de la unión.

Esta unión presenta amplificación debido al efecto de reducción de la barrera de potencial. La acumulación de portadores minoritarios en la frontera de la barrera se produce una disminución en la barrera efectiva, así aumentará el número de portadores mayoritarios que pasen la barrera.

Esta estructura se explicará con mayor detalle en el capítulo 3, donde se mostrará el funcionamiento básico de la estructura así como los estudios recientes que se han realizado.

3

FÍSICA DEL CAPACITOR MOS, LA BARRERA SCHOTTKY, Y LA UNIÓN LOW-HIGH

Las estructuras que forman el dispositivo detector estudiado son: un capacitor MOS y una barrera Schottky adyacentes en la superficie de la oblea, y en la parte posterior de la oblea se encuentra una unión Low-High. En este capítulo cada estructura es estudiada por separado para poder comprender el funcionamiento del dispositivo en conjunto.

3.1. Capacitor MOS

El capacitor MOS se puede representar como un capacitor de placas paralelas con un electrodo de placa metálica, llamado compuerta, y otro electrodo, que es el silicio. Los dos electrodos están separados por una película aislante de dióxido de silicio (SiO_2), figura 3.1a [9]. En la figura 3.1b se muestra el diagrama de bandas del capacitor bajo equilibrio térmico.

El comportamiento de un capacitor MOS ideal se define como sigue [3]: (a) Cuando no hay voltaje de polarización aplicado, la diferencia de energía entre la función de trabajo del metal $q\phi_m$ y la función trabajo del semiconductor $q\phi_s$ es cero,

$$q\phi_{ms} \equiv (q\phi_m - q\phi_s) = q\phi_m - \left(q\chi + \frac{E_g}{2} - q\psi_B \right) = 0 \quad (3.1)$$

donde la suma de los tres términos entre paréntesis son la afinidad electrónica($q\chi$), el ancho de la banda prohibida(E_g), y el potencial del sustrato($q\psi_B$). En otras palabras, la banda de energía está plana (condición de banda plana) cuando no hay voltaje aplicado. (b) Las

únicas cargas que existen en el capacitor son aquellas generadas por un voltaje aplicado y existen en el semiconductor y aquellas de signo contrario en el electrodo de metal sobre el óxido. (c) No existe transporte de portadores a través del óxido cuando se aplican condiciones de corriente directa, esto quiere decir que la resistividad del óxido es infinita. La teoría del capacitor MOS ideal sirve como base para entender el comportamiento de los capacitores MOS prácticos.

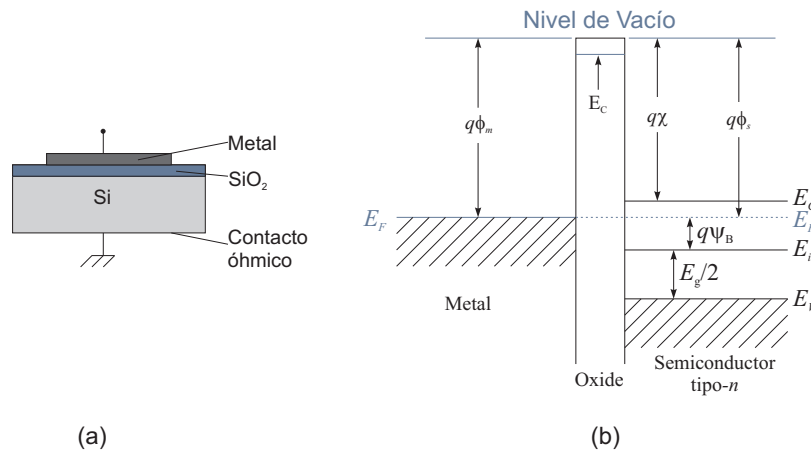


Figura 3.1: Capacitor MOS. (a) Sección transversal de la estructura, (b) diagrama de bandas de un capacitor MOS ideal a $V=0$.

Cuando se aplica un voltaje de polarización a la compuerta del capacitor MOS, pueden existir tres casos en la superficie del semiconductor: acumulación, agotamiento e inversión.

Acumulación

Para el caso de un semiconductor tipo- n , cuando se aplica un voltaje positivo ($V > 0$) a la compuerta, portadores negativos (electrones) en exceso se inducirán en la superficie del semiconductor. En este caso, las bandas se doblarán hacia abajo como se muestra en la figura 3.2a. Para un capacitor MOS ideal no hay corriente en el dispositivo sin importar el voltaje aplicado. La concentración de portadores en el material semiconductor depende exponencialmente de la diferencia de energía entre nivel de Fermi y el nivel intrínseco ($E_F - E_i$), esto es,

$$n_n = n_i e^{(E_F - E_i)/kT} \quad (3.2)$$

El doblamiento de las bandas cerca de la entrecara de Si-SiO₂ causa una reducción en la diferencia $E_F - E_i$, lo que da un aumento en la concentración, resultando en una

acumulación de electrones en la superficie del semiconductor. A este caso se le llama acumulación. La correspondiente distribución de carga se muestra en la figura 3.2a, donde Q_s es la carga negativa por unidad de área en el semiconductor y Q_m es la carga positiva por unidad de área ($|Q_m| = Q_s$) en el metal.

Agotamiento

Cuando se aplica un voltaje negativo pequeño a la compuerta de un capacitor MOS tipo- n , las bandas de energía cerca de la superficie del semiconductor se doblarán hacia arriba, y la concentración de portadores mayoritarios (electrones) disminuirá (Fig. 3.2b). A este caso se le llama agotamiento. La carga espacial por unidad de área Q_{sc} en el semiconductor es igual a $-qN_AW$, donde W es el ancho de la región de agotamiento superficial, y N_A es la concentración de dopado.

Inversión

Cuando se aplica un voltaje negativo más grande, las bandas de energía en la superficie se doblan más allá del nivel de energía intrínseco, como se muestra en la figura 3.2c. Esto es, el voltaje aplicado a la compuerta empieza a inducir portadores positivos (huecos) en la superficie del semiconductor. La concentración de huecos en el semiconductor depende exponencialmente en la diferencia de energía $E_i - E_F$ y esta dada por [9]

$$p_n = n_i e^{(E_i - E_F)/kT} \quad (3.3)$$

entonces, la concentración de huecos p_n en la superficie del silicio tipo- n es mayor que n_i , y la concentración de electrones dada por la ecuación 3.2 es menor que n_i . Así, el número de portadores minoritarios (huecos) en la superficie es mayor que la de portadores mayoritarios (electrones), por lo tanto, en la superficie se invierte el tipo.

Inicialmente la concentración de huecos en la superficie es pequeña, a esto se le conoce como *inversión débil*. Mientras las bandas son dobladas aún más, eventualmente la banda de valencia se acerca al nivel de Fermi. Ocurre una *inversión fuerte*, cuando la concentración de huecos en la superficie es igual a la concentración de electrones dentro del sustrato. Después de este punto las cargas adicionales en la compuerta se compensarán con una carga Q_p delgada tipo- p en el semiconductor.

Una vez que el capacitor se encuentra en inversión fuerte, la región de agotamiento alcanza un máximo. Aún con un pequeño doblamiento de las bandas que provoque un

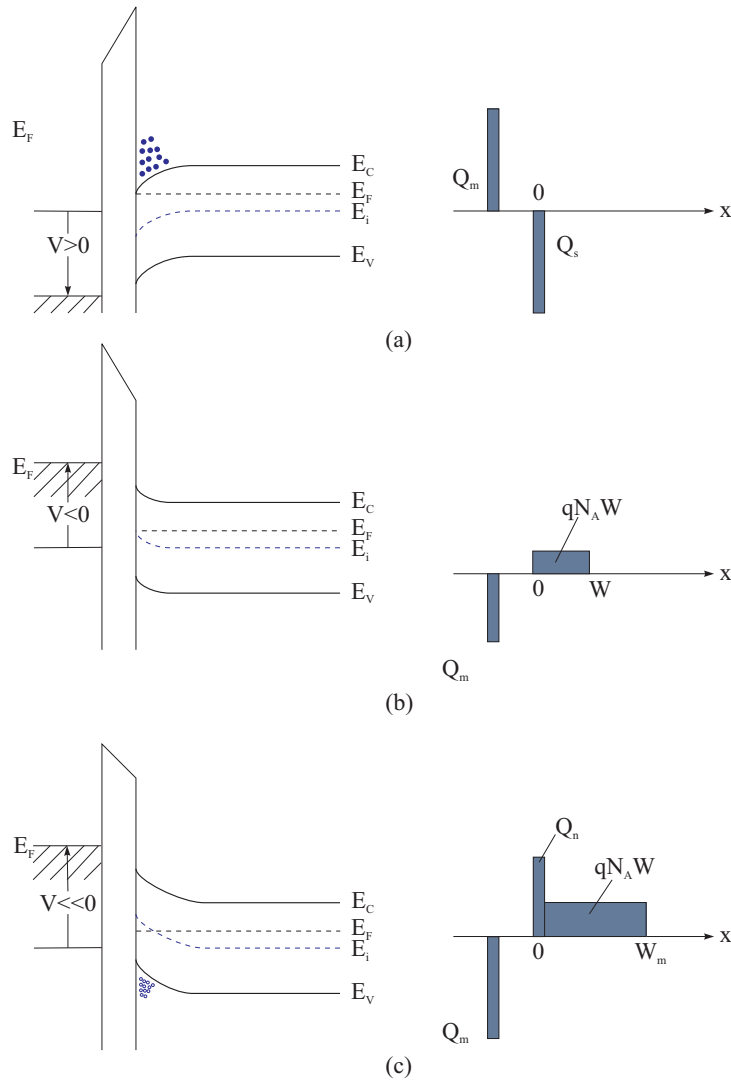


Figura 3.2: Diagrama de bandas y carga del capacitor MOS en las regiones de
(a) acumulación, (b) agotamiento, e (c) inversión

pequeño incremento en la región de agotamiento se producirá un gran incremento en la carga Q_p , en la región de inversión. Si se desprecia el grosor de la región de inversión (que es sólo una fracción pequeña de la longitud de Debye) y simplemente usamos la carga dentro de la región de agotamiento para calcular el ancho de dicha región, entonces [9]:

$$W_m = \left(\frac{2\epsilon_s \psi_L}{q(N_D)} \right)^{1/2} \quad (3.4)$$

de donde $\psi_L = (kT/q)(2,10 \cdot \ln(N_D/n_i) + 2,08)$ [9], que es un criterio adecuado en el cual se supone que se ha alcanzado la inversión fuerte. En la ecuación 3.4 se encuentra implícita la longitud extrínseca de Debye.

3.1.1. Cálculo del potencial y el campo eléctrico en el silicio y el óxido

Suponiendo que no hay cargas atrapadas en el óxido, al desplazarse a través de la frontera Si-SiO₂, el campo eléctrico se calcula de tal manera que

$$\epsilon_{ox}E_{ox} = \epsilon_s E_s \quad (3.5)$$

donde ϵ_{ox} es la permitividad dieléctrica del SiO₂ y E_{ox} es el campo eléctrico del óxido. Como se supuso que no hay cargas en el óxido, el campo eléctrico es constante dentro del óxido y es igual a $E_{ox} = V_{ox}/d$, donde V_{ox} es la caída de potencial en el óxido. La distribución del campo eléctrico en el óxido y en el silicio se muestra en la figura 3.3a. La distribución del potencial en el óxido y en el silicio se encuentra en la figura 3.3b

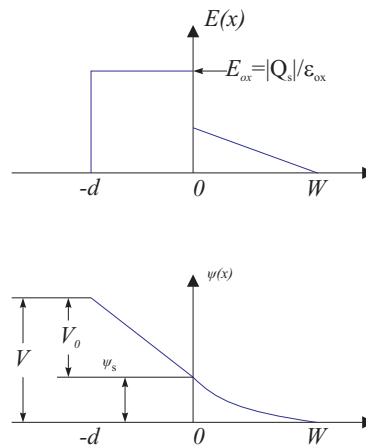


Figura 3.3: Representación del (a) campo eléctrico y (b) potencial a lo largo del capacitor MOS.

La figura 3.4 muestra la dependencia entre el campo eléctrico superficial y el potencial superficial. También muestra las regiones de operación del capacitor MOS. Para obtener esta figura se supone que se trata de un semiconductor tipo- n , que tiene una concentración $N_D = 2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. La condición de banda plana se alcanza cuando el potencial superficial es igual al potencial del sustrato ψ_B , donde ψ_B es la diferencia entre el nivel intrínseco y el nivel de Fermi del material.

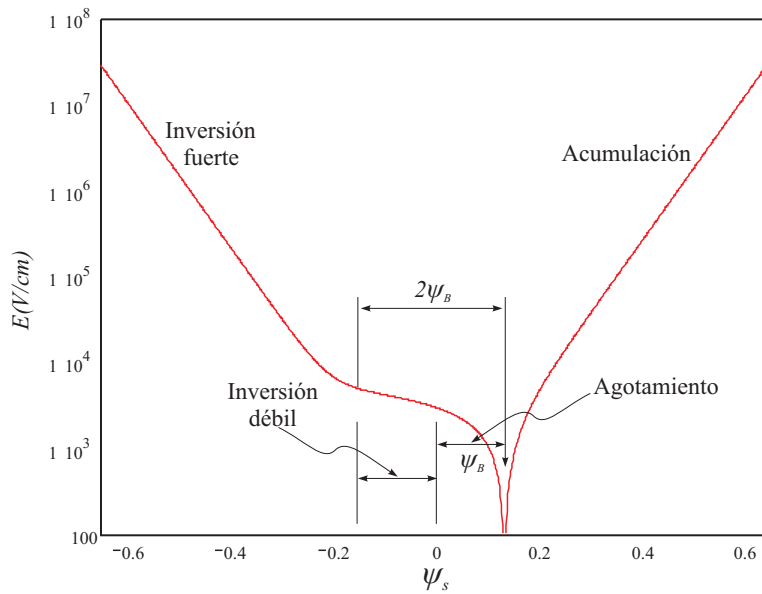


Figura 3.4: Gráfica del campo eléctrico en función del potencial superficial ψ_s .

3.1.2. Efectos de bordes en el capacitor MOS

Debido a los bordes agudos de la compuerta, el campo eléctrico puede ser más alto (hasta 2 órdenes de magnitud mayor a unos cuantos angstroms del borde de la compuerta) que sobre el área de la compuerta a una polarización dada. El campo eléctrico en el borde de la compuerta será determinado por la geometría del borde, que es independiente del grosor (d).

Para poder demostrar este efecto [9], se depositaron compuertas en forma de anillo. Cada anillo tiene un diámetro de circunferencia externa fijo, pero el diámetro interno es fabricado sucesivamente menor; así, se incrementa el área y se disminuye el perímetro. Los resultados mostraron que para perímetros grandes se tiene mayor inyección de corriente que para las compuertas con perímetros pequeños.

El efecto del campo eléctrico de bordes es importante para muchas aplicaciones, donde el campo eléctrico en los bordes es relevante para el funcionamiento de los dispositivos eléctricos. El efecto del alto campo eléctrico sobre los bordes se debe principalmente al cambio abrupto de la compuerta del capacitor. Las ecuaciones de teoría electromagnética para el cálculo de la capacitancia y campo eléctrico son tomadas de un modelo de placas de área infinita, donde los efectos de borde son despreciados. Así para poder encontrar

el campo eléctrico en los bordes es necesario un análisis del capacitor real, usando un modelo con área de placas finitas.

Existen diferentes métodos que permiten encontrar el campo eléctrico en capacitores de placas finitas. Entre los métodos más conocidos está el método del elemento finito(FEM) y el método del momento(MM). Ambos métodos usan técnicas numéricas para hallar el potencial y el campo eléctrico en cualquier punto del espacio.

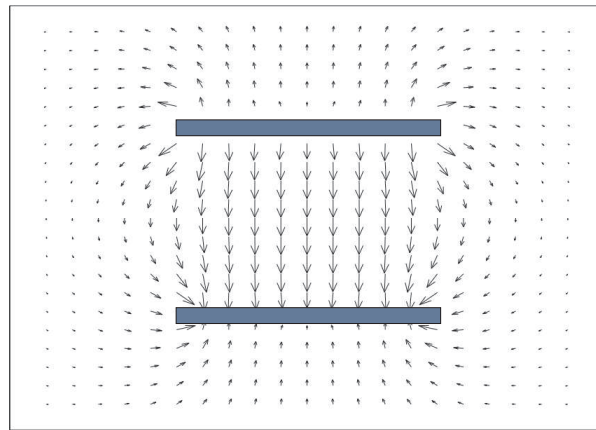


Figura 3.5: Líneas de campo de un capacitor de placas paralelas obtenidas mediante el método del momento

En la gráfica de la figura 3.5 se muestra el efecto de bordes en las líneas del campo eléctrico para un capacitor de placas paralelas. Como se puede observar se muestra el efecto de los bordes; las líneas de campo van de la placa con potencial superior a la placa de potencial inferior. Las líneas de campo que se encuentran en el centro de las placas son perpendiculares, este tipo de comportamiento es el más conocido y sobre el cual se basa la teoría del capacitor. Sin embargo, mientras se aproxima a las orillas de las placas las líneas del campo eléctrico se doblan hacia afuera del capacitor. Estas líneas de campo son las responsables del efecto de borde en los capacitores. Más aún en la región fuera del capacitor se supone que el campo eléctrico no existe; pero, como se ve en la figura 3.5, existe campo eléctrico fuera de él que, aunque es pequeño, tiene efecto sobre la capacitancia y nunca desaparece completamente sin importar las dimensiones de las placas.

3.2. Unión Schottky

Se llama así a la unión metal-semiconductor que es rectificadora. Las propiedades rectificadoras de la unión Schottky se deben a la presencia de una barrera de potencial electrostático entre el metal y el semiconductor [10]. Para comprender como se forma la barrera, se consideran ambos materiales en equilibrio térmico y separados uno del otra. El diagrama de bandas se muestra en la figura 3.6(a), en él se se toma como referencia el nivel de vacío. La función de trabajo del metal ϕ_m y del silicio ϕ_s , así como la afinidad electrónica χ del semiconductor son medidos en volts. En la figura 3.6(a) se ha supuesto que $\phi_m > \phi_s$. El diagrama de bandas en equilibrio térmico ideal de la unión es como se muestra en la figura 3.6(b). En la figura se muestra un semiconductor tipo- n en equilibrio térmico, una vez que se realiza el contacto el nivel de Fermi debe permanecer constante a través del sistema, así que los electrones del semiconductor fluyen a estados más bajos en el metal. Una carga positiva es dejada en el semiconductor, creando una región de agotamiento [3, 10].

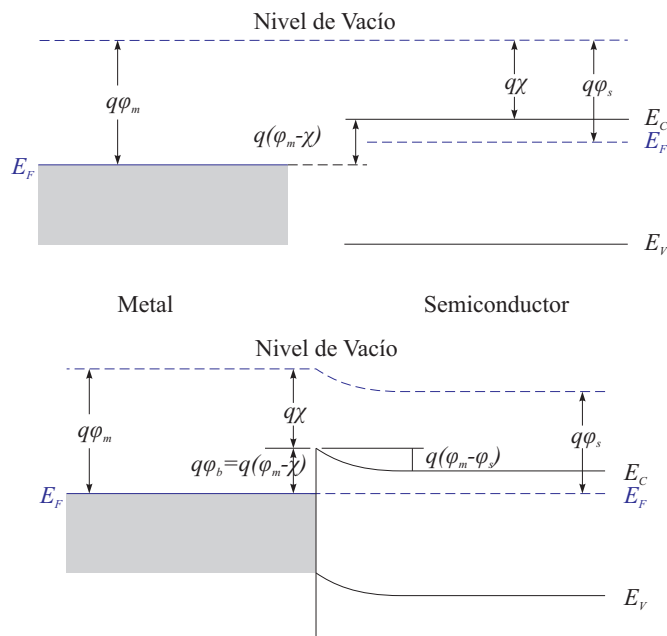


Figura 3.6: Formación de la unión Schottky. (a)Neutral y aislados, (b)contacto entre materiales

La barrera de potencial electrostático es conocida como la barrera Schottky y está

dada por [11]

$$\phi_b = \phi_m - \chi \quad (3.6)$$

donde ϕ_b es la altura de la barrera que ven los electrones para pasar del metal al semiconductor. Mientras que en el lado del semiconductor, la barrera es similar a la formada en una unión pn, y es la barrera que ven los electrones en la banda de conducción que tratan de moverse hacia el metal.

3.2.1. Características I-V

Existen dos mecanismos principales de conducción en una unión Schottky [10]. Para el caso de un semiconductor tipo- n :

1. Transporte de electrones de la banda de conducción sobre la barrera.
2. Recombinación (o generación) de electrones y huecos en la región de agotamiento del semiconductor.

El mecanismo más importante es el primero, el transporte de electrones por encima de la barrera. La corriente se supone que está limitada por la emisión termoiónica de electrones por encima de la barrera hacia el metal, de manera similar que los electrones se emiten termoiónicamente del metal al vacío.

Si se aplica un voltaje positivo al semiconductor con respecto al metal, la altura de la barrera del semiconductor hacia el metal se incrementa, mientras que ϕ_b permanece idealmente constante. A esta condición se le conoce como polarización inversa. Si se aplica un voltaje positivo al metal con respecto al semiconductor, la barrera del semiconductor hacia el metal se reduce mientras ϕ_b permanece esencialmente constante. En esta situación, los electrones pueden fluir fácilmente del semiconductor hacia el metal ya que se ha reducido la barrera. A esta condición se le llama polarización directa. En la figura 3.7 se muestra el diagrama de bandas en polarización (a) inversa y (b) directa, donde V_I es la magnitud del voltaje aplicado en inversa y V_D es la magnitud del voltaje en polarización directa.

La relación de corriente-voltaje se deriva de la característica de emisión termoiónica de portadores por encima de la barrera. Suponiendo que la altura de la barrera es mucho

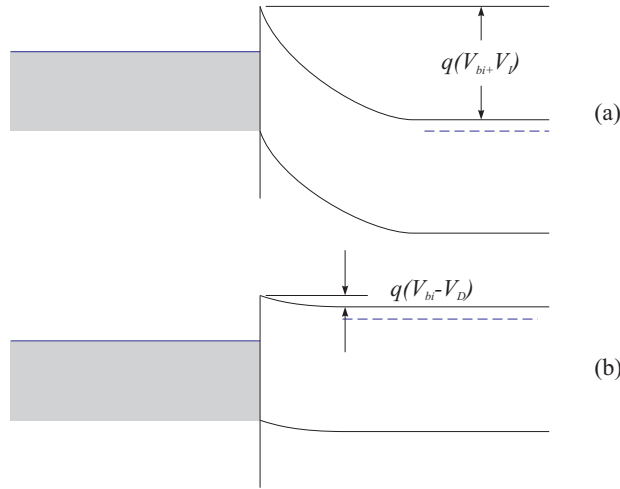


Figura 3.7: Diagrama de bandas ideal de una unión Schottky (a) bajo polarización inversa y (b) bajo polarización directa.

mayor que kT , se obtiene que la densidad de corriente a través de la barrera como [3, 11]

$$J = J_0 \left[\exp\left(\frac{eV_a}{kT}\right) - 1 \right] \quad (3.7)$$

donde a J_0 se le conoce como densidad de corriente de saturación y está dada por

$$J_0 = A^* T^2 \exp\left(\frac{-e\phi_b}{kT}\right) \quad (3.8)$$

El parámetro A^* es la constante de Richardson para emisión termoiónica.

3.2.2. Efecto de carga imagen

Muchos efectos pueden alterar la altura efectiva de la barrera, uno de ellos es la reducción del potencial de la barrera por inducción de carga imagen, también conocido *efecto Schottky*. Este se presenta cuando cualquier cuerpo cargado cercano a una plano conductor produce un campo eléctrico como si hubiera un carga opuesta localizada en la imagen de “espejo” al plano separando el medio aislante y el conductor, figura 3.8a [10].

Esta carga imagen produce una reducción de la barrera que es dependiente del campo eléctrico inducido por cargas que se encuentran en el semiconductor, figura 3.8b. La reducción de la barrera $\Delta\phi$ está dada por [11]

$$\Delta\phi = \sqrt{\frac{eE}{4\pi\epsilon_s}} \quad (3.9)$$

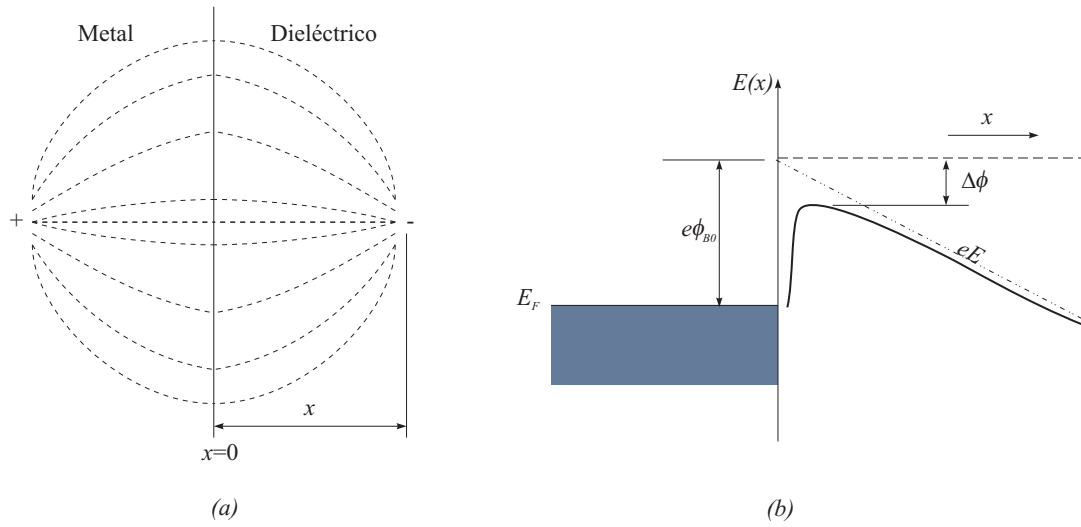


Figura 3.8: (a) Carga de imagen y líneas de campo en la frontera del metal y del dieléctrico. Distorsión de la barrera de potencial debido a fuerzas de imagen con un campo eléctrico constante

donde ϵ_s es la permitividad dieléctrica del semiconductor.

Así, si se tiene esta reducción en la barrera, se modifica el término de la densidad de corriente de saturación [11], tal que

$$J_0 = A^* T^2 \exp\left(\frac{-e\phi_b}{kT}\right) \exp\left(\frac{e\Delta\phi}{kT}\right) \quad (3.10)$$

El cambio de la altura efectiva de la barrera incrementará con un incremento en el campo eléctrico.

3.2.3. Efecto de borde

K. Al-Baidhawi ha demostrado que existen campos eléctricos altos en la periferia de los diodos Schottky [12]. Estos campos causan una fuerza de imagen que incrementa la probabilidad de que los electrones puedan pasar por encima de la barrera. Esto lleva a un aumento en la densidad de corriente de la periferia del dispositivo.

Como se demuestra en [12] la corriente total del diodo Schottky se separa en dos componentes: 1) en corriente de emisión termiónica, y 2) corriente de periferia. La primera corriente depende del área del dispositivo fabricado (J_{th}); la segunda, depende del perímetro de la compuerta del dispositivo fabricado (I_e). Esto quiere decir, que si dos dis-

positivos tienen la misma área pero diferentes perímetros, la corriente total del dispositivo será diferente para cada uno.

El experimento realizado en [12] emplea dos estructuras, un círculo y un anillo concéntricos, que tienen igual área pero esta última tiene seis veces el perímetro de la primera. La componente de corriente termoiónica y de borde para cada dispositivo puede ser calculada mediante el sistema de ecuaciones simultáneas siguiente:

$$\begin{aligned} I_{od} &= SJ_{th} + 6I_e \\ I_{id} &= SJ_{th} + I_e \end{aligned} \quad (3.11)$$

en donde I_{od} y I_{id} representan el diodo exterior (anillo) y el diodo interior (círculo), respectivamente y S representa el área del dispositivo. Así las componentes de corriente son calculadas resolviendo el sistema de ecuaciones 3.11, y en la figura 3.9 se muestran las componentes de corriente para el diodo interno:

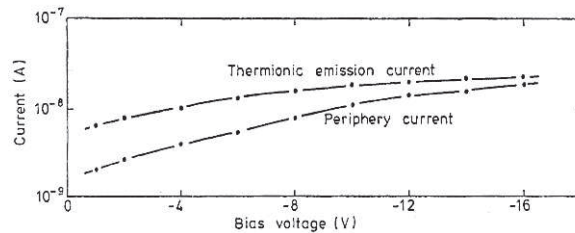


Figura 3.9: Componentes de corriente termoiónica y de borde para el diodo interno derivadas del sistema de ecuaciones 3.11, [12]

La dependencia de la corriente de borde con el voltaje aplicado sugiere que el mecanismo de transporte es la emisión termoiónica por encima de la barrera de potencial, que es reducida debido al efecto imagen. La dependencia con respecto a la temperatura de la corriente de borde es exponencial en comparación con el voltaje, lo que reafirma que el transporte es por emisión termoiónica pero hay un mayor aporte debido a la dependencia del voltaje, lo que reafirma que el transporte es por emisión termoiónica, figura 3.10.

En [12] se realiza un modelo matemático del efecto de borde y se obtiene la solución de la ecuación de Poisson. En este modelo se supone que el borde del contacto metálico se encuentra en un sistema de coordenadas cilíndrico, así se puede resolver la ecuación de Poisson en la región del borde para encontrar el potencial y el campo eléctrico en esta

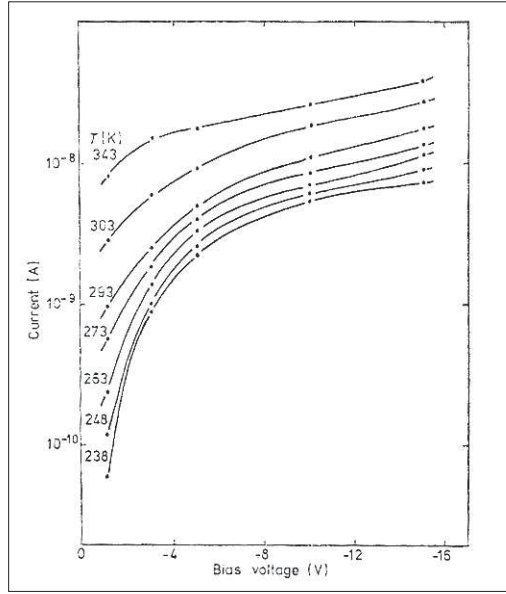


Figura 3.10: Dependencia de la corriente del diodo interno con respecto a la temperatura

zona. Se obtienen las dos componentes de corriente a partir de los valores del potencial y campo eléctrico de la solución de la ecuación:

$$J_{th} = A^*T^2 \exp\left(\frac{-q(\phi_b - \Delta\phi_{be})}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qV}{kT} - 1\right) \right] \quad (3.12)$$

$$J_t = \frac{A^*T}{k} \int_0^{q(V_{b0} - V - \Delta\phi_{be})} Tr(E_r) F_m(E_r) (1 - F_s(E_r)) dE_r \quad (3.13)$$

donde J_{th} es la densidad de corriente termoiónica y $\Delta\phi_{be}$ es la reducción de la barrera en el perímetro del diodo. J_t es la componente de corriente por tuneleo, el término que se integra en la ecuación es la probabilidad de transmisión y el nivel de fermi del metal y del semiconductor en función de la energía.

Estas ecuaciones caracterizan la corriente de borde debido a la reducción de la barrera, por el efecto imagen, y a la componente de corriente por tuneleo en el borde del dispositivo. El parámetro principal en la ecuación 3.12 es la reducción del potencial en el borde, mientras que en la ecuación 3.13 se analiza la probabilidad de transmisión.

El efecto de borde de los diodos Schottky es más evidente para dispositivos que tienen una relación de perímetro (P) sobre área (A) de $P/A \sim 400 [cm^{-1}]$ [12].

3.3. Unión Low-High

Generalmente se designa a la barrera de potencial formada por un cambio abrupto en la concentración de dopante de un material semiconductor como unión Low-High, en donde Low y High se refieren a concentraciones bajas y altas de dopado, respectivamente. La unión L-H es impermeable a portadores minoritarios mas no para los portadores mayoritarios, una gran concentración de portadores minoritarios se acumularán en el lado L de la unión L-H [13]. Se ha observado que existe ganancia de corriente en estructuras que contienen uniones L-H, llamados transistores filamentosarios o uniones L-H irradiadas [14, 15]. También se han realizado estudios de este tipo de unión para fabricar sensores de luz [16].

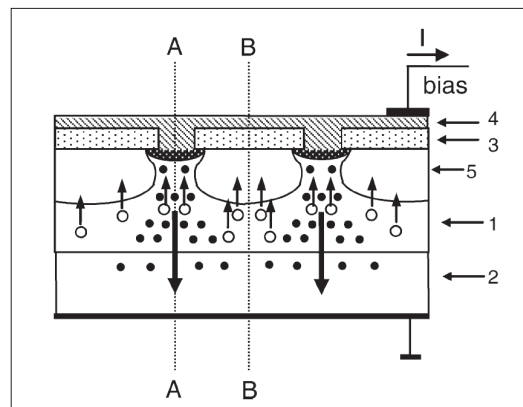


Figura 3.11: Estructura básica del sensor. Los electrones y huecos son mostrados como puntos y círculos, respectivamente. (1) capa epitaxial de silicio, (2) sustrato de Si, (3) capa de SiO₂, (4) capa de ITO, y (5) región de carga espacial de los capacitores MOS.

La estructura básica del sensor reportado en [16] se muestra en la figura 3.11, en ésta se observa que la unión Low-High se encuentra presente en ambos lados de la oblea, en la parte inferior se forma la barrera de la capa epitaxial de alta resistividad con el sustrato de silicio, mientras que en la parte superior del corte A-A', la capa epitaxial está implantada para incrementar su concentración en la superficie de la figura, por tanto se tiene la segunda unión Low-High, figura 3.11. La región de silicio alta resistividad sirve como la parte de bajo dopado (capa epitaxial de dopado bajo) para ambas uniones L-H, que se encuentran a lo largo de la línea A-A'. La estructura presenta un capacitor MOS,

a lo largo de la línea B-B. Se usa una película de óxido de Sn dopado con indio (ITO) como si fuera un metal, sobre toda la superficie del sensor.

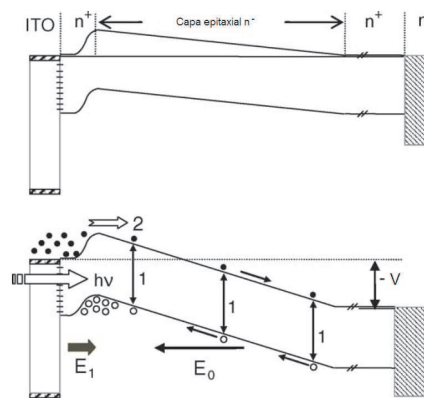


Figura 3.12: Estructura de bandas del sensor. En condiciones de equilibrio (arriba) y bajo polarización negativa aplicada al ITO cuando el sensor es irradiado (abajo).

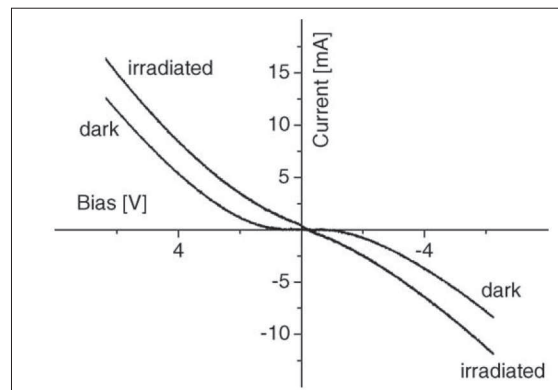


Figura 3.13: Característica de corriente-voltaje en condiciones de oscuridad y bajo irradiación.

La estructura de bandas del dispositivo se muestra en la figura 3.12, en equilibrio y bajo un voltaje de polarización (V) aplicado a la compuerta de ITO con luz incidiendo. Cuando se encuentra polarizado, el campo eléctrico formado en la capa epitaxial separa los pares electrón hueco generados (1) por excitación óptica y los huecos fotogenerados son colectados en el pozo de potencial encontrada en la frontera de la unión Low-High. (2) El confinamiento de portadores minoritarios reduce la altura de la barrera de potencial para los portadores mayoritarios en las múltiples uniones Low-High, lo que produce una

inyección adicional de electrones del ITO a la capa epitaxial, que lleva a la acción tipo transistor. En este caso, el confinamiento de los portadores minoritarios (huecos) controla el flujo de portadores mayoritarios, al reducir la barrera de potencial que incrementa la inyección de portadores mayoritarios (electrones).

Las características de corriente contra voltaje bajo condiciones de oscuridad e irradiación se representan en la figura 3.13. La estructura fue conectada en serie a una resistencia de carga y a una fuente de alimentación de voltaje. Las características son no lineales debido a la presencia de barreras de potencial ($\sim 0,4eV$) formadas en ambas uniones L-H, de tal manera que los electrones deban superar estas barrera.

4

FOTODETECTOR MOS-SCHOTTKY

En este trabajo se estudia el dispositivo MOS-Schottky que presenta una ganancia de corriente. Este dispositivo está basado en uniones metal-semiconductor-n+ que se encuentran adyacentes a capacitores MOS, y una unión Low-High [13,16], que se encuentra en la parte inferior del sensor. La construcción de este dispositivo es compatible con la existente tecnología MOS, además de seguir un proceso de fabricación simple.

4.1. Estructura MOS-Schottky

El dispositivo propuesto contiene múltiples uniones Schottky rodeadas por capacitores MOS, y contiene una unión de alto bajo-dopado localizada en la parte posterior a los capacitores y a las uniones Schottky, como se muestra esquemáticamente en la figura 4.1 . La terminal de compuerta del capacitor MOS se toma como la referencia para las mediciones eléctricas.

El sensor mostrado en la figura 4.1 está fabricado sobre un (1) sustrato de silicio tipo-*n* de alta resistividad ($3000-5000\Omega cm$) dopado con fósforo y con un grosor de $\sim 250\mu m$; se usa (2) óxido de silicio, con un grosor de $\sim 600\text{\AA}$, como dieléctrico para los capacitores; como material para la compuerta del capacitor se usó (3) titanio con un grosor $\sim 100\text{\AA}$; en la parte inferior del sustrato se crea una capa de alto dopado (4) cuyo grosor y concentración depende del método de dopado; y por último, el dispositivo tiene una capa de aluminio (5) de $\sim 5000\text{\AA}$ en la parte posterior de la oblea.

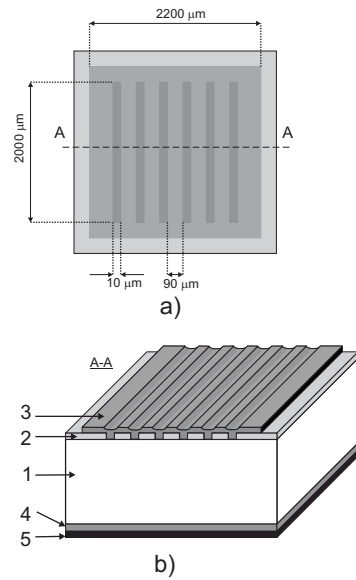


Figura 4.1: (a) Vista superior del dispositivo sensor. (b) Vista de la sección transversal del dispositivo: (1) sustrato de Si, (2) óxido de silicio, (3) película de titanio, (4) región de alto dopado, (5) película de aluminio.

4.2. Proceso de Fabricación

El proceso de fabricación de los detectores es compatible con el proceso CMOS. Esto lo hace atractivo para poder ser fabricado en los llamados circuitos integrados optoelectrónicos (OEIC, por sus siglas en inglés) [2].

4.2.1. Fotodetectores MOS-Schottky con implantación

Como primer paso se realizó el proceso de limpieza de las obleas. La limpieza inicial es con tricloretileno (TCE) y acetona (10 minutos cada una en el vibrador ultrasónico). Las obleas son enjuagadas, acto seguido se realiza el grabado de óxido nativo realizado con una solución de agua deionizada (DI) y ácido fluorhídrico en razón 10:1 por 30 segundos, se enjuagan las obleas. A continuación se realizaron limpiezas RCA1 y RCA2 [17] poniendo atención en que la temperatura alcanzada por las soluciones sea menor a 80°C, se enjuagan las obleas antes de pasar a la solución RCA2. Después, las obleas son enjuagadas en agua DI y se sumergen en el sistema *super Q* por aproximadamente 20 minutos, hasta que la resistividad del agua alcance $\sim 18[M\Omega cm]$. Finalmente se secan las obleas mediante

centrifugación.

Como siguiente paso, se realiza el proceso de oxidación seca en el horno. La temperatura de oxidación del horno es de 1000°C . Pevio a introducir las obleas al horno se mantiene en una atmósfera de TCE/ O_2 para eliminar impurezas metálicas. El gas de TCE fue introducido a una temperatura de 15°C . Las obleas son introducidas lentamente en el horno hasta la zona de temperatura constante. Esto evita dislocaciones o tensiones en las obleas. Durante los primeros 5 minutos la oxidación es realizada en una atmósfera de oxígeno para obtener una frontera aceptable entre el silicio y el óxido. Se introduce TCE al flujo de oxígeno para obtener un óxido libre de iones metálicos. El flujo de oxígeno y el de TCE se mantiene constante por 85 minutos. El grosor esperado es de $600\text{\AA}(\pm 200\text{\AA})$. Finalmente se realiza un tratamiento térmico por 30 minutos a 1000° en ambiente de nitrógeno inerte.

Después de que las obleas han sido enfriadas se introducen en la cámara del implantador. Para obtener un contacto óhmico, la dosis que se empleó es de $2 \times 10^{16} \text{cm}^{-2}$ con una energía de 100 KeV [17]. Posteriormente se realizan limpiezas RCA1 y RCA2. Se introducen al horno a 1000° por 30 minutos en ambiente de nitrógeno inerte. Esto último se realiza para activar los iones implantados [17].

A continuación se realiza litografía para abrir ventanas en el óxido. Después se sumergen en solución 7:1 (HF:fluoruro de amonio). Una vez que se ha grabado el óxido con la solución, se sumergen en acetona para retirar la resina de la litografía; se enjuagan en agua DI y se centrifugan hasta secarse. Se introducen las obleas en la cámara de la evaporadora de titanio, y una vez que se ha alcanzado alto vacío en la cámara, se evapora el titanio hasta obtener una capa de $\sim 100\text{\AA}$, que es transparente para las longitudes de onda de operación del sensor. A continuación se realiza una litografía y grabado del titanio para limitar el área del contacto. Por último, la obleas se introducen en la cámara de evaporación de aluminio para formar la capa de aluminio de $\sim 5000\text{\AA}$ de grosor, que servirá como contacto óhmico en la parte posterior de la oblea.

5

RESULTADOS EXPERIMENTALES

Una vez fabricado el dispositivo MOS-Schotttky se realizan las mediciones eléctricas y ópticas para obtener las características del dispositivo. Estas mediciones son realizadas bajo diferentes condiciones de operación, esto es, para diferentes polarizaciones en oscuridad y con luz incidiendo en la estructura.

5.1. Metodología de medición

Para las mediciones, la estructura fue conectada en serie con una fuente de voltaje constante y una resistencia en serie de carga (R_L). Un osciloscopio fue usado para poder medir y registrar las características de la corriente en función del tiempo a diferentes amplitudes de voltaje aplicado, y bajo condición de oscuridad e iluminación. Para caracterizar la estructura bajo pulsos de luz, se utilizó como fuente un diodo emisor de luz (LED), que emite a una longitud de onda de 930nm. La luz de la fuente se incide sobre un objetivo óptico. Este objetivo tiene la función de concentrar el haz de luz sobre el dispositivo sensor. Una vista esquemática de la conexión del sistema se muestra en la figura 5.1

En la figura 5.1, se usan dos generadores de funciones como fuente de alimentación para el LED y el sensor. El generador(G_{X1}) se conecta al LED en serie con una resistencia para limitar la corriente. Así, se controla el ancho de los pulsos de luz que se inciden sobre el detector. El segundo generador de funciones (G_{X2}) se conecta en serie con el detector y la resistencia de carga (R_L). La resistencia de carga se conecta a un canal de osciloscopio

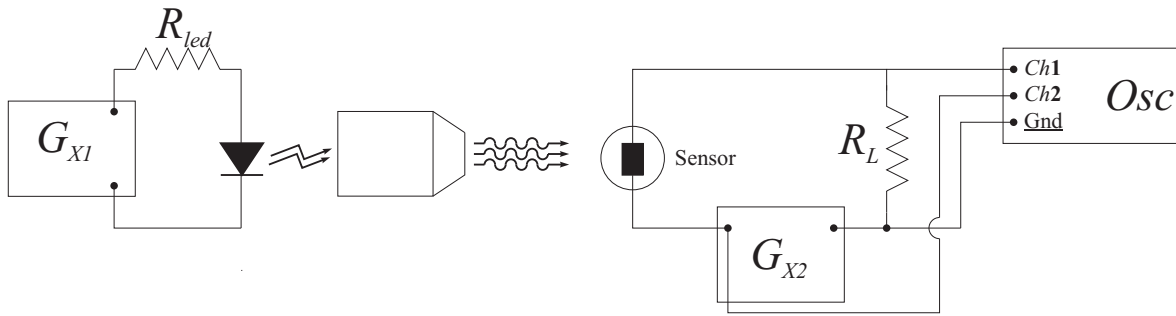


Figura 5.1: Circuito de medición del sensor. Un generador de funciones (G_{X1}) se conecta al Led, mientras que el otro (G_{X2}) al sensor. Se mide la respuesta en la resistencia de carga (R_L) con un osciloscopio (Osc).

para conocer su voltaje y así también calcular la corriente del circuito.

5.2. Características I-V del detector MOS-Schottky

Para obtener una gráfica I-V del detector se emplea el generador de funciones G_{X2} , que permite polarizar al detector con una rampa de voltaje. La rampa de voltaje es suministrada a partir de una onda triangular de muy baja frecuencia. Mientras que el generador G_{X1} suministra pulsos cuadrados de voltaje al LED. Con esta configuración es posible obtener la respuesta bajo condiciones de oscuridad y con luz al mismo tiempo, al hacer un barrido de voltaje.

En la figura 5.2 se observa el oscilograma que muestra la dependencia temporal del voltaje aplicado a la estructura (ver Ch1 en la figura), al mismo tiempo que se ve la dependencia de la señal de salida en la resistencia de carga, $R_L = 1000\Omega$, se obtiene este oscilograma mediante pulsaciones de luz del LED de infrarrojo cercano (930 nm.). Las características de salida obtenidas para una rampa lineal de -2 Volts a 2 Volts es casi simétrica; este comportamiento cuasi-ohmico es debido a que la altura de ambas barreras de potencial, Titanio-Silicio y Silicio n-n⁺, tienen magnitudes similares, de 0.43 a 0.45 eV. La respuesta de las pulsaciones de radiación se vuelven notorias como pulsaciones de fotocorriente.

El valor de la fotocorriente es alta debido al proceso de ganancia interna en el detector. Como se explicó en el capítulo 2, este tipo de estructura presenta ganancia interna. Ahora

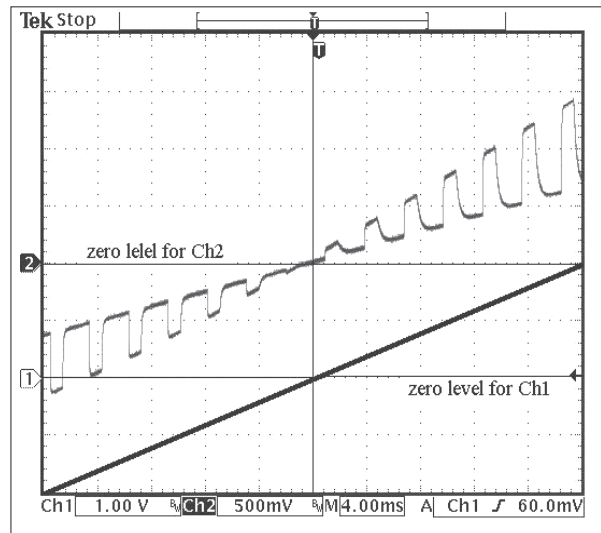


Figura 5.2: Dependencia temporal de la rampa de voltaje (*Ch1*) aplicada al dispositivo, y dependencia de la señal de salida medida en la resistencia de carga ($R_L = 1k\Omega$) obtenida por pulsos de luz

bien, se presenta ganancia en ambas polarizaciones, una es debido al proceso de ganancia de una unión L-H y el otro mecanismo de ganancia será explicado más adelante.

Al polarizar al detector con un voltaje constante e irradiado con la luz del LED, se puede estimar la ganancia del detector. La ganancia(M) de la fotocorriente es estimada como la razón que existe entre la fotocorriente de la estructura polarizada y de la fotocorriente de la estructura en condiciones de corto circuito. Esto es, si se aplica un voltaje de polarización al detector con una resistencia de carga genera una fotocorriente que presenta amplificación, y cuando no se polariza el sensor y se le conecta solo la resistencia de carga fluirá una fotocorriente que no presenta ganancia. La fotocorriente I_{ph}^{SD} es considerada como la corriente sin amplificación. La figura 5.3 muestra la ganancia de fotocorriente obtenida para ambas polarizaciones de la estructura.

Es necesario decir que en este trabajo no está orientado a analizar la ganancia obtenida bajo condiciones de polarización positiva en el electrodo de titanio, cuando la polarización de los diodos Schottky está en directa y los capacitores MOS (Ti-SiO₂-Si) operan en el modo de acumulación. Las propiedades de las barreras de potencial formadas en la unión Low-High, como la que es formada en la parte posterior del detector, han sido estudiadas y reportadas recientemente [16]. El papel de esta barrera es el confinamiento

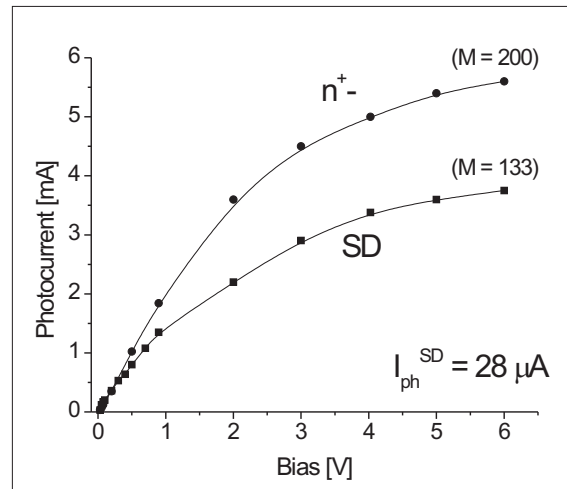


Figura 5.3: Ganancia(M) de fotocorriente obtenida para los diodos Schottky rodeados por capacitores MOS (polarización inversa), y para la unión L-H polarizado positiva con respecto a la compuerta de Ti.

de los portadores minoritarios fotogenerados, lo que lleva a una reducción de la barrera de potencial, permitiendo la inyección de una mayor cantidad de portadores mayoritarios a través de la barrera, esto ya ha sido demostrado.

El interés en este trabajo es el origen de la ganancia en fotocorriente en estas estructuras bajo polarización negativa aplicada al electrodo de titanio. En estas condiciones se puede analizar el efecto que tiene la barrera Schottky sobre la corriente fotogenerada. Así, en este trabajo se usa la ganancia de la fotocorriente en polarización positiva para comparación.

5.3. Respuesta en el tiempo del detector MOS-Schottky

Para obtener la velocidad de respuesta del detector propuesto se utiliza el circuito mostrado en la figura 5.1. Se usa el generador de funciones G_{X1} para crear pulsos de luz en el LED. Los pulsos de luz tiene forma de una onda cuadrada, por lo que se pueden medir los tiempos de respuesta.

Primero se definen los términos que se usan en este texto, que sirven como referencia para poder obtener las características temporales del detector. Existen dos términos importantes para poder caracterizar al detector con una señal cuadrada: el tiempo de

subida y el tiempo de bajada de la señal. El tiempo de subida de la señal se define como el tiempo que le toma a la señal alcanzar el 90 % del valor máximo; mientras que el tiempo de bajada se define como el tiempo que le toma alcanzar el 10 % del valor mínimo, una vez que termina el pulso cuadrado.

La figura 5.4 muestra la respuesta al pulso cuadrado del circuito de detector polarizado positiva y negativamente. La variación en la forma de onda de la señal del detector se debe a las velocidades de respuesta. Se observa que las señales que tienen mayor amplificación son las que se generan con el detector polarizado positivamente, y que el tiempo de respuesta es menor para las señales en donde la estructura es polarizada negativamente.

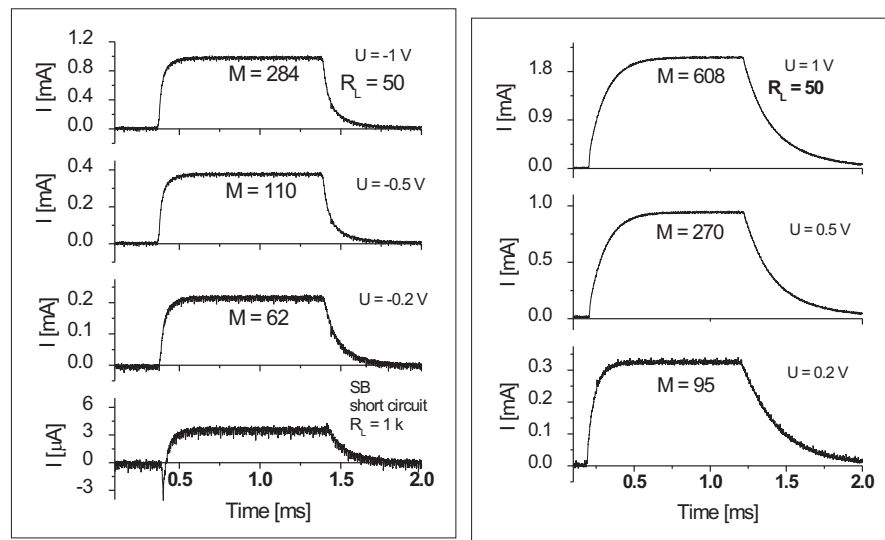


Figura 5.4: Formas de onda de la respuesta del sensor a una señal cuadrada. Sensor en corto circuito(SB) con una $R_L = 1K\Omega$ y polarizado negativamente (izq.), y positivamente (der.)

La figura 5.5 muestra la señal de salida normalizada para ambas polarizaciones. Esto con el fin de poder comparar la velocidad de respuesta en cada caso. En la figura se hace referencia a los diodos Schottky en polarización inversa (-1V), cuando tiene lugar el efecto de borde de los capacitores y el efecto de borde de los diodos Schottky. Cuando la estructura se polariza a +1V se emplea el modelo del efecto de reducción de barrera de las uniones L-H.

A partir de los datos obtenidos mediante el osciloscopio, los tiempos de subida y bajada de la estructura polarizada a +1V son 300 y 480 μ s, respectivamente; mientras que

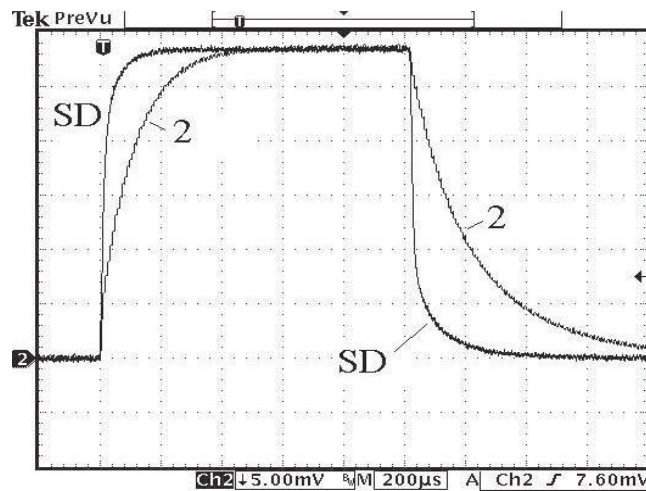


Figura 5.5: Formas de onda de la respuesta del sensor a una señal cuadrada, cuando el detector es polarizado a $-1V$ (SD) y a $+1V$ (2)

los tiempos de subida y bajada de la estructura polarizada negativamente son 80 y $100\mu s$, respectivamente; en ambos casos, la velocidad de respuesta del detector está determinada por los procesos que ocurren dentro de la estructura, mas no por la constante de tiempo RC del circuito.

5.4. Modelo de operación propuesto de los fenómenos físicos

El diagrama de energía de la estructura de doble barrera del detector se muestra en la figura 5.6 en equilibrio y bajo ambas polarizaciones. Cuando esta unión está polarizada directamente la unión Low-High es la que controla la ganancia en el sensor. Cuando el sensor se encuentra polarizado en polarización inversa la ganancia es proporcionada por la unión Schottky.

El efecto de ganancia de una unión Low-High ya ha sido estudiada anteriormente [16]. Se obtiene una ganancia significativa en las uniones Low-High polarizadas, debido a la acumulación de portadores minoritarios en la frontera de la unión que reduce la barrera formada por la unión, por lo que un número mayor de portadores mayoritarios pueden fluir a través de la barrera. La ganancia de este tipo de unión crece al aumentar el voltaje aplicado a la unión [16].

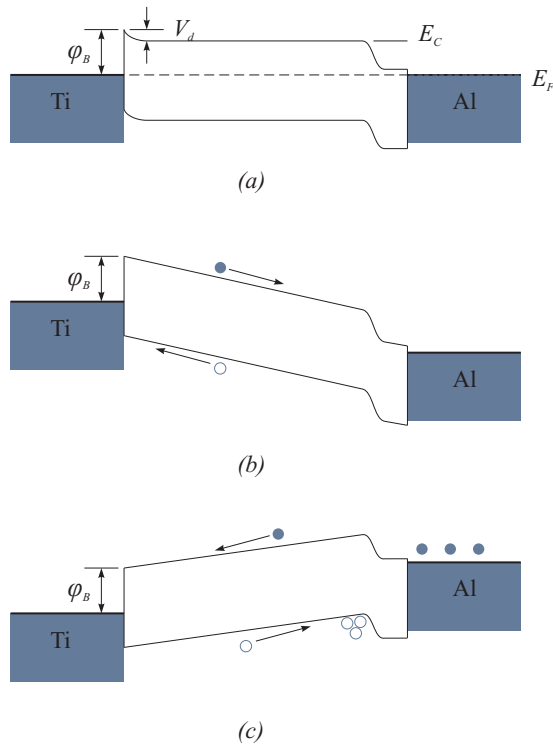


Figura 5.6: Diagrama de bandas de las uniones formadas en dispositivo en (a) equilibrio, (b) polarización inversa y (c) polarización directa

El valor calculado de la barrera de potencial (ϕ_B) para el contacto de silicio-titanio es muy similar al potencial del sustrato ($E_C - E_F$), y es cercano a 0.43eV. El potencial interconstruido (V_{bi}) formado por la unión Schottky no excede 0.1V. Así, al tener un voltaje interconstruido pequeño el contacto de silicio-titanio se comporta como si fuera un contacto cuasi-ohmico en lugar de ser un contacto rectificador. Sin embargo, en equilibrio y bajo polarización negativa, existe una región de carga espacial en la frontera del titanio y el silicio.

El voltaje aplicado es dividido entre el la región de carga espacial y la región de alta resistividad del silicio. El campo eléctrico dentro de la región de alta resistividad del silicio es la encargada de separar los pares electrón-hueco generados por la excitación óptica incidente en el dispositivo. Al separar cada tipo de portador se introduce una corriente adicional al circuito, esta corriente adicional es conocida como fotocorriente.

Al aplicar un voltaje positivo al electrodo de titanio y el contacto posterior está aterrizado, los huecos se acumularán en el pozo de potencial creado en la frontera del silicio

de alta resistividad y el silicio altamente dopado, esta acumulación crea una modulación en la altura de la barrera de los portadores mayoritarios; así, habrá una mayor inyección de electrones a través de la barrera en el contacto n^+ . Este es el origen de la ganancia para la polarización positiva. En otras palabras, bajo esta polarización se usa el modelo de una unión Low-High, explicado anteriormente.

La condición de operación de los capacitores MOS que rodean a los diodos Schottky también es importante. Los capacitores de titanio-óxido-silicio en condición de equilibrio operan muy cerca de la condición de banda plana; esto es debido a la compensación de las cargas atrapadas en el óxido con un valor alto de la función de trabajo del titanio ($\sim 4.3\text{eV}$). El voltaje de umbral es ligeramente positivo ($\sim 0.4\text{V}$), esto implica que el dispositivo se encuentra en modo de agotamiento para el sustrato tipo- n de alta resistividad. Un voltaje de polarización inversa sobre la compuerta de estos dispositivos inducirá una región de inversión grande en la superficie del capacitor debido a la termo o foto-generación de electrones en el pozo de potencial en la frontera del óxido y el silicio.

Hay que recordar que todos los diodos Schottky están rodeados por un capacitor MOS. Es posible esperar que la influencia del capacitor MOS afecte las propiedades del diodo Schottky a lo largo del perímetro que sirve de frontera entre ellos. Recientemente, se ha encontrado una solución a un modelo unidimensional de una estructura similar en la figura 5.7 [16]. En este modelo se obtiene la magnitud del campo eléctrico desde el borde del diodo Schottky

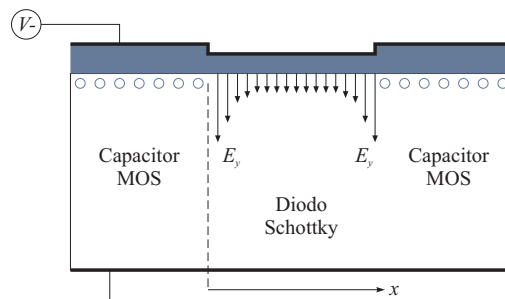


Figura 5.7: Vista preliminar del campo eléctrico en la periferia del diodo Schottky y el capacitor MOS

La geometría rectangular de los diodos Schottky ofrecen una razón grande de perímetro/área, para los diodos fabricados la razón es de $2 \times 10^3 \text{cm}^{-1}$, Así, se espera que el

efecto de los bordes tome lugar en la periferia de los diodos Schottky cuando se aplique un voltaje negativo a la compuerta de titanio del dispositivo. La acumulación de portadores minoritarios (huecos), en la frontera del silicio y el óxido del capacitor MOS, causa que los efectos de borde en el diodo Schottky sean grandes y puedan llegar a ser dominantes en el dispositivo. Bajo estas condiciones, el valor calculado del campo eléctrico por el programa FEMLAB a lo largo de la periferia de los diodos para diferentes polarizaciones de voltaje, el campo eléctrico para 1 en la figura 5.8 es para un voltaje de polarización de la estructura y va aumentando el voltaje hasta el calculado en 5 [16].

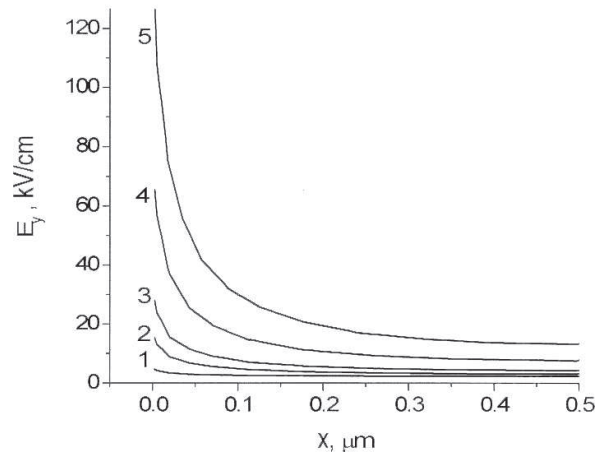


Figura 5.8: Magnitud del campo eléctrico en función de la distancia entre la frontera del capacitor MOS y el diodo Schottky

En la figura se puede observar que el campo eléctrico en el óxido muestra un pico cerca del borde de la compuerta del capacitor en la frontera con el diodo Schottky [9,18]. El valor del campo eléctrico de la periferia del capacitor ($\sim 10^7 - 10^8 \text{V/cm}$) puede ser uno o dos órdenes de magnitud más alto que el valor del campo eléctrico bajo el área ($\sim 10^6 \text{V/cm}$), para un voltaje de polarización dado. Tal campo eléctrico, mostrado en la figura 5.8, puede reducir la barrera de potencial de los diodos Schottky a lo largo del perímetro. Esta reducción en la barrera depende de la carga de inversión. Bajo tal condición, el flujo de electrones a través de la barrera, formada por el silicio de alta resistividad y el titanio, se incrementará dando lugar a un incremento en la corriente del circuito. El aumento en la corriente de electrones es causado por la generación de portadores en el sustrato debido a la incidencia de luz, este es el origen de la ganancia en el dispositivo.

Se ha hecho una primera aproximación del campo eléctrico en los bordes abruptos del capacitor MOS; aunque, como se muestra en la figura 5.9, el perfil real de los bordes del capacitor MOS no es un corte abrupto de 90° , si no que presenta un ángulo de $\sim 4^\circ$. Las ventanas que se abrieron en el óxido fueron hechas mediante grabado químico húmedo, por lo que no formó un corte abrupto.

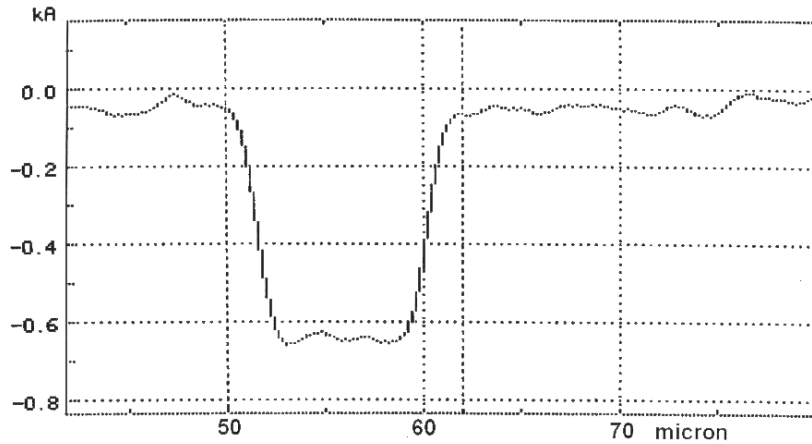


Figura 5.9: Corte transversal del capacitor MOS real

En la figura 5.9 obtenida usando el perfilómetro se puede notar que hay una reducción gradual del óxido de compuerta, el grosor del óxido de 60nm se reduce a cero en una trayectoria de $\sim 2\mu\text{m}$ en la dirección del óxido hacia el sustrato. Así, el perímetro de los capacitores MOS que rodean a los diodos Schottky no es un corte abrupto como es de esperarse. Esta borde tendrá consecuencias en la operación del capacitor MOS, pero será la base para poder generar una ganancia en la fotocorriente.

Puede esperarse que exista una diferencia en el potencial superficial aún cuando no está polarizado el capacitor MOS, como se predice por la teoría del capacitor MOS [3, 9], esto es debido a las diferencias de trabajo del semiconductor y del metal, y con voltaje de polarización negativo pequeño se puede formar una región de inversión debajo del capacitor. Ahora bien, muy cerca de la periferia de los diodos Schottky el óxido es muy delgado, por tanto los portadores pueden atravesar el óxido por tuneleo cuántico. Desde este punto de vista, es improbable que se forme una capa de inversión en el capacitor bajo polarización negativa en condiciones de oscuridad. La razón de portadores termogenerados

puede ser casi la misma que la de fuga por tunelaje. No se espera tener un campo eléctrico muy alto sin una capa de inversión, figura 5.10. Se puede decir que el sensor se encuentra en un estado estable fuera de equilibrio térmico.

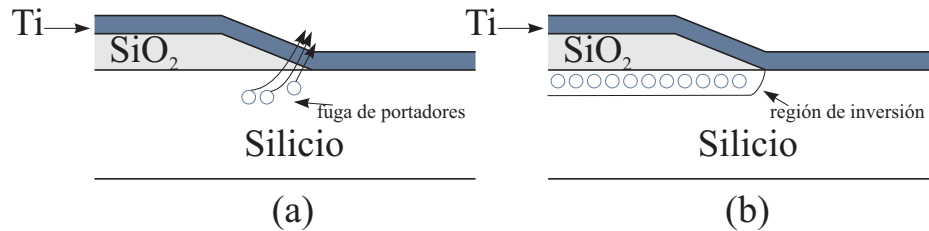


Figura 5.10: Vista esquemática de la periferia. (a) Comportamiento de los huecos en oscuridad y (b) bajo iluminación.

Si se ilumina al sensor se puede producir una capa de inversión, ya que los portadores fotogenerados pueden superar a los que se fugan. Existe un exceso de carga a lo largo de la periferia de los diodos Schottky que puede afectar la conducción del sensor.

Esta carga se encuentra muy cerca de la periferia y tiene una proximidad muy cercana con el metal, debido a que es un óxido muy delgado. La carga puede generar una disminución en la barrera en adición a debido a fuerzas de imagen. Así, al tener una reducción de la altura de barrera en los bordes de los diodos Schottky se incrementará el flujo de electrones del metal hacia el semiconductor, a este aumento de electrones se debe el hecho de que haya una ganancia en la fotocorriente.

Suponemos que este efecto toma lugar en el perímetro de los diodos Schottky, donde los huecos se acumulan cerca de la frontera de óxido-silicio. La carga debido a la inversión a lo largo de la periferia modula la barrera de potencial a lo largo de la periferia, produciendo un flujo adicional de electrones del titanio al silicio. Una disminución en la barrera causa un incremento significativamente alto en la corriente, debido a que existe una dependencia exponencial. Así, una fotocorriente baja de pares electrón-hueco produce una corriente alta de electrones del electrodo de titanio al sustrato de silicio sobre la barrera de potencial de Ti-Si y toma lugar una acción tipo transistor.

Así, la causa principal de tener amplificación en fotocorriente es el uso de diodos rodeados por capacitores con una razón perímetro/área muy grande, de tal manera que la corriente de borde sea comparable con la del área y así al conectar varias estructuras

en paralelo la corriente de borde puede alcanzar valores altos.

6

CONCLUSIONES

Se diseñaron, fabricaron y estudiaron sensores ópticos de silicio capaces de proporcionar ganancia interna. El sensor está basado en múltiples diodos Schottky rodeados de capacitores MOS fabricados en la cara superior de una oblea de silicio y una barrera Low-High en la cara inferior.

El origen de la ganancia del detector cuando se polariza con un voltaje negativo a la película de titanio se debe principalmente al mecanismo de transporte de portadores a través de la barrera de potencial de la Barrera Schottky a lo largo del perímetro; esto se debe al campo eléctrico fuerte que se encuentra en la periferia del capacitor MOS que modula la altura de la barrera. Los portadores minoritarios fotogenerados forman una capa de inversión de la frontera del óxido y el silicio, originando un campo eléctrico aún más grande en la periferia y por tanto reduce la altura de la barrera del diodo Schottky aumentando así el flujo de electrones del metal hacia el semiconductor.

Cuando se polariza al detector con un voltaje positivo en la capa de titanio se espera que tome lugar el proceso de amplificación de fotocorriente debido a la reducción de la altura de la barrera Low-High debido a la acumulación de huecos en el pozo de potencial de la barrera Low-High.

El proceso de fabricación de este tipo de sensores es compatible con la tecnología CMOS. Este tipo de detector puede ser empleado dentro de un sistema optoelectrónico, sin que deba tener una etapa de amplificación a la salida del detector.

6.1. Trabajo a futuro

Para poder tener una mejor comprensión del fenómeno de amplificación de la señal, se deben realizar simulaciones de la estructura presentada en esta tesis. El modelo expuesto aquí se basa en un análisis cualitativo de los efectos de borde tanto del capacitor MOS como del diodo Schottky.

Para poder realizar una optimización en ganancia y velocidad de respuesta del dispositivo es necesario realizar un modelo matemático de los fenómeno físico durante la operación del sensor.

También se propone que se realice un estudio sobre el ruido que está presente en el fotodetector.

LISTA DE FIGURAS

2.1.	Coeficiente de absorción del silicio	6
2.2.	Corriente total del detector generada por pares electrón hueco. Aunque la corriente de huecos i_h es menor que la corriente de electrones i_e , le toma más tiempo ser colectada [4]	9
2.3.	(a)Diagrama mostrando la región de agotamiento y el campo eléctrico del fotodiodo. (b)Características de corriente- voltaje bajo iluminación	11
2.4.	Estructura y distribución del campo eléctrico para el diodo PIN	13
2.5.	Diagrama esquemático de un fotoconductor ideal. El dispositivo tiene contactos laterales	14
2.6.	Diagrama de bandas de un fototransistor bajo condiciones de polarización y representación unidimensional	16
3.1.	Capacitor MOS. (a)Sección transversal de la estructura, (b)diagrama de bandas de un capacitor MOS ideal a $V=0$	20
3.2.	Diagrama de bandas y carga del capacitor MOS en las regiones de (a) acumulación, (b)agotamiento, e (c) inversión	22
3.3.	Representación del (a) campo eléctrico y (b) potencial a lo largo del capacitor MOS.	23
3.4.	Gráfica del campo eléctrico en función del potencial superficial ψ_s	24
3.5.	Líneas de campo de un capacitor de placas paralelas obtenidas mediante el método del momento	25
3.6.	Formación de la unión Schottky. (a)Neutral y aislados, (b)contacto entre materiales	26
3.7.	Diagrama de bandas ideal de una unión Schottky (a) bajo polarización inversa y (b) bajo polarización directa.	28
3.8.	(a) Carga de imagen y líneas de campo en la frontera del metal y del dieléctrico. Distorsión de la barrera de potencial debido a fuerzas de imagen con un campo eléctrico constante	29
3.9.	Componentes de corriente termoiónica y de borde para el diodo interno derivadas del sistema de ecuaciones 3.11, [12]	30
3.10.	Dependencia de la corriente del diodo interno con respecto a la temperatura	31
3.11.	Estructura básica del sensor. Los electrones y huecos son mostrados como puntos y círculos, respectivamente. (1) capa epitaxial de silicio,(2) sustrato de Si, (3) capa de SiO ₂ , (4) capa de ITO, y (5) región de carga espacial de los capacitores MOS.	32
3.12.	Estructura de bandas del sensor. En condiciones de equilibrio (arriba) y bajo polarización negativa aplicada al ITO cuando el sensor es irradiado (abajo).	33
3.13.	Característica de corriente-voltaje en condiciones de oscuridad y bajo irradiación.	33

4.1. (a)Vista superior del dispositivo sensor. (b) Vista de la sección transversal del dispositivo: (1) sustrato de Si,(2)óxido de silicio,(3) película de titanio,(4) región de alto dopado,(5) película de aluminio.	36
5.1. Circuito de medición del sensor. Un generador de funciones(G_{X1}) se conecta al Led, mientras que el otro (G_{X2}) al sensor. Se mide la respuesta en la resistencia de carga (R_L) con un osciloscopio (Osc).	40
5.2. Dependencia temporal de la rampa de voltaje ($Ch1$) aplicada al dispositivo, y dependencia de la señal de salida medida en la resistencia de carga ($R_L = 1k\Omega$) obtenida por pulsos de luz	41
5.3. Ganancia(M) de fotocorriente obtenida para los diodos Schottky rodeados por capacitores MOS (polarización inversa), y para la unión L-H polarizado positiva con respecto a la compuerta de Ti.	42
5.4. Formas de onda de la respuesta del sensor a una señal cuadrada. Sensor en corto circuito(SB) con una $R_L = 1K\Omega$ y polarizado negativamente (izq.), y positivamente (der.)	43
5.5. Formas de onda de la respuesta del sensor a una señal cuadrada, cuando el detector es polarizado a -1V(SD) y a +1V(2)	44
5.6. Diagrama de bandas de las uniones formadas en dispositivo en (a) equilibrio, (b) polarización inversa y (c) polarización directa	45
5.7. Vista preliminar del campo eléctrico en la periferia del diodo Schottky y el capacitor MOS	46
5.8. Magnitud del campo eléctrico en función de la distancia entre la frontera del capacitor MOS y el diodo Schottky	47
5.9. Corte transversal del capacitor MOS real	48
5.10. Vista esquemática de la periferia. (a)Comportamiento de los huecos en oscuridad y (b) bajo iluminación.	49

REFERENCIAS

- [1] L. Pavesi. Will silicon be the photonic material of the third millenium? *J. Phys.: Condens. Matter*, 2003.
- [2] R. A. Soref. Silicon-based optoelectronics. *Proc. IEEE*, 81(12):1687–1706, December 1993.
- [3] S. M. Sze. *Semiconductor Devices: Physics and Technology*. John Wiley & Sons, 2nd edition, 2001.
- [4] Bahaa E. A. Saleh. *Fundamentals of photonics*. Wiley-Interscience, 1991.
- [5] Kevin F. Breennan. *The Physics of Semiconductors: with applicaions to optoelectronic devices*. Cambridge University Press, 1999.
- [6] Pallab Bhattacharya. *Semiconductor optoelectronics devices*. Prentice Hall, 2nd edition, 1997.
- [7] G. E. Stillman. *Optical-Fiber Transmission*. SAMS, 1986.
- [8] Jasprit Singh. *Electronic and Optoelectronic Properties of Semiconductor Structures*. Cambridge University Press, 2003.
- [9] E. H. Nicollian. *MOS (Metal Oxide Semiconductor) Physics and Technology*. John Wiley & Sons, 1982.
- [10] E. H. Rhoderick. The physics of schottky barriers. *Solid State Devices*, pages 1153–1167, 1970.
- [11] Donald A. Neamen. *Semiconductor Physics and Devices*. McGraw-Hill, third edition, 2005.
- [12] K Al-Baidhawi. The modeling of edge current in schottky barrier devices. *Applied physics*, 11:1203–1210, 1978.
- [13] J. Gunn J. Arthur, A. Gibson. Carrier accumulation in germanium. *Proc. Phys. Soc.*, pages 697–704, 1956.
- [14] J. Gunn J. Arthur, A. Gibson. Current gain at l-h junctions in germanium. *Proc. Phys. Soc. B* 69, (705–711), 1956.
- [15] L. Davies. Low-high conductivity junctions in semiconductors. *Proc. Phys. Soc. B* 70, (885-889), 1957.
- [16] O. Malik. Current gain in silicon near infrared optical sensor containing multiple low-high junctions. *Sensors and Actuators A*, pages 202–207, 2006.
- [17] Sorab K. Ghandhi. *VLSI Fabrication Principles, Silicon and Gallium Arsenide*. Wiley-Interscience, 1994.

- [18] A.Rusu. Deep-depletion breakdown voltage of silicon-dioxide/siicon mos capacitors. *IEEE Trans. on Electron Devices*, 26(3):201–205, March 1979.