



**BUAP**

**BENEMERITA UNIVERSIDAD  
AUTONOMA DE PUEBLA**

**FACULTAD DE CIENCIAS FISICO  
MATEMATICAS**

**ESTUDIO DE LAS PROPIEDADES NO LINEALES EN  
ESTRUCTURAS MOS Y SUS POSIBLES APLICACIONES  
EN DISPOSITIVOS OPTOELECTRONICOS**

**Tesis presentada para obtener el grado de**

**Doctor en Optoelectrónica**

**Presenta:**

**M. C. Héctor Juárez Santiesteban\***

Asesores de tesis:

Dr. Tomas Diaz Becerril (Director de tesis)

Dr. Gabriel Rpmero Paredes Rubio (asesor externo)

Dr. Peter Peykov (consultor externo)

Octubre 1999

\*BECARIO CONACYT

**A MIS PADRES**

**A MIS HERMANOS**

**A MI ESPOSA**

**A MI HIJO**

# AGRADECIMIENTOS

Al Dr. Gabriel Romero Paredes por su paciencia y consejos en la dirección de la tesis

Al Dr. Tomas Diaz Becerril por su amistad y su ayuda incondicional en la dirección de la tesis

Al Dr. Peter Peykov por sus consejos y conocimientos

A mis sinodales Dra. Martha P., Dr. Jaime D., Dr. Rosendo L., Dr. Gregorio H. y Dra. Rebeca C., por sus comentarios y correcciones

A mis profesores del posgrado por sus enseñanzas

A mis compañeros del posgrado por su amistad.

Al CIDS-ICUAP por el uso de sus instalaciones.

Al Laboratorio de Materiales del CINVESTAV-QUERETARO en especial a la Dra. Rebeca C. y al Dr. Gerardo T., por las medidas de fotoluminiscencia

A la FCFM por permitirme estudiar en el Posgrado en Optoelectrónica

Al CONACyT por la Beca-credito que me otorgó

Al SNI por aceptar mi solicitud de ingreso.

Al CONACyT por el apoyo otorgado mediante el proyecto de investigación

# INDICE

## RESUMEN

<b>1. INTRODUCCION.</b>	<b>1</b>
<b>2. ASPECTOS TEÓRICOS.</b>	<b>5</b>
2.1 Defectos Extendidos y su Influencia Eléctrica en el Semiconductor.	5
2.1a. Dislocaciones.	5
2.1b. Fallas de apilamiento.	8
2.2 Mecanismos de Generación y Recombinación (G-R).	10
2.2a. Origen de los centros de G-R.	10
2.2b. Proceso de G-R en el volumen.	10
2.2c. Proceso de G-R en la superficie.	13
2.3. Efecto de un Campo Eléctrico alto sobre el Proceso de Generación.	17
2.4. Gettering.	20
2.5. Fotoluminiscencia del Silicio.	22
<b>3. METODOS DE MEDICION.</b>	<b>26</b>
3.1. Métodos de Medición de los Parámetros Tiempo de Vida de Generación ( $\tau_g$ ) y Velocidad de Generación Superficial (S).	26
3.1a. Aspectos generales.	26
3.1b. Método de pulso de voltaje.	27
3.1c. Método de barrido de voltaje senoidal.	30
3.2. Fotoluminiscencia.	34
3.3. Revelado de defectos en silicio.	38
<b>4. PREPARACION DE LAS MUESTRAS.</b>	<b>40</b>
<b>5. RESULTADOS EXPERIMENTALES Y DISCUSION.</b>	<b>44</b>
5.1 El Efecto de los Estados Rápidos en la Interface Si-SiO <sub>2</sub> sobre las Curvas de Generación.	44
5.1a. Influencia de la Carga Negativa Superficial Sobre las Curvas de Generación.	45
5.1b. Influencia de la Generación Superficial Sobre las Curvas de Generación.	49

5.2. Influencia de los Centros de G-R en la RCE sobre las curvas de Generación.	<b>56</b>
5.3. Caracterización Eléctrica y Optica de Silicio con Fallas de Apilamiento Inducidas por Oxidación.	<b>62</b>
5.4. APLICACIONES.	<b>74</b>
5.4a. Caracterización de Películas Epitaxiales de Silicio sobre Silicio.	<b>74</b>
5.4b. Medición del Flujo de Fotones usando el Método de Barrido de Voltaje Senoidal.	<b>80</b>
<b>6. CONCLUSIONES Y CONTRIBUCIONES.</b>	<b>87</b>
REFERENCIAS.	<b>90</b>
Apéndice A.	<b>93</b>
Apéndice B.	<b>96</b>
PRODUCCION EN EL PERIODO.	<b>99</b>

# RESUMEN

En este trabajo, se investigó la influencia de la carga superficial, de las trampas en la interface Si-SiO<sub>2</sub> y de los defectos extendidos en la región de carga espacial, sobre las curvas de generación en una estructura MOS (metal óxido semiconductor). En el primer caso se identificó la forma de la influencia de la carga superficial sobre las curvas de generación, se observó una distorsión cuya magnitud depende de las condiciones iniciales de polarización. En el segundo caso, se mostró que dependiendo de las condiciones iniciales de polarización y del tiempo de vida de generación, el proceso de generación superficial puede ser dominante con respecto a la generación volumétrica, causando una distorsión en las curvas de generación. En el tercer caso se muestra que si se presenta un incremento en la razón de generación en la región del campo eléctrico alto aplicado (explicado con base a la teoría unidimensional de Poole-Frenkel), este incremento se debe además de la concentración de los defectos, de su naturaleza. Se encontró que la asociación defecto (dislocación)- impureza (cobre y cromo) es la responsable de este efecto.

Al obtener los espectros fotoluminiscentes para muestras que presentan este efecto, estas exhibieron picos fotoluminiscentes en 1.54 $\mu$ m (longitud de onda para comunicaciones con base a fibras ópticas de cuarzo). Con los resultados y experiencia obtenida, se muestra que es posible caracterizar películas semiconductoras (epitaxiales de Si sobre Si). Finalmente, usando el método de barrido de voltaje senoidal para medir la densidad del flujo de fotones, se muestra que la relación entre la densidad del flujo de fotones y la capacitancia de saturación es lineal, independientemente de la naturaleza de los defectos en una estructura MOS.

## Lista de Símbolos

$a$	Constante de red
$b$	Vector de Burguer
$C_n$	Coefficiente de captura de electrones
$C_{inv}$	Capacitancia de inversión
$C_{ox}$	Capacitancia del óxido
$C_{sat}$	Capacitancia de saturación
$C_p$	Coefficiente de captura de huecos
$E$	Campo eléctrico
$e_n$	Coefficiente de emisión de electrones
$e_p$	Coefficiente de emisión de huecos
$E_A$	Energía de aceptor
$E_c$	Fondo de la banda de conducción
$E_D$	Energía del nivel donador
$E_F$	Nivel de fermi
$E_G$	Energía de la banda prohibida
$E_{loc}$	Campo eléctrico local
$E_p$	Energía de fonón
$E_T$	Nivel de energía introducido por las trampas
$E_V$	Borde da la banda de valencia
$E_x$	Energía de exitón
$f$	Frecuencia
G-R	Generación-recombinación
G	Razón de generación de portadores
$h$	Constante de Plank
K	Grados Kelvin
k	Constante de Boltzman
MOS	Metal-óxido-semiconductor
n	Concentración de electrones

$n_i$	Concentración intrínseca de portadores
$n_l$	Concentración de electrones en las trampas
$N_{ph}$	Densidad de flujo de fotones
$n_s$	Concentración de electrones en la superficie
$N_T$	Densidad de centros G-R
$N_D$	Concentración de impurezas donadoras
OSF's	Fallas de apilamiento Inducidas por Oxidación
$p$	Concentración de huecos
$p_s$	Concentración de huecos en la superficie
$p_l$	Concentración de huecos ligados al nivel de trampas
$Q$	Carga del electrón
$Q_N$	Carga de inversión para sustrato tipo p
$Q_P$	Carga de inversión para sustrato tipo n
$R$	Razón de barrido de voltaje
RCE	Razón de Carga Espacial
$r_D$	Radio del cilindro de carga espacial de una dislocación
$S$	Velocidad de generación superficial
SRH	Shockley, Read and Hall
$t$	Tiempo
$T$	Temperatura absoluta
$t_f$	Tiempo de recuperación
$V_a$	Amplitud de l voltaje senoidal
$V_G$	Voltaje aplicado entre compuerta y sustrato
$V_{BP}$	Voltaje de Bandas planas
$V_{of}$	Voltaje inicial (offset)
$W_{inv}$	Ancho final de la RCE
$\alpha$	Coficiente de Poole Frenkel
$\epsilon_o$	Permitividad del vacío
$\epsilon_s$	Permitividad del silicio
$\phi$	Barrera de potencial
$\eta$	Eficiencia cuántica

$v_{th}$	Velocidad térmica de los portadores
$\sigma_n$	Sección transversal de captura para electrones
$\sigma_p$	Sección transversal de captura para huecos
$\tau_g$	Tiempo de vida de generación
$\tau_g(0)$	Tiempo de vida en ausencia de campo eléctrico
$\omega$	Frecuencia angular

# 1 INTRODUCCION

Con la tendencia permanente en el incremento de la escala en los Circuitos Integrados (CI) y el correspondiente decremento en la dimensión de los dispositivos que los componen, hace que los defectos e impurezas influyan sobre las características de estos. Por ello, el control sobre los defectos es más estricto.

Las imperfecciones cristalinas (dislocaciones, fallas de apilamiento, precipitados, etc.) introducidos durante el crecimiento del cristal o en los procesos tecnológicos que se realizan en la fabricación de los dispositivos, contribuyen a degradar las características de los dispositivos mediante, entre otros, generando corrientes de fuga, cortocircuitos entre las regiones de los dispositivos [1,2], características no lineales en los dispositivos etc. Rolbesen y otros[3] demostraron una buena correlación entre la corriente de fuga y la densidad de fallas de apilamiento en dispositivos MOS de potencia. Esta correlación demuestra que las dislocaciones involucradas actúan como centros de generación y recombinación (G-R).

Cabe mencionar que, en los últimos tiempos, especialmente de 1992 a la fecha se ha incrementado el número de publicaciones en revistas internacionales, sobre el tema de los defectos y las impurezas introducidas en los procesos de fabricación de dispositivos y C.I.. Esto quiere decir que si en el pasado, los esfuerzos estaban enfocados al crecimiento de los semiconductores de alta calidad, ahora, cuando ya se lograron resultados significativos, y mirando hacia los dispositivos con super-redes o dispositivos nanométricos, los esfuerzos están dirigidos hacia el estudio de los defectos e impurezas que se introducen al material semiconductor debido a los procesos de fabricación de los dispositivos.

Por otra parte, algunos defectos tienen propiedades que pudieran ser explotadas en el mejoramiento de las características eléctricas de los dispositivos como por ejemplo; los defectos extendidos pueden actuar como centros de atrapamiento (gettering) para las impurezas metálicas, limpiando la región activa y con ello mejorando la calidad del dispositivo. Drozdov y otros [4] reportaron transiciones radiativas relacionadas con la

presencia de dislocaciones en silicio (líneas etiquetadas como D1-D4). Sauer y otros [4] reportaron, además de las cuatro líneas observadas por Drozdov, la existencia de otra serie de líneas de fotoluminiscencia asociadas con las dislocaciones (D5, D6 y D12).

Técnicas para caracterizar las propiedades eléctricas y ópticas de los defectos (DLTS(Deep Level Transient Spectroscopy), C-t, C-V, Fotoluminiscencia) se aplican sobre el semiconductor o sobre dispositivos sencillos como diodos de unión, diodos Schottky, estructuras MOS (metal óxido semiconductor). Estas últimas, base fundamental en los dispositivos superficiales, y de los dispositivos VLSI [5].

La obtención de las curvas de generación en las estructuras MOS, nos permiten obtener los parámetros que caracterizan el volumen del semiconductor (tiempo de vida de generación  $\tau_g$ ) y la interface Si-SiO<sub>2</sub> (velocidad superficial de generación). Sin embargo, se ha visto que cuando se presentan alinealidades en las curvas de generación, estas pueden ser debidas a generación apoyada por campo eléctrico [6] o a efecto de las trampas superficiales [7]. Estos pueden causar un valor erróneo en los parámetros eléctricos del MOS o modificar las características ópticas del semiconductor.

En el presente trabajo se realiza un estudio sobre las características no lineales en las curvas de generación obtenidas de las estructuras MOS, se establece bajo que condiciones se observa esta no linealidad y como influye en la obtención de los parámetros que caracterizan al dispositivo. También se intenta darle una aplicación a este efecto, sobre todo en el campo de los dispositivos optoelectrónicos..

Las metas de la tesis son:

1.-Estudio de la influencia de los estados interfaciales en las curvas de generación. Nos interesa conocer bajo que condiciones el proceso de generación superficial es dominante con respecto a el proceso de generación volumétrico, en que afecta este proceso en la obtención de los parámetros característicos del semiconductor.

2.-Estudio de la influencia de los centros G-R en la región de carga espacial, sobre las curvas de generación. Específicamente, cual es la naturaleza de los defectos que causan lo no linealidad en las curvas de generación debida a generación apoyada por campo eléctrico, como eliminar este efecto y como es posible inducirlo.

3.-Aplicación de los resultados obtenidos caracterizando eléctrica y ópticamente muestras con diferentes procesos tecnológicos en su preparación.

Así, en el capítulo 2 se hace una revisión de la influencia eléctrica de los defectos extendidos sobre el semiconductor. Una descripción básica de los procesos de generación en el volumen y en la superficie del MOS. Del efecto de la generación apoyada por campo eléctrico sobre el proceso de generación. De las técnicas más importantes para eliminar la influencia eléctrica de los defectos sobre las características del dispositivo (gettering). Finalmente se describe brevemente la fotolumiscencia del silicio debida principalmente a la existencia de defectos extendidos.

En el capítulo 3 se describen las técnicas experimentales de medición electrico-ópticas que más se usaron en el desarrollo de la presente tesis. Los Métodos C-V y C-t para obtener las curvas de generación y de estas los parámetros de interés como  $\tau_g$ , S, el factor de Poole Frenkel, etc. La fotoluminiscencia, para determinar las líneas de emisión producidas por los defectos que existen o se generaron en el semiconductor. También se menciona brevemente, algunos métodos para revelar los defectos en el silicio.

En el capítulo 4 se describen detalladamente, los procesos tecnológicos en la fabricación de las muestras usadas en el presente trabajo.

En el capítulo 5 se presentan los resultados obtenidos analizando y discutiendo los mismos.

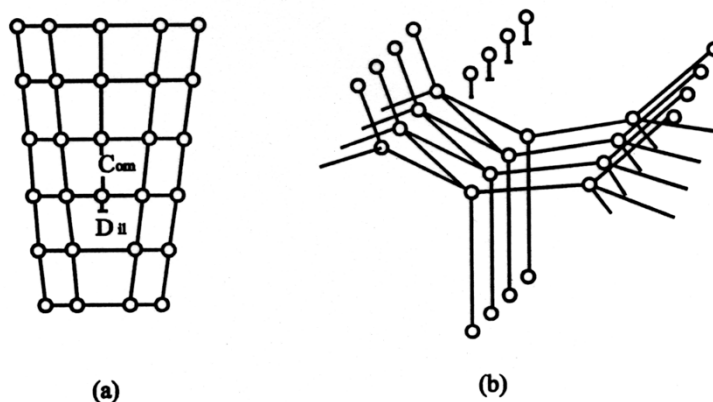
Finalmente, en el capítulo 6 se presentan las conclusiones y las principales aportaciones originales del trabajo.

# 2 ASPECTOS TEORICOS

## 2.1. Defectos Extendidos y su Influencia Eléctrica en el Semiconductor.

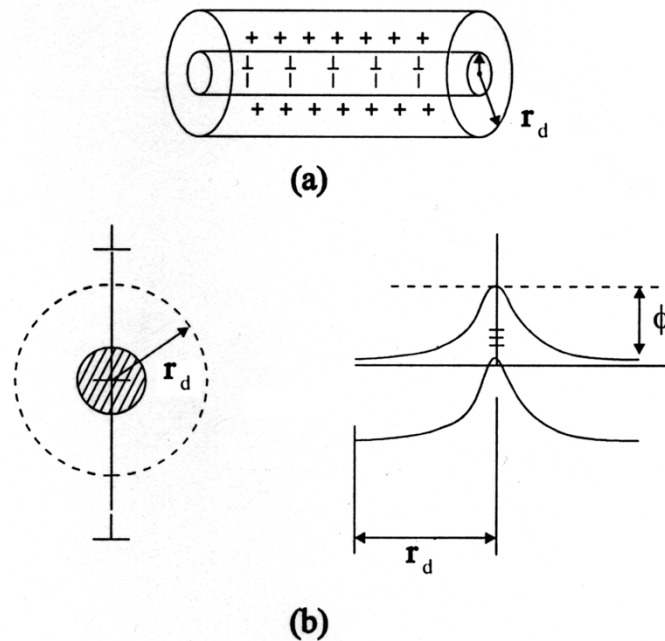
### 2.1a. Dislocaciones.

Las dislocaciones en silicio producen dos efectos que pueden tener influencia sobre las propiedades eléctricas del cristal. El primero de estos es la producción de un “stress” elástico que se extiende más allá del núcleo de la dislocación. El segundo efecto; es debido a la presencia de enlaces sueltos “dangling bonds” en la dislocación. La falta de periodicidad de la estructura atómica en la dislocación da origen a electrones libres no acoplados. Estos electrones libres pueden aceptar a otros de la banda de conducción y formar pares de enlaces, esto ocasiona que la dislocación se cargue negativamente. En la figura 2.1(a) se esquematiza la dislocación (de borde) donde se puede observar la región donde se produce el stress, la zona de compresión ( $C_{om}$ ) y la zona de dilatación( $D_{il}$ ), también se muestra la disposición de los enlaces sueltos (fig. 2.1(b)).



**Figura 2.1.** (a) La dislocación y las zonas de compresión y dilatación, tomando el caso de una red cúbica (b) la dislocación y la disposición de los enlaces sueltos en la red de silicio

Ya que la dislocación es un defecto de línea, se crea a lo largo de esta, una fila de carga negativa debido a los estados aceptores. A fin de preservar la neutralidad de carga, se inducirá un cilindro de carga espacial con carga positiva proveniente de los iones donadores (fig. 2.2(a)). Esto dará como resultado, la creación de una barrera de potencial,  $\phi$ , extendiéndose desde el centro hacia la orilla del núcleo de la dislocación (figura 2.2(b)).



**Figura 2.2** Cilindro de carga espacial inducida por la dislocación (a), y el esquema del diagrama de bandas en la dislocación (b).

La barrera de potencial,  $\phi$ , afecta las propiedades eléctricas del material cerca de la dislocación. Por ejemplo, se ha observado que los tiempos de vida en semiconductores con una cantidad controlada de dislocaciones, son mayores que los esperados. Eso sucede porque el mayor obstáculo para la captura de electrones, es la barrera de potencial presentada a esos portadores por el cilindro espacial de carga, y no por la falta de sitios de captura [7]

Las propiedades del cilindro de carga se modifican si existen otros átomos de impurezas en la dislocación. Debido a los procesos de alta temperatura a la cual se somete

el semiconductor, algunos átomos de impurezas como el oxígeno, fósforo o algún metal de transición, se difunden hacia el núcleo de la dislocación, lo cual ocasiona, que el estado de carga de la dislocación cambie.

El efecto de la asociación con impurezas se manifiesta en la conductividad. En muestras que contienen dislocaciones limpias se observa una anisotropía en la conductividad. Así, la conductividad medida a lo largo de la dislocación no es la misma que cuando se mide transversalmente [8]. Estos resultados se explican por la dispersión de los portadores que ocurre dentro de la trayectoria libre media de la región cilíndrica de carga. La anisotropía observada para dislocaciones limpias, desaparece cuando las dislocaciones se generan por deformación a altas temperaturas. Este comportamiento se explica con base a que los iones cargados positivamente, producidos por las impurezas cercanas a las dislocaciones, reducen el radio del cilindro de carga,  $r_d$ , reduciendo la influencia de los defectos sobre los portadores. Una segunda explicación es que los enlaces sueltos, los cuales producen estados aceptores, se vuelven eléctricamente inactivos cuando se asocian con otras impurezas.

Las impurezas juegan un papel importante determinando el comportamiento eléctrico de las dislocaciones y otras imperfecciones del silicio. Diversas investigaciones han mostrado, que el tiempo de vida de los portadores es proporcional a la densidad de las dislocaciones en el cristal [9,10]. Los metales de difusión rápida en silicio, cuando están presentes, alteran las propiedades eléctricas de las dislocaciones. La decoración de las dislocaciones con impurezas ocurre muy fácilmente y da como resultado la formación de atmósfera de impurezas alrededor o en el núcleo de la dislocación. Los cálculos realizados para los metales más comunes en silicio como; hierro, níquel y cobre, muestran que la energía de interacción entre átomos de esos metales y las dislocaciones es muy grande, de tal suerte que la formación de atmósferas de impurezas y precipitados en la dislocación es muy común [9].

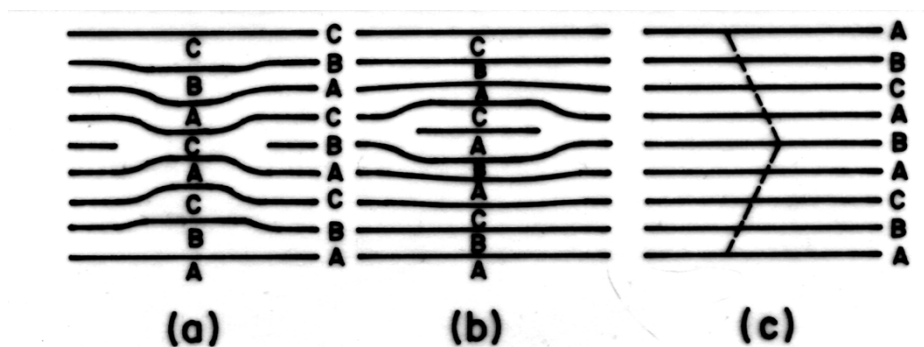
Impurezas como el fósforo, que se introducen intencionalmente al cristal, tienen un aparente efecto sobre la densidad de defectos que introduce, pero tiene más efecto sobre la densidad de defectos eléctricamente activos. Cuando el fósforo se difunde dentro del cristal, las impurezas que se encuentran en los defectos son atrapadas (gettered) o eliminados, como resultado de reacciones químicas y/o físicas entre el fósforo y las impurezas que

decoran los defectos. Como una consecuencia, los defectos cristalográficos se vuelven eléctricamente inactivos.

Todos los resultados indican, que los efectos eléctricos en dispositivos de silicio son causados por asociación defecto- impureza y no por los defectos cristalográficos limpios. Este es un fenómeno muy general y la mayoría de los problemas relacionados a defectos cristalinos, esta ligada inexorablemente a problemas con impurezas.

## 2.1b. Fallas de apilamiento.

Las fallas de apilamiento son defectos planares, en los cuales la secuencia de apilamiento de los planos atómicos se ha alterado por la inserción de un plano extra entre ellos. En la figura 2.3 se observa el diagrama en el cual los planos (111) se ilustran por líneas.



**Figura 2.3.** Fallas de apilamiento en cristales, donde las líneas representan los bordes de los planos. (a) Fallas intrínsecas, limitadas a través de dos dislocaciones parciales de Shockley. (b) Fallas extrínsecas, equivalentes a insertar un plano. (c) Fallas gemelas o de crecimiento. La secuencia de apilamiento está indicada por las letras.

El orden de apilamiento es normal, excepto en el centro, donde un plano A está insertado, generando dos dislocaciones parciales. Las fallas de apilamiento se generan comúnmente en la región superficial del silicio durante el proceso de oxidación térmica, básicamente, por el proceso de precipitación de autointersticiales. A este tipo de defecto se le conoce como Falla de Apilamiento Inducida por Oxidación (Oxidation Stacking Fault

OSF's). Se ha encontrado que las dislocaciones parciales, en este tipo de defectos, son del tipo Frank [11] y son conocidas como dislocaciones parciales de Frank.

Resultados de EBIC [2,3] (Electron Beam Induced Current) muestran que los efectos de generación- recombinación (G-R), ocurren en una zona circular alrededor del defecto, debido probablemente a los grandes campos generados. Las fallas de apilamiento y la zona de G-R alrededor, representan un volumen local de tiempo de vida bajo, dentro de la región de carga espacial (RCE), en donde, la razón de generación de portadores (G) está dado por  $n_i/2\tau_g$ , aquí  $\tau_g$  es el tiempo de vida de generación y  $n_i$  la concentración intrínseca de portadores. Se ha observado también, que las fallas de apilamiento pequeñas son eléctricamente más activas que las grandes. Esto es debido a que tienen más probabilidad de acumular impurezas por la proximidad de las dislocaciones parciales a la superficie del cristal, la cual es la principal fuente de contaminantes.

Por lo tanto, creemos que las impurezas situadas en las fallas de apilamiento y alrededor de ellas son, probablemente, las causas de la actividad eléctrica de esos defectos. También se debe considerar otros factores como; el tamaño y la posición de los defectos con respecto al campo eléctrico de la unión, además del tipo de impureza y grado de decoración de dichos defectos.

## 2.2. Mecanismo de Generación y Recombinación (G-R).

### 2.2a. Origen de los centros de G-R.

Todos los semiconductores tienen impurezas, ya que gran cantidad de átomos de impurezas no deseadas se introducen durante el crecimiento del cristal, o bien, pueden introducirse durante los procesos tecnológicos a los cuales se somete la oblea.

Algunos de estos átomos, introducen niveles de energía situados cerca de la mitad de la banda prohibida (niveles profundos) y actúan como centros efectivos de G-R. Otras impurezas introducen niveles poco profundos que actúan como trampas para los portadores libres. Para semiconductores como el silicio, las impurezas de niveles profundos usualmente son metales como el hierro, oro y cobre, etc., aunque también las imperfecciones del cristal producen este tipo de niveles.

### 2.2b Proceso de G-R en el volumen.

Para el análisis se considera que el semiconductor tiene solo un tipo de centro G-R, el cual introduce un nivel de energía,  $E_T$ , cerca de la mitad de la banda prohibida.

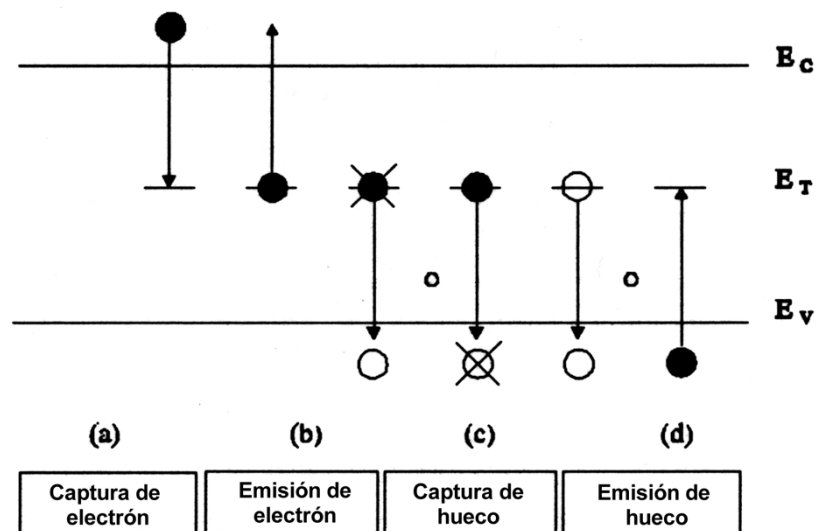


Figura 2.4 Posibles transiciones entre un nivel profundo y las bandas de energía.

Como se ilustra en la figura 2.4, son cuatro las posibles transiciones: (a) captura de un electrón, (b) emisión de un electrón, (c) captura de un hueco y (d) emisión de un hueco; las transiciones (a) y (b) afectan la concentración de electrones, las transiciones (c) y (d) afectan la concentración de huecos. Se pueden escribir la razón de cambio de portadores como:

$$\left. \frac{\partial n}{\partial t} \right|_{g-r} = \left. \frac{\partial n}{\partial t} \right|_{(a)} + \left. \frac{\partial n}{\partial t} \right|_{(b)} \quad , \quad (2.1)$$

$$\left. \frac{\partial p}{\partial t} \right|_{g-r} = \left. \frac{\partial p}{\partial t} \right|_{(c)} + \left. \frac{\partial p}{\partial t} \right|_{(d)} \quad . \quad (2.2)$$

Para el proceso (a), la razón de cambio de un electrón por el centro G-R, debe ser proporcional a la población de electrones en la banda de conducción ( $n$ ) y a la concentración de centros vacíos ( $p_T$ ), se obtiene entonces:

$$\left. \frac{\partial n}{\partial t} \right|_{(a)} = -C_n p_T n \quad , \quad (2.3)$$

donde  $C_n$ , es el coeficiente de captura de electrones.

La razón de cambio del proceso (b), para emisión del electrón es proporcional a la concentración de estados vacíos en la banda de conducción y a los centros G-R ocupados por electrones ( $n_T$ ). Si el semiconductor es no degenerado [12]:

$$\left. \frac{\partial n}{\partial t} \right|_{(b)} = e_n n_T \quad , \quad (2.4)$$

donde  $e_n$  es el coeficiente de emisión de electrones.

Análogamente se obtiene para captura y emisión de huecos:

$$\left. \frac{\partial n}{\partial \alpha} \right|_{(c)} = -C_p n_T p \quad , \quad (2.5)$$

$$\left. \frac{\partial n}{\partial \alpha} \right|_{(d)} = e_p p_T \quad , \quad (2.6)$$

donde  $C_p$ ,  $e_p$ , son los coeficientes de captura y emisión de huecos, respectivamente.

De acuerdo a la estadística de recombinación de Shockley y Read [13], la razón de recombinación para huecos o electrones en estado estacionario es:

$$R = \frac{np - n_i^2}{\frac{(n + n_1)}{C_p N_T} + \frac{(p + p_1)}{C_n N_T}} \quad , \quad (2.7)$$

donde  $R$  es la razón de recombinación en estado estacionario,  $N_T$  el número total de centros de G-R,  $n_1$ ,  $p_1$  están ligados a la posición de las trampas en la banda prohibida

Los factores  $(C_p N_T)^{-1}$  y  $(C_n N_T)^{-1}$  tienen unidades de tiempo y se definen como:

$$\tau_n = \frac{1}{C_n N_T} \quad y \quad \tau_p = \frac{1}{C_p N_T} \quad , \quad (2.8)$$

donde,  $\tau_n$  y  $\tau_p$  son los tiempos de vida de recombinación de los portadores minoritarios para electrones y para huecos respectivamente. Entonces la ecuación (2.7) queda como:

$$R = \frac{np - n_i^2}{\tau_n (n + n_1) + \tau_p (p + p_1)} \quad . \quad (2.9)$$

La ecuación (2.9) generalmente es difícil de resolver, ya que  $n$  y  $p$  varían con la distancia y con el tiempo en un dispositivo, por esta razón, se analizan casos particulares.

Para un semiconductor, en la región de agotamiento se cumple que  $n \ll n_1$ ,  $p \ll p_1$ ,  $np \ll n_1 p_1 = n_i^2$ , ya que existe un déficit de portadores en la región de agotamiento, entonces la ecuación (2.9) se transforma en:

$$R = -\frac{n_i^2}{\tau_p n_1 + \tau_n p_1} \quad . \quad (2.10)$$

De la ecuación (2.10), la razón de generación de pares electrón-hueco, con  $R = -G$  es:

$$G = \frac{n_i^2}{\tau_p n_1 + \tau_n p_1} \quad , \quad (2.11)$$

por lo tanto la razón de generación se puede escribir como:

$$G = \frac{n_i}{\tau_g} \quad , \quad (2.12)$$

donde el tiempo de vida de generación  $\tau_g$ , representa el tiempo requerido para generar un par electrón-hueco, y está definido como:

$$\tau_g = \tau_p \frac{n_1}{n_i} + \tau_n \frac{p_1}{n_i} = \tau_p \exp\left(\frac{E_T - E_i}{kT}\right) + \tau_n \exp\left(-\frac{E_T - E_i}{kT}\right) \quad . \quad (2.13)$$

### 2.2c. Proceso de G-R en la superficie.

Por simplicidad se analiza el caso de un solo nivel superficial. El proceso de G-R superficial es muy importante en la mayoría de los dispositivos. Los procesos físicos de G-R son similares en el volumen y en la superficie del semiconductor, por lo tanto, generan una descripción matemática paralela de los procesos.

Por la condición de estado estacionario (similar a la ecuación 2.7), se obtiene la razón de generación superficial como:

$$G_s = \frac{n_i^2 - n_s p_s}{(n + n_{1s}) / C_{ps} N_{Ts} + (p + p_{1s}) / C_{ns} N_{Ts}}, \quad (2.14)$$

donde  $n_s$  es la concentración superficial de electrones,  $p_s$  es la concentración superficial de huecos,  $N_{Ts}$ , es el número total de estados superficiales,  $C_{ns}$  y  $C_{ps}$  son los coeficientes de captura superficial de electrones y huecos respectivamente.

Si consideramos que existen multiniveles superficiales distribuidos continuamente a través de la banda prohibida, la razón de generación será :

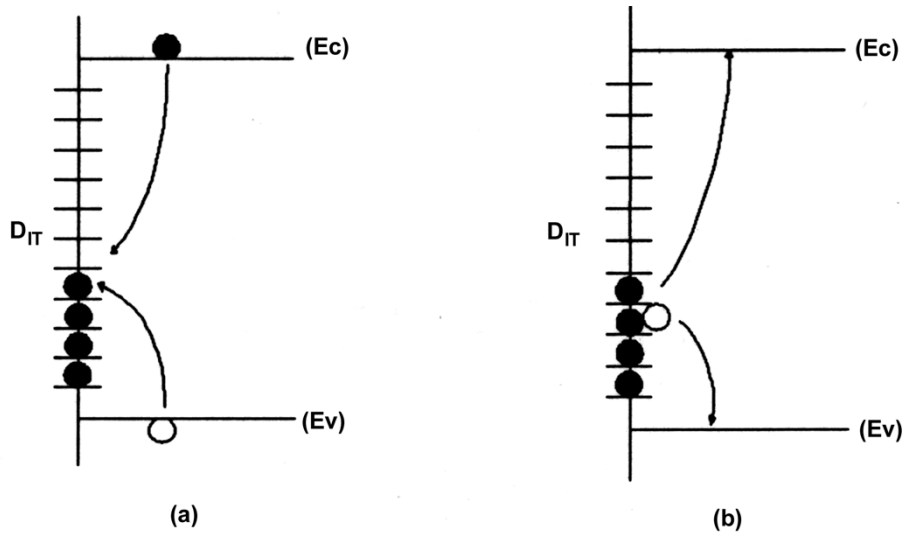
$$\int_{E_V}^{E_C} \left\{ \frac{(n_i^2 - p_s n_s) C_{ns} C_{ps} D_{IT}}{C_{ns} (n_s + n_{1s}) + C_{ps} (p_s + p_{1s})} \right\} dE, \quad (2.15)$$

donde  $D_{IT}$  es la densidad de estados en la interface en, con energías entre  $E$  y  $dE$ .

El comportamiento de los estados en la interface, se muestra en la figura 2.5(a), los círculos llenos representan estados en la interface ocupados por electrones. Primero se captura un electrón por un estado vacío, entonces se llena, y subsecuentemente se captura un hueco por el estado ocupado. El estado vacío se indica por una línea horizontal. El proceso de emisión se muestra en la figura 2.5(b), primero se emite un electrón, dejando un hueco detrás de él, entonces se emite un hueco y el proceso se repite; los estados cuya energía es cercana al nivel de Fermi, son los centros de recombinación mas efectivos. Los estados por arriba del nivel de Fermi son relativamente inactivos. Para el proceso de generación de pares electrón-hueco, los estados cercanos a la mitad de la banda prohibida son los más activos.

Si nos centramos en los estados cuyas energías están situadas cerca de la mitad de la banda prohibida, es razonable suponer que  $D_{IT}$ ,  $C_{ns}$  y  $C_{ps}$  son constantes, también, bajo condiciones de agotamiento,  $n_s$  y  $p_s$ , son despreciables. Por lo tanto, la ecuación (2.15) se reduce a:

$$G_s = S_0 n_i \quad , \quad (2.16)$$



**Figura 2.5** Diagrama de bandas en la interface óxido-semiconductor. El proceso de recombinación se muestra en (a) y el proceso de generación en (b).

donde,

$$S_0 = \left(\frac{\pi}{2}\right)(C_{ns}C_{ps})^{-1} kTD_{IT} \quad , \quad (2.17)$$

es la velocidad de generación superficial en la RCE cuando la concentración superficial de huecos y electrones es cero.

Cuando la superficie no está totalmente vacía de electrones y huecos,  $n_s$  y  $p_s$  son no despreciables, entonces la ecuación (2.16) será:

$$G_s = S n_i \quad , \quad (2.18)$$

donde, S es la velocidad de generación superficial en la región de carga espacial, y en éste caso, es función de la concentración de los portadores minoritarios en la superficie.

Podemos observar de la ecuación (2.15), que la generación es máxima para  $n_s p_s = 0$ , pero cuando uno de estos es despreciable ( $n_s$  o  $p_s$ ), el otro no lo es y el producto no es cero, por lo tanto, la razón de generación decrece. Esto ocurre por ejemplo en la estructura MOS cuando la superficie se acumula y  $p_s$  es alto (substrato tipo p) o cuando la superficie se invierte y  $n_s$  es alto. Cuando el producto  $n_s p_s$  se acerca a  $n_i^2$ , la generación decae completamente y se cumple que  $S < S_0$ .

## 2.3. Efecto de un Campo Eléctrico alto sobre el Proceso de Generación.

El análisis del proceso de G-R en el semiconductor, está descrito por la teoría de Shockley - Read - Hall (SRH) [13]. En otras palabras, se supone que el proceso de emisión de portadores a través de centros, es un proceso activado térmicamente y es independiente de otros parámetros, como el campo eléctrico.

Sin embargo, esta suposición no siempre es cierta, ya que se ha observado ciertas características anómalas en dispositivos semiconductores [14-17], las cuales han sido explicadas con base a teorías de generación-recombinación dependientes del campo eléctrico [18-20]. Generalmente el mecanismo más común y aceptado de G-R a través de centros coulombicos (centros que no cumplen con la teoría SRH), es el mecanismo de Poole - Frenkel (PF).

El efecto PF, es el mecanismo en el cual un electrón se emite térmicamente sobre el tope de una barrera de potencial, la cual se ha reducido por la presencia de un campo eléctrico (figura 2.6). Para un potencial coulombico en un campo eléctrico, alineado en la dirección -z, se puede escribir el potencial como\* [21]:

$$V(r) = -\frac{q^2}{4\pi\epsilon_s r} + qEr \cos\theta \quad , \quad (2.19)$$

donde  $q$ , es la carga electrónica. Para  $0 < \theta < \pi/2$ , hay un potencial mínimo dado por;

$\frac{\partial V}{\partial r} = 0$ , en  $r = r_{max}$  lo que nos resulta,

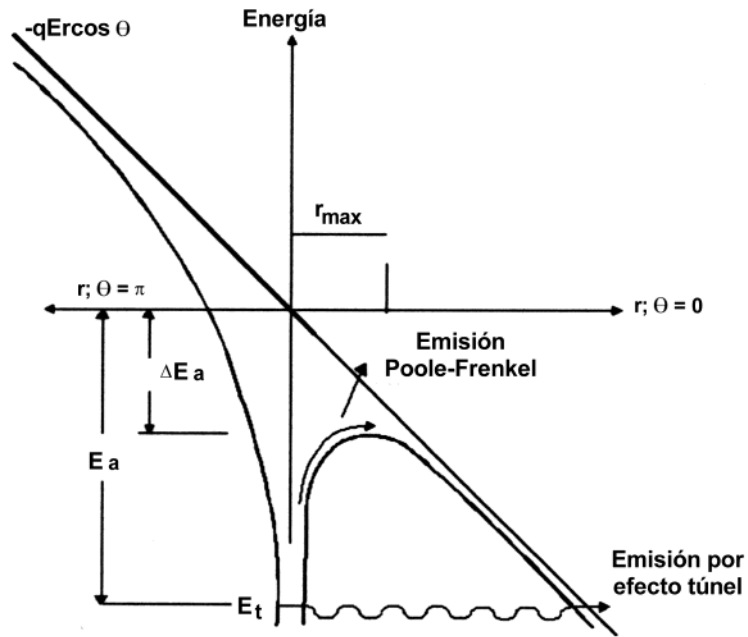
$$r_{max} = \left( \frac{q}{4\pi\epsilon_s E \cos\theta} \right)^{\frac{1}{2}} . \quad (2.20)$$

---

\* Para este análisis se usan coordenadas esféricas.

El cambio en la barrera de potencial debido a la presencia del campo eléctrico, se encuentra evaluando la ecuación (2.19) en  $r = r_{max}$  ;

$$\Delta E_a = V(r = r_{max}) = -q \left( \frac{qE \cos \theta}{\pi \epsilon_s} \right)^{\frac{1}{2}} . \quad (2.21)$$



**Figura 2.6.** Mecanismo de emisión apoyada por campo eléctrico.

Como se considera una dimensión,  $\theta = 0$ , entonces;

$$\Delta E_a = -q \left( \frac{qE}{\pi \epsilon_s} \right)^{\frac{1}{2}} , \quad (2.22)$$

la razón de emisión dependiente del campo es entonces:

$$e(E) = e(0) \exp \left( \frac{\Delta E_a}{kT} \right) , \quad (2.23)$$

donde  $e_n(0)$ , es la razón de emisión para  $E=0$ . Substituyendo (2.22) en (2.23), tenemos,

$$e_n(E) = e_n(0) \exp(\alpha\sqrt{E}) \quad , \quad (2.24)$$

con

$$\beta = q \left( \frac{qE}{\pi\epsilon_s} \right)^{\frac{1}{2}} \quad y \quad \alpha = \frac{\beta}{kT} \quad . \quad (2.25)$$

donde  $\beta$  y  $\alpha$  son el coeficiente y el factor de Poole-Frenkel respectivamente.

Si la generación de portadores minoritarios se controla por la emisión de un electrón desde un centro coulombico, el tiempo de vida de generación muestra una dependencia del campo eléctrico de la forma inversa a la ecuación (2.24) [19]:

$$\tau_g(E) = \tau_g(0) \exp(-\alpha\sqrt{E}) \quad , \quad (2.26)$$

donde  $\tau_g(0)$ , es el tiempo de vida de generación cuando el campo eléctrico es cero.

Usando la razón de generación térmica definida por la ecuación (2.12), con  $\tau_g$  definida por la ecuación (2.26) tenemos:

$$G(E) = \frac{n_i}{\tau_g(0)} \exp(\alpha\sqrt{E}) \quad . \quad (2.27)$$

Haciendo una analogía con la ecuación (2.26), finalmente tenemos la expresión para la generación de portadores dependiente del campo eléctrico como;

$$G(E) = G(0) \exp(\alpha\sqrt{E}) \quad . \quad (2.28)$$

## 2.4. Gettering

Como se revisó en secciones anteriores, una gran variedad de defectos e impurezas se pueden introducir durante el crecimiento de los cristales y/o durante los procesos tecnológicos que conducen a obtener dispositivos y C.I. También se vio que esos átomos, particularmente metales de transición, degradan las propiedades de los dispositivos cuando están localizados en la región activa del dispositivo, ya que pueden introducir centros efectivos de G-R. Así por lo tanto, es indispensable eliminar o neutralizar a estos defectos y/o impurezas a fin de asegurar un buen comportamiento de los dispositivos electrónicos [22].

Dicho proceso se hace mediante 3 pasos que son; (1) supresión de las fuentes que originan los defectos, (2) eliminación de los defectos existentes y (3) la remoción de las impurezas de la región activa del dispositivo. Los procesos (2) y (3), particularmente el (3), se conoce generalmente como “gettering” [23]. El gettering, se define como la remoción de átomos metálicos que son de rápida difusión en la red del silicio, y que son eléctricamente activos.

El proceso gettering involucra 3 etapas; (a) las impurezas se remueven de la zona activa del dispositivo, (b) se difunden a través de silicio hacia los pozos de gettering situados en la parte posterior de la oblea y (c) son capturados en esa zona.

### Técnicas de Gettering

Una técnica de gettering puede ser definida como un método para suministrar pozos de atrapamiento para las impurezas. Estas técnicas se han clasificado, en 3 categorías (fig. 2.7),

1. Extrínseco o gettering externo (GE).
2. Intrínseco o gettering interno (GI).
3. Gettering químico.

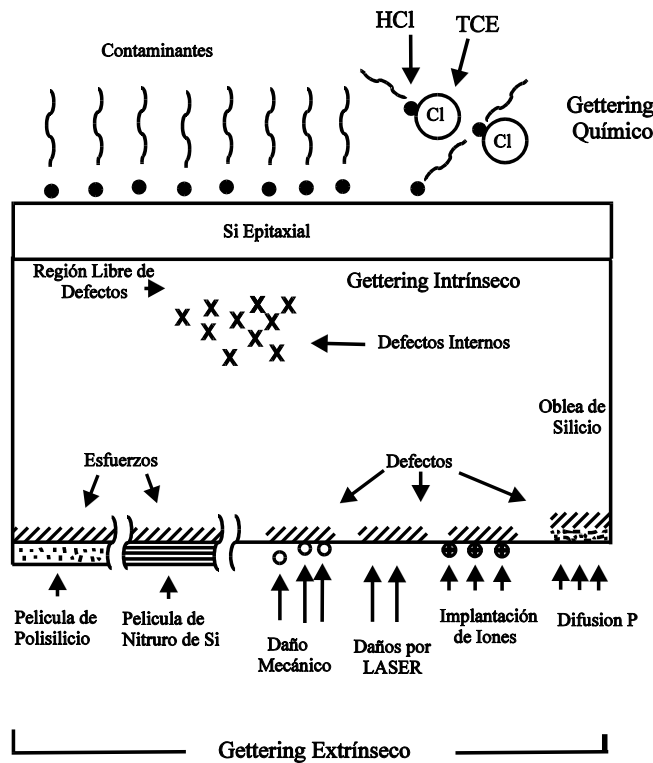


Figura 2.7. Técnicas de gettering

El primero de ellos, involucra el uso de medios externos a la oblea para producir los pozos de atrapamiento en la red del silicio, predominantemente en la región trasera de la oblea. Estos pozos se forman mediante daño mecánico, difusión de impurezas (como el fósforo), depósito de películas (como nitruro de silicio) y más comúnmente por implantación iónica. Los stress producidos en la capa dañada pueden ser una fuerza en el mecanismo de gettering ya que de ellos resultan, defectos en la red, o bien en sitios químicamente activos en los cuales las impurezas móviles son atrapadas.

El gettering extrínseco usa los defectos interiores, los cuales son inducidos térmicamente como sitios de atrapamiento. Estos pozos pueden ser precipitaciones de oxígeno producidos por calentamiento de la oblea antes de iniciar el proceso de oxidación [23]. Finalmente, el gettering químico, que no produce pozos de atrapamiento ya que en este caso la eliminación de impurezas metálicas es por reacciones entre el cloro y esos átomos. Dichos compuestos son altamente volátiles, lo cual resulta en la evaporación de los mismos. Estos tipos de gettering se esquematizan en la figura 2.7.

## 2.5. Fotoluminiscencia del Silicio.

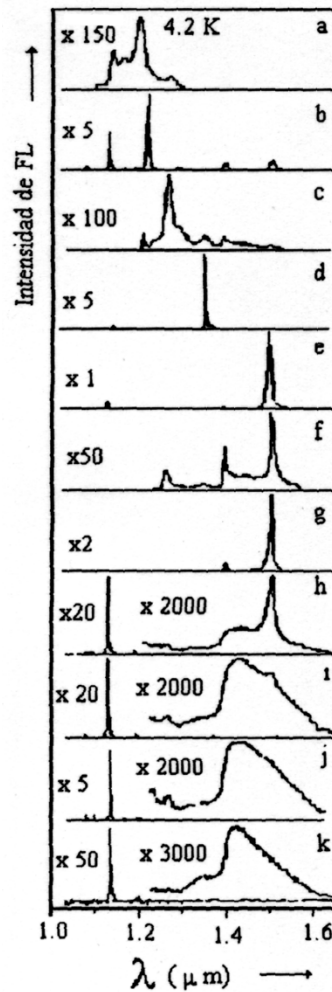
El origen de la fotoluminiscencia en silicio, relacionada con dislocaciones, ha generado controversias en las interpretaciones y no es claro a pesar de muchas investigaciones detalladas. Algunos trabajos han sido conducidos hacia la fotoluminiscencia a partir de cristales deformados plásticamente, con el propósito de investigar el espectro de energía asociado con las dislocaciones. Los resultados que se han obtenido son los siguientes: Se distinguen cuatro líneas luminiscentes, etiquetadas D1, D2, D3 y D4 con energía de fotones 0.812, 0,875, 0.934 y 0.999 eV respectivamente, que son obtenidas a partir de cristales de silicio con deformación plástica [24]. Además, la luz emitida tiene una polarización peculiar que lleva a la interpretación de que está fuertemente polarizada a lo largo de la dirección de la línea de dislocación. Cada una de las líneas D1 y D2 se separan en dos componentes por la aplicación de tensión uniaxial  $\langle 100 \rangle$  y  $\langle 110 \rangle$  de magnitudes moderadas, una componente tiene una fuerte polarización  $\sigma$ , y la otra casi no tiene polarización. Por otro lado, D3 y D4 se separan en dos componentes por tensión uniaxial  $\langle 111 \rangle$ .

Recientemente se ha sugerido que las características principales de la fotoluminiscencia relacionadas con dislocaciones, pueden ser explicadas como transiciones radiativas entre bandas de energía unidimensionales, separadas de las bandas de valencia y conducción por los campos de tensión de la dislocación [25]. Con base en este modelo, fue propuesta una clasificación de líneas de fotoluminiscencia relacionadas con diferentes tipos de dislocaciones. El catálogo de líneas espectrales de los defectos extendidos más importantes en silicio se muestra en la figura 2.8 [25].

Los estados electrónicos en las dislocaciones pueden originarse por tres factores principales:

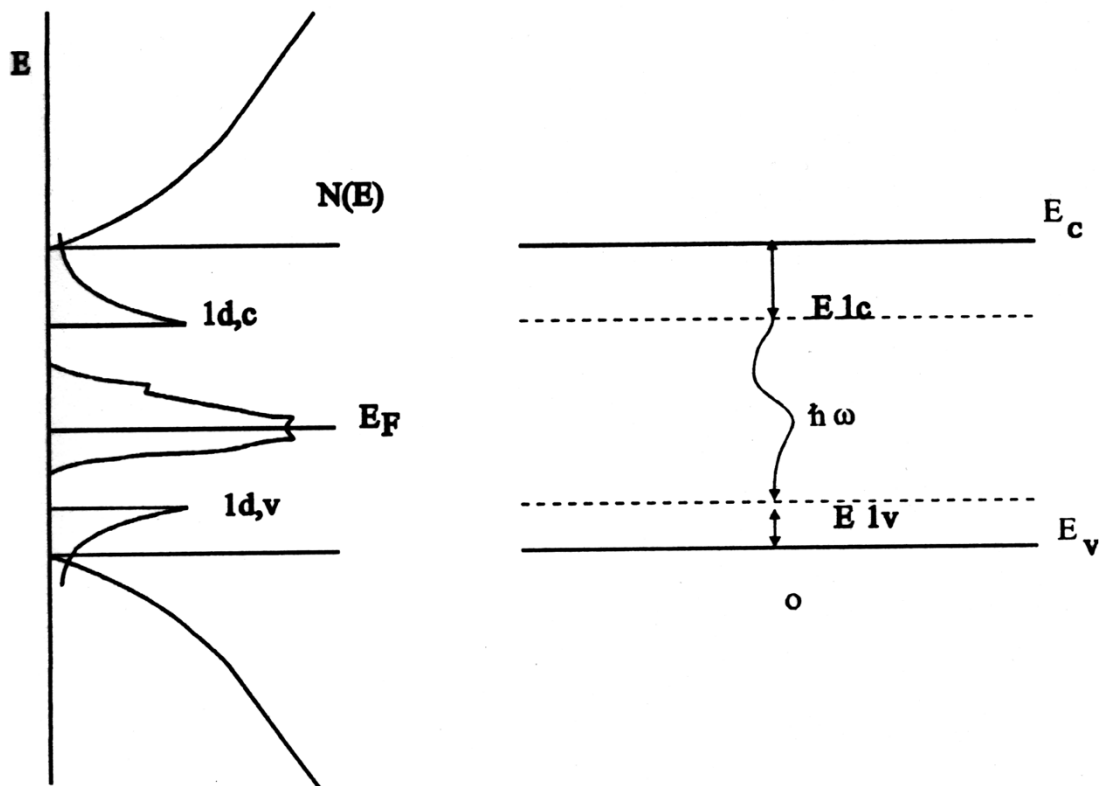
1. Campos de presión de largo alcance.- Esta es una propiedad inherente de la dislocación, que no depende de la estructura de su núcleo o del grado de decoración por impurezas, únicamente está determinado por la topología de carga; esto es, del vector de Burger. De esta manera, la base de la estructura electrónica de la dislocación, consiste de bandas de energía unidimensionales saliendo de la orilla de la banda correspondiente del

volumen debido al campo de presión (fig. 2.9). La dislocación se puede considerar entonces, como un semiconductor unidimensional, con un ancho de banda mas pequeño, el cual está en contacto con el volumen del semiconductor.



**Figura 2.8.** Catálogo de líneas espectrales de los defectos extendidos mas importantes en silicio [25]. a) Fallas de apilamiento en capa epitaxial perfecta, b) fallas de apilamiento en capa epitaxial imperfecta, c) lazos de Shockley, d) defectos rod-like, e) fallas de apilamiento inducidas por oxidación, f) dislocaciones Cottrell Clouds, g) a k) microdefectos A, A+B, B, C y D, respectivamente

2. Defectos en el núcleo de la dislocación.- Kinks, jogs, enlaces sueltos e impurezas resultan en una contaminación efectiva del semiconductor unidimensional dislocado y crea una concentración de portadores y esto determina la posición del nivel de Fermi en la dislocación. Estos defectos también controlan otros parámetros de transporte como la movilidad y el tiempo de vida.



**Figura 2.9.** Representación esquemática de transiciones radiativas entre las bandas unidimensionales y la dependencia en energía de la densidad de estados de los portadores en las dislocaciones.

3. Impurezas y defectos alrededor de la dislocación.- Dislocación Cottrell Clouds, son las responsables del fenómeno tipo contacto entre las dislocaciones 1d y el cuerpo del semiconductor y afectan parámetros como el radio del cilindro de carga de Read, sección transversal de captura, etc.

Por lo tanto, la técnica de fotoluminiscencia nos permite detectar las propiedades intrínsecas de una dislocación, determinada por su vector de Burger. Ya que muchos defectos están enlazados por dislocaciones, con diferentes vectores de Burger, podemos clasificar las líneas del espectro de fotoluminiscencia de acuerdo a la relación

$$\hbar\omega(\text{meV}) = 1170 - 800(b/a)^2 \quad (2.29)$$

donde,  $a$  es la constante de red y  $b$  el módulo del vector de Burger.

El número de componentes de las líneas de fotoluminiscencia relacionadas a las dislocaciones provocadas por perturbaciones externas, está determinada por el número de diferentes orientaciones de las dislocaciones en la red cristalina. La orientación de un tipo de dislocaciones está determinado por su eje  $l$  y el vector de Burger  $B$ . Se ha mostrado que en silicio y germanio hay 24 diferentes orientaciones para dislocaciones de  $60^\circ$ , 12 para dislocaciones parciales de Frank y dislocaciones de tornillo, y 6 diferentes orientaciones para dislocaciones Lommer- Cotrell.

# 3 METODOS DE MEDICION

## 3.1. Métodos de Medición de los Parámetros Tiempo de Vida de Generación ( $\tau_g$ ) y Velocidad de Generación Superficial (S).

### 3.1a. Aspectos Generales.

Para determinar los parámetros eléctricos  $\tau_g$  y S en un capacitor MOS, es necesario operar al dispositivo en la condición de agotamiento profundo. En este régimen el dispositivo tiende a retornar al equilibrio a través de generación térmica de pares electrón-hueco.

Las componentes principales de la generación se muestran en la figura 3.1 y son:

- 1) Generación en el volumen de la RCE.
- 2) Generación lateral superficial en la RCE.
- 3) Generación superficial en la RCE.
- 4) Generación en la región cuasineutra del volumen.
- 5) Generación superficial en la parte posterior del sustrato.

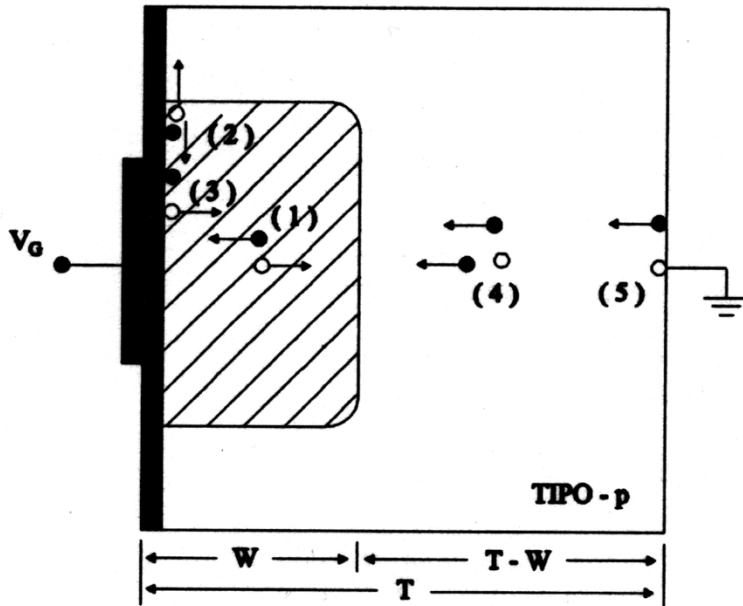
La capacitancia del dispositivo es función del voltaje de compuerta y de la carga de inversión ( $Q_N$  para sustrato tipo p y  $Q_p$  para sustrato tipo n) y está definida por [26]

$$C = \frac{C_{ox}}{\left(1 + 2(V'_G + Q_p / C_{ox}) / V_o\right)^{1/2}}, \quad (3.1)$$

donde  $V'_G = V_G - V_{BP}$ ,  $V_o = q\varepsilon_s N_D / C_{ox}$ ,  $V_G$  el voltaje aplicado entre compuerta y sustrato,  $C_{ox}$  la capacitancia en el óxido,  $V_{BP}$  el voltaje de bandas planas,  $q$  la carga del electrón y  $\varepsilon_s$

la permitividad en el silicio (analizando el sustrato tipo n). Resolviendo (3.1) para  $V_G$  y diferenciando con respecto al tiempo,  $t$ , obtenemos (con  $dV_{BP}/dt = 0$ ):

$$\frac{dV_G}{dt} = -\frac{1}{C_{ox}} \frac{dQ_p}{dt} - \frac{q\epsilon_s N_D}{C^3} \frac{dC}{dt} \quad (3.2)$$



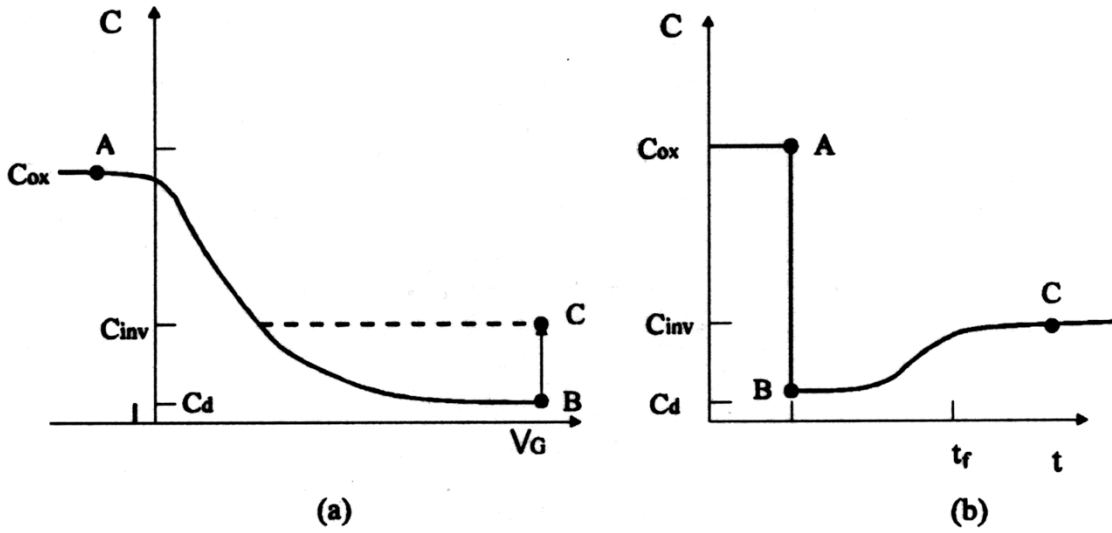
**Figura 3.1.** Componentes de la generación en la RCE y en la región cuasineutra, para un capacitor MOS en agotamiento profundo.

### 3.1b. Método de Pulso de Voltaje.

En este método se aplica un pulso de voltaje al capacitor MOS para llevarlo a agotamiento profundo. En la figura 3.2 se ilustra la técnica. Inicialmente el dispositivo se encuentra en acumulación, posteriormente, se aplica un pulso de voltaje para llevarlo del punto (A) (acumulación) al punto (B) (agotamiento profundo), retornando al equilibrio por generación térmica (punto (B) a (C)) (fig. 3.2(a)).

En un diagrama de capacitancia- tiempo ( $C-t$ ), el retorno al equilibrio es típicamente como se muestra en la figura 3.2(b). La capacitancia transitoria está determinada por el espesor de óxido  $t_{ox}$ , la concentración de impurezas  $N_D$ , el voltaje de compuerta y la

concentración de los portadores minoritarios en la interface. El tiempo de recuperación ( $t_r$ ) está determinado por los procesos de generación de pares electrón- hueco en la superficie y en el volumen del semiconductor.



**Figura 3.2.** Características de profundo agotamiento del dispositivo MOS (a) La curva  $C-V$ . (b) La respuesta transitoria  $C-t$ , aquí  $C_d$  es la capacitancia en deserción profunda

De acuerdo a lo anterior, si resolvemos la ecuación (3.2) para  $V_G$  constante, obtenemos:

$$\frac{dQ_p}{dt} = -\frac{q\epsilon_s C_{ox} N_D}{C^3} \frac{dC}{dt} \quad (3.3)$$

Aquí,  $dQ_p/dt$  está representado por las cinco componentes de la generación térmica. Por otro lado, a temperatura ambiente podemos considerar únicamente generación de pares electrón- hueco en el volumen y en la superficie de la RCE, por lo tanto tenemos :

$$\frac{dQ_p}{dt} = -\frac{qn_i(W - W_{inv})}{\tau_g} - \frac{qn_i S_g A_s}{A_G} - qn_i S \quad , \quad (3.4)$$

donde, en caso de compuerta circular,  $A_s = 2\pi rW$  es el área lateral a la compuerta de la RCE,  $A_G = \pi r^2$  es el área de la compuerta,  $r$  es el radio de la compuerta,  $W_{inv}$  es el ancho final de la RCE y  $W - W_{inv}$  es el ancho efectivo de la RCE, en el cual se produce la generación.

Los dos primeros términos de la ecuación (3.4) son dependientes del ancho  $W$ , por ésta se puede expresar como:

$$\frac{dQ_p}{dt} = -\frac{qn_i(W - W_{inv})}{\tau'_g} - qn_iS \quad , \quad (3.5)$$

donde,  $\tau'_g = \tau_g / (1 + 2S_g\tau_g / r)$  que es el tiempo de vida de generación efectiva que incorpora la generación en el volumen y en la superficie lateral de la RCE.

Combinando las ecuaciones (3.3) y (3.5), obtenemos:

$$U = \frac{\varepsilon_s C_{ox} N_D}{C^3} \frac{dC}{dt} = \frac{n_i(W - W_{inv})}{\tau'_g} + n_iS \quad , \quad (3.6)$$

donde  $U$  es la razón de generación en  $\text{cm}^{-2}\text{seg}^{-1}$ .

Tomando puntos de la curva experimental  $C-t$  para  $C$  y  $dC/dt$ , y graficando  $U$  vs  $W - W_{inv}$ , se obtiene la curva Zerst (fig. 3.3). La porción lineal de la curva se usa para determinar  $\tau_g$  y  $S$ , ya que de acuerdo a la ecuación (3.6) la pendiente es proporcional al inverso de  $\tau_g$  y la ordenada al origen es proporcional a  $S$  [26].

Para obtener un perfil de  $\tau_g$  en función de  $W$ , se diferencia la ecuación (3.6) con respecto a  $W$  (se considera que no hay generación superficial, o que ésta es muy baja) para obtener:

$$\frac{1}{\tau_g} = \frac{d}{dW} \left( \frac{\varepsilon_s C_{ox} N_D}{C^3 n_i} \frac{dC}{dt} \right) \quad . \quad (3.7)$$

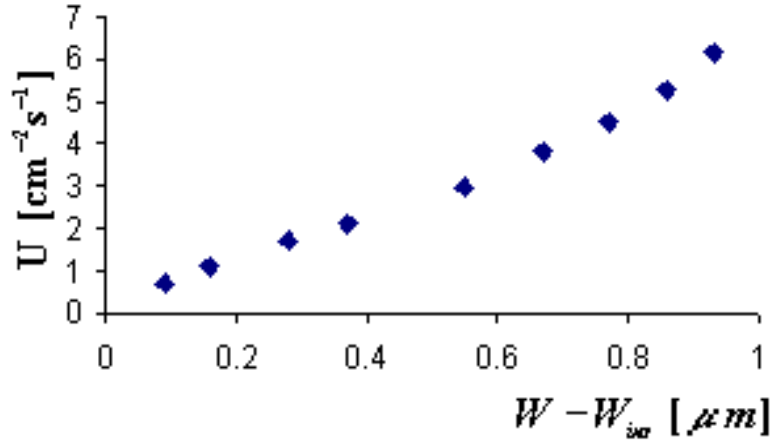


Figura 3.3. Curva Zerbst de un capacitor MOS.

Cuando  $dW \cong \Delta W$  obtenemos

$$\tau_g(W) = \frac{\Delta(W - W_{inv})}{\Delta U} n_i \quad . \quad (3.8)$$

El campo eléctrico  $E$ , se puede calcular de la expresión para el ancho de la carga espacial como:

$$E(W) = \frac{qN_D}{\epsilon_s} \sqrt{W^2 - W_{inv}^2} / 2 \quad . \quad (3.9)$$

### 3.1c. Método de Barrido de Voltaje Senoidal [28].

En esta técnica, se utiliza un barrido en voltaje senoidal para polarizar al dispositivo MOS y obtener las características  $C-V$  [28]. El método es similar al usado por Pierret [27], donde se aplica un voltaje lineal. Sin embargo, esta técnica de voltaje senoidal nos permite obtener saturación de capacitancia sobre las curvas  $C-V$ , aún para valores bajos en el voltaje máximo aplicado, manejo de voltajes pico muy bajos (hasta  $-4V$ ) que evitan, entre otros, problemas de inestabilidad y rupturas de los óxidos.

El principio básico del método de Pierret consiste en aplicar un barrido de voltaje lineal en la compuerta del MOS, de forma tal que el dispositivo entra en la condición de

agotamiento profundo. El ancho de la RCE se incrementa con el aumento en el voltaje de compuerta y se inicia la generación de pares electrón- hueco en el volumen. Esta generación continua hasta un momento tal, que la razón de incremento de carga en la compuerta es exactamente balanceada por la razón de generación de portadores. En este caso el ancho  $W$  no crece y se alcanza un valor de saturación en la capacitancia ( $C_{sat}$ ). Para otras razones en el barrido de voltaje, se obtienen otros valores de  $C_{sat}$  en las correspondientes curvas  $C-V$ .

Para una razón de barrido de voltaje,  $R = dV/dt$ , en la ecuación (3.2) obtenemos [27]:

$$\frac{dQ_p}{dt} = -\frac{q\varepsilon_s C_{ox} N_D}{C^3} \frac{dC}{dt} - C_{ox} R \quad . \quad (3.10)$$

Usando la ecuación (3.5) en (3.10) tenemos:

$$-\frac{d}{dt} \left( \frac{C_{ox}}{C} \right)^2 = \frac{2}{V_o} \left( \frac{q\varepsilon_s n_i (C_{inv}/C - 1)}{C_{inv} C_{ox} \tau'_g} + \frac{qn_i S}{C_{ox}} - R \right) \quad . \quad (3.11)$$

Cuando el dispositivo entra en el régimen de saturación, la capacitancia esta dada por  $C_{sat}$  y no cambia con el incremento de voltaje o de tiempo, así, el lado izquierdo de (3.11) se vuelve cero, por lo tanto la ecuación (3.11) se transforma en;

$$R = \left( \frac{q\varepsilon_s n_i (C_{inv}/C_{sat} - 1)}{C_{inv} C_{ox} \tau'_g} + \frac{qn_i S}{C_{ox}} \right) \quad . \quad (3.12)$$

Cuando en la compuerta del capacitor MOS, se aplica un barrido de voltaje de la forma [28]:

$$V(t) = V_{of} + V_a \text{sen}(\omega t) \quad . \quad (3.13)$$

donde  $V_{of}$  es el voltaje inicial (offset),  $V_a$  es la amplitud,  $\omega$  es la frecuencia angular y  $t$  el tiempo. La razón de cambio del voltaje aplicado será

$$R = \frac{dV}{dt} = V_a \omega \cos(\omega t) \quad . \quad (3.14)$$

Sustituyendo (3.14) en la parte izquierda de la ecuación (3.12), obtenemos:

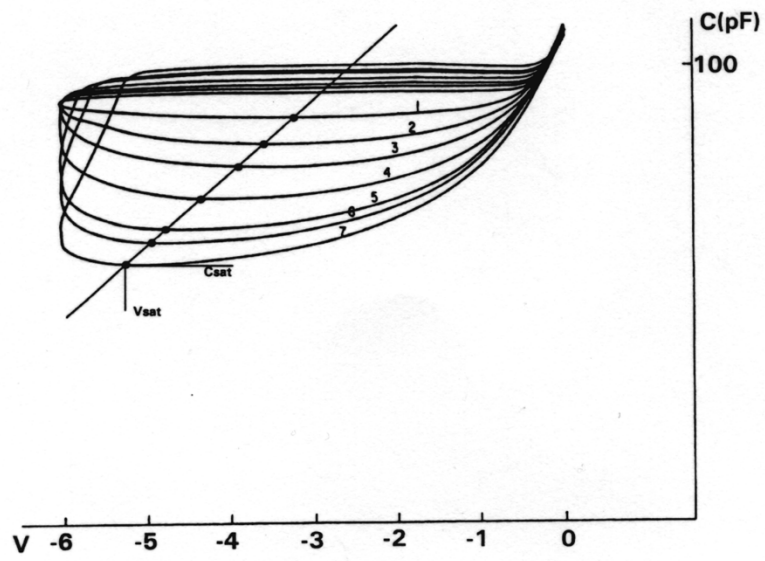
$$V_a \omega \cos(\omega t) = \frac{qn_i \mathcal{E}_s}{C_{ox} C_{inv} \tau_g} (C_{inv} / C_{sat} - 1) + \frac{qn_i S}{C_{ox}} \quad . \quad (3.15)$$

Como podemos observar de la ecuación (3.15);  $\tau_g$  y  $S$  se determinan de la gráfica  $R$  vs  $(C_{inv} / C_{sat} - 1)$ . La pendiente de la gráfica es inversamente proporcional al tiempo de vida de generación y la ordenada al origen es proporcional a  $S$ .

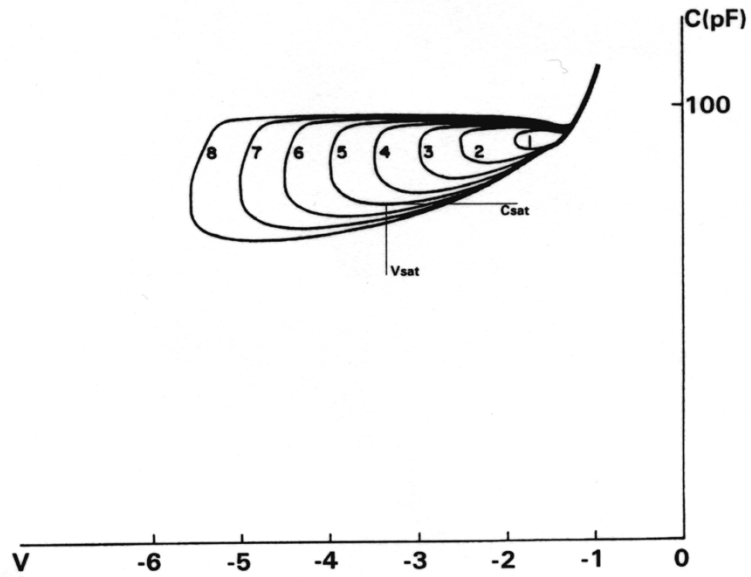
De acuerdo a las ecuaciones (3.14) y (3.15), siempre es posible encontrar una combinación de  $V_a$  y  $\omega$ , de tal manera, que sobre la curva  $C$ - $V$  existe un punto donde se cumple que  $dC/dV = 0$ . La figura 3.4(a) muestra una familia de curvas típicas de barrido de voltaje senoidal para  $\omega$  variable y  $V_a$  constante y la figura 3.4(b), para  $\omega$  constante y  $V_a$  variable. En el apéndice A se dan los detalles del cálculo de  $\tau_g$  y  $S$  para esas figuras.

Para obtener la dependencia de  $\tau_g$  con respecto a  $W$ , de la ecuación (3.15) se considera baja generación de portadores en la interface Si-SiO<sub>2</sub> (una forma de lograr esta condición es aplicando un voltaje inicial igual al voltaje de inversión), despejamos  $\tau_g$  y obtenemos:

$$\tau_g = \frac{qn_i \mathcal{E}_s}{C_{ox} C_{inv} V_a \omega \cos(\omega t)} (C_{inv} / C_{sat} - 1) \quad . \quad (3.16)$$



(a)



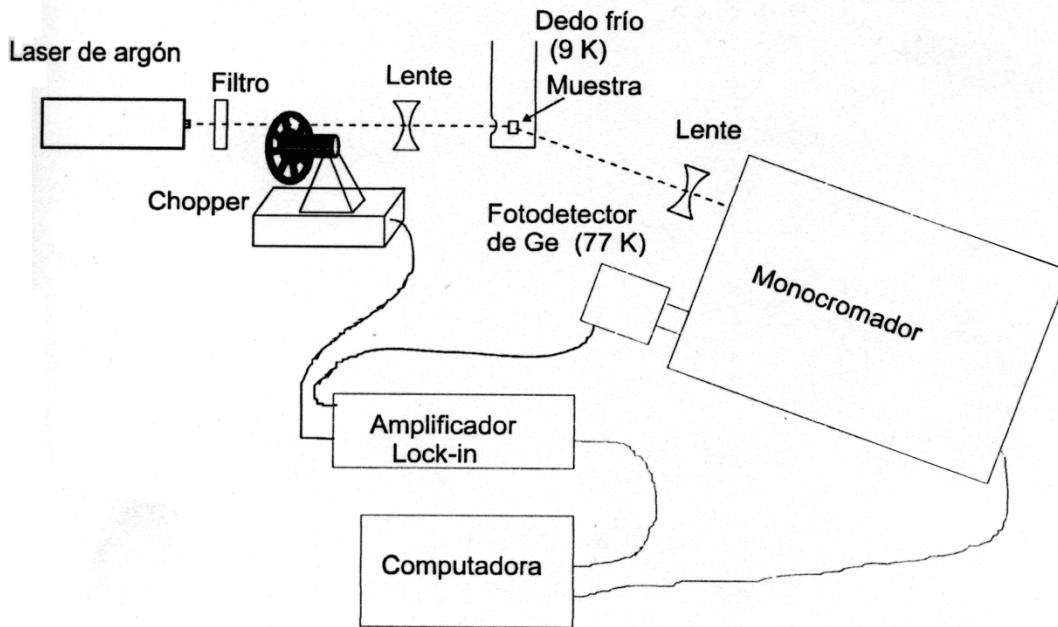
(b)

**Figura 3.4.** Curvas típicas  $C$ - $V$  del capacitor MOS usando el método de barrido de voltaje senoidal para (a) diferentes valores de frecuencia y amplitud de voltaje senoidal constante, (b) diferentes valores de amplitud de voltaje senoidal y frecuencia constante. Los cálculos para obtener  $\tau_g$  y  $S$  se presentan en el apéndice A.

## 3.2. Fotoluminiscencia.

La fotoluminiscencia (FL) es una técnica no destructiva para determinar la presencia de ciertas impurezas en semiconductores. La FL provee información simultánea sobre muchos tipos de impurezas en una muestra. Sin embargo, únicamente las que producen procesos de recombinación radiativos pueden detectarse. Afortunadamente, muchas impurezas están en esta categoría. Un arreglo típico de un sistema FL se muestra en la figura 3.5. La luz emitida por el láser es filtrada, ya que además de la longitud de onda seleccionada, existen múltiplos de esta longitud y que pueden afectar el espectro de FL. Después, la luz es interrumpida con una frecuencia de 87 Hz la cual es la señal de referencia del amplificador lock-in. Se usa una lente para concentrar la luz en un punto sobre la muestra. La muestra se coloca en un criostato y se enfría a temperatura cercana a la del helio líquido (4.2 K). Las medidas a baja temperatura son necesarias para obtener toda la información espectroscópica, debido a que la distribución térmica de portadores excitados en una banda, contribuyen al ancho de aproximadamente  $kT/2$ , (donde  $k$  es la constante de Boltzmann y  $T$  la temperatura absoluta) para una línea de emisión originada a partir de esta banda. La energía térmica  $kT/2$  es únicamente 0.18 meV a 4.2 K. Para muchas medidas este valor es suficientemente bajo, pero ocasionalmente es necesario reducir este ancho reduciendo la temperatura de la muestra por debajo de 4.2 K. La señal óptica emitida por la muestra se colecta nuevamente por una lente de cámara fotográfica, para dirigirla a la rejilla de entrada del monocromador; donde la señal se separa en sus componentes por medio de una rejilla de difracción de 600 líneas/mm. La señal se recibe por un detector de germanio y se envía al amplificador lock-in para finalmente procesar la señal en una computadora.

Se excita a la muestra con una fuente óptica típicamente un láser con energía mayor que la banda prohibida del semiconductor ( $h\nu > E_G$ ), generando pares electrón-hueco (peh) mismos que se recombinan produciendo emisión de fotones. Para obtener un buen espectro de FL, uno espera que la mayoría de los procesos de recombinación sean radiativos.



**Figura 3.5.** Equipo convencional de Fotoluminiscencia.

La energía de los fotones depende de los procesos de recombinación, ilustrados en la figura 3.6. En esta figura se observan las cinco transiciones más comunes de recombinación. La recombinación banda a banda, (ver figura 3.6(a)), domina a temperatura ambiente. Recombinación excitónica, la cual se muestra en la figura 3.6(b), tiene una energía ligeramente menor que el ancho de la banda prohibida, requerida para crear un par electrón- hueco separado. Un excitón se puede mover a través del cristal, ambos electrón y hueco se mueven juntos. Un hueco libre se puede recombinar con un donador neutral (fig. 3.6(c)), para formar un ion excitónico cargado positivamente o excitón enlazado (BE). Similarmente los electrones combinados con aceptores neutrales forman excitones enlazados (BE) (fig. 3.6(d)).

Si el material es suficientemente puro, los excitones libres se forman y se recombinan emitiendo fotones. La energía del fotón emitido en un semiconductor de gap directo es

$$h\nu = E_G - E_x \quad , \quad (3.17)$$

donde,  $E_X$  es la energía excitónica. En un semiconductor de gap indirecto, la conservación del momento requiere de la emisión de un fonón, es decir,

$$h\nu = E_G - E_x - E_P \quad , \quad (3.18)$$

$E_P$  es la energía del fonón. La recombinación del excitón enlazado domina sobre la recombinación del excitón libre para materiales menos puros.

Por último, en la figura 3.6(e), un electrón sobre un donador neutral puede recombinar con un hueco sobre un aceptor neutral (recombinación donador-aceptor). La línea de emisión tiene una energía modificada por la interacción de Coulomb entre donadores y aceptores.

$$h\nu = E_G - (E_A + E_D) + \frac{e^2}{\epsilon_s \gamma} \quad , \quad (3.19)$$

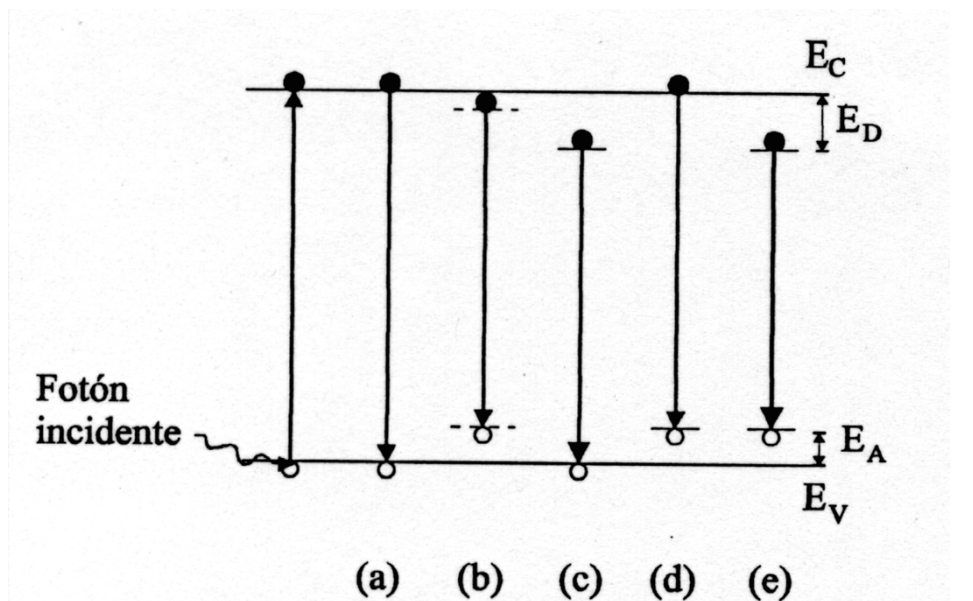


Figura 3.6. Transiciones radiativas observadas con Fotoluminiscencia

donde  $\gamma$  es la distancia entre donador y aceptor,  $q$  la carga del electrón,  $\epsilon_s$  es la permitividad en el semiconductor. La energía del fotón en la ecuación (3.19), puede ser mayor que la banda prohibida para  $E_A + E_D$  pequeños. Algunos fotones son reabsorbidos por la muestra.

El ancho medio para las transiciones de excitones enlazados son típicamente  $\leq kT/2$  y ligeramente parecidas a funciones delta anchas. Esto las distingue a partir de las transiciones donador-banda de valencia, los cuales tienen un ancho cercano a  $kT$ . Las energías para estas dos transiciones son similares y los anchos de las líneas se usan para determinar el tipo de transición.

Generalmente es muy difícil relacionar la intensidad de una línea espectral con la concentración de impurezas. Esto se debe a que la recombinación no radiativa de volumen y de superficie, puede variar significativamente de muestra a muestra y de posición a posición en la misma muestra. Muestras con alta resistividad, presentan picos intrínsecos grandes.

## 3.3. Revelado de Defectos en Silicio.

### Ataques Químicos

La razón de reacción de una solución atacante con una superficie sólida, depende de la orientación cristalina. Además, la razón de ataque se afecta significativamente por los esfuerzos locales causados por los defectos. En las regiones cerca de las dislocaciones o de cualquier otro defecto físico, el ataque químico es más rápido comparado con las regiones perfectas. Como un resultado de esto, se forman los “etch pits” sobre la superficie de la muestra. Aunque no tan comunes como los etch pits, se pueden formar también los Hillocks, que son precipitados cuya reacción de ataque es más pequeña que la matriz del cristal. Este método de ataque químico, junto con la microscopía óptica, es la técnica más fácil y barata de analizar los defectos cristalinos en semiconductores.

La técnica nos permite excelente definición de la densidad de defectos y de su distribución a través de la superficie de la cara pulida de la oblea.

### Soluciones Atacantes

Las soluciones atacantes para materiales semiconductores, se pueden clasificar en 3 categorías de acuerdo con el propósito de ataque:

1. Delineación de defectos (ataque preferencial o selectivo).
2. Pulido.
3. Manchado.

La acción de los atacantes preferenciales para el revelado y pulido en la eliminación del material, es esencialmente la misma y está basada en agentes ácidos: una componente oxida el material, mientras que la otra disuelve el óxido. Una tercera, como el agua o el ácido acético, sirve como diluyente y controla la razón de ataque. Se han reportado en la literatura un gran número de atacantes [29-31]. En la tabla 3.1 se dan algunos de los más comúnmente usados en silicio.

Atacante	Formula	Razón de ataque
Sirtl and Adler	HF 100cm <sup>3</sup> CrO <sub>3</sub> 100cm <sup>3</sup> H <sub>2</sub> O 100cm <sup>3</sup>	~3.5µm/min
Secco d' Aragona	HF 100cm <sup>3</sup> K <sub>2</sub> Cr <sub>2</sub> O <sub>7</sub> 50cm <sup>3</sup> H <sub>2</sub> O 100cm <sup>3</sup>	~1.5µm/min
Wright	HF 30cm <sup>3</sup> HNO <sub>3</sub> 15cm <sup>3</sup> CrO <sub>3</sub> 15cm <sup>3</sup> Cu(NO <sub>3</sub> ) <sub>2</sub> 1g H <sub>2</sub> O 30cm <sup>3</sup> CH <sub>3</sub> COOH 30cm <sup>3</sup>	~1.0µm/min

**Tabla 3.1.** Soluciones de ataque preferencial para revelado de defectos en silicio

# 4 PREPARACION DE LAS MUESTRAS

Para los experimentos realizados en la presente tesis, se usaron substratos de silicio crecido por Czochralsky, orientación (100) y substratos con película epitaxial de  $10\mu\text{m}$  de silicio sobre silicio y orientación (111). En ambos casos, tipo n y con resistividad de 2.5 – 5 ohms-cm. El proceso de limpieza para las obleas previo a los tratamientos térmicos, consistió de baños en soluciones químicas con el fin de eliminar grasas, impurezas orgánicas e inorgánicas de la superficie de la oblea (proceso estandar de RCA).

Se prepararon grupos de obleas (“E”, “EPI”, “F”, “G”, “H”, “I”, “P”) con diferentes procesos tecnológicos. Primero se oxidaron en ambiente de  $\text{O}_2+2\%\text{TCA}(\text{C}_3\text{H}_3\text{Cl}_3)$  a una temperatura de  $1000\text{ }^\circ\text{C}$  para obtener aproximadamente  $800\text{ \AA}$  de espesor de óxido (excepto G20 que fue de  $1000\text{ \AA}$ ). Se recocieron en ambiente de  $\text{N}_2$  por 30 minutos a la misma temperatura. Se removió el óxido de la parte trasera de las muestras.

Posteriormente, se les realizó proceso gettering. Este proceso se realizó de dos formas; para las muestras “P” se difundió fósforo en la parte posterior de las obleas (excepto P1), la fuente de fósforo fue  $\text{PH}_3$  y la difusión se realizó a  $1050^\circ\text{C}$  por 20 minutos, obteniendo una concentración superficial de  $10^{20}\text{cm}^{-2}$ . Se realizó un tratamiento térmico a  $900\text{ }^\circ\text{C}$  en ambiente de  $\text{N}_2$  con diferentes tiempos de recocido, los cuales se presentan en la tabla 4.1. Al grupo de obleas “I”, se les implantó fósforo en la parte posterior con una energía de  $90\text{keV}$  y a los grupos “E”, “EPI”, “F”, “G” y “H” con energía de  $120\text{keV}$ . La dosis para todos los grupos fue de  $10^{16}\text{cm}^{-2}$ , posteriormente, se les hizo un tratamiento térmico a una temperatura de  $900\text{ }^\circ\text{C}$  en ambiente de  $\text{N}_2$ , con diferentes tiempos de recocido (tabla 4.1).

Se eliminó el óxido de la parte posterior de todas las muestras con una solución basada en HF, protegiendo el frente con fotorresina positiva. Posteriormente, para formar las compuertas de los dispositivos, en cada una de las obleas se depositó por evaporación, puntos circulares de aluminio sobre el óxido térmico y por la parte posterior de las muestras, se cubrió completamente con aluminio a una temperatura de  $425^\circ\text{C}$ , por un

tiempo de 30 minutos en ambiente de N<sub>2</sub>/H<sub>2</sub> (60:40). En la tabla 4.1 se presenta las principales diferencias en la preparación de las muestras.

Muestra	Espesor de óxido [Å]	Difusión de Fósforo (1050°C)	Implantación de fósforo	Tiempo de recocido [min]
I1	800	---	---	0
I2	800	---	90 keV	0
I3	800	---	90 keV	10
I4	800	---	90 keV	30
I5	800	---	90 keV	60
I6	800	---	90 keV	90
I7	800	---	90 keV	120
P1	800	---	---	0
P2	800	20 min.	---	0
P3	800	20 min.	---	30
P4	800	20 min.	---	60
P5	800	20 min.	---	90
P6	800	20 min.	---	120
P7	800	20 min.	---	150
F1	800	---	---	0
F2	800	---	120 keV	0
F3	800	---	120 keV	30
F4	800	---	120 keV	60
F5	800	---	120 keV	90
F6	800	---	120 keV	120
F7	800	---	120keV	150
H1	800	---	---	0
H2	800	---	120 keV	0
H3	800	---	120 keV	30
H4	800	---	120 keV	60
H5	800	---	120 keV	90
H6	800	---	120 keV	120
H7	800	---	120keV	150
EPI1	800	---	---	0
EPI2	800	---	120 keV	0
EPI3	800	---	120 keV	30
EPI4	800	---	120 keV	60
EPI5	800	---	120 keV	90
EPI6	800	---	120 keV	120
EPI7	800	---	120keV	150
G3	800	---	120 keV	60
G20	1000	---	120 keV	120
E4	800	---	120 keV	30

---Proceso no realizado

**Tabla 4.1.** Resumen de los procesos tecnológicos realizados en la fabricación de capacitores MOS.

Para generar OSF's sobre las muestras, a las obleas del grupo "SF", se les realizó una oxidación en ambiente húmedo por un tiempo de 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7 y 8 hrs. a una temperatura de 1000°C. Después de esto se eliminó el óxido y cada una de estas obleas se dividió en tres partes para darles un recocido de 0, 4 y 8 hrs., en ambiente de nitrógeno a una temperatura de 800°C. Para el grupo de obleas "OSF", primero se generaron OSF's al oxidar las obleas en ambiente húmedo por 4 horas, posteriormente se eliminó el óxido de estos, una parte de la oblea se contaminó con cobre y la otra con cromo. La impurificación de cromo se hizo por inmersión de la oblea en dicromato de amonio (1 gr.) diluido en agua (40ml); mientras que la contaminación con cobre se hizo rayando la oblea con alambre de cobre.

Posteriormente, sobre las muestras "SF" y "OSF" se fabricaron capacitores MOS, siguiendo los mismos procesos descritos anteriormente (sin gettering). En las tablas 4.2 y 4.3 se presentan las principales características en los procesos tecnológicos realizados para las obleas "SF" y "OSF".

<b>Muestra</b>	<b>Hrs. de oxidación Húmeda (1000°C)</b>	<b>Hrs. de recocido en N<sub>2</sub> (800°C)</b>
SF10	1	0
SF14	1	4
SF18	1	8
SF20	2	0
SF24	2	4
SF28	2	8
SF30	3	0
SF34	3	4
SF38	3	8
SF40	4	0
SF44	4	4
SF48	4	8
SF50	5	0
SF54	5	4
SF58	5	8
SF60	6	0
SF64	6	4
SF68	6	8
SF70	7	0
SF74	7	4
SF78	7	8
SF80	8	0
SF84	8	4
SF88	8	8

**Tabla 4.2** Procesos para generar fallas de apilamiento

<b>Muestra</b>	<b>Defecto</b>	<b>Contaminación</b>
OSFCu	Fallas de apilamiento	Cobre
OSFCr	Fallas de apilamiento	Cromo

**Tabla 4.3** Procesos para muestras impurificadas

## **MEDIDAS ELECTRICAS**

En los capacitores MOS fabricados, se realizaron medidas eléctricas descritas en el capítulo 3. Se obtuvieron las curvas C-V de alta frecuencia para obtener parámetros como;  $C_{inv}$ ,  $C_{ox}$ ,  $V_{BP}$ ,  $W_{inv}$ , etc. Posterior a esto, usando los métodos de pulso de voltaje y de barrido senoidal de voltaje, se obtuvieron las curvas Zerbst, para obtener de ellas los parámetros  $\tau_g$  y  $S$ . De las curvas que presentaban un incremento en la razón de generación en la región de campo eléctrico alto aplicado, se obtuvieron los valores del factor de Poole-Frenkel experimental.

Estas mediciones se realizaron usando el medidor de capacitancia BOONTON 72B a 1MHz, el generador de funciones fue un WAVETEK 271 y una mesa X,Y -t para graficar. También se usó un sistema C-V automatizado MDC.

Las medidas DLTS fueron realizadas con el sistema DLTS Bio- Rad 4600DL automatizado, del Departamento de Física del CINVESTAV.

Para delinear los defectos sobre la superficie del silicio, se eliminaron los capacitores MOS para descubrir la superficie del semiconductor y se realizó un ataque químico con la solución propuesta por Secco [31], se observó con microscopio, la densidad, tamaño y tipo de los mismos.

Para obtener los espectros fotoluminiscentes, se usó el equipo de fotoluminiscencia del laboratorio de Materiales del CINVESTAV-QUERETARO.

## RESULTADOS EXPERIMENTALES

# 5 Y DISCUSIÓN

### 5.1. El Efecto de los Estados Rápidos en la Interface Si-SiO<sub>2</sub> sobre las Curvas de Generación.

Al aplicar las diferentes técnicas C-V a las estructuras MOS, para obtener las curvas de generación, y a partir de estas los parámetros  $\tau_g$  y  $S$ , los cuales sirven como referencia para conocer las características eléctricas del material, varios factores pueden afectar la linealidad en las curvas de generación y con ello afectar los valores obtenidos de  $\tau_g$  y  $S$ . Esto trae como consecuencia interpretaciones erróneas en los fenómenos que ocurren en el semiconductor y/o los dispositivos que se están caracterizando.

Por esta razón es importante conocer y determinar cuales son los factores que afectan las curvas de generación en las estructuras MOS y conocer también como se afectan los valores de los parámetros que se extraen ( $\tau_g$  y  $S$  en este caso), además de la posibilidad de obtener algunos parámetros que caracterizan a las trampas interfaciales como; la sección transversal de captura,  $\sigma$  y la densidad de estados interfaciales.

En esta sección, se analizan los siguientes factores; la influencia de la carga negativa superficial sobre las curvas de generación, obtenidas usando el método de barrido de voltaje senoidal [32] y la influencia en la generación superficial sobre las curvas de generación [33].

## 5.1a Influencia de Carga Negativa Superficial Sobre las Curvas de Generación.

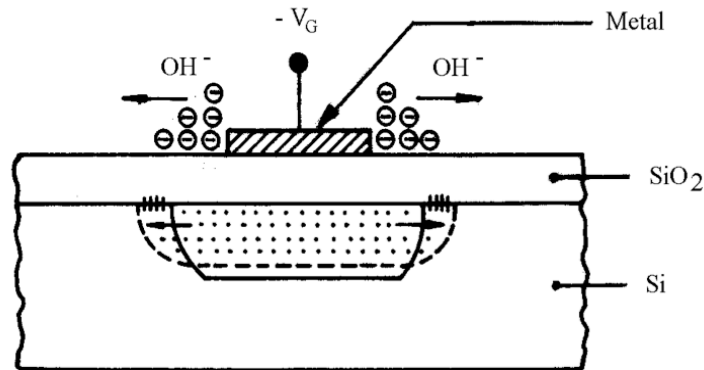
Se sabe que cuando existe humedad sobre la superficie exterior de las obleas con estructuras MOS, puede existir una carga negativa, la cual, en presencia de un campo eléctrico puede generar una corriente iónica sobre la superficie exterior del óxido [34,35]. No se sabe cuál es el mecanismo exacto para la formación de esta carga, pero se supone, que algunas impurezas se pueden absorber del ambiente (compuestos de alguna sal principalmente) durante las etapas finales de fabricación y/o durante las medidas de los dispositivos MOS, las cuales, debido al alto valor en la constante dieléctrica del agua, se pueden ionizar y separarse en aniones y cationes [36]. De tal manera que, cuando se aplica un voltaje de polarización a la compuerta la corriente iónica fluye a lo largo de la superficie exterior del óxido.

La manera más simple para detectar la presencia de carga negativa sobre la superficie del óxido, es medir la capacitancia de alta frecuencia con un barrido lento en voltaje, partiendo desde acumulación hacia inversión. Si los iones negativos en la superficie están presentes, la capacitancia de inversión se incrementa mostrando un mínimo.

Para la realización del experimento, aplicamos sobre el electrodo de compuerta a un capacitor de la oblea G20 un voltaje senoidal de la forma;  $V = V_a \sin(\omega t)$ . En un primer barrido, solo el ciclo negativo de la señal se aplicó al dispositivo, se varió además, la amplitud de la señal y se mantuvo la frecuencia constante, de tal forma que;  $V(t=0) = 0$  y  $V_{Gmax} = -V_a$ . En un segundo barrido, se polarizó al dispositivo con la señal completa, de tal manera que;  $V_{Gmax} = \pm V_a$ .

Durante el primer barrido, el voltaje empuja a la carga negativa del electrodo de compuerta y la distribuye sobre la superficie exterior del óxido (en la periferia del metal de compuerta), incrementando, tanto el área lateral superficial de la región de deserción en el semiconductor (tipo n en este caso), como la razón neta de generación superficial en esa área. A fin de compensar el incremento en la razón de generación superficial, el ancho de la

región de deserción en el volumen disminuye y por lo tanto la capacitancia de la estructura aumenta [37] (ver figura 5.1.1).

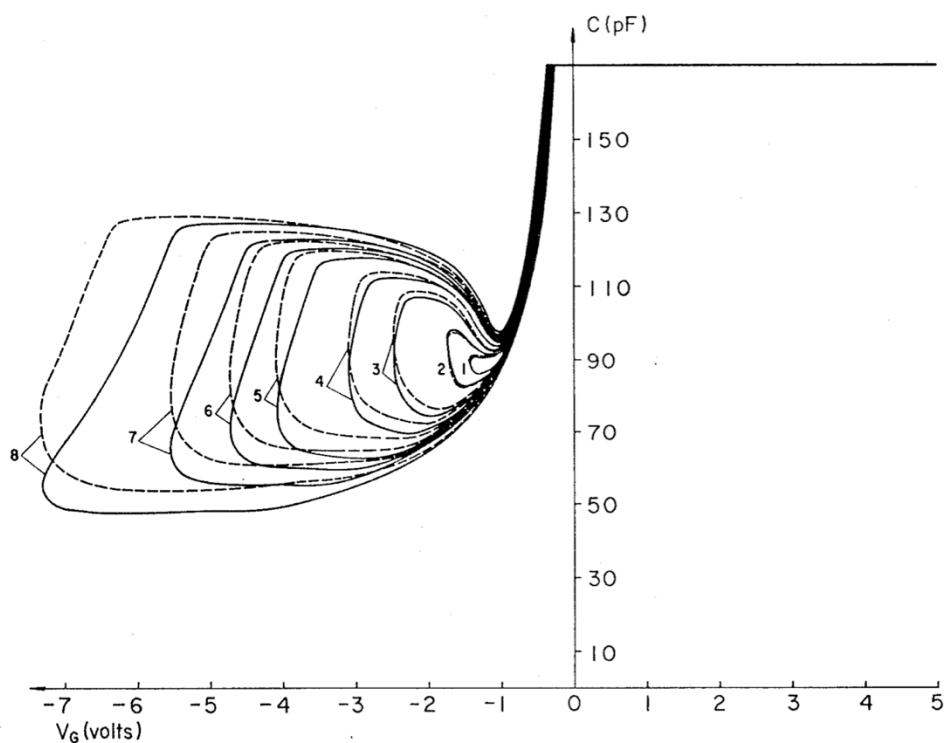


**Figura 5.1.1.** Modelo de la generación superficial, donde se aprecia una distribución de los iones móviles, un incremento de la generación lateral y un decremento del ancho de la RCE.

En el segundo caso, el ciclo negativo influye de la misma manera que en el caso anterior, pero el ciclo positivo produce un movimiento de carga negativa hacia el electrodo de compuerta. La suma de las influencias de esos dos ciclos, da como resultado; menos carga negativa sobre la superficie del óxido, una menor superficie lateral en la RCE, una razón neta de generación superficial más baja, un mayor ancho de la RCE en el volumen y por lo tanto, un valor más bajo en la capacitancia de la estructura MOS, comparado con el caso anterior.

En la figura 5.1.2, se muestran las curvas C-V de alta frecuencia, para los dos casos presentados. Como puede apreciarse de esa figura, cuando solo se aplica el ciclo negativo (curvas segmentadas), tenemos valores de  $C_{sat}$  más grandes que cuando se aplica la señal completa (curvas continuas). Usando los datos de la figura 5.1.2, podemos obtener las curvas de generación (  $R$  vs  $(C_{inv}/C_{sat})-1$  ) para los dos casos, mismos que se muestran en la figura 5.1.3. De acuerdo a la teoría, la pendiente de la parte lineal de la curva Zerbst es proporcional a  $1/\tau_g$  y la intersección con el eje  $R$  de esa parte lineal, es proporcional a  $S$ .

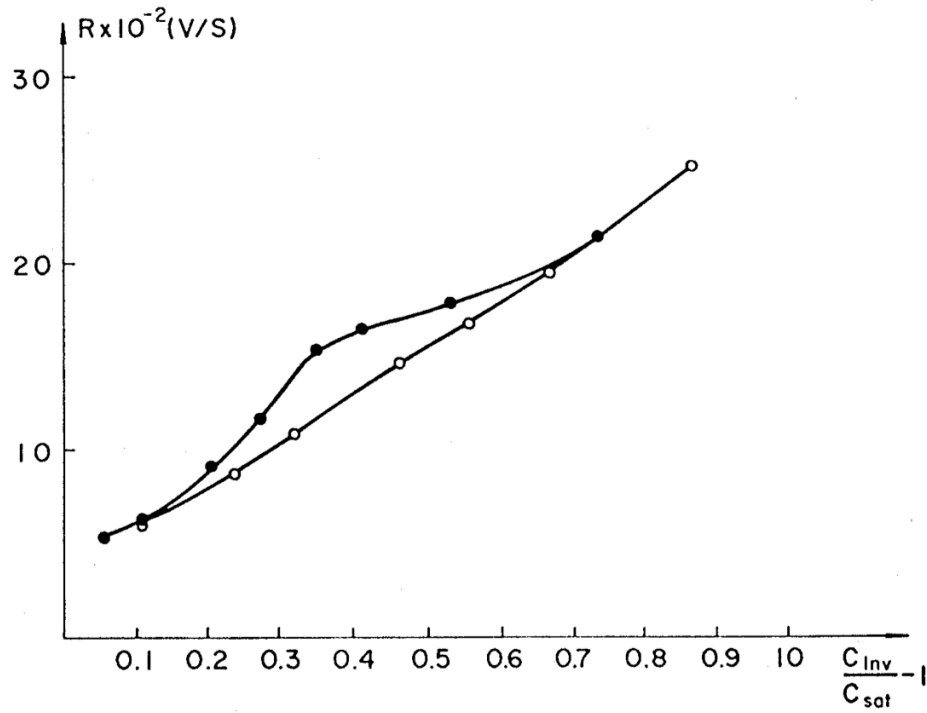
De la figura 5.1.3 se observa, que la curva de generación se distorsiona cuando se tiene este tipo de cargas negativas en el óxido exterior de la estructura MOS. En el caso cuando se aplican los dos ciclos de la señal de voltaje se tiene que la curva de generación sufre un cambio en su pendiente, lo cual hace que los valores de los parámetros a determinar, no sean los correctos. Mientras que para el caso en el cual solamente se aplica al capacitor MOS el ciclo negativo de la señal, es imposible determinar los parámetros. Por otro lado, esta distorsión tiene una forma específica y se puede usar como indicativo de la existencia de un flujo de corriente a lo largo de la superficie del óxido.



**Figura. 5.1.2** Curvas C-V de alta frecuencia experimentales obtenidas con el método de barrido senoidal de voltaje, para ciclos negativos de la señal (- - -) y para la señal completa (—).

Los resultados encontrados indican que, para una interpretación correcta de los fenómenos físicos y eléctricos que ocurren en el semiconductor o en los dispositivos MOS usando los parámetros  $\tau_g$  y  $S$ , estos deben ser confiables, por lo cual, se debe evitar obtenerlos a partir de estructuras que presenten curvas C-V como las mostradas en la Fig.

5.1.2. También debemos evitar obtenerlos de gráficas de generación que tengan distorsiones en la parte lineal.



**Figura. 5.1.3** Gráficas Zerbst obtenidas de la Fig. 5.1.2, para cuando se aplica solamente el ciclo negativo (●) y para cuando se aplican ambos ciclos, el positivo y el negativo (○).

## 5.1b. Influencia de la Generación Superficial Sobre las Curvas de Generación [33].

De acuerdo con la teoría SRH [13], la generación superficial depende de la densidad de portadores en la superficie de la RCE. En un dispositivo MOS esa densidad de portadores se puede controlar con la condición inicial de polarización, antes de conducirlo a deserción profunda. Si tenemos acumulación como condición inicial y se aplica el voltaje de compuerta, los electrones de la superficie (tomando un semiconductor tipo n) serán empujados hacia el volumen del silicio como un efecto de la carga en la compuerta, quedando entonces la superficie vacía de ambos tipos de portadores. Los procesos de generación superficial se inician a su máxima razón y disminuyen con la llegada de huecos a la superficie.

La generación en el volumen se inicia al mismo tiempo que la generación superficial, pero al disminuir esta última, los procesos de generación volumétrica son los dominantes en el proceso de relajación del dispositivo. Ese último proceso domina en la porción lineal de la curva de generación. Más allá de la porción lineal de esa curva (correspondiente al inicio del proceso de relajación), serán los procesos de generación superficial los dominantes.

Cuando se tiene inversión como condición inicial en la superficie, la generación superficial se suprime parcial o totalmente y por lo tanto serán las características volumétricas las que dominen, enteramente, el proceso de relajación del dispositivo. Las curvas Zerst para estos dos casos se muestran en la figura 5.1.4.

Sin embargo, para otros dispositivos MOS polarizados bajo las mismas condiciones, no se observan los efectos superficiales descritos anteriormente (Fig. 5.1.7). Para analizar esta aparente contradicción con la teoría, se estudió la influencia de la emisión superficial, generación superficial y generación volumétrica sobre la respuesta en capacitancia de las estructuras MOS.

Las curvas C-V de la figura 5.1.4 fueron obtenidas cuando se aplicaron distintas condiciones de polarización inicial en la compuerta. Cuando la polarización inicial fue tal que el dispositivo se encontró en la condición de acumulación ( $V_G(t=0) = 0$ ), y el

barrido de voltaje llevó al dispositivo a la condición de fuerte inversión, se encontraron las curvas de la figura 5.1.4(a). Cuando la polarización inicial fue para mantener al dispositivo en la condición de inversión ( $V_G(t=0) = -1.5 V$ ) y el barrido de voltaje fue para llevarlo a agotamiento profundo, se encontraron las curvas de la figura 5.1.4(b).

Las curvas de generación de los dos casos se muestran en la figura 5.1.5. Para esta muestra (E4), el valor del tiempo de vida de generación fue de  $238 \mu\text{seg}$  y la velocidad de generación superficial de  $0.32 \text{ cm/seg}$ . Como se ve de la figura 5.1.5, en el caso de acumulación (trampas llenas) como condición inicial, la gráfica Zerst muestra un “gancho” en el extremo donde se tienen valores de RCE grandes. Este efecto se puede explicar de la siguiente manera: Cuando se aplica una polarización de  $V_G = 0 V$  en la compuerta de una estructura MOS (con semiconductor tipo n), ésta se encuentra en la condición de acumulación debido a la existencia de la carga fija de óxido. Las bandas de energía se doblan hacia abajo y las trampas superficiales se llenan con electrones cuando pasan abajo del nivel de Fermi.

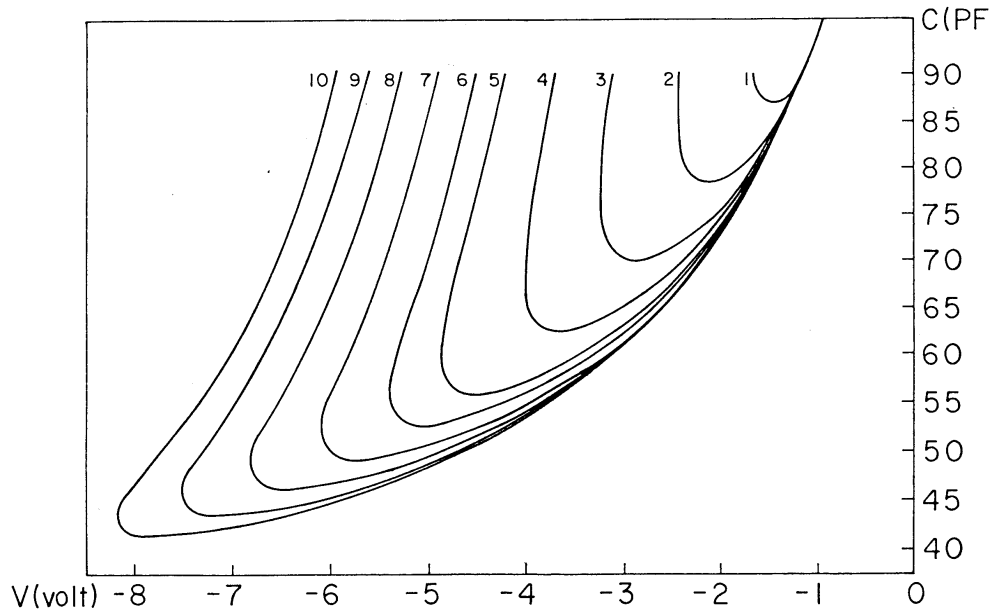
Durante el ciclo negativo de voltaje, con una razón de barrido muy lento, las trampas superficiales están en equilibrio dinámico con la banda de conducción y con la rampa de voltaje, por lo tanto, el sistema se encuentra en estado estacionario y la carga atrapada es función solamente del voltaje.

Si la razón del barrido en voltaje es alto, de tal forma que el dispositivo se opera en condición de agotamiento profundo, las trampas interfaciales no están en equilibrio con la banda de conducción y en este caso la carga atrapada es función del tiempo.

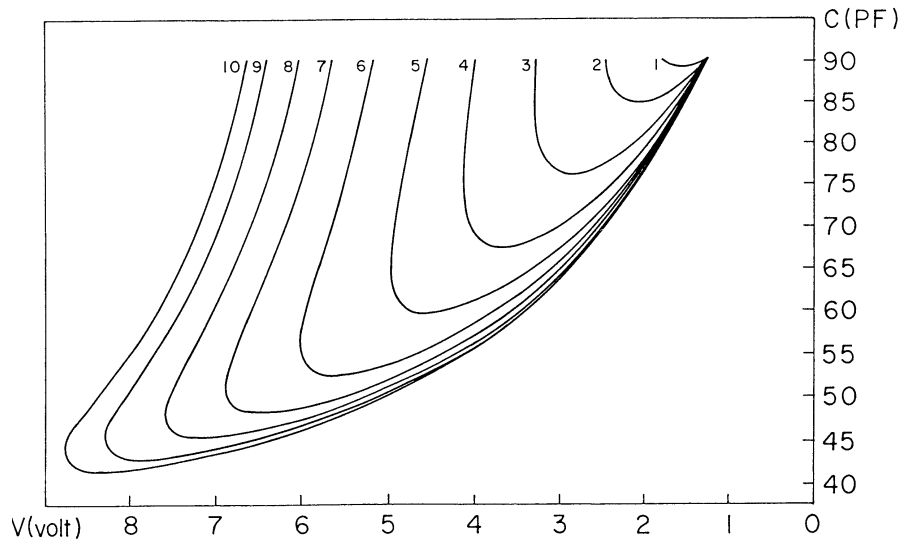
Los electrones en las trampas interfaciales escapan por emisión térmica hacia la banda de conducción, hasta que todas las trampas arriba del nivel de Fermi se vacían. En este momento empieza el proceso de generación superficial. La generación en el volumen empieza simultáneamente con el proceso de emisión y generación superficial.

Conforme el dispositivo entra en agotamiento profundo, la generación, en el área cubierta por la compuerta, se incrementa debido a la ausencia de huecos en la superficie del semiconductor. La generación en el volumen se incrementa debido al aumento en el ancho de la RCE. En el intento por alcanzar el equilibrio, la generación superficial y volumétrica aportan huecos a la superficie y los procesos de generación en esta región se ven “enmascarados” por esos portadores provocando con esto, una ineficiente generación

superficial y esta disminuye [38], dominando la generación en el volumen durante el resto del proceso de relajación.

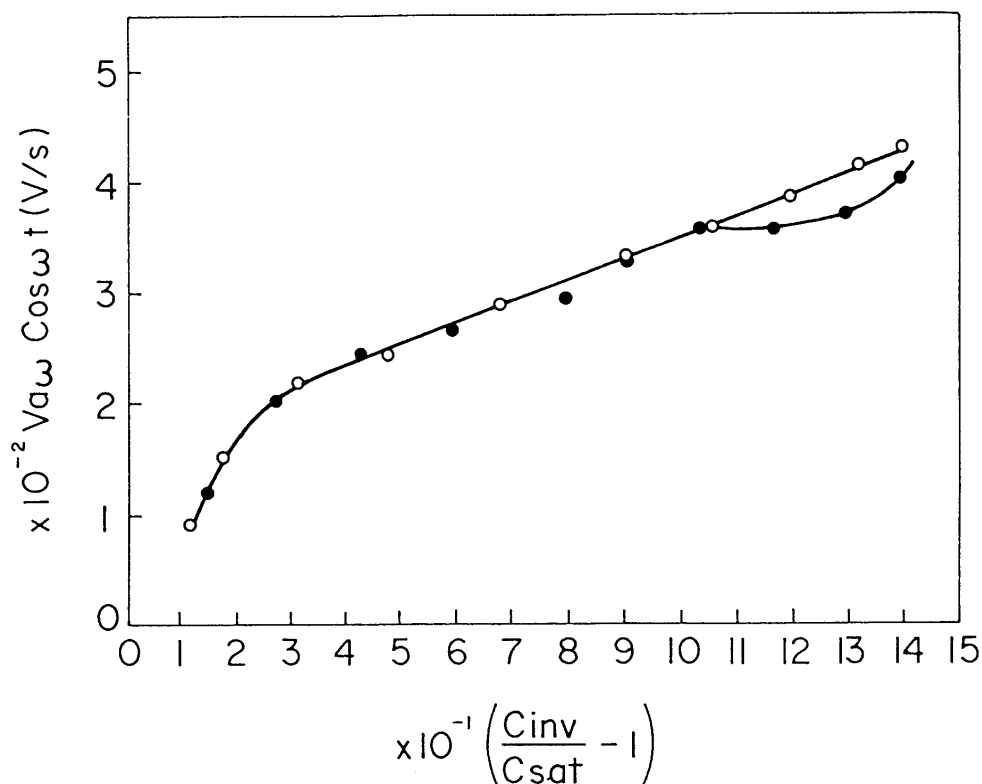


(a)



(b)

**Figura 5.1.4.** Características C-V de una estructura MOS obtenidas usando el método del barrido de voltaje senoidal (frecuencia constante ( $4\text{ mHz}$ ) y amplitud variable). (a) Barrido desde acumulación hacia inversión y (b) desde inversión hacia agotamiento profundo.

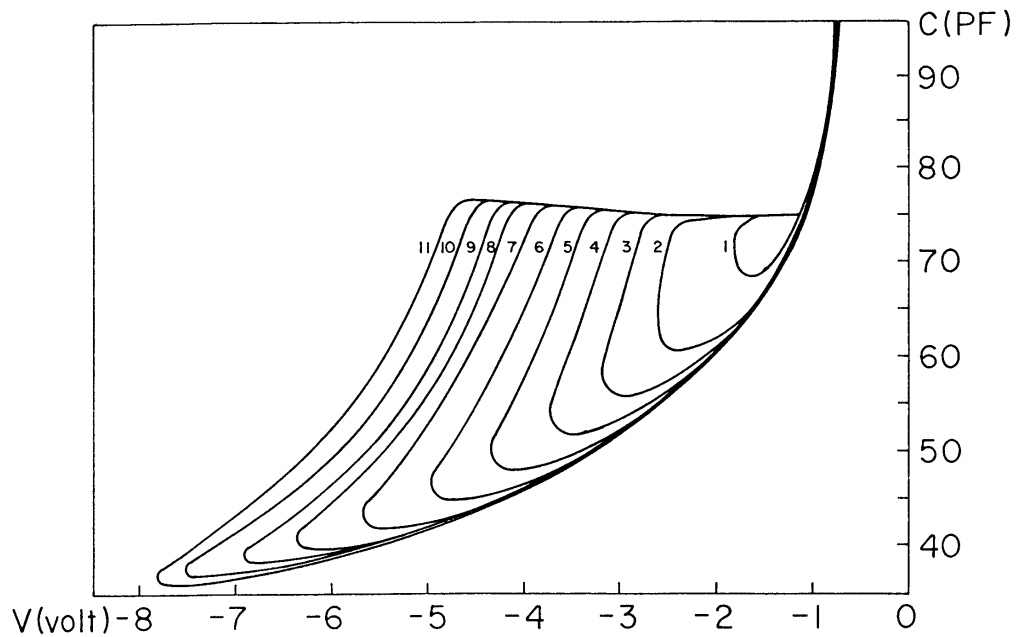


**Figura 5.1.5.** Curvas Zerst obtenidas de las curvas de la figura 5.1.4a y b.  $V_G(t=0) = 0$  Volts (acumulación como condición inicial ●) y  $V_G(t=0) = -1.5$  V (inversión como condición inicial ○).

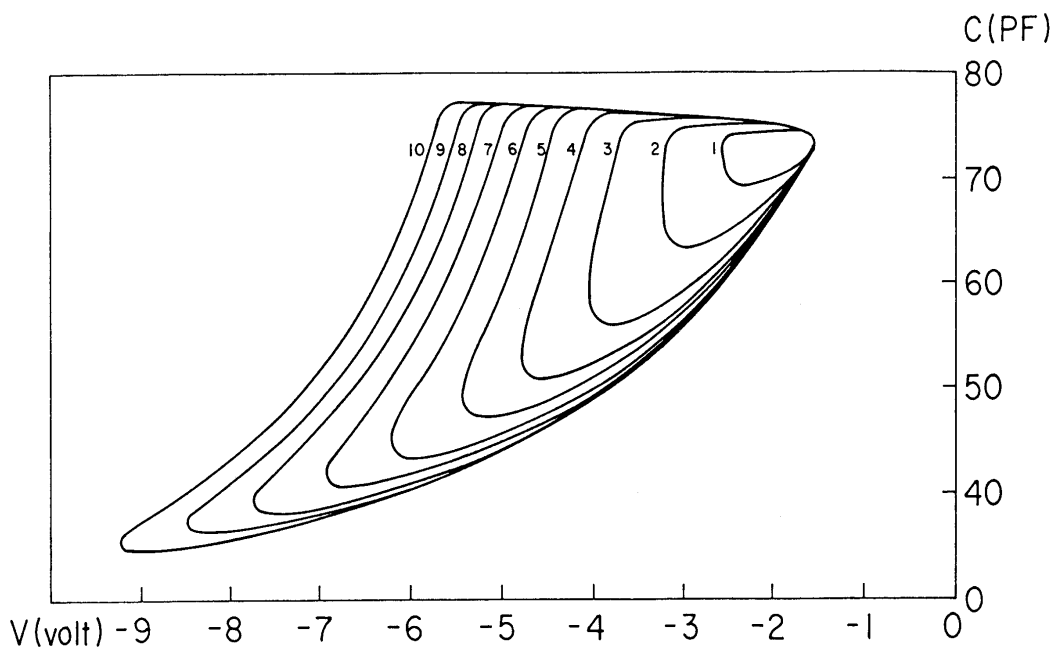
Por otro lado, cuando la condición inicial en la superficie es de inversión, la curva de generación, no muestra la deformación observada en el caso anterior. Esos resultados sugieren que la aparición del gancho en la curva Zerst, se debe a un dominio (relación) entre la generación superficial y la generación volumétrica.

Para determinar si esa relación existe, se realizaron medidas adicionales sobre estructuras MOS que tienen tiempos de vida de generación menores (usamos en este caso uno con  $\tau_g = 117 \mu s$ ), pero con una velocidad de generación superficial similar ( $S = 0.29$  cm/seg), lo cual significa que la densidad de trampas interfaciales son del mismo orden de magnitud en ambos capacitores MOS. En las figuras 5.1.6(a) y 5.1.6(b), se presentan curvas C-V en no-equilibrio realizadas bajo las dos condiciones iniciales de polarización mencionadas y las correspondientes curvas de generación, se muestran en la Fig. 5.1.7. Como puede

observarse de esa figura, independientemente de las condiciones iniciales en la superficie ninguna de las curvas Zerst presenta el gancho, esto significa que en este capacitor, el proceso dominante para la generación de portadores, es la generación volumétrica.

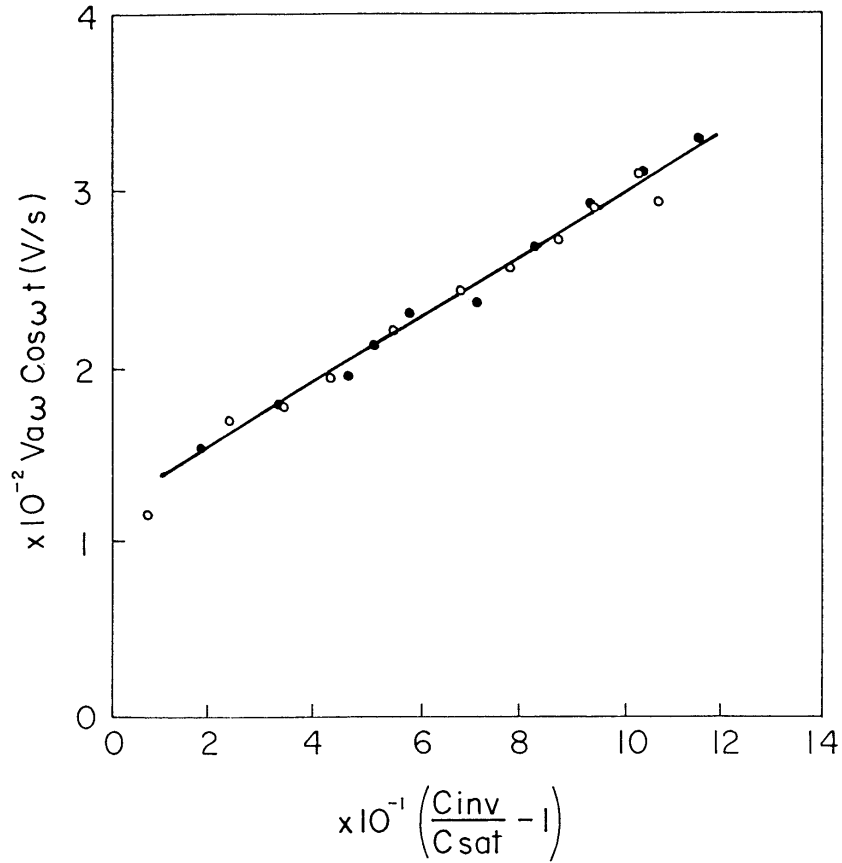


(a)



(b)

**Figura 5.1.6** Curvas experimentales C-V de una estructura MOS. Frecuencia constante ( $4\text{ MHz}$ ) y amplitud variable. (a) Acumulación como condición inicial. (b) Inversión como condición inicial



**Figura 5.1.7.** Curvas Zerst obtenidas de las curvas de la figura 5.1.6a y b.  $V_G(t=0) = 0$  Volts (acumulación como condición inicial ●) y  $V_G(t=0) = -1.5$  V (inversión como condición inicial ○).

Experimentos realizados sobre capacitores MOS con tiempos de vida de generación más bajos ( $\approx 10 \mu s$ ) muestran resultados similares. Esto se resume en que; cuando se tiene una razón de generación volumétrica alta, el proceso de generación es independiente de las condiciones iniciales en la superficie.

Los resultados anteriores indican que la presencia del gancho en las curvas de generación es debido a que la generación superficial domina en el proceso de relajación del dispositivo por lo que es posible estimar la densidad de las trampas interfaciales.

Despreciando el término de generación volumétrica en la ecuación (3.15), se obtiene;

$$S = \frac{RC_{ox}}{qn_i} \quad . \quad (5.1.1)$$

De las figuras 5.1.4(a) y 5.1.5, observamos que la máxima corriente de generación corresponde para una  $R = 0.04V/s$ . Substituyendo los valores de los parámetros en la ecuación (5.1.1), obtenemos  $S = 6.6cm/s$  y usando la siguiente ecuación;

$$S = \frac{\pi}{2} \sigma_{ns} v_{th} (kTD_{it}) \quad , \quad (5.1.2)$$

obtenemos el producto;

$$\sigma_{ns} D_{it} = 8.0 \times 10^{-6} (eV)^{-1} \quad . \quad (5.1.3)$$

Usualmente la sección transversal de captura para electrones de los estados interfaciales, están en el rango  $10^{-14} - 10^{-16} cm^2$  [39,40]. Si suponemos que este parámetro tiene un valor de  $10^{-16} cm^2$ , entonces de la ecuación (5.1.3) obtenemos que  $D_{it} = 8.0 \times 10^{10} cm^{-2} eV^{-1}$ . Esta densidad se encuentra entre el rango de valores reportados anteriormente y medidos con otros métodos[41].

## 5.2. Influencia de los Centros G-R sobre las curvas de Generación.

Uno de los principales efectos que causan no linealidad en la curvas Zerst, cuando se usan estructuras MOS para determinar el tiempo de vida de generación  $\tau_g$  y la velocidad de generación superficial  $S$ , es la generación apoyada por campo eléctrico. De acuerdo a la teoría propuesta [26,27,28], la relación entre la generación de portadores  $G$  y el ancho de la región desértica  $W$ , debe ser lineal. Sin embargo, esto no siempre se cumple y se presenta un incremento en la razón de generación cuando existen campos eléctricos altos en el dispositivo.

Existen en la literatura trabajos, los cuales tratan de explicar este fenómeno [42-45], sin embargo no hay una clara coincidencia entre los modelos usados.

En este trabajo se muestra que la no linealidad se explica con base al modelo unidimensional de Poole-Frenkel (PF) y que este efecto depende, además de la concentración de los defectos eléctricamente activos, de su naturaleza [46,47].

Se usaron capacitores MOS de las obleas “P”, “I”, “F”, “G” y “E” y se midieron eléctricamente con el uso de las técnicas;  $C-V$  con barrido de voltaje senoidal y la de pulso de voltaje, descritos en el capítulo 3 de este trabajo. Se encontró que cuando la muestra no tiene proceso de gettering, exhiben efecto Poole-Frenkel, lo cual coincide con resultados reportados anteriormente [48].

Los valores de los parámetros  $\tau_g$ ,  $S$ ,  $\tau_g(0)$  y  $\alpha_{exp}$ ; fueron encontrados mediante un ajuste numérico de los datos experimentales con la ecuación (2.35), la cual toma en cuenta la componente de generación superficial y es:

$$G(E) = \frac{n_i}{\tau_g(0)} \exp(\alpha\sqrt{E}) + \frac{Sn_i}{W - W_{inv}} \quad . \quad (5.2.1)$$

Estos valores se presentan en la tabla 5.2.1. En esta tabla, se puede observar que existe una desviación alta en el valor obtenido del factor de Poole-Frenkel, aún para una concentración

intermedia de defectos ( $\tau_g = 10\mu\text{s}$ ). Contrario a esto, para una concentración alta o intermedia de defectos, es posible que no se presente el efecto PF (tabla 5.2.2)

Muestra	$\tau_g [\mu\text{s}]$	$\tau_g (0) [\mu\text{s}]$	$\alpha_{exp} [\text{cm/V}]^{1/2}$	S [cm/s]
I1(1)	35.3	1200	0.0265	0.47
I1(2)	10.9	1200	0.0310	0.95
I1(3)	38.8	900	0.0236	0.38
I1(4)	31.4	980	0.0250	0.53
I1(5)	5.7	700	0.0320	8.50
I1(6)	8.2	250	0.0280	0.05
I1(7)	24.7	500	0.0225	0.40
I1(8)	7.8	350	0.0320	1.65
I1(9)	9.4	320	0.0265	1.30
I1(10)	22.3	800	0.0277	0.51
I1(11)	53.6	565	0.0170	0.68
P1(1)	22.1	1800	0.0250	0.40
P1(2)	32.3	500	0.0170	0.20
P1(3)	7.4	700	0.0250	5.00
P1(4)	2.3	1900	0.0350	15.0
P1(5)	32.6	465	0.0157	0.20
P1(6)	4.9	900	0.0350	1.00
P1(7)	23.5	1000	0.0230	0.40
F1(1)	1.1	65	0.0340	0.20
F1(2)	1.15	70	0.0350	3.40
F1(3)	2.55	80	0.0250	0.10
F1(4)	2.06	110	0.0300	0.60
F1(5)	4.94	150	0.0245	1.50
F1(6)	4.57	100	0.0230	0.23
F1(7)	4.31	90	0.0230	0.45
F1(8)	4.31	135	0.0245	1.60
F1(9)	5.65	170	0.0245	1.60

**Tabla 5.2.1.** Parámetros de interés, obtenidos de capacitores MOS que presentan efecto de Poole-Frenkel.

Muestra	$\tau_g$ [ $\mu$ s]	S [cm/s]
P6(4)	65.0	4.5
G20(8)	18.0	2.18
P2(5)	10.8	5.7
P5(5)	23.1	6.8
P2(6)	11.1	9.2
E4(5)	251.0	3.7
E4(6)	140	4.6
E4(7)	150	4.5
P3(10)	32.3	10.1

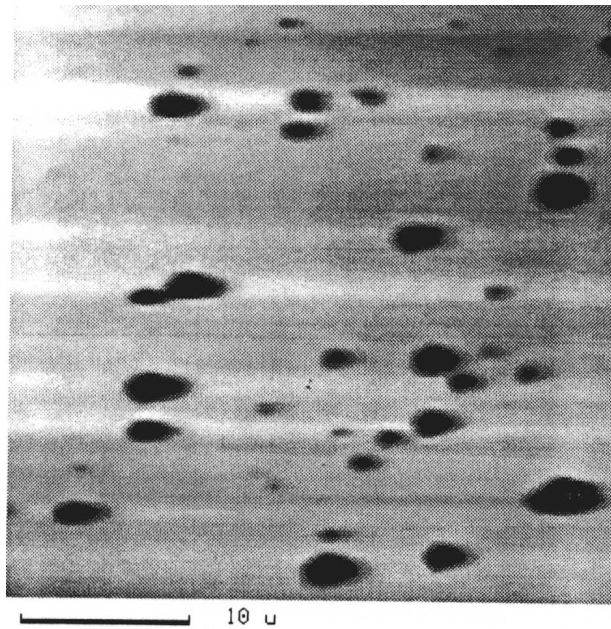
**Tabla 5.2.2.** Parámetros de interés de capacitores MOS que no presentan efecto de Poole-Frenkel

Un revelado químico sobre las obleas, mostró que la concentración de defectos es aproximadamente del mismo orden ( $2.5 \times 10^6$  def/cm<sup>2</sup>) para muestras que presentan efecto PF (oblea P1) (fig. 5.2.1(a)) y para muestras que no lo presentan (oblea P3) (fig. 5.2.1(b)). Esto hace pensar que, contrario a otros autores [43,44], el efecto de PF no depende en esencia de la concentración de defectos.

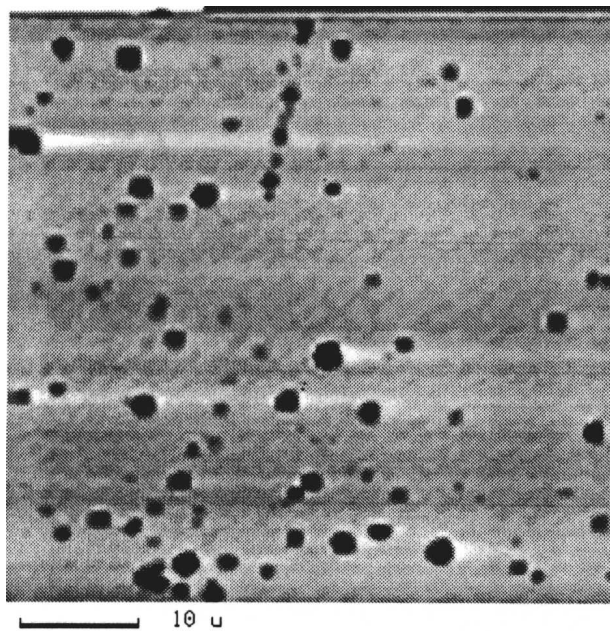
Si obtenemos de la tabla 5.2.1 los valores de  $\tau_g$ , y  $\tau_g(0)$  en función de  $\alpha_{exp}$  obtenemos las gráficas de las figuras 5.2.2, 5.2.3 y 5.2.4. En estas figuras, se puede observar que  $\tau_g$  para todos los grupos de obleas, se decrementa conforme el valor de  $\alpha_{exp}$  se incrementa, esto de acuerdo a la teoría unidimensional de PF (ecuación 2.26). Sin embargo,  $\tau_g(0)$  no tiene dependencia (muestras de la oblea I1) (fig. 5.2.2), es inversamente proporcional (muestras de la oblea F) (fig. 5.2.3) o es directamente proporcional (muestras de la oblea P) (fig. 5.2.4) con respecto a  $\alpha_{exp}$ ; por lo cual podemos decir que  $\tau_g(0)$  no guarda una relación explícita con  $\alpha_{exp}$ , contrario a lo esperado. Debido a que  $\alpha_{exp}$  depende directamente de la concentración de los defectos [44,46],  $N_T$ , y  $\tau_g(0)$  tiene una dependencia inversa, de acuerdo con

$$\tau_g(0) = \frac{1}{N_T \sigma_p v_{th}} \quad , \quad (5.2.2)$$

entonces, esperamos que  $\tau_g(0)$  sea inversamente proporcional a  $\alpha_{exp}$ , lo que de acuerdo a las figuras 5.2.2 y 5.2.4 no sucede.

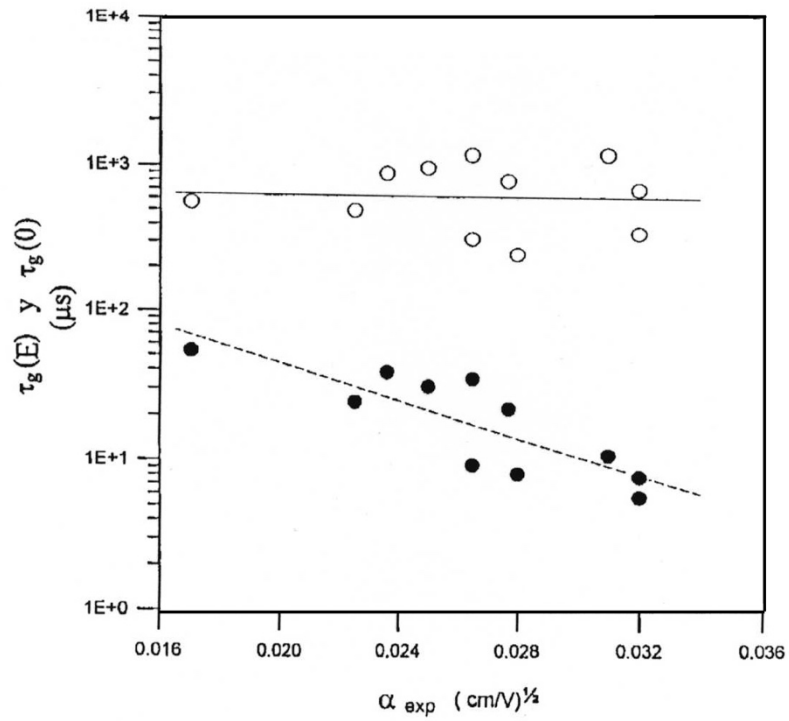


(a)

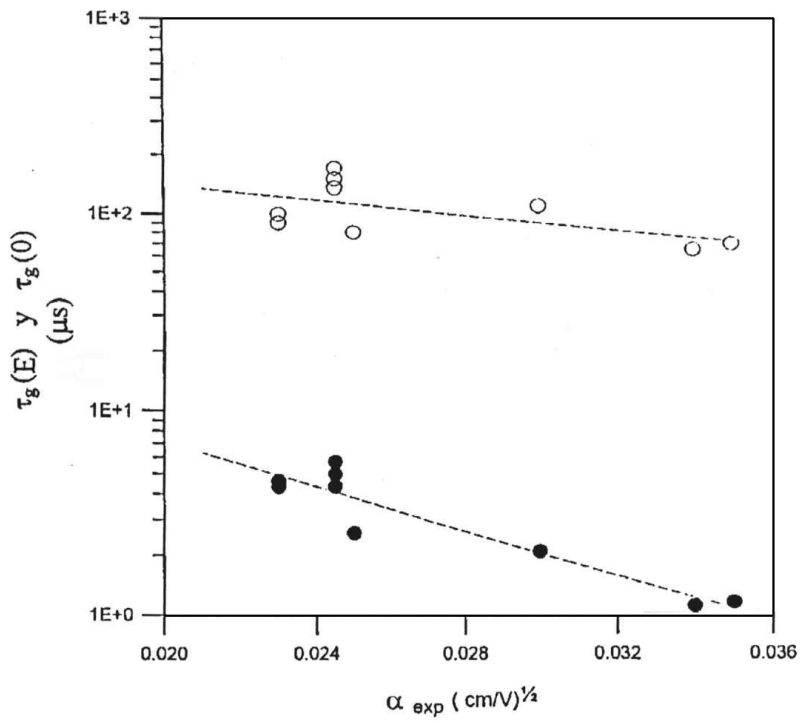


(b)

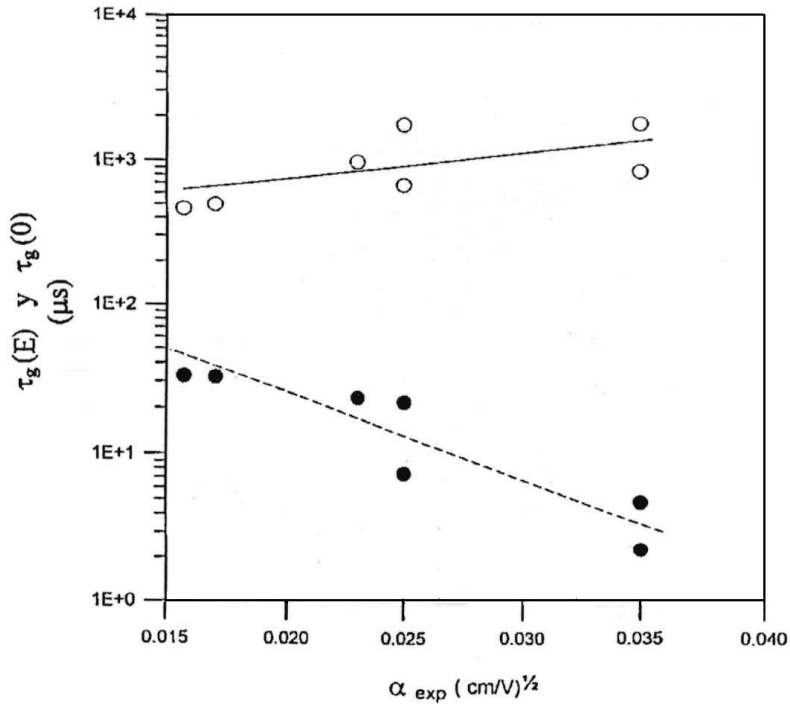
**Figura 5.2.1** Fotografías que muestran la densidad de defectos para; (a) un capacitor que muestra generación apoyada por campo eléctrico de la oblea P1 y (b) un capacitor con generación constante en la RCE, de la oblea P3.



**Figura 5.2.2.** Comportamiento del tiempo de vida de generación  $\tau_g(\bullet)$  y  $\tau_g(0)$  (o), en función del factor de PF,  $\alpha_{\text{exp}}$  (capacitores de la obla II) [46,47].



**Figura 5.2.3.** Comportamiento del tiempo de vida de generación  $\tau_g(\bullet)$  y  $\tau_g(0)$  (o), en función del factor de PF,  $\alpha_{\text{exp}}$  (capacitores de la obla F1) [46,47].



**Figura 5.2.4.** Comportamiento del tiempo de vida de generación  $\tau_g(\bullet)$  y  $\tau_g(0)$  (o), en función del factor de PF,  $\alpha_{exp}$  (capacitores de la oblea P1) [46,47].

Estos resultados nos sugieren que si la desviación del valor teórico del valor experimental de PF, se debe a la existencia de campos eléctricos locales en la vecindad de los defectos, estos no solo dependen de la concentración de ellos, sino que también deben depender de su naturaleza [46,47].

Estudios realizados usando la técnica DLTS, muestran que para capacitores MOS que exhiben el efecto PF (capacitores de oblea P1), se tiene un nivel de energía dentro de la banda prohibida de  $E_c - 0.457$ , nivel de energía introducido por dislocaciones decoradas con defectos [44]. Para muestras que no exhiben este efecto (capacitores de la oblea P4), se tiene un nivel de energía dentro de la banda prohibida de  $E_c - 0.354 eV$ , que por comparación con [49], corresponde al nivel de energía introducido por dislocaciones limpias, quienes controlan el tiempo de vida efectivo en estas muestras. Estos resultados coinciden con los de algunos autores, quienes muestran que el efecto del incremento en la decoración de los defectos extendidos por impurezas metálicas; es un corrimiento del nivel hacia la mitad de la banda prohibida [50,51].

## 5.3 Caracterización Eléctrica y Óptica de Silicio con Fallas de Apilamiento Inducidas por Oxidación.

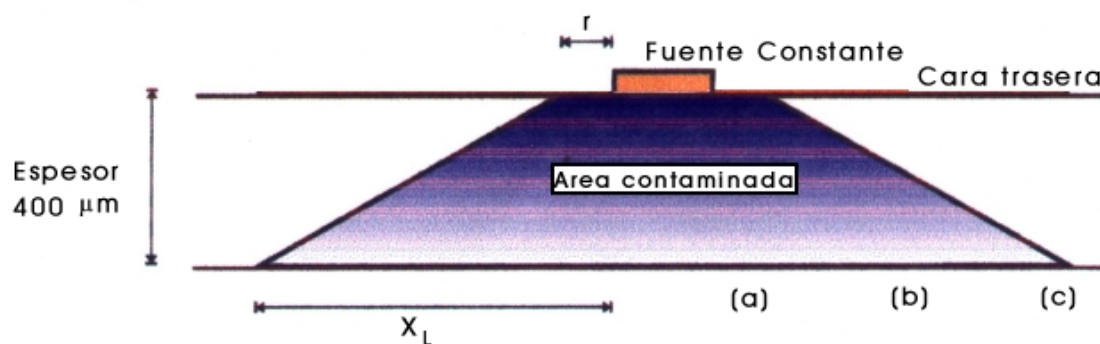
Medidas de fotoluminiscencia realizadas sobre las muestras que tienen centros coulombianos debido a los defectos decorados, nos dieron picos situados alrededor de  $1.54\mu\text{m}$ . La longitud de onda de estos, está en el rango de aplicación para comunicación por fibra óptica.

Con el fin de conocer la relación que existe entre la naturaleza de los defectos y la aparición de los picos mencionados, se realizó este experimento.

Se generaron mediante oxidación térmica fallas de apilamiento con longitudes entre  $3$  y  $72\mu\text{m}$ . Esto se realizó mediante muestras que se oxidaron a  $1000^\circ\text{C}$  en ambiente húmedo durante tiempos de  $1$  a  $8$  horas, con pasos de  $1$  hora, posteriormente, cada oblea se dividió en tres partes y se les dio un tratamiento térmico en ambiente de nitrógeno a temperatura de  $900^\circ\text{C}$ .

Unas muestras con estas fallas de apilamiento, fueron decoradas con cobre y cromo. En las tablas 4.2 y 4.3 se muestran los procesos tecnológicos. Para este experimento, la contaminación se realizó de una forma localizada, con el fin de que existiera diferente concentración de metal en diferentes partes de la muestra de silicio. De acuerdo a la teoría de difusión [52,53], los átomos tienen diferente coeficiente de difusión dependiendo de la orientación cristalina, así la orientación menos densa será en la dirección  $(100)$ , lo cual hace que la difusión sea más rápida en esta dirección que en otras.

El efecto que esto causa, es que se formará un cono de contaminación como se ilustra en la figura 5.3.1. Los átomos de cobre tienen una alta difusividad ( $2 \times 10^{-5} \text{ cm}^2/\text{seg}$  a  $T=1050^\circ\text{C}$ ) en silicio, tal que estos llegan a la parte frontal rápidamente sobre la dirección  $\langle 100 \rangle$  y que será la parte mas contaminada. Por lo tanto es de esperarse que existan zonas perfectamente localizadas donde las fallas de apilamiento están decoradas con mayor o menor grado, esperando en las regiones del centro de la base del cono, precipitación de metal debido a que el cobre tiene una alta solubilidad ( $4 \times 10^{17} \text{ cm}^3$  a  $T=1050^\circ\text{C}$ ) en silicio.



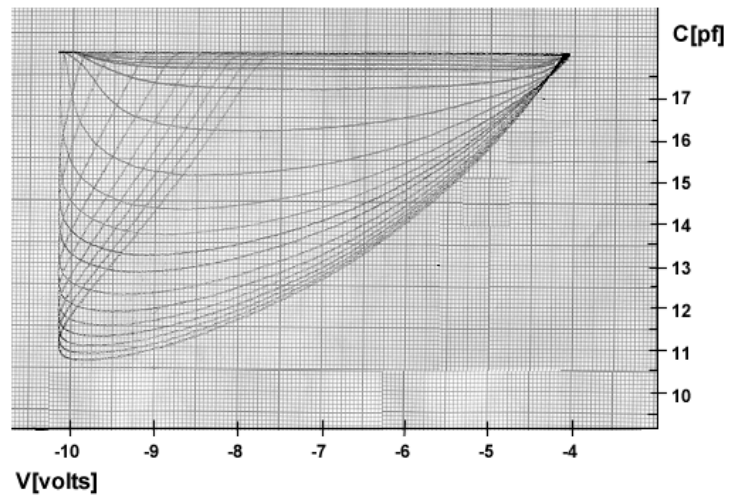
**Figura 5.3.1.** Cono de difusión que forman las impurezas, posterior a la distribución.

## CARACTERIZACION ELECTRICA.

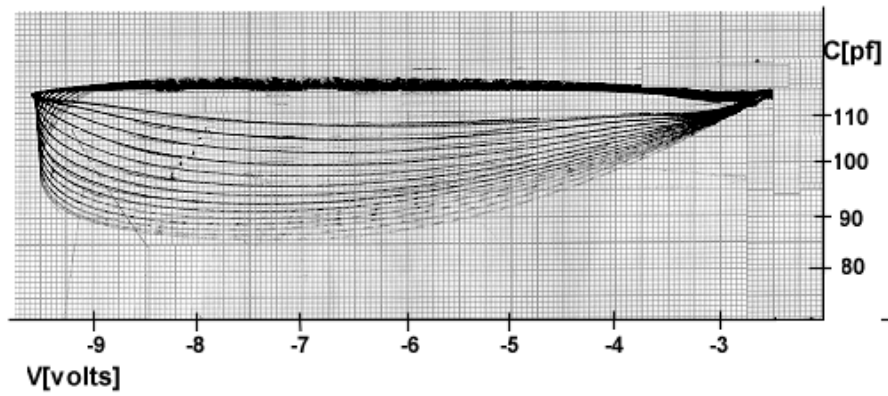
Para caracterizar las muestras, se fabricaron en ellas capacitores MOS (capítulo 4). Posteriormente, usando el método de barrido senoidal de voltaje, se obtuvieron las curvas C-V de no-equilibrio (fig. 5.3.2). A partir de estas se obtuvieron las curvas de generación. Se encontró que únicamente la muestra SF48, OSFCr y OSFCu, presentaron un incremento en la razón de generación en la región de campo eléctrico aplicado alto. Este incremento de acuerdo a secciones anteriores se debe a generación apoyada por campo eléctrico (figura 5.3.3).

Cabe mencionar que los capacitores medidos de las obleas OSFCu y OSFCr, su posición correspondía a la orilla de las obleas. Los capacitores del centro de las muestras, tuvieron un tiempo de recuperación  $t_f$  (tiempo en el que el dispositivo alcanza el equilibrio después de aplicar el pulso de voltaje), tan corto que no sirvieron para determinar los parámetros requeridos.

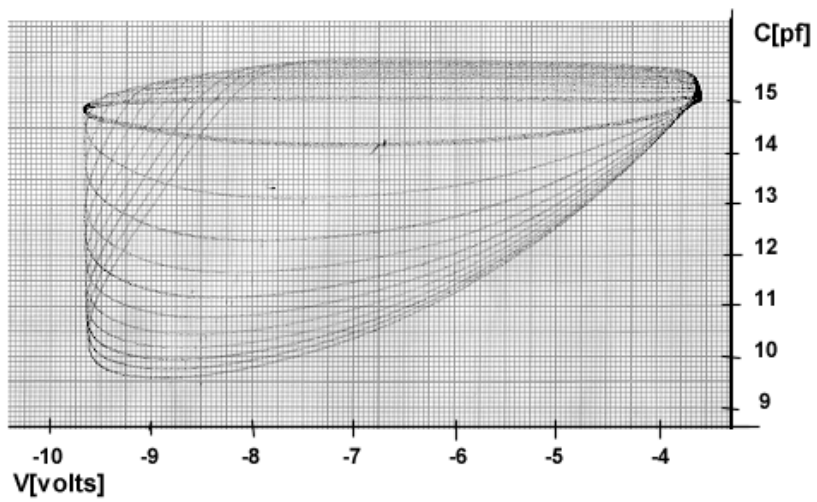
Este efecto es el esperado, pues de acuerdo con lo encontrado en la sección anterior, esperamos que los defectos decorados con metales sean los responsables de la introducción de los centros coulombicos. Las demás muestras aunque contienen defectos extendidos no están decorados, y no introducen ese tipo de centros G-R, sino que el tiempo de vida se controla desde centros no-coulombianos.



(a)

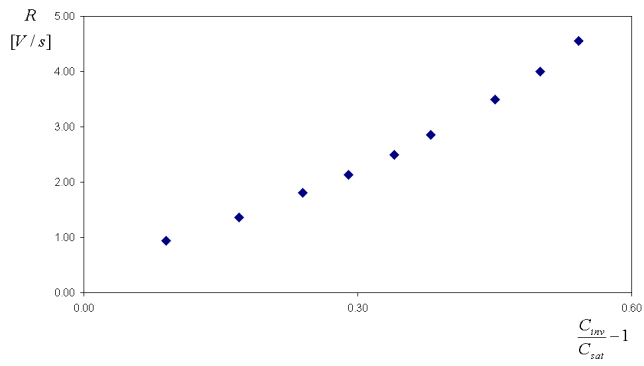


(b)

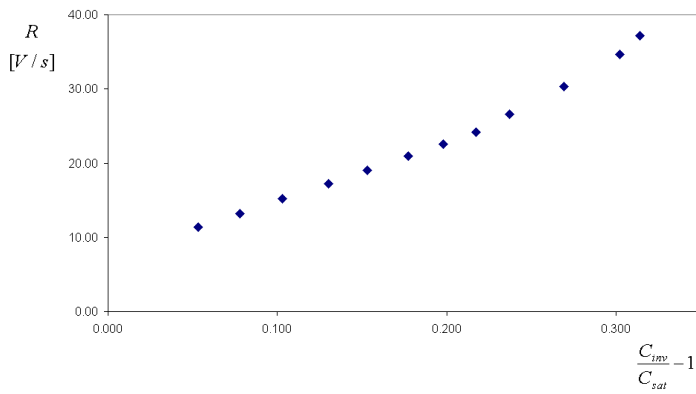


(c)

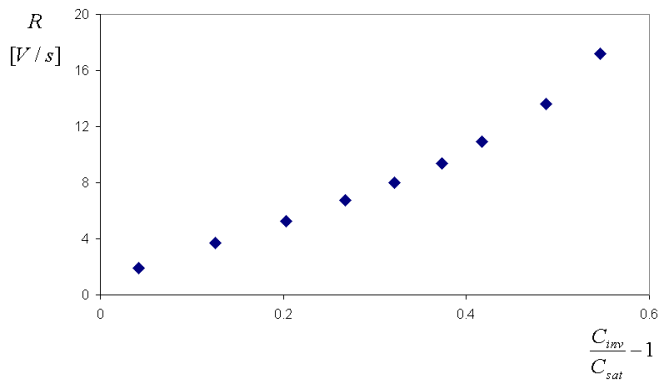
Figura 5.3.2. Curvas C-V de no-equilibrio de un capacitor MOS de la oblea (a)SF48, (b)OSFCu y (c)OSFCr.



(a)



(b)



(c)

**Figura 5.3.3.** Curva de generación obtenidas a partir de las curvas C-V de la fig. 5.3.2, para el capacitor MOS de la oblea (a)SF48, (b)OSFCu y (c)OSFcr.

## CARACTERIZACION OPTICA.

Posterior a la caracterización eléctrica, se procedió a eliminar la compuerta y el óxido de las estructuras MOS, para caracterizarlas ópticamente. Esta caracterización se realizó con base en la obtención de los espectros fotoluminiscentes de las muestras.

**Muestras P.** Para propósitos de comparación se obtuvieron los espectros de fotoluminiscencia de las muestras P\*, los mismos que no mostraron los picos D1-D4 correspondientes a los esperados para muestras con dislocaciones. En la figura 5.3.4 se presenta el espectro de fotoluminiscencia correspondiente a una muestra de la serie P. En este espectro podemos observar líneas de emisión, mismas que se resumen en la tabla 5.3.1.

Pico	$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	E (eV)	$E_g\text{-}h\nu$ (meV)
A		1.1383	31.5
B	1.0811	1.1212	48.5
C	1.1057	1.0990	70.8
D	1.1280	1.0821	87.8
E	1.1457	1.0362	133.6
F	1.1964	1.0185	151.3
	1.2171		

**Tabla 5.3.1.** Posición de las líneas de fotoluminiscencia para muestras de la serie P

En la figura 5.3.4, observamos las siguientes líneas de emisión: línea (a) la cual esta relacionada con la impureza de fósforo, donde la transición radiativa no incluye un fonón [60], las líneas (b), (c) y (d) corresponde al espectro típico de una muestra libre de defectos. Las líneas (e) y (f) se asocian con las líneas D, particularmente la línea (f) está asociada con OSF's y se conoce como línea D6, la posición de este pico en el espectro de FL varía entre 1.007 y 1.032 eV [6]. En este espectro no se observaron los picos D1- D4 a pesar de contener una alta concentración de etch pits  $\approx 10^6\text{cm}^{-2}$  (huellas dejadas por OSF's despues del revelado químico de los defectos, el número de estos da el número de aglomerados de autointersticiales ) sobre la superficie de la muestra (figura 5.3.5).

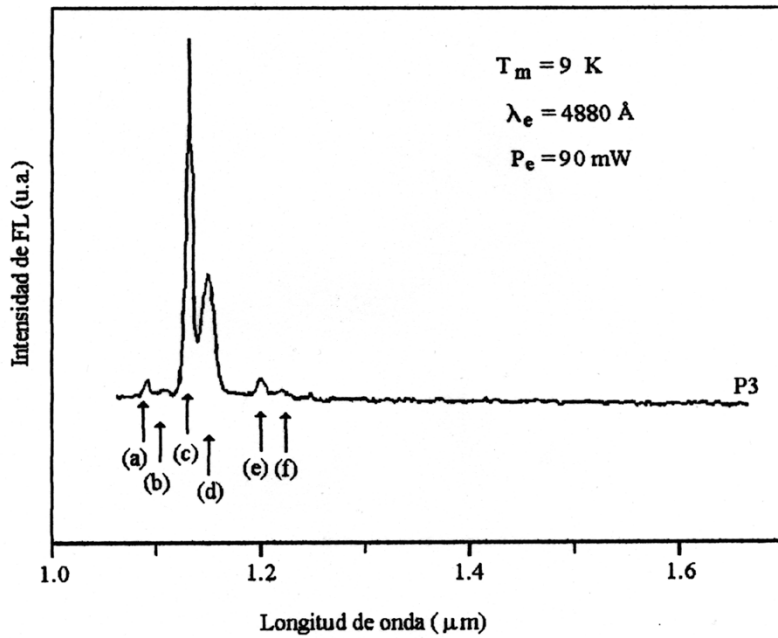


Figura 5.3.4. Espectro de Fotoluminiscencia encontrado en la muestra P3.

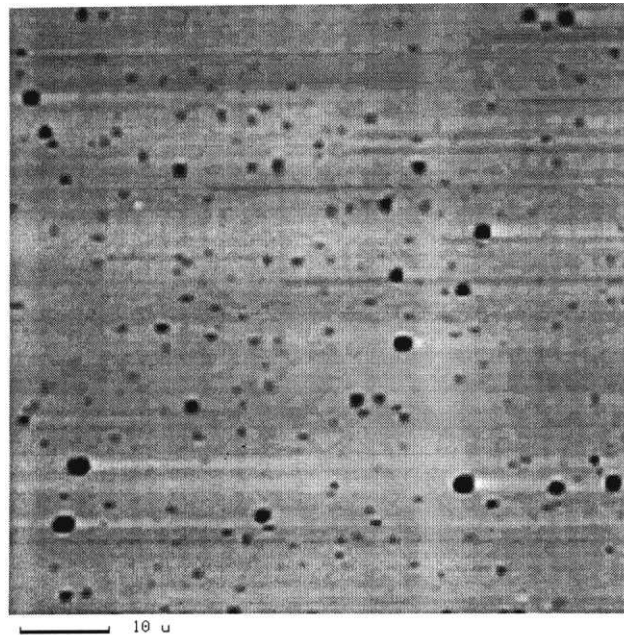
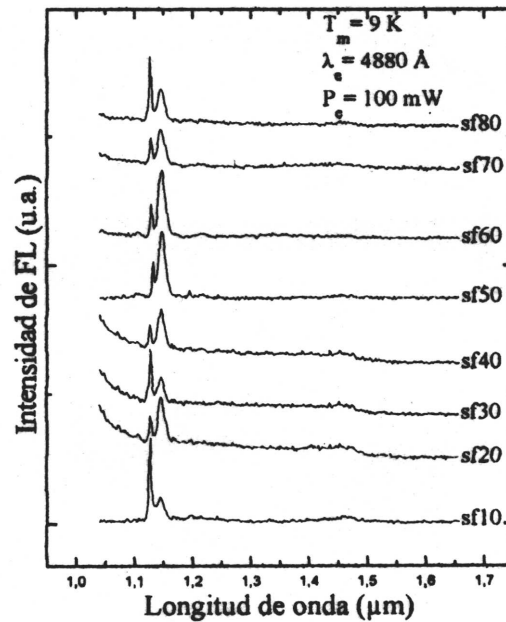


Figura 5.3.5. Fotografía de la superficie del silicio de la muestra P3, posterior al revelado químico.

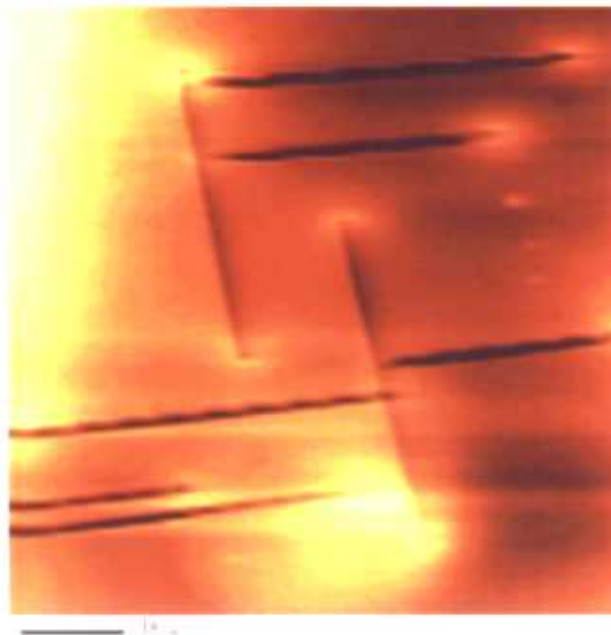
**Muestras con OSF's.** En la figura 5.3.6 se presentan los espectros de FL obtenidos de las muestras que contienen fallas de apilamiento en el rango de 8 a 62μm de longitud

\* Los detalles tecnológicos de preparación se dan en el cap. 4.

[55]. La figura 5.3.7 contiene una fotografía donde se observa la morfología superficial, de una muestra de silicio con este tipo de defecto, obtenida con un microscopio de fuerza atómica.



**Figura 5.3.6.** Espectro típico de FL de las muestras SF10-SF80, con fallas de apilamiento que se encuentran en el rango de 8 a 62μm, de longitud.



**Figura 5.3.7.** Fotografía de una muestra con OSF's, revelados químicamente.

Como puede observarse en la figura 5.3.6, los espectros FL solo presentan los picos correspondientes a FE y BE. Sin embargo los picos D1 y D2 correspondientes a muestras con alta densidad de fallas de apilamiento no se observan. El hecho de no observar los picos D, puede estar ligado a que existen impurezas asociadas con las dislocaciones parciales, bien como precipitados o como aglomerados, los cuales hacen que estos picos no sean observables. En otras palabras, el no observar los picos nos sugiere que existe contaminación metálica, misma que incrementa la actividad eléctrica de los OSF's [2]. Esto ha sido observado con muestras que contiene dislocaciones decoradas [56].

A medida que se incrementa la decoración en los OSF's, se incrementa la actividad eléctrica de los centros asociados, lo cual provoca que existan trayectorias de recombinación no radiativas. Esta actividad eléctrica decrece cuando el metal sale de la dislocación o empieza a precipitar [57]. Esto implica que cuando existe un bajo nivel de decoración, la intensidad de los picos D1 y D2 se debe incrementar [58]. Sin embargo en esta muestras se observa que la intensidad de los picos es demasiado baja (no observable), lo cual nos sugiere que existe precipitación de metales en las dislocaciones. Lahiji y otros [50] demostraron que solo cuando se tiene una concentración baja de metal y no existan como precipitados o aglomerados en los defectos, estos se asocian con los defectos extendidos produciendo centros efectivos de generación-recombinación. La posible salida de un metal, o bien la reducción del nivel de decoración, puede observarse con la evolución de los espectros cuando se aplica un recocido en las muestras en ambiente inerte (como nitrógeno).

En la figura 5.3.8 se observa el espectro para la muestra SF48 (cuatro horas de oxidación que corresponde a una longitud de  $35\mu\text{m}$  de los OSF's, y ocho horas de recocido en nitrógeno). En esta figura, se presentan los picos FE y BE, pero además dos picos adicionales, D1 y D4, mismos que no se observan en otros espectros sujetos a cuatro horas de recocido (fig. 5.3.9). Este resultado puede explicarse debido al hecho de que los "enlaces sueltos" a lo largo del núcleo de la dislocación, con el recocido en nitrógeno se reconstruyen o bien se ligan con otros átomos, los cuales pueden causar una distorsión severa a lo largo del núcleo de la dislocación, y que pueden ser los causantes de la aparición de la FL observada. Esta dependencia del espectro de FL con la morfología de la dislocación en el cristal, puede sugerir que la FL está probablemente relacionada con

“kings” y/o “jogs” en las dislocaciones [59]. La temperatura de recocido a la cual se sometió la muestra (800°C), no afectó considerablemente la longitud de los OSF's [7,60], pero si, pudo causar la reconstrucción de los enlaces y/o causar las distorsiones en la red necesarias para la aparición de los picos observados en la figura 5.3.8, condiciones que no se alcanzaron, por ejemplo, con cuatro horas de recocido en nitrógeno (figura 5.3.9).

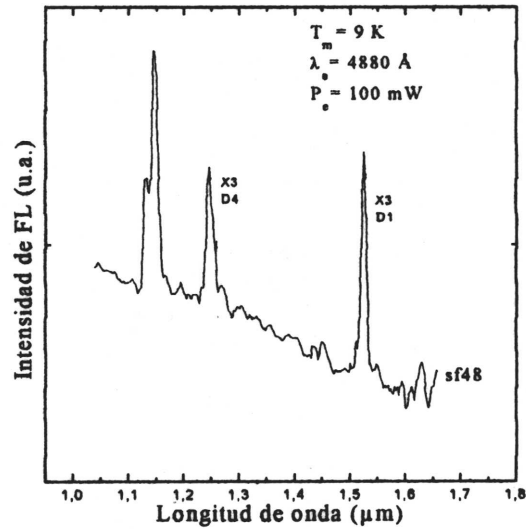


Figura 5.3.8. Espectro de FL de la muestra SF48.

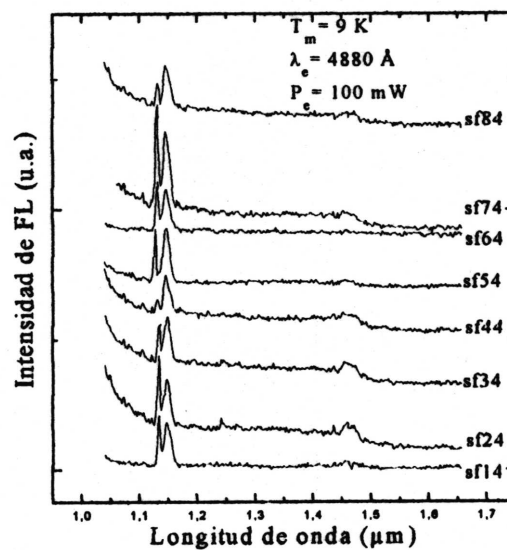
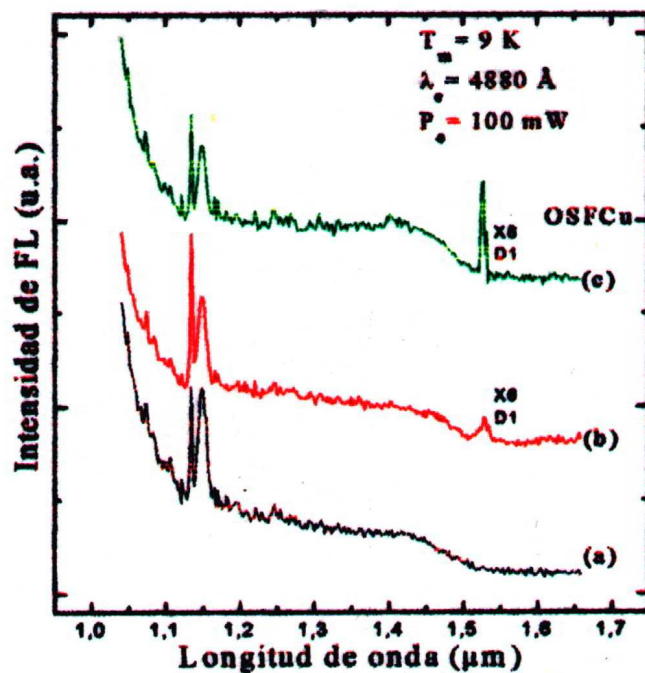


Figura 5.3.9 Espectro de FL de las muestras SF14-SF84, cuatro horas de recocido en ambiente de nitrógeno.

**Muestras con impurezas metálicas.** Para observar el efecto de las precipitaciones metálicas en las dislocaciones sobre los espectros FL, se eliminó la compuerta y óxido de las muestras OSFCry OSFCu y se procedió a obtener su espectro fotoluminiscente. Los espectros de FL para las muestras con OSFs decoradas con cobre se presentan en la figura 5.3.10. Estos espectros fueron tomados en diferentes lugares de la muestra de silicio, desde el centro de la base (a) hacia la orilla (b) y (c). Podemos observar que aparecen los picos D1. Estos picos solo pueden ser observados en las medidas tomadas en la periferia de la base del cono de difusión que formaron las impurezas metálicas; donde existe baja concentración de metal en las dislocaciones parciales de las OSF's.



**Figura 5.3.10.** Espectro de FL de la muestra OSFCu, fallas de apilamiento decoradas con cobre.

El hecho de no aparecer los picos D1 y D2 en los otros espectros y/o que estos sean muy pequeños, esta relacionado al hecho de que exista mayor cantidad de decoración de los defectos, lo que aumenta la probabilidad de la introducción de metal en el campo de tensión, y esto produce centros eléctricamente activos que provocan trayectorias de recombinación no radiativas. Una menor cantidad de átomos metálicos, o sea un menos grado de decoración tenderá a incrementar la intensidad de los picos, como se observa en la

figura 5.3.10. Aunque los tiempos de generación, medidos de estructuras MOS realizadas sobre estas muestras, son pequeños ( $2\mu\text{s}$ ), indicando una gran cantidad de centros G-R no radiativos, fue posible observar las transiciones D1, probablemente debido a que el metal se está asociando o colocando en sitios de la dislocación diferentes a aquellos que producen centros G-R no radiativos.

En este caso y a diferencia de los experimentos anteriores, la oblea no se sometió a recocido en nitrógeno, por lo cual no se espera la reconstrucción de enlaces ni la salida de algún metal de núcleo de la dislocación. En este caso, el metal en cierta concentración podría asociarse con los enlaces sueltos a lo largo del núcleo o bien introduciéndose en los campos de deformación, causando distorsión severa en la red y causar los centros que provocan la aparición de los picos D1.

Las condiciones en longitud de las dislocaciones parciales no son las mismas que en el caso anterior ( $35\mu\text{m}$ ), sino que son más pequeñas en este caso, lo cual puede causar que la intensidad sea menor. Una adecuada condición de longitud de los OSF's podría incrementar la eficiencia de los centros e incrementar la intensidad de los picos D1, D2 y D4. En este caso, tampoco se efectuó el recocido en nitrógeno para observar la evolución de los espectros, lo cual puede también incrementar la intensidad de los picos asociados. Desde luego, el tipo de metal afecta en diferente forma la generación de centros radiativos.

En la figura 5.3.11 se presentan los espectros correspondientes a fallas de apilamiento contaminadas con cromo. Nuevamente en esta figura (a), (b) y (c) representan los espectros tomados en tres lugares diferentes de la base del cono de contaminación. En estos espectros, particularmente en la medida del centro del cono, se observa una menor intensidad del pico D1. Las condiciones de oxidación y contaminación fueron las mismas que en el caso anterior.

Como quiera que sea, la evidencia de la contaminación del cobre y cromo, de las fallas de apilamiento, afecta en la aparición de los picos D en silicio. El hecho de que se observan los picos mencionados, puede ser debido a que al incorporarse los átomos de cobre y cromo se están asociando con impurezas como fósforo y oxígeno, que se encuentran en las muestras usadas y que normalmente no causan los picos D [7], y que en este estado, reducen los centros no radiativos, favoreciendo las transiciones que provocan a D1.

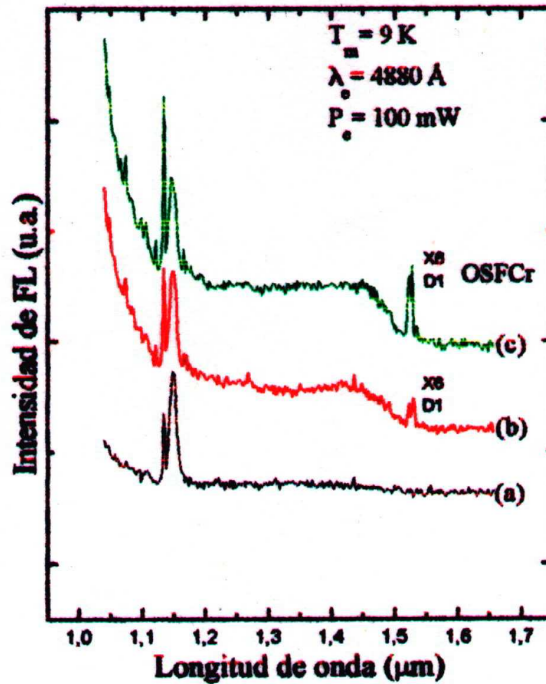


Figura 5.3.11. Espectro de FL de la muestra OSFCr, fallas de apilamiento decoradas con cromo.

Estas asociaciones cobre o cromo-impureza pueden estar colocadas a lo largo del núcleo de la dislocación asociada con los enlaces sueltos, o bien, como se mencionó anteriormente, algunos átomos de metal pueden estar causando sustituciones impureza-enlace suelto, por metal-enlace lo cual genera los centros mencionados. Estas asociaciones metal-impureza-enlace, o bien metal-enlace, aunado a la condición de longitud óptima de los OSFs, pueden causar la aparición y/o incremento de los picos D en silicio con defectos extendidos.

# 5.4 APLICACIONES

## 5.4a Caracterización de Películas Epitaxiales de Silicio sobre Silicio.

En los últimos años se han incrementado las investigaciones sobre materiales semiconductores, los cuales se han obtenido por medio de técnicas epitaxiales. El objetivo de esto, es el desarrollo de nuevos dispositivos electrónicos y optoelectrónicos.

Las capas obtenidas por esos métodos pueden tener gran cantidad de defectos, los cuales influirán negativamente sobre los dispositivos fabricados, por ello es necesario contar con técnicas para caracterizar dichas películas semiconductoras. Por otro lado, las películas epitaxiales de silicio sobre silicio, se siguen usando para fabricar gran cantidad de circuitos y dispositivos microelectrónicos, y el contar con técnicas de medición para detectar películas de mala calidad es fundamental.

En este trabajo se presenta una aplicación de los resultados obtenidos anteriormente para caracterizar películas epitaxiales.

Usando los métodos de pulso de voltaje y de barrido de voltaje senoidal, se obtuvieron las curvas Zerst para todos los capacitores MOS de todas las obleas epitaxiales (10 por oblea, correspondiente al radio de la oblea). Estas mediciones se hicieron con un voltaje inicial aplicado correspondiente al voltaje de inversión, con el fin de eliminar los efectos superficiales [33].

Todas las curvas de generación presentaron la no linealidad en la región de campo eléctrico alto aplicado, aun las obleas tratadas con gettering, a diferencia de las muestras crecidas masivamente [54] (fig. 5.4.1). Tomando en cuenta los resultados obtenidos en la sección 5.2, este efecto se debe a generación de portadores apoyada por campo eléctrico, lo cual se mostrará a lo largo de esta sección.

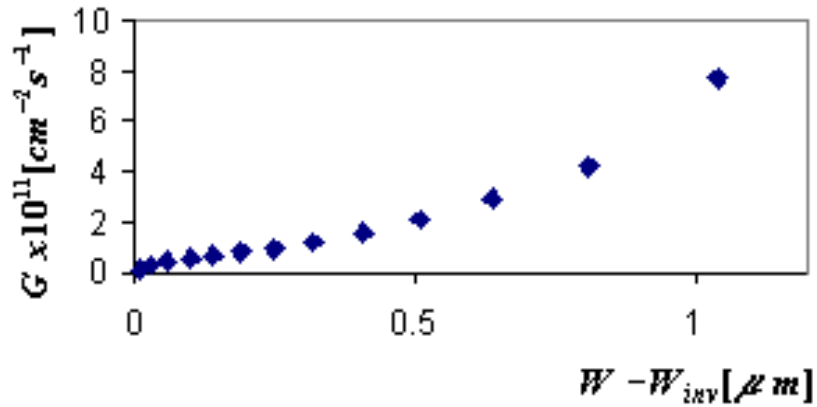


Figura 5.4.1. Curva de generación para un capacitor MOS de la oblea EPI7.

De las curvas de generación, se obtuvieron los valores de  $\tau_g$  y  $E_{max}$  y posteriormente el valor de  $\alpha_{exp}$ .

De acuerdo a algunos autores [49,50], el valor de  $\tau_g$  es proporcional a la concentración de los defectos, por esta razón es posible conocer su distribución en la oblea con película epitaxial. Para esto graficamos  $\tau_g$  vs la posición del capacitor MOS (la posición 10 se ubica en el centro de la oblea y la posición 1 en la orilla de la misma). El comportamiento fue similar en todas las obleas y se presenta uno de ellos en la figura 5.4.2(a).

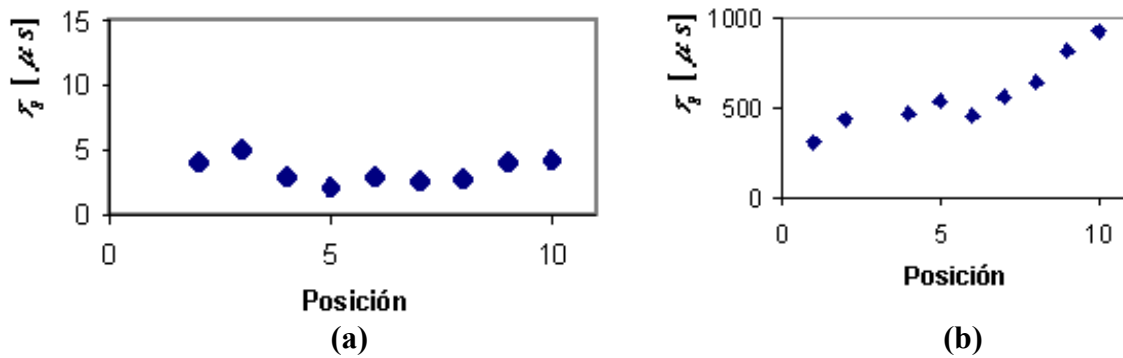


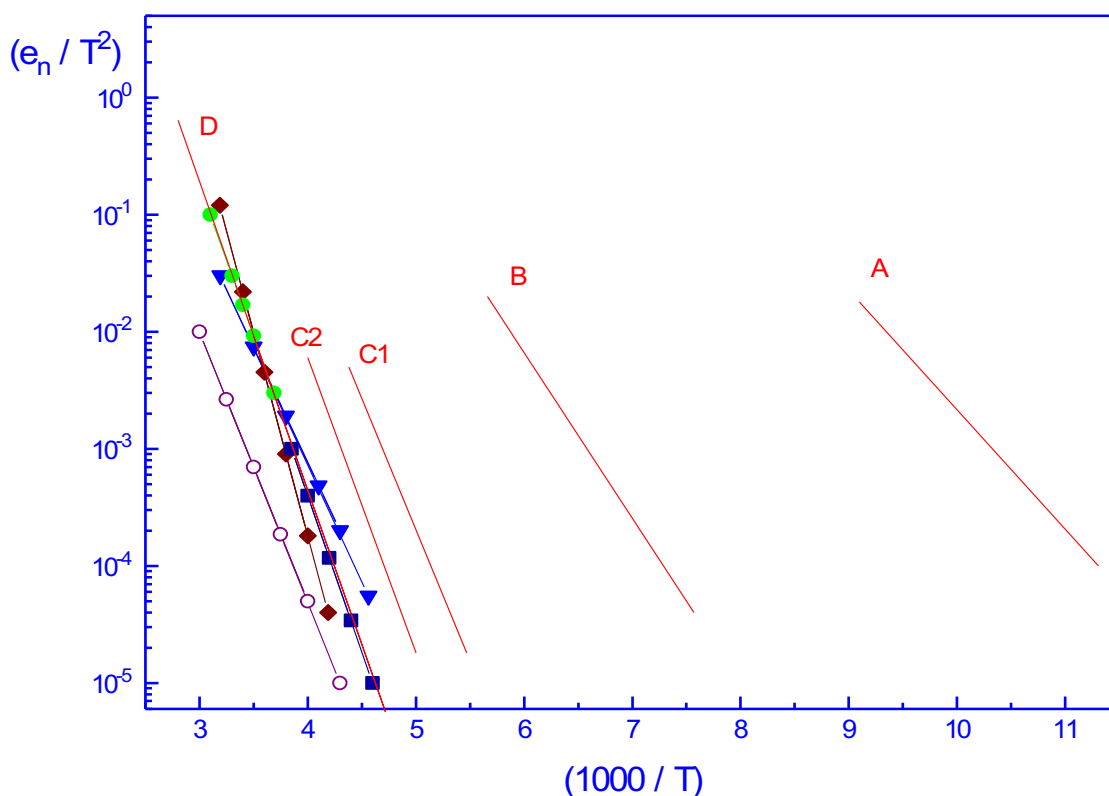
Figura 5.4.2. Comportamiento del tiempo de vida de generación en (a) oblea EPI6, (b) oblea H6.

En esta figura, se observa que el valor de  $\tau_g$  es casi constante a lo largo de la oblea, lo cual significa que la distribución de impurezas en la película epitaxial es uniforme. Este

resultado diverge en comparación con obleas crecidas por Czochralski, en las cuales la concentración de defectos es mayor en las orillas de la oblea que en el centro (fig. 5.4.2(b)).

Normalmente, las impurezas presentes en las obleas epitaxiales son los metales de transición. Este tipo de átomos se introducen durante el proceso de crecimiento epitaxial y es el responsable de formación de microdefectos en el silicio epitaxial [67].

Las energías de activación asociadas a las imperfecciones y determinada por la técnica DLTS [68], aplicada sobre los dispositivos MOS, estuvieron en el rango de  $E_c-0.50$  a  $E_c-0.54$  eV. Una comparación con los resultados obtenidos por Omling [55] encontrados sobre silicio deformado plásticamente muestra, que tanto la energía de activación (0.52-0.68 eV) como la gráfica de Arrhenius coinciden y corresponden a la asociadas con defectos extendidos decorados con metales (fig. 5.4.3).



**Fig. 5.4.3.** Gráficas de Arrhenius para las muestras con PF (O, ♦ ▽ □), comparadas con las obtenidas por Omling [55] (—).

Para conocer la concentración de defectos eléctricamente activos (numero de centros G-R efectivos  $N_{Tact}$ ), se usó la siguiente relación

$$\tau_g = 1 / N_{Tact} \sigma_p v_{th} \quad , \quad (5.4.1)$$

donde  $\tau_g$  es el tiempo de vida efectivo tomado como el promedio para cada oblea (tabla 5.4.1),  $v_{th}$  la velocidad térmica y  $\sigma_p$  la sección transversal de captura para huecos. Tomando como variable a  $N_{Tact}$ , se procedió a obtener un valor próximo de  $\sigma_p$  para cada oblea. El calculo realizado fue el siguiente:

Oblea	$E_{max}$ [V/cm]	$\alpha_{exp}[\text{cm/V}]^{1/2}$	$E_{loc}$ [V/cm]	$\tau_g[\mu\text{s}]$
EPI1	$1.76 \times 10^4$	.0297	$2.10 \times 10^5$	3.04
EPI3	$1.72 \times 10^4$	.0284	$1.87 \times 10^5$	3.89
EPI4	$1.69 \times 10^4$	.0265	$1.60 \times 10^5$	3.04
EPI6	$1.77 \times 10^4$	.0243	$1.41 \times 10^5$	5.92
EPI7	$1.69 \times 10^4$	.0242	$1.31 \times 10^5$	2.92

**Tabla 5.4.1.** Valores promedios de capacitores MOS en cada oblea con película epitaxial.

Suponemos una esfera conductora, cuya sección transversal corresponde a  $\sigma_p$ , la cual macroscópicamente puede considerarse como una carga puntual, en un medio que es el silicio con un campo eléctrico uniforme en él ( $E_{max}$ ). Empleando coordenadas esféricas para resolver la ecuación de Laplace, se obtiene el valor del campo eléctrico local (en la vecindad del defecto) \*:

$$E_{loc} = \frac{q}{4\pi\epsilon_s a^2} + E_{max} \quad , \quad (5.4.2)$$

donde  $a$  representa el radio de la sección transversal de captura  $\sigma_p$ . A partir de los valor de la tabla 5.4.1 y de la ecuación (5.4.2), se obtiene la aproximación al valor de  $\sigma_p$ . Con los

\* Los cálculos se presentan en el apéndice B.

valores obtenidos de  $\sigma_p$  y usando la ecuación (5.4.1), para  $v_{th} = 5.2 \times 10^6 \text{ cm/s}$ , se obtiene la densidad de defectos eléctricamente activos  $N_{Tact}$ , (tabla 5.4.2).

Para obtener la concentración total de defectos, se realizó un revelado químico sobre las obleas epitaxiales y se observó que la concentración de defectos (fallas de apilamiento intrínsecas) es del mismo orden ( $\times 10^5 \text{ def/cm}^2$ ) para toda la oblea.

Oblea	$\sigma_p \text{ [cm}^2\text{]}$	$N_{Tact} \text{ [cm}^{-3}\text{]}$
EPI1	$2.60 \times 10^{-13}$	$2.43 \times 10^9$
EPI3	$2.82 \times 10^{-13}$	$1.75 \times 10^9$
EPI4	$3.50 \times 10^{-13}$	$1.81 \times 10^9$
EPI6	$4.35 \times 10^{-13}$	$0.75 \times 10^9$
EPI7	$4.62 \times 10^{-13}$	$1.42 \times 10^9$

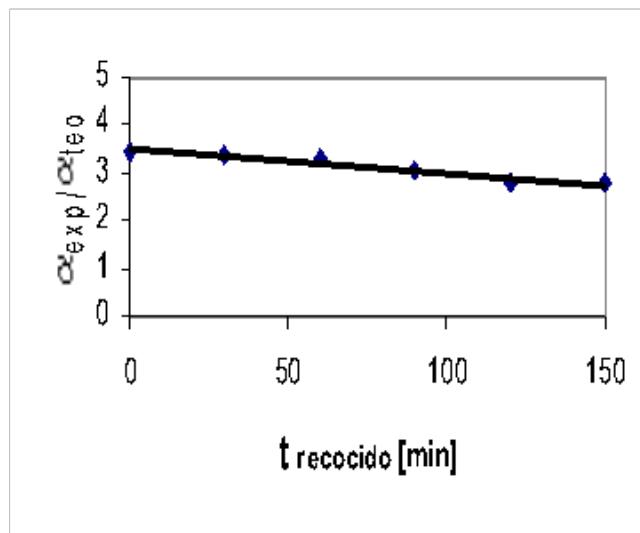
**Tabla 5.4.2.** Parámetros promedios y aproximados de estructuras MOS, obtenidos de las ecuaciones (5.4.1) y (5.4.2).

Las estructuras MOS de este tipo de obleas presentaron generación apoyada por campo eléctrico y de acuerdo a este hecho, se puede decir que los centros G-R causantes son de tipo coulombiano y debido a defectos decorados.

Como se estableció anteriormente, la asociación defecto-impureza puede ser modificada con tratamiento térmico [56,57,62], particularmente, el proceso de gettering puede eliminar las impurezas metálicas de la región activa y enviarlas a la parte posterior donde son atrapadas. Para obleas masivas [54] se conoce, que solo cuando las obleas no son sujetas a procesos gettering, los capacitores MOS presentan generación apoyada por campo eléctrico, el tiempo óptimo para gettering fue de 90 min en esos trabajos.

Sin embargo, en las obleas epitaxiales aún con procesos gettering de 150 min (tiempos similares a otros trabajo), no desaparece el efecto de PF (figura 5.4.5), pero se observa que se necesita mayor tiempo de gettering para limpiar la capa epitaxial de átomos metálicos.

El motivo de esta discrepancia, puede ser debida a que en la interface, entre la capa epitaxial y el sustrato, existe una gran cantidad de dislocaciones (la cual es el origen de los defectos observados) y que forman una barrera para el paso de las impurezas metálicas hacia los pozos de gettering, reduciendo con esto su difusividad y aumentando el “tiempo óptimo” de gettering.



**Figura 5.4.5.** Comportamiento de la generación apoyada por campo eléctrico ( $\alpha_{\text{exp}}/\alpha_{\text{teo}}$ ) en función del tiempo de recocido posterior al gettering

## 5.3b Medición del Flujo de Fotones usando el Método de Barrido de Voltaje Senoidal.

La estructura MOS en condición de agotamiento e inversión, es muy sensible a la luz, esta propiedad se usa para desarrollar y fabricar dispositivos de carga acoplada (CCD) como sensores de imagen de estado sólido [63].

Las propiedades fotoeléctricas de estas estructuras para fabricar arreglos de fotodiodos y dispositivos fotoeléctricos con eficiencia de conversión más altas que los dispositivos de unión (pn) [64,65]. Las aplicaciones a este efecto se han extendido a la medición de la longitud de difusión [66] y a la determinación del tiempo de vida de generación [67].

Una posible aplicación de los dispositivos MOS, es la medición de la densidad del flujo de fotones, la cual es importante debido a que dichos dispositivos se pueden integrar como sensores a circuitos integrados.

Las mediciones realizadas del flujo de fotones usando el método de pulso de voltaje [64], requieren del conocimiento de la concentración de impurezas  $N_D$ , sin embargo, un error en su valor, se refleja directamente en el resultado final [68]. Esto es especialmente importante, ya que  $N_D$  varía espacialmente en la región de carga espacial (RCE) debido, principalmente, a la distribución de las impurezas durante la oxidación.

En este trabajo, se muestra teórica y experimentalmente, el como es posible medir la densidad de flujo de fotones usando el método de barrido de voltaje senoidal, evitando los inconvenientes antes mencionados al usar otras técnicas. También se muestra, que la medición del flujo de fotones es independiente de la naturaleza de los defectos y/o impurezas no deseadas en la estructura.

Consideremos un capacitor MOS con substrato n, al cual se la aplica un voltaje de la forma

$$V(t) = V_{of} + V_a \text{sen } \omega t \quad , \quad (5.4.3),$$

donde,  $V_{of}$  es el voltaje inicial,  $V_a$  la amplitud del voltaje,  $\omega$  la frecuencia angular y  $t$  el tiempo. Si el voltaje aplicado es negativo y su razón de cambio lo suficientemente alta, para llevar al dispositivo a la condición de agotamiento profundo, el capacitor tenderá al estado de inversión de cuasi-equilibrio como resultado de los procesos térmicos y externos de generación de pares electrón-hueco, mediante los siguientes mecanismos de generación: 1) Generación térmica superficial en la interface SiO<sub>2</sub>-Si, 2) Generación térmica en la RCE, 3) Generación térmica en la región cuasineutra del volumen, 4) Generación térmica en la superficie cuasineutra, 5) Generación externa (mediante incidencia de fotones, electrones con alta energía, etc.).

A temperatura ambiente, para el silicio, los procesos de generación dominantes son

$$G_1 = \frac{n_i}{\tau_g} (W - W_{inv}) \quad , \quad (5.4.4)$$

$$G_2 = n_i S \quad , \quad (5.4.5)$$

donde  $G_1$  y  $G_2$  son la generación volumétrica y la generación superficial respectivamente. Cuando existen centros coulombianos de G-R en el volumen del semiconductor, se tendrá generación apoyada por campo eléctrico por lo que la ecuación (5.4.4) se substituye por:

$$G(E) = G_1 \exp(\alpha \sqrt{E}) \quad . \quad (5.4.6)$$

En presencia de una excitación externa (proceso(5)), la generación efectiva de pares electrón-hueco se realiza dentro de una longitud de difusión con respecto a la RCE. En el caso de excitación óptica, la razón de generación es

$$G_5 = \eta N_{ph} \quad , \quad (5.4.7)$$

donde  $N_{ph}$ , es la densidad del flujo de fotones y  $\eta$  es la eficiencia cuántica

Como se ha mostrado [28,69] para el silicio a temperatura ambiente, es válida la ecuación:

$$\frac{C_{ox}}{q} R = G_1 + G_2 \quad . \quad (5.4.8)$$

Sustituyendo las ecuaciones (5.4.4) y (5.4.5) en la (5.4.7), y usando la relación para  $W = \varepsilon_s(C^{-1} - C_{ox}^{-1})$  obtenemos:

$$\frac{C_{ox} R_{sat}}{q} = \frac{\varepsilon_o \varepsilon_s n_i}{C_{inv} \tau_g} \left[ \frac{C_{inv}}{C_{sat}} - 1 \right] + n_i S \quad . \quad (5.4.9)$$

En presencia de excitación óptica y despreciando la generación superficial, podemos escribir la ecuación (5.4.9) como:

$$\frac{C_{ox} R_{sat}}{q} = \frac{\varepsilon_o \varepsilon_s}{C_{inv}^1 \tau_g} \left[ \frac{C_{inv}^1}{C_{sat}^1} - 1 \right] + \eta N_{ph} \quad , \quad (5.4.10)$$

donde el superíndice “1” se refiere al caso de excitación óptica y  $\eta N_{ph}$ , es la generación óptica.

Haciendo mediciones en condiciones de iluminación y no iluminación, con un valor de  $R_{sat}$ , podemos igualar las ecuaciones (5.4.8) y (5.4.9) para obtener la relación del flujo de fotones como:

$$N_{ph} = \frac{\varepsilon_o \varepsilon_s n_i}{\eta \tau_g} \left[ \frac{1}{C_{inv}^d} \left[ \frac{C_{inv}^d}{C_{sat}^d} - 1 \right] - \frac{1}{C_{inv}^1} \left[ \frac{C_{inv}^1}{C_{sat}^1} - 1 \right] \right] \quad . \quad (5.4.11)$$

El uso de la ecuación (5.4.11) para determinar el flujo de fotones depende de parámetros que se determinan de curvas C-V obtenidas, primero, en condiciones de obscuridad y después, bajo iluminación. En la figura 5.4.5(a) se presentan las curvas obtenidas en

obscuridad \* de donde se determinan  $C_{sat}^d, C_{inv}^d$  y  $\tau_g$ . Las curvas de la figura 5.4.5(b) fueron trazadas para el mismo capacitor, pero cada una de ellas bajo diferentes intensidades de iluminación, para obtener los parámetros  $C_{inv}^l$  y  $C_{sat}^l$ .

Como resultado de las medidas, se presentan en la tabla 5.4.3 los valores obtenidos de  $N_{ph}$  bajo los distintos valores de intensidad.

<b>Cuva</b>	<b>Csat [pf]</b>	<b>Cinv [pf]</b>	<b>Nph X10<sup>11</sup> [ph/cm<sup>2</sup>seg]</b>
1	53.3	91.8	
2	55.1	91.8	0.58
3	57.3	98.1	1.23
4	59.4	98.1	1.82
5	63	98.1	2.72
6	65	98.1	3.19
7	68.4	98.1	3.9
8	72.1	98.1	4.61
9	74.5	98.1	5.03
10	77.7	98.1	5.55
11	79.5	98.1	5.82
12	84.9	98.1	6.58
13	87.5	98.1	6.91

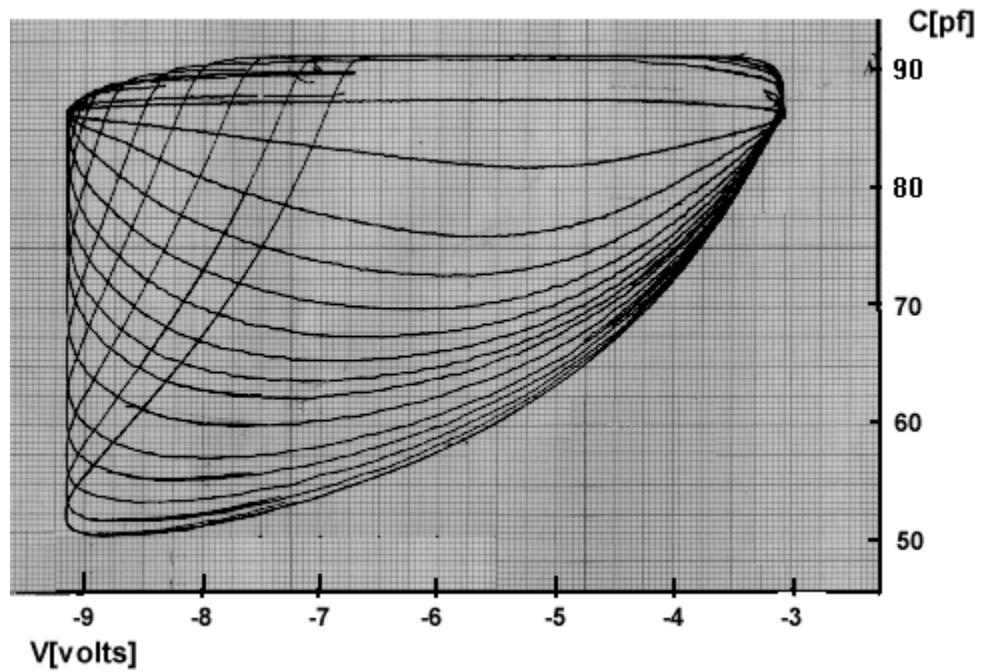
**Tabla 5.4.3.** Datos obtenidos a partir de las curvas C-V con excitación óptica para, un capacitor de la oblea P6 con  $\tau_g = 1.31 \mu s$ .

Tomando la tabla 5.4.3 como base, se grafica  $N_{ph}$  vs  $C_{sat}$  (fig. 5.4.8), podemos observar que la relación entre ellos es lineal. Esto significa que el decremento en la RCE es proporcional a la medición de la densidad del flujo de fotones.

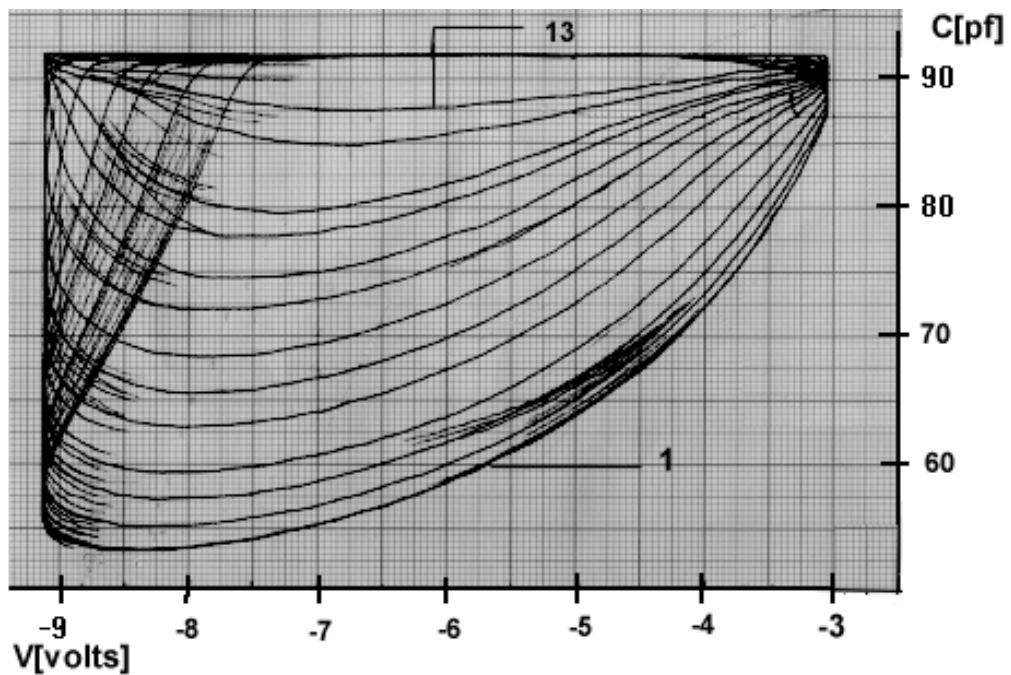
Para conocer el como influye la presencia de los centros coulombianos, sobre la linealidad de las gráficas de  $N_{ph}$  vs  $C_{sat}$ , se realizaron otras medidas en capacitores que presentaron generación apoyada por campo eléctrico. En este caso la generación considerada por la ecuación (5.4.4) se sustituye sustituida por la ecuación (5.4.6).

---

\* Capacitores de la oblea P6 que no presenta efecto de PF, por lo cual no contiene centros coulombicos.

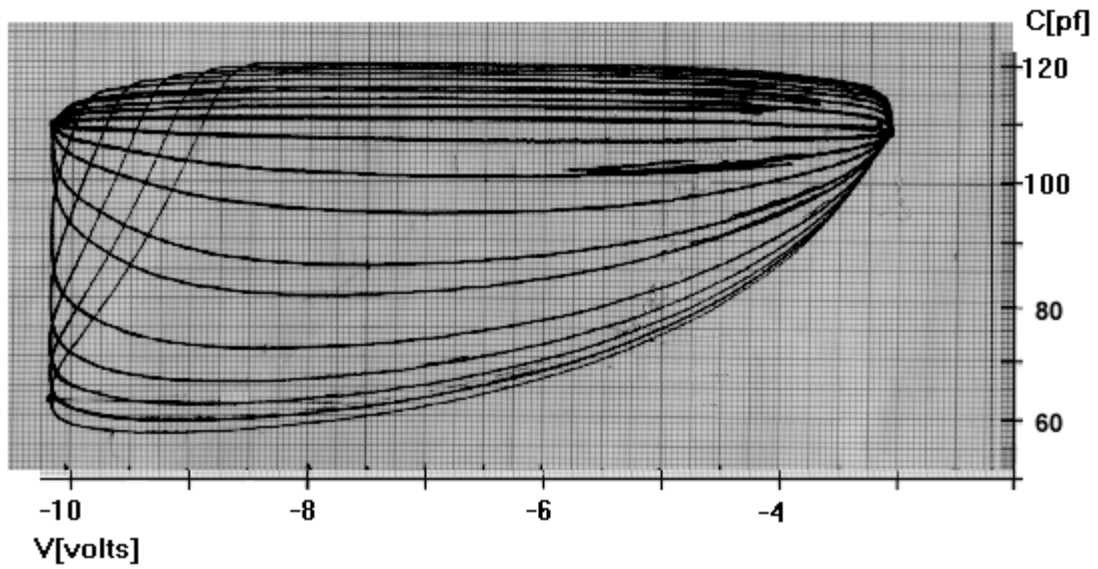


(a)

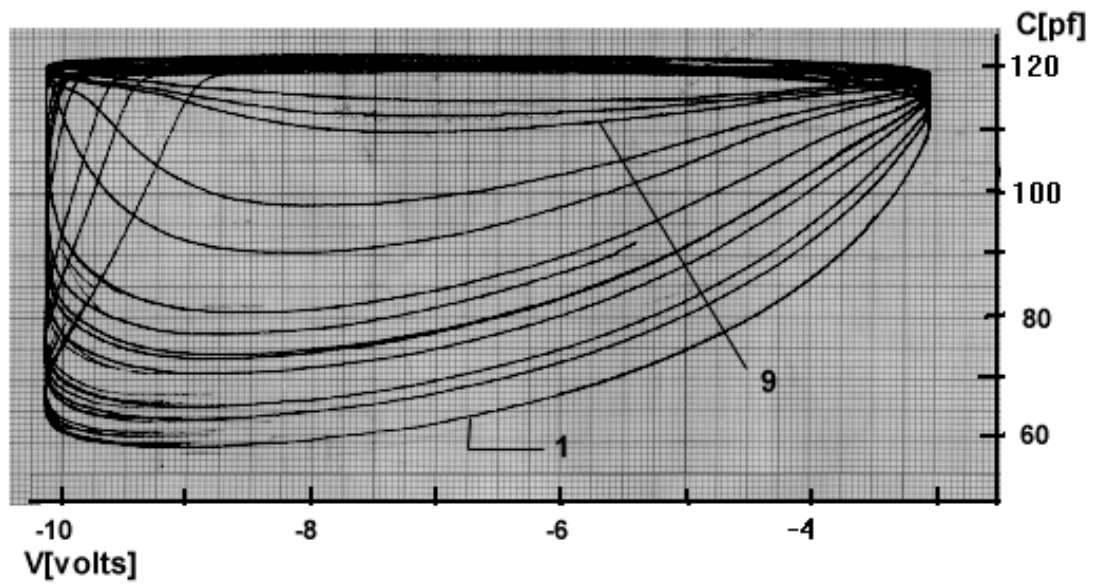


(b)

**Figura 5.4.5.** Familia de curvas C-V para un capacitor de la oblea P6. (a) En ausencia de excitación externa para obtener el valor de  $\tau_g$  con  $V_a=3.045$  y frecuencias de barrido de 10, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 100, 130, 160, 200, 250 y 300 mHz y (b) bajo diferentes intensidades de iluminación con  $f=200$ mHz, para obtener la densidad del flujo de fotones.



(a)



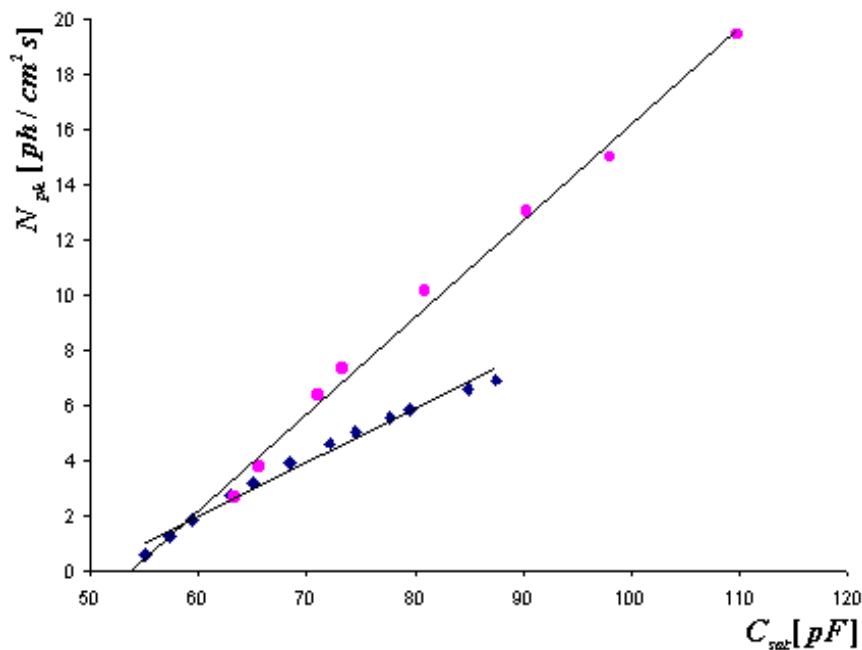
(b)

**Figura 5.4.6.** Familia de curvas C-V para un capacitor de la oblea EPI3. (a) En ausencia de excitación externa para obtener el valor de  $\tau_g$  con  $V_a=3.575$  y frecuencias de barrido de 10, 30, 50, 80, 100, 150, 200, 250, 300 y 350 mHz y (b) bajo diferentes intensidades de iluminación con  $f=300$ mHz, para obtener la densidad del flujo de fotones.

En la figura 5.4.6 se muestran las curvas C-V para un capacitor con efecto de PF (oblea EPI3) bajo obscuridad (fig. 5.4.6(a)) y bajo iluminación (fig. 5.4.6(b)), y los valores de los parámetros en la tabla 5.3.4. Observando la gráfica  $N_{ph}$  vs  $C_{sat}$  de la figura 5.4.7, encontramos que la relación sigue siendo lineal y factible de la utilización de estos capacitores como sensores del flujo de fotones.

Curva	$C_{sat}$ [pf]	$C_{inv}$ [pf]	$N_{ph} \times 10^{11}$ [ph/cm <sup>2</sup> seg]
1	59.0	119.7	
2	63.4	119.8	2.63
3	65.6	120.2	3.77
4	71.0	120.5	6.35
5	73.3	120.8	7.31
6	80.9	121.1	10.16
7	90.3	121.3	13.05
8	98.0	121.4	15.01
9	109.8	121.8	19.46

**Tabla 5.4.4.** Datos obtenidos a partir de las curvas C-V con excitación óptica para un capacitor de la oblea EPI3, con  $\tau_g=1.51\mu s$ .



**Figura 5.4.7.** Comportamiento de la densidad del flujo de fotones  $N_{ph}$  en función de la capacitancia de saturación  $C_{sat}$ , para (♦) un capacitor de la oblea P6 y (●) un capacitor de la oblea EPI3.

# 6 CONCLUSIONES Y CONTRIBUCIONES

Las contribuciones y conclusiones más importantes derivadas del trabajo realizado son:

1. Se identificó la forma de la influencia de la carga negativa en la superficie exterior del óxido sobre las curvas de generación, obtenidas por el método C-V de barrido senoidal [32]. La existencia de una carga negativa sobre la superficie exterior del óxido afecta de una manera específica la forma de la curva de generación, obtenida de las características C-V de alta frecuencia en no-equilibrio. Esa distorsión puede ser observada en mayor o menor proporción, dependiendo de las condiciones iniciales y finales de polarización del dispositivo. Las distorsiones pequeñas en la curva de generación, provocan que los valores del tiempo vida de generación y la velocidad de generación superficial, calculadas de la curva, sean incorrectos. Para distorsiones más grandes, es imposible determinar esos parámetros. La distorsión en la curva de generación, puede usarse como un indicativo de la presencia de carga negativa sobre la superficie exterior del óxido. Este efecto se podría evitar si la muestra permanece en ambiente de nitrógeno mientras se realizan las medidas eléctricas sobre las estructuras MOS.

2. Se mostró experimentalmente [33], por primera vez, que la influencia de las trampas superficiales distribuidas en estructuras MOS sobre las curvas de generación, depende no solamente de las condiciones iniciales y finales de la polarización y de la concentración de trampas, sino que también depende de la razón: generación superficial / generación volumétrica

La influencia de la emisión y generación superficial sobre la respuesta en capacitancia de la estructura MOS, operada en condición de agotamiento profundo, se muestra como

un “ gancho “ sobre la curva de generación cuando la condición inicial de polarización corresponde a acumulación, pero solo en el caso, cuando la razón: generación superficial / generación volumétrica es alta. Si esa razón es baja, el proceso de generación esta dominado por generación en el volumen, e independientemente de las condiciones iniciales de polarización, la curva de generación no exhibe la distorsión descrita. Se determinó; la densidad de estados superficiales rápidos y la sección transversal de captura para electrones, para el caso de muestras con una razón alta de generación superficial / generación volumétrica.

3. Usando el modelo unidimensional de Poole-Frenkel (PF) para explicar la no linealidad en a curva Zerst en la región de campos eléctricos altos, justificando la desviación en el valor del factor de PF (  $\alpha_{exp}$  ), con base en la existencia de campos eléctricos locales en la vecindad de los defectos, se mostró que esos campos eléctricos dependen, no solo de la concentración de los defectos, sino que también dependen de su naturaleza [52,53].
4. .-Se mostró que la generación apoyada por campo eléctrico se presenta para muestras que tienen impurezas metálicas y defectos extendidos en la región activa del dispositivo. Esto se deduce porque, el efecto PF fue observado solamente en muestras que no tienen proceso gettering en la fabricación de las estructuras MOS [54]. El revelado químico de defectos sobre esas muestras, nos mostró la existencia de dislocaciones en una densidad promedio de  $2.4 \times 10^6 \text{ cm}^{-2}$ , lo cual nos conduce a concluir que; es la decoración metálica la causante del incremento en la generación apoyada por campo eléctrico en las estructuras MOS. Las medidas DLTS realizadas sobre los dispositivos MOS, nos dieron espectros típicos, encontrados por otros autores, y correspondientes a dislocaciones. Los rangos de energías de activación encontradas en este experimento, estuvieron entre  $0.54 - 0.42 \text{ eV}$ , para muestras con PF y entre  $0.258 - 0.370 \text{ eV}$ , para capacitores sin PF.
5. Se mostró que es posible inducir la generación apoyada por campo eléctrico, al introducir cobre y cromo en la región activa del dispositivo con fallas de apilamiento (OSF's) de longitud de  $35\mu\text{m}$ . Un resultado interesante muestra cuando el MOS exhibe generación apoyada por campo eléctrico, es posible que se presenten las líneas

espectrales de fotoluminiscencia D1, D2, D3 y D4. Particularmente nos interesa la línea de emisión en 1.54 $\mu$ m, longitud de onda que se encuentra en el rango de aplicación para la comunicación para la fibra óptica de cuarzo.

6. Con los resultados obtenidos, se mostró que es posible caracterizar películas semiconductoras, en este caso de película epitaxial de Silicio sobre silicio. Se encontró que la distribución de impurezas sobre la película es uniforme. Que si se contienen centros coulombicos de G-R, el proceso para eliminarlos de la región activa es diferente a las obleas crecidas masivamente. Fue posible obtener algunos parámetros que caracterizan estos centros, tales como; su densidad, su naturaleza, la sección transversal de captura, y el nivel de energía introducido dentro de la banda prohibida.
7. Se usó el método de barrido de voltaje senoidal para medir la densidad del flujo de fotones, evitando los inconvenientes al usar otras técnicas. Se presentó una teoría que soportan los resultados experimentales obtenidos, y se mostró que independientemente de la naturaleza de los defectos existentes en la estructura MOS, la relación entre la densidad del flujo de fotones y la capacitancia de saturación es lineal. Resultado muy interesante ya que nos permite integrar este sensor en los C.I. basados en esta estructura.

### ***Trabajo por realizar***

Con base en los resultados que se obtuvieron, se incrementaran los experimentos y estudios a cerca de los siguientes tópicos:

- 1 Investigar con mayor profundidad la correlación entre el efecto PF y los picos luminiscentes en silicio en  $\lambda=1.54\mu\text{m}$ . Para esto, se incrementará la concentración de OSF's en el Si, y se incrementará el rango de los recocidos posterior a la oxidación. También se difundirán diversas impureza metálicas (además de Cr y Cu). Esto con el fin de incrementar la intensidad de los picos luminiscentes
- 2 Los resultados obtenidos acerca de la estructural MOS como sensor del flujo de fotones, se cree que permitirán llevarlos a cabo en un dispositivo FET o MOSFET, que sirva como un sensor de luz, con la importancia de poder integrarlo en la tecnología MOS.

- 3 La experiencia obtenida en el presente trabajo, permitirá la caracterización de otro tipo de películas semiconductoras como compuestos III-V u otro tipo.

Así, por el trabajo realizado, además de adquirir conocimientos y experiencia, lo más importante es la definición de las líneas de investigación. Con esto podemos afirmar que es posible continuar con la “INVESTIGACION”, el cual debe ser el objetivo principal de los egresados del Posgrado en Optoelectrónica.

# REFERENCIAS

1. Koji Sumino, *Proc. of Gadget Symp.*, 1996, **177** (1997).
2. K. V. Ravi, C. J. Varker and C. E. Volk, *J. Electrochem. Soc.*, **120**,533 (1973)
3. C. J. Varker, K. V. Ravi, *J. Appl. Phys.*, **45**, 272 (1974).
4. J. L. Benton, *J. of Electronic Materials*, **20**,1093 (1992).
5. N. A. Drozdov, A. A. Patrino and Tkachev, *Proc. Phys.-JETP Lett.*, **23**,593 (1976).
6. R. Sauer, J. Weber, J. Stoltz, E. R. Weber, K. H. Kuster and H. Alexander, *J. Appl. Phys.*, **A36**,1(1985).
7. K. V. Ravi, *Imperfections and impurities in Semiconductor Silicon*, J. Wiley & Sons N. Y. (1972)
8. R. H. Glazner and A. G. Jordan, *Solid St. Electron*, **12**, 259 (1969).
9. A. D. Kurts, S. A. Kulin and B. L. Averbach, *Phys. Rev.*, **101**,1285 (1956).
10. H. Lemke, *Phys. St. Solidi(a)*, **12**. 125 (1965).
11. F. Shimura, *Semiconductor Silicon Crystal Technology*, Ac. Press Inc. Sn Diego Ca., (1989).
12. R. Pierret, *Advanced Semiconductor Fundamentals*, Addison Wesley N. J. (1982).
13. W. Shockley and W. T. Red, *Phys. Rev.*, **87**, 190 (1955).
14. C. Gonzalez Briz and E. Muñoz, *IEEE Trans. Electr. Dev.*, **ED-31**, 1503 (1984).
15. H. C. De Graaff, *Solid St. Electron*, **25**, 67 (1982).
16. A. W. De Groot and H. C. Card, *IEEE Trans. Electr. Dev.*, **ED-31**, 1365 (1984).
17. G. Vincent, *J. Appl. Phys.*, **50**, 5485 (1979).
18. A. Servini and K. Jonsher, *Thin Solid Films*, **3**, 341 (1969).
19. H. H. Poole, *Phil. Mag.* **42**, 488 (1921), J. Frenkel, *Phys. Rev.* **54**, 647 (1938).
20. J. L. Hartke, *J. Appl. Phys.*, **39**, 4871 (1968).
21. P. A. Martin, B. G. Streetman, K. Hess, *J. Appl. Phys.*, **52**,(12), 7409 (1981).
22. P.A. Barnes "Semiconductor Characterization Techniques", the Electrochemical Society Inc. 357 (1978).
23. A. Goetzberg, W. Shockley, *J. Appl. Phys.*, **31**, 1821 (1960).
24. M. Suezawa and K. Sumino, *Phys. Stat. Sol.(a)*, **78**, 639 (1983).

25. Yu. S. Lelikov, *Phys. Stat. Sol.(b)*, **172**, 53 (1992).
26. M. Zerst, *Z. Angew Phys.*, **22**, 20 (1966).
27. R. F. Pierret, *IEEE Trans. Electron Dev.*, **ED-19**, 869 (1972).
28. P. Peykov, T. Diaz, J. Carrillo, *Phys. Stat. Sol.(a)*, **129**, 201 (1992).
29. K. H. Yang, *J. of Electrochem. Soc.*, **131**, 114, (1984).
30. M. W. Jenkins, *J. of Electrochem. Soc.*, **124**, 757 (1977)
31. F. Secco d' Aragona, *J. of Electrochem. Soc.*, **119**, 948 (1972).
32. P. Peykov, T. Díaz, H. Juárez, *Rev. Mex. de Física*, **42**, 1381 (1996).
33. P. Peykov, T. Díaz, H. Juárez, G. Romero, *Semiconductor Physics and Technology* **17,120** (1998).
34. W. L. Brown, *Phys. Review*, **91**, 518 (1953).
35. W. Shockley, W. W. Hooper, H. J. Queisser, *Phys. Rev. Lett.*, **11**, 489 (1963).
36. E. H. Nicollian and J. R. Brews, *MOS (Metal-Oxide-Semiconductor) Physics and Technology*, *J. Wiley and Sons, N. Y.* (1982).
37. R. F. Pierret, D. W. Small, *IEEE Trans. Elect. Dev.*, **ED-20**, 457 (1973).
38. L. S. Wei and J. S. Simmons, *Solid St. Electron*, **18**, 853 (1975).
39. P. Peykov, J. Carrillo, M. Aceves, *Rev. Mex. de Física*, **73**, 678 (1991).
40. E. N. Nicollian and A. Goetzberg, *Bell Syst. Tech.*, **66**, 1055 (1967).
41. M. Khun, *Solid St. Electron*, **13**, 873, (1970).
42. K. S. Rabbani and D. R. Lamb, *Solid St. Electron*, **21**, 1577 (1987).
43. D. W. Small and R. F. Pierret, *Appl. Phys. Lett.*, **27**, 148 (1975).
44. C. Werner, A. Eder and H. Bernt, *Solid St. Electron.*, **24**, 275 (1981).
45. D. K. Schroder and H. C. Natanson, *Solid St. Electron.*, **13**, 577 (1970).
46. H. Juárez, T. Diaz, P. Peykov *Memorias de la Primera Conferencia de Ingeniería Eléctrica*, Sep. 11-13 de 1995, Mex. D. F., Aceptado para publicación.
47. P. Peykov, T. Díaz, H. Juárez, G. Romero, *Phys. Stat. Sol. (a)*, **154**,599 (1995)
48. P. Peykov, T. Díaz, H. Juárez, *SBMicro*, **9**,722 (1994).
49. P. Omling, E. R. Weber, L. Montelius, H. Alexander and J. Michel, *Phys. Rev. B*, **32**, **10**, 6571 (1985).
50. G. R. Lahiji, B. Hamilton and A. R. Peaker, *Electronics Letters* **24**, 1340 (1988).
51. J. Kaniewski, M. Kaniewska and A. R. Peaker, *Appl. Phys. Letters* **60**, 359 (1992).

52. B. Tuck, *Introduction to diffusion in semiconductors, Peters Peregrins*, (1974).
53. H. F. Wolf, *Semiconductors, Academic Press*, (1970).
54. J. H. Evans, J. Kanieswsky, M.Kaniewska and J.S. Rimmer, *Semic. Sci. And Tech.*,  
7,A41 (1992)
55. S. P. Murarca and M.C. Peckerar, *Electronic Materials Science and Technology*,  
*Academic Press*, (1989).
56. M. Saritas and A.R. Peaker, *Solid State Electronics*, **38**,1025 (1995).
57. A. Berg, I. Brough, J.H: Evans, G. Lorimer and A. R. Peaker, *Semicond. Sci. Technol.*,  
7,A263 (1992).
58. E. C. Lightowers and V. Higgs, *Phys. Stat. Sol.(a)*, **138**,665 (1993).
59. W. Wijaranakula, H. Mollenkopf and J.H. Matlock, *Appl. Phys. Lett.*, **56**,764 (1990).
60. Fumio Shimura *Semiconductor Silicon Crystal Technology Academnic Press*, (1989).
61. C. W. Pearce and R. G. McMahon, *J. Vac. Sci. Technology*, **14**, 1(1977)4D.
62. D. V. Lang, *J. of Appl. Phys.*, **45**, 3023 (1974).
63. D. F. Barbe, *Proc. IEEE*, **63**, 38 (1975).
64. M. A. Green, F. D. King and J. Shewchon, *Solid St. Electronics*, **17**, 551 (1974).
65. J. Shewchon, M. A. Green and F. D. King, *Solid St. Electronics*, **17**, 563 (1974).
66. D. K. Schroder, *IEEE Trans. El. Dev.* **ED-19**, 1018 (1972).
67. R. F. Pierret and W. M. Au, *Solid State Electron.*, **30**, 983 (1987).
68. J. S. Kang and D. K. Schroder, *Phy. Status Solidi(a)*, **89**, 13 (1985)
69. P. Peykov, T. Díaz and J. Carrillo, *Proc. Of the 3<sup>rd</sup> Int. Autumm Meeting "GADEST"*  
89, Garzau, Germany, 8-13.

# Apéndice A.

Cálculo del tiempo de vida de generación  $\tau_g$  y de la velocidad de generación superficial  $S$ , usando el método de barrido de voltaje senoidal.

A partir de una familia de curvas C-V obtenidas por el método de barrido de voltaje senoidal (figura 3.4a), para amplitud de voltaje constante ( $V_a=3V$ ) y frecuencia variable, se obtienen los parámetros de interés, los cuales se presentan en la tabla A1.

$\omega [s^{-1}]$	$\omega t$	$V_{sat} [volts]$	$C_{sat}[pF]$
63	0.08	3.25	94.6
126	0.20	3.6	88.5
188	0.30	3.9	81.6
251	0.47	4.35	73.4
314	0.62	4.75	66.2
377	0.71	4.95	63.2
503	0.85	5.25	57.1

**Tabla A1.** Parámetros obtenidos de la figura 3.4, para  $C_{ox}=320.6$  pF y  $C_{inv}=100$ pF

En este método se aplica un voltaje de compuerta de la forma;

$$V = V_{of} + V_a \text{sen } \omega t \quad , \quad (A1)$$

donde  $V_{of}$  es el voltaje de offset. En el punto de saturación  $V=V_{sat}$  la ecuación A1 es:

$$\omega t = \text{sen}^{-1} \left( \frac{V_{sat}}{V_a} - \right) \quad . \quad (A2)$$

Los valores de  $\omega t$  correspondientes a cada punto de saturación de las curvas de la figura 3.4a, se presentan en la tabla A2. Finalmente, se obtiene la gráfica

$V_a \omega \cos \omega t$  vs  $(C_{inv}/C_{sat}) - 1$  (figura A1), a partir de los valores presentados en la tabla A2.

$V_a \omega \cos \omega t$ [V/s]	$\frac{C_{inv}}{C_{sat}} - 1$
0.18	0.06
0.37	0.13
0.54	0.22
0.67	0.36
0.77	0.51
0.86	0.58
0.10	0.75

**Tabla A2.** Valores obtenidos de la Tabla A1, usados para obtener la curva de generación.

De acuerdo con la teoría, la pendiente de la región lineal de la curva de generación es proporcional al inverso del tiempo de vida de generación dado por:

$$\tau_g = \frac{qn_i \varepsilon_s}{C_{ox} C_{inv} m} \quad , \quad (A3)$$

donde  $m$  es la pendiente de la recta de la figura A1 ( $m=0.345$  V/s). La ordenada al origen de esa recta ( $b=0.867$ V/s), es proporcional a la velocidad de generación superficial de acuerdo a la siguiente relación;

$$S = \frac{bC_{ox}}{qn_i} \quad . \quad (A4)$$

Sustituyendo los valores apropiados en las ecuaciones (A3) y (A4) se obtienen los valores del tiempo de vida de generación ( $\tau_g = 4.9 \mu s$ ) y de la velocidad de generación superficial ( $S=6.4$  cm/s).

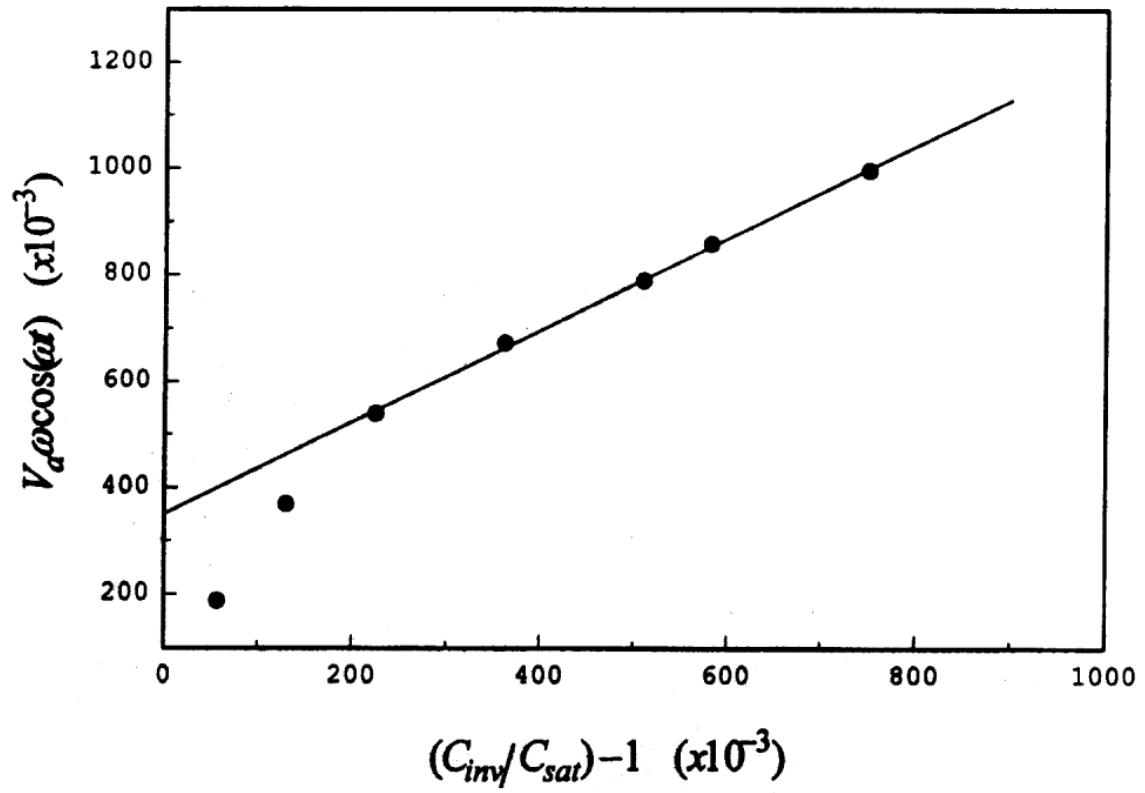


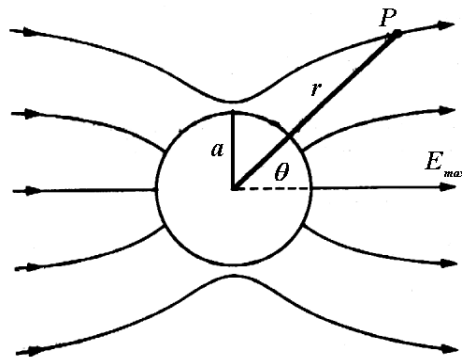
Figura A1. Curva de generación, obtenida de la tabla A2.

# Apéndice B

## Calculo para obtener la sección transversal de captura.

Para obtener un valor aproximado de la sección transversal de captura de defectos eléctricamente activos  $\sigma_p$ , en las películas epitaxiales de Si sobre Si, se procedió realizar el siguiente cálculo:

Se obtiene la expresión del campo eléctrico en la vecindad de los defectos, resolviendo la ecuación de Laplace en coordenadas esféricas. A partir de esta expresión, se obtiene el valor aproximado de  $\sigma_p$ . Consideremos una esfera conductora cuya sección transversal corresponde a  $\sigma_p$ , colocada en un campo eléctrico uniforme ( $E_{max}$ ), en un medio determinado (silicio) (fig. B1). Se toma el campo eléctrico en dirección de z y el origen de las coordenadas en el centro de la esfera. De la simetría del problema se observa que el potencial es independiente del ángulo  $\phi$ .



**Figura B1.** Esfera conductora dentro de un campo eléctrico uniforme  $E_{max}$ .

El potencial puede expresarse como:

$$\begin{aligned} \varphi(r, \theta) = & A_0 + A_1 r \cos \theta + A_2 r^2 (3 \cos^2 \theta - 1) + A_3 r^3 (5 \cos^3 \theta - 3 \cos \theta) + \dots \\ & + B_0 r^{-1} + B_1 r^{-2} \cos \theta + B_2 r^{-3} (3 \cos \theta - 1) + B_3 r^{-4} (5 \cos^3 \theta - 3 \cos \theta) + \dots, \end{aligned} \quad (B1)$$

donde las letras A y C son constantes arbitrarias.

Empleando las condiciones de frontera:

1.  $r \rightarrow \infty$ , se tiene la influencia de una carga puntual y del campo eléctrico  $E_{max}$ . En la ecuación (B1) se observa que los términos  $A_i$  con  $i=2,3,\dots$  son cero, ya que de lo contrario, el potencial tendería al infinito y eso es imposible, los valores de  $A_1$  y  $B_0$  son:

$$\begin{aligned} A_1 r \cos \theta = -E_{max} r \cos \theta & \Rightarrow A_1 = -E_{max} \\ B_0 r^{-1} = \frac{q}{4\pi\epsilon_s r} & \Rightarrow B_0 = \frac{q}{4\pi\epsilon_s} \end{aligned} \quad . \quad (B2)$$

Por lo que la ecuación (B1) se convierte en

$$\varphi(r, \theta) = A_0 - E_{max} r \cos \theta + \frac{q}{4\pi\epsilon_s r} + B_1 r^{-2} \cos \theta + B_2 r^{-3} (3 \cos \theta - 1) + B_3 r^{-4} (5 \cos^3 \theta - 3 \cos \theta) + \dots \quad . \quad (B3)$$

2. Cuando  $r=a$ , se tiene que,  $\varphi_{r=a} = \varphi_{max}$  y los términos  $B_i$  con  $i=2,3,\dots$  son iguales a cero, por lo que se obtiene B1 como:

$$-E_0 a \cos \theta + B_1 a^{-2} \cos \theta = 0 \Rightarrow B_1 = E_0 a^3 \quad , \quad (B4)$$

por lo cual la ecuación (B1) será:

$$\varphi(r, \theta) = \frac{q}{4\pi\epsilon_s r} - E_0 r + E_0 \frac{a^3}{r^2} + \varphi_0 \quad . \quad (B5)$$

Recordando que el campo eléctrico es menos el gradiente del potencial se obtiene el valor del campo eléctrico para  $r=a$ ,

$$E_{r=a} = E_{loc} = \frac{q}{4\pi\epsilon_s a^2} + 3E_{max} \quad . \quad (B6)$$

A partir de la ecuación (B6) se obtiene el valor de  $a$ , correspondiente a  $\sigma_p$  (tabla 5.4.2).

# Congresos asistidos y publicaciones.

## Participación en Congresos como ponente.

Primera Conferencia de Ingeniería Eléctrica CIE/95

XXXIX Congreso nacional de Física.

H.Juarez, T.Diaz, P.Peykov, “Estudio de los ...”

T.Diaz, H.Juarez, P.Peykov, G.Romero, “Influencia de los...”

17<sup>th</sup> Bulgarian-Greek Symposium on Semiconductor and Solid State Physics.XL

P.Peykov, T.Diaz, H.Juárez, G.Romero, “Influence of...”.

Congreso Nacional de FísicaXVIII

H.Juárez, T.Diaz, P.Peykov, G.Romero, “Influencia de la generación...”

H.Juarez, S.Amador, R. Andrade, “Diseño y construcción...”

Congreso Nacional de la Sociedad Mexicana de Superficies y Vacío.

H.Juárez, T.Diaz, G.Romero, “Medición del flujo...”

Artículos publicados con arbitraje

- 1 H. Juárez, T. Díaz, P.Peykov, *Memorias CIE95*, Aceptado para su publicación.
- 2 P.Peykov, T.Díaz, H. Juárez, *Revista Mexicana de Física*, **42**,832(1996).
- 3 P.Peykov, T.Díaz, H. Juárez, *Phys. Stat. Sol. (a)*, **154**,599(1996).
- 4 J.Vazquez, R.Lopez, M.Falfan, L.Gomes, R.Lozada, H.Juarez, O.Starostenco, O.Zelaya, O.Vigil, O.Guzman,P. Del Angel, A. Gonzales, *Journal of Crystal Growth*, Aceptado para su publicación en Octubre de 1997.
- 5 P.Peykov, T.Díaz, H. Juárez and G.Romero, *Semiconductor Physics and Technology*, **17**,121(1998).

# **Distinciones obtenias**

- 1.- Miembro del Consejo de Investigación y Estudios de Posgrado de la BUAP
- 2.- Candidato a investigador en el Sistema Nacional de Investigadores (1996-2000)