



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

POSGRADO EN CIENCIAS E INGENIERÍA DE MATERIALES
INSTITUTO DE FÍSICA

“Fabricación, caracterización y estimación de pérdidas de guías de onda planas en SiO₂ de alta pureza producidas por implantación de iones de silicio”

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
MAESTRO EN CIENCIAS E INGENIERÍA DE MATERIALES

PRESENTA

Fis. José Miguel Zárate Reyes

TUTOR PRINCIPAL:

Dr. Luis Rodríguez Fernández
Instituto de Física

MIEMBROS DEL COMITÉ TUTOR:

Dr. Juan Carlos Cheang Wong
Instituto de Física

Dra. Betsabeé Marel Monroy Peláez
Instituto de Investigación en Materiales

Ciudad Universitaria, Cd. Mx., Junio 2016



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

Agradecimientos

A la UNAM por haberme dado la oportunidad de estudiar el posgrado en Ciencia e Ingeniería de Materiales. Gracias por ser mi segundo hogar.

Al Dr. Luis Rodríguez Fernández por darme su entera confianza y haber compartido su gran experiencia. Gracias por toda la ayuda que siempre me ha brindado.

Al Instituto de Física por permitirme usar sus instalaciones y recursos para la realización de este proyecto.

Al Sr. Karim López Guzmán, al Ing. Francisco Jaimes Beristain y al Ing. Mauricio Escobar por su asistencia y apoyo para la realización de este trabajo. Así También por su valiosa labor en la operación y mantenimiento del Acelerador Pelletron del IFUNAM.

Al M. en C. Juan Gabriel Morales Morales por su asistencia en el estudio de las muestras por Microscopía de Fuerza Atómica.

A los proyectos DGAPA – PAPIIT IN110116 y CONACYT 222485 por el financiamiento que hizo posible este trabajo.

A mis padres y hermanos por estar siempre a mi lado.

A Alejandra Lizette por todo el tiempo compartido, experiencias y por creer en mi cada día, Muchas gracias mi amor.

A mis amigos del Instituto de Física: Amador, Octavio, Cecilia, Gris, Julián. A mis compañeros y amigos de la maestría: Verito, Denisse, Ricardo, Pedro, Jenifer. Amigos de la facultad de ciencias: Gil, Isaac, Edgar, Gonzalo, Acasio, Félix y a todos los que me faltaron mencionar.

Al Dr. Juan Carlos Cheang Wong y a la Dra. Betsabeé Monroy Peláez, les agradezco por haber formado parte de mi comité y haberme supervisado a lo largo de este trabajo.

Un agradecimiento especial al Dr. Erick Flores Romero por su gran apoyo incondicional, asesoramiento a lo largo de este trabajo, gracias por su amistad y paciencia.

A mi jurado de tesis: Dra. María del Pilar Constanza Ortega Bernal, Dra. Sandra Rodil Posada, Dr. Guillermo Santana Rodríguez. Gracias por haber revisado este trabajo y haberlo mejorado con sus comentarios y sugerencias.

Resumen

En las últimas décadas la óptica integrada se ha enfocado a la miniaturización de elementos optoelectrónicos que logren confinar densidades altas de potencia en espacios muy pequeños. Un ejemplo de estos elementos es la guía de onda óptica. Una guía de onda óptica es un elemento que es capaz de atrapar luz y guiarla sin pérdidas en una dirección definida.

El objetivo de este trabajo consistió en estudiar la formación de guías de onda planas en sustratos de dióxido de silicio amorfo por medio de la implantación de iones de silicio así como la obtención del coeficiente de transmisión y las pérdidas por acoplamiento con fibra óptica y pérdidas por propagación a 635nm.

La utilización de iones de silicio tiene la ventaja de producir cambios adecuados en el índice de refracción del sustrato de sílice en regiones del orden de micrómetros que permitan la propagación de ondas electromagnéticas en la región visible e infrarroja cercana. Para ello se utilizaron sustratos rectangulares planos de sílice de alta pureza del tipo comercial General Electric 124, los cuales fueron irradiados a temperatura ambiente con iones de silicio utilizando energías entre 6.0 MeV y 12 MeV, así como diferentes condiciones de densidad de corriente y fluencia. Los modos de propagación de las guías formadas fueron analizados por medio del método de acoplamiento de prisma. Comparando con simulaciones teóricas computacionales basadas en una aproximación de multicapas, se reconstruyó el perfil de índice de refracción y se asoció con el daño generado.

Mediante el acoplamiento por fibra óptica se obtuvo el coeficiente de transmisión para cada una de las guías formadas a partir de la irradiación con iones de silicio, resultando con una eficiencia máxima de 50% para una guía.

También se obtuvieron imágenes de campo cercano, observando los modos TM para las guías de onda, con ellos y la estimación del coeficiente de propagación se obtuvo una estimación de las pérdidas de propagación a 633nm donde la máxima eficiencia con un coeficiente de pérdidas por propagación fue de 0.9923 cm^{-1} .

Se estudió la formación de centros E' y B₂ producidos en la sílice mediante la irradiación por medio de espectros de reflexión especular y fotoluminiscencia, la creación de éstos depende directamente de los parámetros de implantación.

CONTENIDO

1 DAÑO POR IRRADIACIÓN CON IONES	1
1.1 La implantación de iones	1
1.2 La afluencia y densidad de corriente	3
1.3 Interacción de iones positivos con la materia.	4
1.4 Poder de frenado	5
1.4.1 El concepto de sección eficaz	5
1.4.2. El concepto de frenado y alcance del ion	7
1.5 Creación de defectos en un sólido por implantación de iones.	8
1.5.1 Defectos en sólidos	10
1.5.2. Efectos ópticos de la implantación con iones en materiales dieléctricos	11
1.6 Referencias	13
2 EL SiO₂	14
2.1 La sílice	15
2.2.1 Propiedades físico-químicas de las Sílice	15
2.2.2 Efecto de la radiación en Sílice	18
2.3 Defectos puntuales en Sílice	18
2.3.1 ODC-I (Deficiencia de oxígeno diamagnética tipo-I).	18
2.3.2 ODC-II (Deficiencia de oxígeno diamagnética tipo II).	19
2.3.3 Defectos E'	20
2.3.4 Centros NBOHC (Non-Bridging Oxygen Hole Center)	23
2.3.5 Otros defectos relacionados con el Oxígeno	24
2.3.6 Defectos relacionados a impurezas	25
2.3.6.1 Grupos Silanol (-OH)	26
2.3.6.2 Grupos H (I)	26
2.3.6.3 Grupos H (II)	26
2.4 Referencias	28
3 GUÍAS DE ONDA	32
3.1 Conceptos básicos	32
3.2 Guía de onda plana con índice de refracción en forma de escalón.	33
3.2.1 Aproximación de la óptica geométrica para guías de onda planas	34
3.2.2 Aproximación electromagnética	39
3.2.2.1 Modos TE	41

3.2.2.2 Modos TM	42
3.3 Guía de onda plana de barrera óptica	44
3.4 Procesos de fabricación de guías de onda planas	46
3.5 Referencias.	49
4 CARACTERIZACIÓN DE GUÍAS DE ONDA PLANAS	50
4.1 Acoplamiento de luz a guías de onda	51
4.1.2 Aplicación del acoplamiento por prisma para la medición de índices de refracción efectivos.	53
4.1.2.1 Modos brillantes	54
4.1.2.2 Modos oscuros	54
4.1.2.3 El equipo Metricon	55
4.1.3 Acoplamiento con fibra óptica	57
4.1.4 Acoplamiento con objetivo de microscopio	59
4.2 Aproximación del perfil de índice de refracción por multicapas	60
4.3 Espectroscopía	62
4.3.1 Absorción óptica.	63
4.3.2 Espectroscopía de Fotoluminiscencia (PL)	64
4.4 Microscopía de fuerza atómica (AFM)	65
4.8 Referencias	66
5 DESARROLLO EXPERIMENTAL	68
5.1 Proceso de fabricación	68
5.1.1 Descripción del sustrato	68
5.1.2 Selección y limpieza del sustrato	68
5.1.3 Implantación de iones	70
5.2 Microfotografías	73
5.3 Obtención de índices de refracción efectivos	73
5.4. Reconstrucción del perfil de índice de refracción	73
5.5 Transmitancia	75
5.6 Modos Transversales	77
5.7 Pérdidas por propagación a 635 nm	77
5.8 Espectroscopía	77
5.8.1 Espectros por reflectancia especular.	77
5.8.2 Espectros de fotoluminiscencia (PL)	78

5.9 Referencias.	80
6 RESULTADOS Y DISCUSIÓN	81
6.1 Fabricación de guías de onda planas	81
6.2 Microfotografías	82
6.3 Índices de refracción efectivos	83
6.4 Modos de propagación	90
6.5 Perfiles de índice de refracción	95
6.6 Transmitancia	99
6.10 Modos Transversales	103
6.11 Pérdidas de propagación a 633nm	106
6.12 Espectros por reflexión especular.	109
6.11 Espectros de Fotoluminiscencia.	112
7 CONCLUSIONES	114

1 Daño por irradiación con iones

1.1 La implantación de iones

La implantación de iones es un método que consiste en la introducción de átomos “a la fuerza” en el interior de un sólido con el propósito de cambiar sus propiedades o investigar los efectos que se producen en estos sólidos [1]. Para lograrlo es necesario proporcionar energía cinética a los iones y posteriormente lanzarlos sobre un material sólido.

En ello comúnmente se emplean iones positivos que son átomos que han perdido uno o más de sus electrones, por lo que poseen carga positiva, como por ejemplo los deuterones, partículas alfa (He^{++}), así como iones pesados (Ag^{++} , Au^{++} , Cu^{++}).

Los iones a implantar se producen mediante una fuente para luego ser acelerados por medio de campos eléctricos hasta alcanzar energías que pueden ir desde unos cuantos miles de electrón volts (keV) hasta varios millones de electrón volts (MeV). Posteriormente los iones con alta velocidad se hacen incidir sobre los materiales sólidos, penetrando en su interior, perdiendo energía al ir atravesando cientos de capas atómicas hasta detenerse completamente, quedando implantados a cierta profundidad. Además, los iones en su paso por el material van produciendo daño a nivel atómico en el sólido.

De esta manera el equipo necesario para la implantación consiste en tres elementos fundamentales [1]: (1) una fuente capaz de producir iones del elemento deseado, (2) un sistema acelerador que les proporcione energía cinética y, (3) una cámara en la que se coloque la muestra donde se hacen incidir los iones. Entre el acelerador y la cámara se coloca un electroimán que sirve como selector del tipo de ion deseado en función de su relación carga/masa. En la figura 1.1 se muestran estos elementos básicos. Cuando se requiere proporcionar energías entre 1 MeV y varias decenas de MeV los aceleradores comúnmente utilizados para la implantación son del tipo electroestático: Van de Graaff, Pelletron, Tandatron, etc.

El proceso de implantación de iones se muestra esquemáticamente en la figura 1.2. El haz de iones es unidireccional, digamos que viaja en dirección z , y los proyectiles (iones) arriban aleatoriamente a la superficie del blanco (muestra) donde se distribuyen estadísticamente alrededor de su alcance promedio.

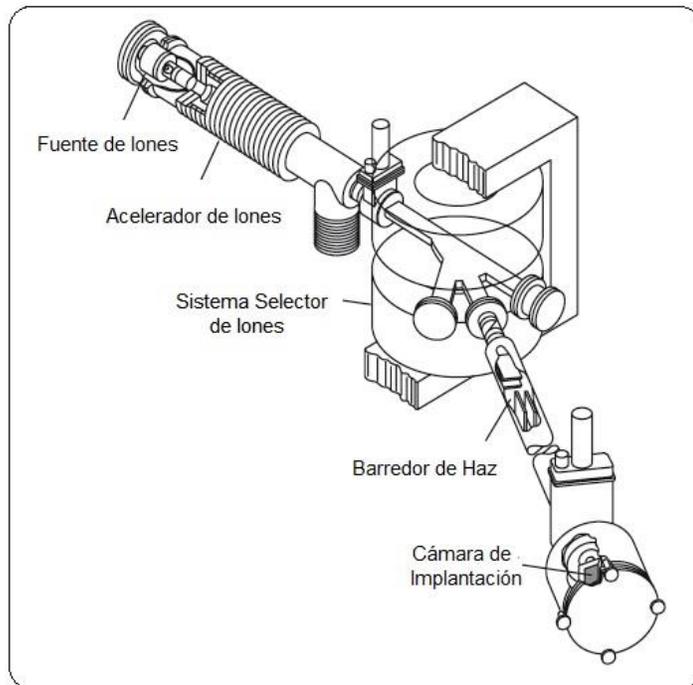


Figura 1.1 Elementos básicos de un dispositivo de implantación de iones.

Los parámetros fundamentales que deben considerarse en un proceso por implantación de iones son: la energía de los iones, la densidad de corriente del haz de iones, la afluencia y la transferencia de energía al sólido, la cual depende del tipo de material del blanco. Esta transferencia de energía está directamente ligada al poder de frenado del ion en el sólido.

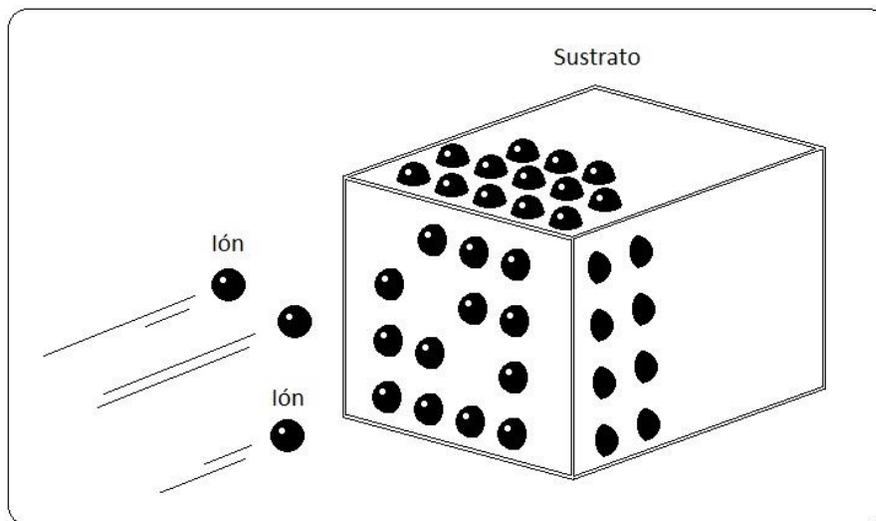


Figura 1.2 Diagrama esquemático de la técnica de implantación por iones.

1.2 La afluencia y densidad de corriente

Puesto que los iones tienen una carga eléctrica, el haz de iones constituye en sí una corriente eléctrica i , que en la práctica se mide en el intervalo de los nanoamperes (nA) a microamperes (μ A). El número (N_i) de iones que inciden sobre la muestra por segundo es $N_i = i/qe$, donde q es el estado de carga del ion ($q = 1, 2, \dots$) y e es la carga fundamental (1.602×10^{-19} C). Por ejemplo, 1μ A de proyectiles de carga eléctrica $+e$ equivale a 6.242×10^{12} proyectiles/s incidiendo sobre el sólido blanco. La corriente integrada en el tiempo t que dura el bombardeo, es igual a la carga eléctrica total $Q = \int i dt$ depositada por el haz de iones, que suele medirse en microcoulombs (μ C). Por ejemplo, una carga total depositada de 1μ C producida por proyectiles de carga $+e$ corresponderá a un total de 6.242×10^{12} proyectiles. En caso de iones de carga $+2e$ corresponderá a una incidencia total de 3.121×10^{12} proyectiles sobre el sólido.

A la entrada de los iones en la cámara de implantación se coloca un colimador que define el área A en donde podrán depositarse los iones. Además, los implantadores de iones normalmente cuentan con un dispositivo que barre el haz de iones en el plano $x - y$ (ver figura 1.2) para permitir una implantación uniforme de iones sobre el área A . Así la densidad superficial de iones implantados en un sólido será igual a los implantados en el área A . Se llama afluencia Φ al número total de proyectiles por unidad de área que quedan implantados en la muestra, resultando [2]:

$$\Phi = \frac{Q}{qeA} \quad (1.1)$$

Donde q es el estado de carga de ion ($+1, +2, +3$, etc.) y $e = 1.602 \times 10^{-19}$ C es la carga eléctrica fundamental. La afluencia suele expresarse en unidades de **número de iones/cm²** o simplemente **cm⁻²**.

Para lograr una afluencia Φ_0 determinada puede hacerse por medio de una corriente “pequeña” que tomará un tiempo “grande”, o empleando una corriente muy intensa que requerirá de un tiempo “corto” de irradiación. Aunque se trate de la misma afluencia Φ_0 el efecto de la densidad de corriente por unidad de área puede generar efectos distintos debido a procesos térmicos, pues en un caso se da un mayor tiempo para la disipación de calor que en el otro. Por ello éste parámetro también juega un papel relevante en cuanto a los efectos producidos por la implantación de iones.

1.3 Interacción de iones positivos con la materia.

En un principio, los iones con alta energía cinética al penetrar en el material pierden inmediatamente algunos electrones que acompañan al núcleo, quedando así una partícula fuertemente cargada [2]. Esta partícula interactúa electrodinámicamente con las nubes electrónicas y con los núcleos del material sólido. Ya que los electrones del material se encuentran distribuidos en todo el volumen, las interacciones con los electrones son mucho más frecuentes que con los núcleos. Inicialmente la energía del ion incidente se va depositando en el material principalmente a través de ionización y excitación de los electrones de la matriz, hasta que llega a moverse con una velocidad menor que incrementa la probabilidad de interactuar con los núcleos de la matriz, provocando un desplazamiento de su posición original y generando cambios en la estructura del material [2].

A través de estos procesos los iones generalmente depositan casi la totalidad de su energía en los materiales en los que inciden. Este depósito de energía puede provocar reacciones químicas, cambios de estructura atómica u otros efectos que acaban como calor, elevando la temperatura del material.

Este proceso de transferencia de energía del ion al sólido está directamente relacionado con el concepto de frenado del ion: que es la pérdida de energía ΔE al atravesar una distancia Δx . Esta tasa de transferencia energética en cada uno de estos procesos depende de la energía del ion incidente, su número atómico y masa (Z_1, M_1), así como de número atómico de los átomos del blanco y sus masas (Z_2, M_2). Además el frenado suele dividirse en dos partes principales, el debido a colisiones con los electrones (frenado electrónico), y el asociado a las colisiones con los núcleos atómicos del blanco (frenado nuclear). De esta manera el frenado se expresa como [3]:

$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_e + \left(\frac{dE}{dx}\right)_n \quad (1.2)$$

La importancia relativa de estos dos mecanismos (nuclear y electrónico) como función de la energía del ion se puede apreciar en la figura 1.3, en donde se muestra como el frenado nuclear es dominante a energías bajas y el frenado debido a la excitación electrónica lo es a energías altas.

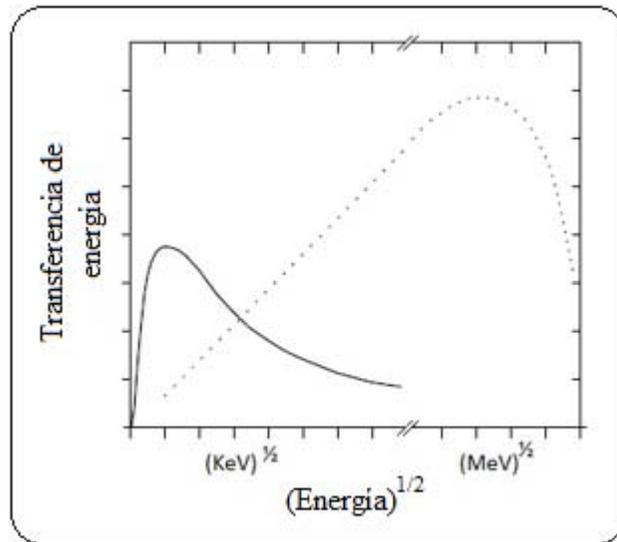


Figura 1.3. Comparación entre la transferencia de energía para el frenado electrónico (línea punteada) y el frenado nuclear (línea continua) de un ion ligero entrando en un material.

1.4 Poder de frenado

1.4.1 El concepto de sección eficaz

Para cada proceso o determinado tipo de interacción durante todos los experimentos de irradiación con iones tal vez el concepto más importante sea el de la sección eficaz asociada a cada uno de estos. La sección eficaz está asociada con la probabilidad de ocurrencia de un evento determinado durante el paso de un ion a través de materia.

Considere que se hace incidir un haz de iones sobre un blanco consistente en una muestra muy delgada de espesor dx y área A compuesta de átomos de un solo elemento, tal como se muestra en la figura 1.4.

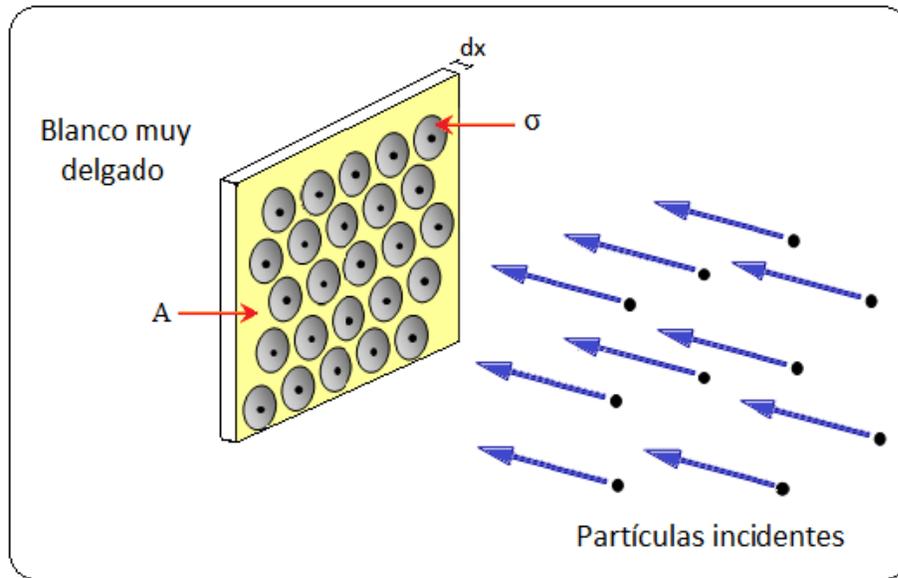


Figura 1.4 Esquema que ilustra el concepto de sección eficaz.

Los iones incidentes interactúan con los átomos de la muestra pudiendo producir varios tipos de eventos: dispersión del ion, ionización de los átomos, reacción nuclear, etc. Por el tamaño de los átomos y de las partículas involucradas no podemos conocer las condiciones iniciales de cada colisión, pero probabilísticamente podemos imaginar un área σ (zona gris) en torno a cada átomo (punto negro) y transversal al movimiento del ion a la cual estará asociada con la probabilidad de ocurrencia de cierto tipo de evento en particular. A esta σ se le llama sección eficaz y si el ion pasa por el área σ se tendrá una cierta probabilidad de que ocurra el evento asociado. De esta manera hay secciones eficaces de dispersión, de ionización, de reacción, de frenado, etc.

Definimos la probabilidad P_r de ocurrencia de un evento r como:

$$\begin{aligned}
 P_r &= \frac{\text{área total de reacción}}{\text{área total de la muestra}} = \frac{\sigma}{A} \times \text{número átomos en la muestra} = \frac{\sigma N dx}{A} \\
 &= \sigma N dx
 \end{aligned}
 \tag{1.3}$$

En donde N es la densidad de átomos por unidad de volumen. La unidad utilizada para la sección eficaz es el “barn” denotada como $[b]$ y equivalente a un área de 10^{-24} cm^2 . Es decir: $1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$.

Es muy importante notar que la sección eficaz σ tiene unidades de área y no es una función de probabilidad. Lo que sucede es que el valor de σ es directamente proporcional a la probabilidad de ocurrencia de un evento en particular. Entre más grande sea el valor de σ mayor será la probabilidad de que ese evento ocurra.

Con base en este concepto podemos definir la sección eficaz de transferencia de energía T del proyectil a un átomo blanco independientemente del tipo de interacción: $\sigma_{int}(T)$. De esta manera tendremos que la energía promedio que transfiere un ion a un átomo del blanco estará dada como [4]:

$$\langle T \rangle = (Ndx) \int_0^{T_m} T \sigma_{int}(T) dT \quad [\text{Joules} = \text{kg m}^2/\text{s}^2] \quad (1.4)$$

En donde los límites de integración van desde 0 hasta T_m que es la energía máxima que puede transferir el ion a un átomo.

1.4.2. El concepto de frenado y alcance del ion

Como se ha mencionado antes, el frenado del ion está asociado a la energía ΔE que va perdiendo el ion por unidad de longitud al atravesar el blanco y a su vez esta ΔE es igual a la que va depositando en el interior del blanco. Como este proceso es debido a las colisiones que va sufriendo el ion con los átomos del blanco, el frenado promedio tiene que ser proporcional a la energía promedio que va transfiriendo el ion. De esta manera:

$$\left(- \frac{dE}{dx} \right) = \frac{\langle \Delta T \rangle}{dx} = N \int_0^{T_m} \sigma_{int}(T) dT \quad [\text{Joules/m} = \text{kg m} / \text{s}^2] \quad (1.5)$$

Con base en esto, también se define la sección eficaz de frenado $S(E)$ como [4]:

$$S(E) = \frac{1}{N} \left(- \frac{dE}{dx} \right) = \int_0^{T_m} T \sigma_{int}(T) dT \quad (1.6)$$

Cuando una partícula se mueve en un medio material se tiene que los elementos básicos con los que va interaccionando son los núcleos atómicos y los electrones que los rodean. De esta manera, en una primera aproximación se puede sugerir dividir la sección eficaz de interacción $\sigma_{\text{int}}(T)$ en una parte electrónica $\sigma_{\text{elec}}(T)$ y otra nuclear $\sigma_{\text{nuc}}(T)$, de tal manera que la sección eficaz de frenado podemos dividirla de manera semejante:

$$S(E) = S_{\text{elec}}(E) + S_{\text{nuc}}(E) = \int_0^{Tm} T \sigma_{\text{elec}}(T) dT + \int_0^{Tm} T \sigma_{\text{nuc}}(T) dT \quad (1.7)$$

Por otra parte, tenemos que la profundidad promedio que alcanzará un ion con una energía de incidencia E_0 en el interior de un sólido blanco será aquella para la cual pierda toda su energía cinética. A esta distancia promedio se le llama alcance y está definida como:

$$\langle R(E_0) \rangle = \frac{1}{N} \int_0^{E_0} \frac{dE}{S_{\text{elec}}(E) + S_{\text{nuc}}(E)} \quad (1.8)$$

1.5 Creación de defectos en un sólido por implantación de iones.

Debido a la transferencia de energía por parte del ion al sólido se van produciendo modificaciones en la estructura del sólido, y consecuentemente se crean cambios en sus propiedades originales. La creación del daño dependerá del tipo de interacción que sufra el ion, que en el caso de las colisiones ion-sólido estarán dadas por:

- (a) Colisión proyectil - núcleo atómico, en donde la energía cinética del proyectil es transferida a los núcleos de los átomos del sólido. En estos casos el átomo puede ser expulsado de su lugar inicial y crear un defecto.
- (b) Colisión proyectil - electrones, en donde la energía requerida para formar un defecto se origina a partir de perturbaciones electrónicas del sólido, las cuales afectan localmente la estructura atómica. Estos defectos se producen debido a efectos de acoplamiento electrón-fonón [5].

Estos dos procesos que producen daños en un sólido son considerados independientes el uno del otro. Sin embargo ambos pueden interferir o combinarse uno con otro cuando sus probabilidades de ocurrencia tienen magnitudes comparables y se presentan simultáneamente en espacio y tiempo.

A su vez las modificaciones producidas en un sólido no dependerán exclusivamente de las interacciones entre los iones y los átomos de un material sólido, sino que también habrá una influencia de:

- (a) El tipo de estructura electrónica del material (metal, semiconductor o aislante).
- (b) El tipo de enlace químico (metálico, covalente, iónico, Van der Waals).

Para desplazar a un átomo de su lugar en la red dentro de un sólido se requiere de una energía mínima de desplazamiento E_d . De esta manera cuando un ion choca contra un átomo del blanco y le transfiere una energía E mayor que E_d se produce la creación de una vacante en el sólido. Además si $E \gg E_d$ entonces el átomo expulsado se convierte en un nuevo proyectil que también colisiona con los otros átomos del mismo sólido, generando a su paso la creación de más vacantes.

A este efecto se le conoce como colisiones de cascada y que se ilustra en la figura 1.5. En esta figura un ion incide sobre un material penetrando en su interior. Después de desplazarse hasta una cierta profundidad choca contra un primer átomo produciendo una vacante (círculo hueco) y cambiando la trayectoria del ion incidente hasta que vuelve a chocar contra otro átomo. Esto se va produciendo repetidamente hasta que el ion pierde totalmente su energía cinética y queda implantado en el interior del material. En la figura 1.5 la trayectoria del ion se representa por medio de la línea gruesa. A su vez los átomos expulsados de su lugar también se mueven dentro del sólido produciendo el desplazamiento de otros átomos que nuevamente actuarán como proyectiles hasta que su energía sea menor a E_d . Estos efectos de cascada son los principales responsables del daño atómico estructural producido en un sólido.

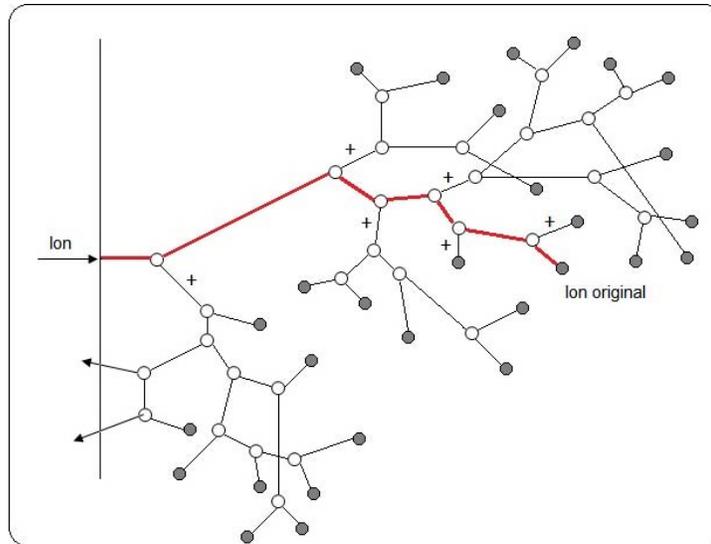


Figura 1.5 Esquema de las cascadas colisionales dentro del material.

1. 5. 1 Defectos en sólidos

El concepto de defectos en un sólido se suele explicar en términos de un sistema de átomos bien ordenados (sólido cristalino) y no en sólidos desordenados (sólidos amorfos). Sin embargo, los defectos puntuales pueden considerarse en ambos tipos de sólidos, pues después de todo los materiales amorfos presentan un orden de corto alcance (primeros vecinos), que permite la aplicación de conceptos de sólidos cristalinos. Por ejemplo, los defectos en cuarzo cristalino y sílice vítrea son bastante similares.

Los defectos puntuales elementales son:

- a) Vacancias: también llamada defecto de Schottky, consistente en una posición de la red en la que falta un átomo (figura 1.6a). Ésta se produce cuando en el proceso de la colisión la energía transferida T al átomo de la red es mayor que la mínima energía para desplazar al átomo de la red (E_d).
- b) Intersticial: puede ser un átomo del propio material o de impurezas que en lugar de estar en una posición regular en la red, se encuentra en una posición intermedia (figura 1.6b).
- c) Par de Frenkel: también llamado defecto Frenkel, se define como una vacancia de la red creada al remover un átomo desde su lugar y colocarlo en una posición intersticial en la red (figura 1.6c).

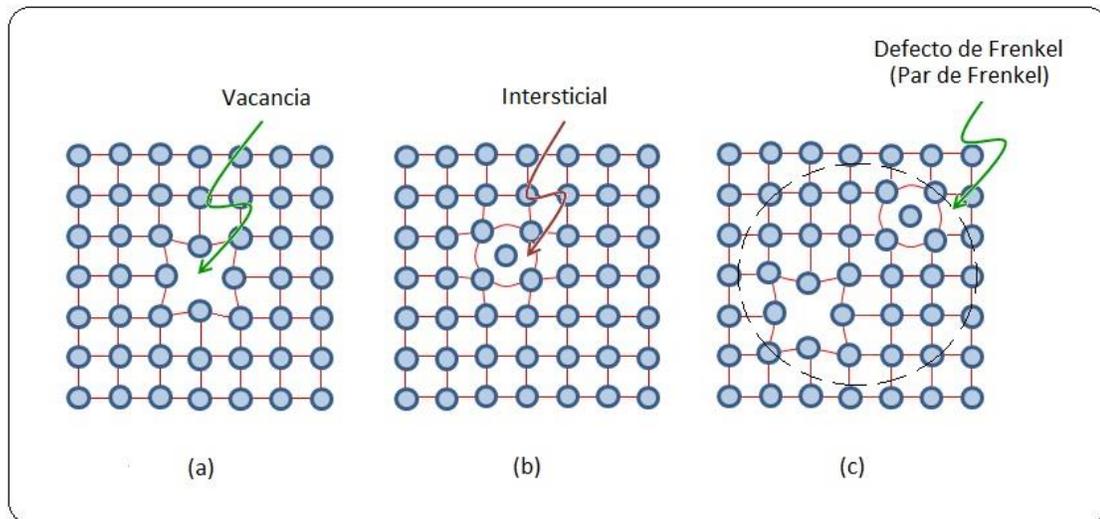


Figura 1.6. Defectos puntuales producidos principalmente en un sólido que es atravesado por un ion en movimiento rápido. (a) Vacancia, (b) Intersticial y (c) Par de Frenkel.

1.5.2. Efectos ópticos de la implantación con iones en materiales dieléctricos

El uso de la implantación o irradiación con iones para generar daño tiene aplicaciones para el desarrollo de nuevos materiales. Las cuatro principales aplicaciones desarrolladas en esta área, además de otras, son las siguientes [6,7]:

1. Desarrollo de nuevos materiales para componentes expuestos a radiación iónica de alta energía (reactores de fisión y de fusión).
2. Desarrollo de materiales empleados para dispositivos electrónicos.
3. Desarrollo de detectores de radiación.
4. Desarrollo de nuevos materiales con aplicaciones electrónicas y fotónicas, particularmente a escalas nanométricas.

Esta tesis se encuentra dentro del ámbito del punto 4 planteando la creación de guías de onda planas por implantación de iones. En este caso el daño producido por la irradiación con iones en sólidos dieléctricos transparentes permite la generación de cambios en el índice de refracción que pueden ser aprovechados con este fin.

Las propiedades físicas de los materiales dieléctricos transparentes que son más afectadas por la implantación de iones son las ópticas. Las colisiones por interacciones ion-núcleo atómico suelen generar una rarefacción (reducción de densidad del medio), que causan modificaciones en el índice de refracción, cambio de fase o formación de compuestos. Aunque en algunos casos suele

presentarse la situación opuesta, es decir un incremento en la densidad atómica en las zonas de mayor daño generado. Además estos cambios se producen en una zona limitada del sustrato dando lugar a regiones con grandes diferencias estructurales en el mismo material.

El efecto dominante de la implantación de iones en el índice de refracción se debe al desorden parcial de la red producido principalmente por las colisiones de tipo nuclear. El mayor daño ejercido sobre el material blanco lo ocasionan las cascadas en donde muchos de los átomos arrojados ocupan lugares intersticiales [1] que en la mayoría de los casos conduce a una disminución de la densidad física y, de ahí, a una disminución en el índice de refracción. Sin embargo, este proceso es mucho más complejo ya que depende de muchos factores [8] y en algunos materiales, como la sílice, se produce un efecto inverso [9], es decir se produce un aumento en el índice del sustrato.

Este aumento en el índice de refracción de un dieléctrico transparente es el que permite generar guías de onda de luz con perfiles de índice de refracción similares a los de las guías obtenidas por difusión o intercambio iónico [8,9].

1.6 Referencias

- [1] M. Nastasi, J.W. Mayer, "Ion Implantation and Synthesis of Materials", Springer (2006)
- [2] J. Rickards. "La física de las radiaciones en materia", Dirección General de Divulgación de la Ciencia, UNAM. (2001)
- [3] M. Nastasi, J. W. Mayer y J. K. Hirvonen, "Ion-solid interactions: Fundamentals and applications", Cambridge University Press, New York. (1996)
- [4] E. Balanzat, S. Bouffard, "Basic phenomena of the particle matter interaction", en el libro "Materials under irradiation", editado por A. Dunlop, F. Rullier-Albenque, C. Jaouen, C. Templier and J. Davenas. Trans Tech Publications, (1993)
- [5] F. Seitz, J. S. Koehler, "Solid State Physics 2" (1956)
- [6] Proceedings of the 17th International Conference on Ion Beam Modification of Materials, Québec, Canadá, August 22-27, 2010. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 272 (2012)
- [7] Proceedings of the NATO Advanced Study Institute on Radiation Effects in Solids, Erice, Sicily, Italy, July 17-19. (2004)
- [8] E. Flores, "Estudio de guías de onda ópticas activas obtenidas por implantación de iones en cristales de YAG". Tesis Doctoral, Centro de Investigación Científica y Educación Superior de Ensenada. Ensenada, Baja California. (2008)
- [9] P. D. Townsend, P.J. Chandler, L. Zhang, "Optical effects of ion implantation", Cambridge Studies in Modern Optics: 13. Cambridge University Press. (1994)

2 El SiO₂

El dióxido de silicio (SiO₂) llamado comúnmente sílice, es un material compuesto por dos de los elementos más comunes en la corteza terrestre, el Silicio que constituye el 27.7% y el Oxígeno con un 46.6%.

En la naturaleza se encuentra en estado sólido en dos fases distintas [1]: una fase cristalina en la cual existen más de 100 tipos diferentes, tal vez el más conocido es el cuarzo común. Otros menos conocidos son la chabazita, tridymita, cristobalita, coesita, ferrierita (siliceous), stishovita, monoganita, keatita, y la melanophlogita, con todas sus variantes cristalinas [2] y una fase amorfa con una enorme cantidad de variantes entre las que se encuentra el ópalo que es una gema preciosa conocida desde el tiempo de los romanos, la obsidiana procedente de lavas volcánicas o las tektitas que aparecen tras el impacto de grandes meteoritos sobre la superficie terrestre.

La unidad fundamental del SiO₂ es una estructura tetraédrica en la que un átomo de silicio forma enlaces covalentes con cuatro átomos de oxígeno. Los enlaces "O-Si-O" presentan un ángulo de 109.5° siendo la distancia entre átomos en estos enlaces de 1.61 Å [3]. En la figura 2.1 se muestra una representación esquemática de la molécula tetraédrica así como el enlace entre dos de ellas a través de uno de los átomos de oxígeno.

La principal diferencia entre las formas cristalinas del dióxido de silicio es el ángulo "Si-O-Si" que se forma en el enlace de dos moléculas de SiO₄. Éste ángulo es de 151° en β-cristobalita [4] y de 144° en α-cuarzo. El valor medio para la forma amorfa del SiO₂ es cercano a 144° [5].

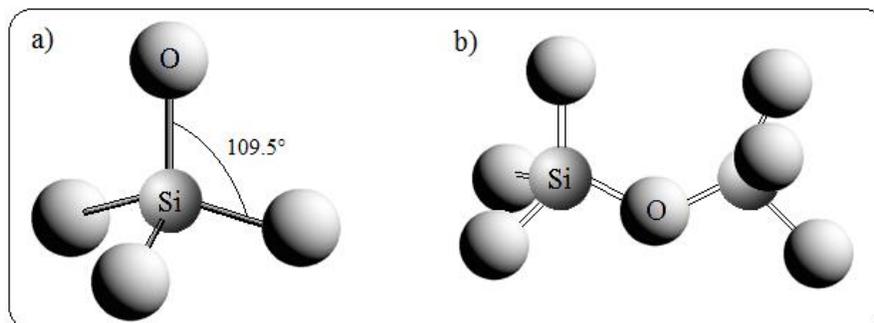


Figura 2.1 a) Esquema de una molécula de SiO₄ en la que un átomo de silicio se enlaza con 4 átomos de oxígeno formando una estructura tetraédrica. b) Enlace de dos moléculas tetraédricas formando un enlace "Si-O-Si".

2.1 La sílice

La sílice es un material dieléctrico que tiene múltiples usos en la vida común debido a su bajo costo de fabricación, elevada reproducibilidad de sus propiedades y la posibilidad de adoptar cualquier simetría como lo demuestran las fibras ópticas. Presenta una elevada transparencia en el rango del Infrarrojo que junto con su durabilidad mecánica y química la convierte en un material indispensable para las comunicaciones ópticas a largo alcance [6]. La enorme brecha energética de 9 eV, que existe entre la banda de valencia y la banda de conducción, es responsable de su alta transparencia en el espectro visible y el ultravioleta siendo el mejor material disponible para la fabricación de dispositivos ópticos de láseres pulsados de alta potencia donde la energía de los fotones debe permanecer por debajo del borde de absorción. La sílice presenta una de las mayores resistencias frente a la coloración inducida por la radiación y es el material escogido en múltiples aplicaciones y dispositivos que operan en entornos con elevada radiación como dispositivos espaciales o en instalaciones radiactivas o reactores nucleares donde los sistemas de transmisión de datos están formados por fibras ópticas.

2.2.1 Propiedades físico-químicas de la Sílice

La sílice presenta una distribución uniforme y continua de los ángulos en los enlaces "Si-O-Si" que abarca desde los 110° hasta los 160° lo que le confiere su estructura amorfa sin un orden a corto alcance, sin embargo, a medio alcance la sílice muestra un cierto grado de ordenamiento y aparecen estructuras anilladas formadas por grupos de entre tres y diez moléculas de SiO₂, predominando los anillos de 5 a 7 moléculas (Figura 2.2) con un ángulo de enlace "Si-O-Si" de 145° en promedio[7].

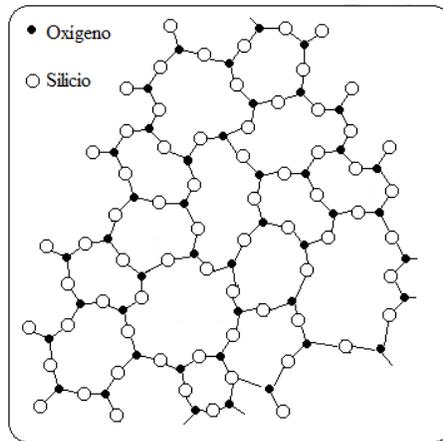


Figura 2.2. Estructura de anillos en la sílice.

En función de su estructura y propiedades físicas se pueden encontrar cuatro tipos de sílices comerciales según la clasificación Hetherington [8]:

Tipo I. Son sílices obtenidas a partir de cuarzo natural mediante fusión eléctrica en un entorno de vacío o en una atmosfera de gas inerte. Prácticamente no contienen grupos OH (menos de 5ppm) pero si suelen tener impurezas metálicas (30-100 ppm de Aluminio y 4 ppm de Sodio). Los nombres comerciales que se pueden encontrarse son Infrasil, IR-Vitreosil, GE-105, 201 y 204.

Tipo II. Este tipo de Sílice se obtiene también a partir del cuarzo natural en polvo que se funde mediante una llama de Oxígeno-Hidrógeno, proceso de Verneuil [9]. El contenido de impurezas metálicas es inferior que el caso Tipo-I pero la atmosfera de Hidrógeno-Oxígeno en la que se produce la llama conlleva un mayor contenido de grupos OH, alrededor de 150-400 ppm. Los nombres comerciales para este tipo de sílice son Herasil, Homosil, Optosil, O.G. Vitreosil y GE-104. Si se realiza un tratamiento térmico en una atmosfera de oxígeno, se produce una gran mejora de la transparencia óptica de este tipo de sílice en el rango ultravioleta, comercializándose bajo el nombre de Ultrasil.

Tipo III. En este caso la sílice se obtiene mediante la hidrolisis de SiCl_4 al ser pulverizado por el método Verneuil. Esta variante está prácticamente libre de impurezas metálicas pero contiene una enorme cantidad de grupos OH (1000 ppm) y Cloro (100 ppm) respectivamente. Los nombres comerciales que recibe son: Suprasil, Spectrosil y Corning 7940.

Tipo IV. Son sílices obtenidas a partir de SiCl_4 introducido en un plasma libre de vapor de agua. El material obtenido es muy similar al tipo-III pero con muy bajo contenido en OH (0.4 ppm) y Cloro (200 ppm). Los nombres comerciales utilizados son: Suprasil W, Spectrosil WF y Corning 7943.

Las muestras de sílice utilizadas para este trabajo son GE-124 "fused quartz" de alta pureza (sílice del tipo I). Algunas propiedades físicas y químicas de interés para este tipo de sílice se presentan en la tabla 2.1.

Tabla 2.1. Propiedades físicas y químicas de GE-124.

Densidad	2.2 gr/cm ³
Coeficiente de expansión térmica	5.5×10^{-7} cm/°C
Temperatura de Fusión	1683 °C
Temperatura de Annealing	1215°C
Índice de refracción*	1.4585
Calor específico	670 J/ K.Kg

Composición típica de elementos en sílice GE-124

Aluminio (Al)	14
Arsénico (As)	<0.002
Boro (B)	<0.2
Calcio (Ca)	<0.4
Cadmio (Cd)	<0.01
Cromo (Cr)	<0.05
Cobre (Cu)	0.05
Hierro (Fe)	0.2
Potasio (K)	0.6
Litio (Li)	0.6
Magnesio (Mg)	0.1
Manganeso (Mn)	<0.05
Sodio (Na)	0.7
Níquel (Ni)	<0.1
Fósforo (P)	<0.2
Antimonio (Sb)	<0.003
Titanio (Ti)	1.1
Circonio (Zr)	0.8
OH	<5

(*)Journal of the optical society of america, Sept. 1954 a 578nm

2.2.2 Efecto de la radiación en Sílice

La sílice es un material altamente estudiado de la cual existen múltiples trabajos que abordan los efectos que la radiación produce en ella. Desde 1968 hay estudios [10] que muestran los cambios en el índice de refracción de la sílice debido a la radiación con protones originando las primeras guías ópticas debidas a la implantación. Webb y Townsend [11] muestran que la implantación con iones de baja energía (25-300 KeV) donde las interacciones nucleares dominan frente a las electrónicas, induce un incremento en el índice de refracción n de la zona irradiada. Estas variaciones de n se midieron mediante la técnica de elipsometría, una técnica que permite obtener el grosor y el índice de refracción de capas delgadas depositadas sobre un sustrato. Los resultados demostraron que se produce un incremento en el índice de refracción cercano al 2% y sugerían que el origen era una compactación del material irradiado.

Uno de los aspectos más importantes y estudiados de la sílice son sus defectos puntuales, que hacen que el material deje de ser transparente a diferentes longitudes de onda. Está demostrado que la radiación induce un aumento en la coloración [13] y se acepta que la radiación ionizante produce principalmente la excitación de defectos preexistentes en el material [14] y la creación de defectos a partir de precursores.

2.3 Defectos puntuales en Sílice

Podemos clasificar los defectos puntuales en “intrínsecos” y “extrínsecos”. Los primeros son aquellos que están presentes en el material sin irradiar y que se forman durante el proceso de fabricación debido a los diferentes procesos térmicos. Por el contrario, los defectos extrínsecos corresponden a impurezas del material y pueden proceder de los diferentes procesos de fabricación o bien de procesos de irradiación en los que se introducen dopantes en el material.

2.3.1 ODC-I (Deficiencia de oxígeno diamagnética tipo-I).

Son defectos en los que falta un átomo de oxígeno de la red, de modo que dos átomos de silicio se encuentran enlazados entre sí y otros seis átomos de oxígeno (Figura 2.3). Este tipo de defectos se puede encontrar en la sílice sin irradiar.

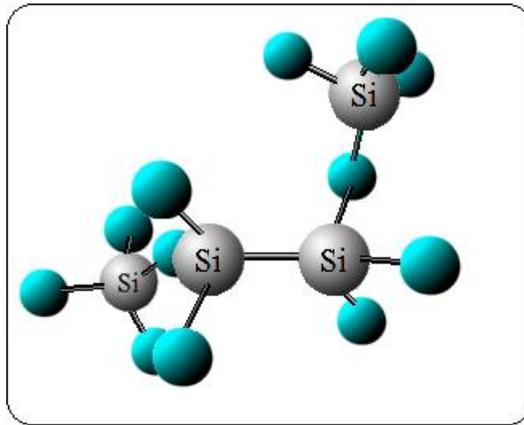


Figura 2.3 Representación de un defecto ODC-I donde se observa la ausencia de un átomo de oxígeno quedando enlazados directamente dos átomos de silicio.

Estos defectos son diamagnéticos, haciendo imposible su estudio mediante Resonancia Paramagnética Electrónica (EPR) [14]. Presentan una banda de absorción en 7.6 eV que se encuentra muy cerca del borde absorción, lo que dificulta su medida. En la literatura se pueden encontrar valores ligeramente distintos que por su cercanía al gap del material y debido a las impurezas que presentan los diferentes tipos de sílice.

- Esta banda de absorción está presente en todas las variantes de SiO_2 amorfas [15] y en las cristalinas irradiadas con altas dosis [16].
- En sílices sin irradiar que presentan deficiencia de oxígeno esta banda es mucho más intensa que en otras variantes [17].

2.3.2 ODC-II (Deficiencia de oxígeno diamagnética tipo II).

Es un defecto también deficiente en oxígeno como el anterior pero consiste en un silicio enlazado a dos oxígenos ($=\text{Si}:$) Presenta una banda de absorción en 5 eV [18] también denominada "B2".

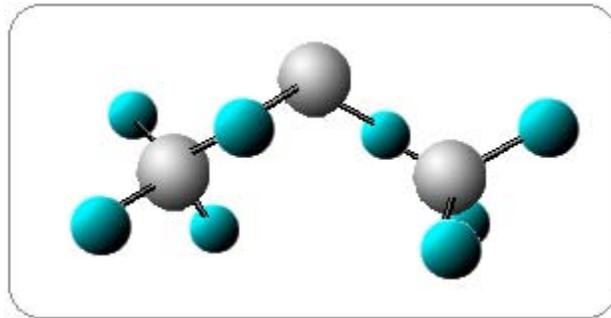


Figura 2.4. Representación de una vacante de silicio divalente, defecto ODC-II.

La banda asociada a los ODC-II presenta una intensidad cien veces menor que la banda de los ODC-I en 7.6 eV [19].

En silicio amorfo en el espectro de fotoluminiscencia (PL) aparece una banda de emisión centrada en 3.1 eV (banda β) que está conectada a la banda de absorción de los B_2 , con mayor precisión a la banda $B_{2\beta}$ [46-48]. Sin embargo, no se han alcanzado resultados concluyentes acerca del origen de la banda β , aunque generalmente se asocia a defectos de la red inducidos por impurezas, pero para algunos autores sólo átomos de Germanio (Ge) juegan un rol principal en su formación (defectos H(II) que se verán a continuación)[47,50, 51].

2.3.3 Defectos E'

La familia de los centros paramagnéticos E' es quizás la más estudiada de todos los defectos encontrados en SiO_2 a igual que los defectos ODC-I y ODC-II, se relacionan con vacancias de oxígeno pero con un portador de carga atrapada en ella. Desde su primera descripción en 1956 estos defectos son observados en α -cuarzo [19] y en sílice [20] caracterizados extensivamente por medio de EPR dando lugar a la aparición de más de 15 variantes. Todas las variantes tienen una estructura común en la que aparece un electrón desapareado de un átomo de silicio que está enlazado con tres átomos de oxígeno (Figura 2.5).

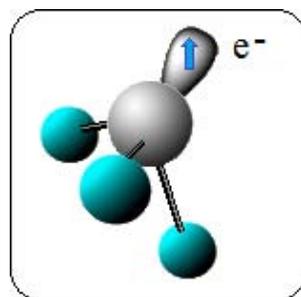


Figura 2.5. Representación de un centro E'

Los estudios de EPR muestran que el electrón desapareado en la vacancia de oxígeno sufre una fuerte interacción hiperfina con un solo átomo de silicio. Esta interacción fue explicada por una relajación asimétrica de la vacancia, con el espín localizado sobre un átomo de silicio mientras que el otro átomo de silicio se relaja en el plano de los tres oxígenos enlazados [21] como se muestra en la figura 2.6. Este modelo fue ampliamente aceptado y optimizado tomando en consideración la interacción entre el átomo de silicio y el oxígeno enlazado de su segundo vecino (parte superior derecha de la figura 2.7). En este caso se encontró que el átomo de silicio cargado positivamente se relaja incluso más allá de la vacancia [22-24], así la distancia entre ambos átomos de silicio se incrementa a 4.5\AA con una configuración de menor energía “outwards puckered” (Figura 2.7a). La otra posible configuración, no relajada y que presenta mayor energía consiste en el acercamiento del átomo de silicio del primer vecino a la vacante de oxígeno disminuyendo su separación inicial de 3.06\AA en α -cuarzo a 2.78\AA [24] o 3.05\AA [25] (Figura 2.7b).

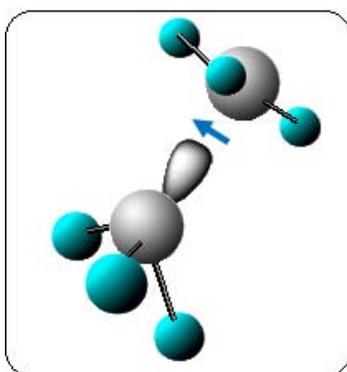


Figura 2.6. Vacancia de Oxígeno relajada asimétricamente con un electrón desapareado en sp^3 como orbital de un átomo de silicio. (Modelo clásico para un centro $E'1$ en α -cuarzo [21] o centro $E'\gamma$ en sílice [20]).

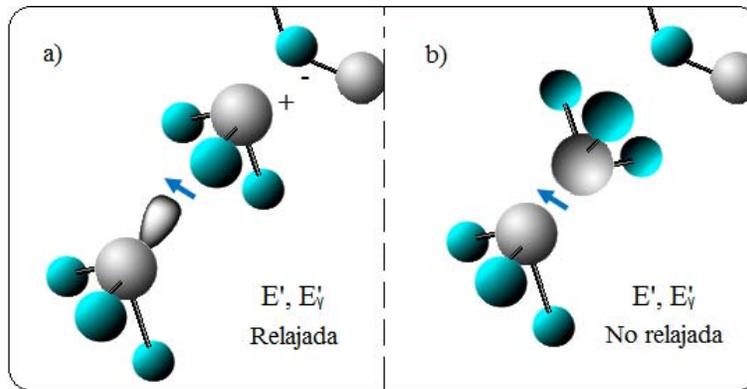


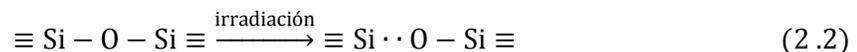
Figura 2.7 a) centros E'_1 o $E'\gamma$ relajada b) E'_1 o $E'\gamma$ no relajada.

La variante E' más abundante en sílice es el $E'\gamma$ asociado a una banda de absorción en 5.8 eV. Este defecto se crea en la sílice sometiendo a las muestras tanto a radiación ionizante (láser, rayos x, rayos γ), como de partículas (neutrones, iones) [26]. Debido a la similitud de los resultados encontrados por medio de EPR con el E'_1 en cuarzo cristalino, se supuso que los dos defectos presentaban la misma estructura microscópica (Figura 2.7) [3] y actualmente este modelo de defecto queda aceptado por diversos autores. Sin embargo, la falta de dos líneas de estructura hiperfina en los espectros de EPR, junto a con la aparición de dos líneas ligeramente diferentes para $E'\gamma$ ponen en duda la similitud entre los dos defectos [27].

Con respecto al origen del defecto $E'\gamma$ se han propuesto defectos precursores. Entre los precursores intrínsecos podemos encontrar la vacante de oxígeno (ODC) que atrapa un hueco [3]:



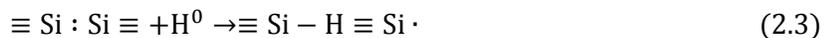
Otro tipo de precursor de este defecto es el enlace tensionado en el que un enlace $\text{Si} - \text{O}$ se rompe para formar un $E'\gamma$ y un NBOHC (defecto que se verá a continuación) [28,29]:



Cabe notar que en este caso la estructura $+\text{Si} \equiv$ no se encuentra presente, pero este tipo de defecto está considerado como $E'\gamma$ porque presenta una banda de absorción y valores característicos del espectro de EPR del defecto.

Otras variantes del defecto E' son los centros E'α, E'δ y E'β de los que se desconocen sus mecanismos de producción [14]. El centro E'α fue observado primero por Griscom en muestras estequiométricas de sílice expuestas a rayos x a 77K [20] en estas muestras se vio que el defecto era estable hasta $T \cong 200K$ y se convertía en E'γ cuando se exponía a la luz natural. Existen varias estructuras microscópicas posibles con base en modelos teóricos para este tipo de defecto, pero no se ha alcanzado un consenso por falta de datos experimentales que los corroboren [3, 30]. Por otro lado, el centro E'δ también fue observado y caracterizado por Griscom en muestras con impurezas de cloro [31]. Este centro se ha observado en numerosos experimentos, como por ejemplo en muestras de sílice irradiadas con rayos x o rayos gamma [32] y tampoco en este centro existe una estructura microscópica consensuada.

Con una banda de absorción asociada centrada en 5.4 eV la variante E'β ha sido observada en muestras de sílice sintéticas que contenían una alta concentración de grupos OH de 1200 ppm irradiadas con rayos x a 77K [20]. Se supuso que su estructura era equivalente a la estructura microscópica del centro E₂' en α-cuarzo [33] y que podría originarse por la interacción de un átomo de hidrógeno con el precursor ODC-I [3, 20]:



Donde el enlace (Si – H) apunta hacia el lado opuesto del defecto. El grupo Si-H es un grupo importante dentro de la sílice ya que si se somete a radiación ionizante se puede generar E'γ e hidrógeno atómico [34]

2.3.4 Centros NBOHC (Non-Bridging Oxygen Hole Center)

Este tipo de defecto consiste en un electrón desapareado en un orbital p de un oxígeno que sólo está enlazado a un silicio de la red (Figura 2.8). Tradicionalmente se han asociado diferentes bandas de absorción para los defectos NBOHC ubicadas en 2 eV, 4.8 eV y 6.8 eV [35,36] y asociada a ellas una banda de emisión en 1.9 eV [37].

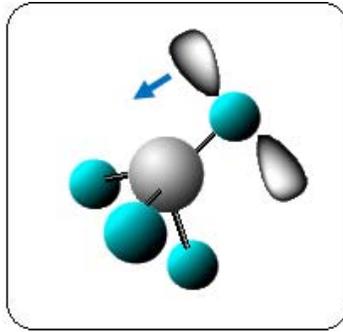


Fig 2.8. Defecto NBOHC

Otro estudio más reciente indica que en la región del ultravioleta y el ultravioleta lejano existen dos bandas claramente diferenciadas y pertenecientes al defecto NBOHC, que son las bandas centradas en 4.8 eV y 6.8 eV [38] donde parece ser que el espectro de absorción es amplio y continuo, extendiéndose desde 4 eV a 8 eV. El mecanismo de formación para este defecto es rompiendo un enlace Si – O, produciéndose así un defecto E' y un NBOHC (2.3.4), o bien mediante la ruptura del enlace OH del grupo silanol ($\equiv \text{Si} - \text{O} - \text{H}$) para formar un NBOHC y un átomo de hidrógeno [39]:



2.3.5 Otros defectos relacionados con el Oxígeno

En sílices ricas en oxígeno, pueden aparecer defectos relacionados con el exceso de dicho elemento. Estudios teóricos predicen la presencia de átomos de oxígeno en forma intersticial [40] conocido como POL (peroxide linkage), formando una unión peróxido ($\equiv \text{Si} - \text{O} - \text{O} - \text{Si} \equiv$) entre los átomos de oxígeno que enlazan los diferentes tetraedros, Nishikawa asoció estos centros con una banda de absorción en 3.8 eV [1].

Otra forma en la que se presentan los defectos relacionados al oxígeno es formando radicales peróxido POR (peroxide radical) cuya estructura microscópica consiste en una molécula de oxígeno ligada a un silicio de la red que posee un electrón desapareado (ión O_2^- ligado a un Si) Figura 2.9. Este electrón desapareado, a diferencia del NBOHC, no se encuentra localizado en un orbital del oxígeno, sino que está localizado en dos orbitales coparalelos de la molécula O_2 , son defectos paramagnéticos que fueron detectados originariamente mediante EPR [21,24] y que presentan una banda de absorción situada en 5.3 eV [41]. Debido a que esta banda presenta una anchura de 1.3 eV

en volumen, existe un solapamiento fuerte con la banda asignada al defecto NBOHC (centrada en 4.8 eV).

El oxígeno puede estar presente en forma molecular, bien sea como molécula de oxígeno o de ozono intersticial. Las sílices comerciales por lo general suelen tener una concentración baja de O_2 ($< 10^{14} \text{ cm}^{-3}$). La presencia de moléculas de oxígeno es la responsable de una línea estrecha situada en 0.19 eV (región infrarroja) de absorción óptica [42].

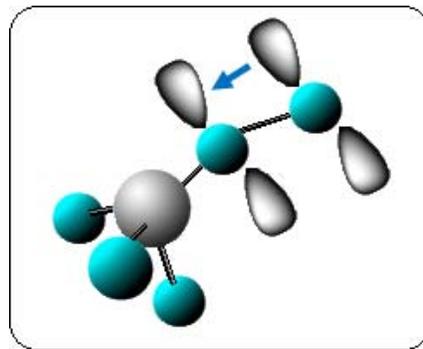


Figura 2.9. Defecto POR

2.3.6 Defectos relacionados a impurezas

Se denomina impureza a cualquier elemento que no sea un constituyente del material (silicio u oxígeno). El que este material tenga mayor o menor contenido de impurezas depende sobre todo del proceso de fabricación, aunque también es posible introducirlas mediante otros procesos como implantación de iones [26, 43]. Todas estas impurezas van a estar presentes en el material formando parte de la red sustituyendo a un elemento constituyente del material, o de forma intersticial. Cuando estas impurezas forman parte de la red de la sílice sustituyendo al silicio se denominan “network formers”, mientras que si las impurezas se encuentran en la red sin sustituir al silicio, se denominan “network modifiers”. Estas últimas se pueden presentar en sitios intersticiales como ocurre generalmente con átomos del grupo de los alcalinos o alcalinotérreos (Li, Na, K, Rb, Ca, Mg), o formando parte de la red como es el caso del hidrógeno y el flúor.

En la sílice, la impureza más común es el hidrógeno. Este es un elemento que tiene un elevado poder de difusión y presenta una gran facilidad para introducirse en las muestras desde la atmósfera. Una vez en la red, forma diferentes enlaces dando lugar a varios tipos de defectos:

2.3.6.1 Grupos Silanol (-OH)

Estos grupos se forman al unirse un grupo hidroxilo con un átomo de silicio (Si – OH). Su principal característica es una intensa banda de absorción en la región infrarroja del espectro situada en los 0.45 eV y que está relacionada con los modos principales de vibración del grupo OH. Esta banda está constituida por varias sub-bandas [44] cada una debida a un modo de vibración diferente.

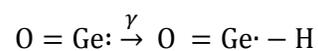
2.3.6.2 Grupos H (I)

Este grupo aparece sólo después de la irradiación [45]. Su estructura microscópica es de un electrón desapareado en el orbital del silicio, que a su vez forma enlace con un hidrógeno y dos oxígenos en lugar de hacerlo con tres. Como precursor de este defecto se ha propuesto un defecto ODC-II en el que éste por medio una sustitución de un átomo de oxígeno por un átomo de hidrógeno da lugar a la aparición de estos grupos.



2.3.6.3 Grupos H (II)

Una impureza que se puede encontrar en las muestras de sílice es el germanio, esta impureza sustituyente del silicio presenta la misma valencia que el silicio y por tanto se puede encontrar en la red de la sílice formando un enlace con cuatro oxígenos. Es frecuente encontrarlo en la sílice ligado a dos átomos de oxígeno formando el defecto diamagnético (= Ge:) [46, 47]. Este tipo de defecto presenta una banda de absorción a 5.15 eV (banda B_{2β}) y dos bandas de emisión a 4.2 eV (banda α_E) y a 3.1 eV (banda β). Todo el conjunto de bandas se denomina actividad óptica B (B-activity) [3, 48]. Cuando se irradia la muestra con rayos gamma, el defecto O = Ge: atrapa un átomo de hidrógeno formando el defecto paramagnético H (II) [49]



En la siguiente tabla se resumen los principales defectos en la sílice:

Tabla 2.2 Resumen y características de los principales defectos en sílice.

a) Defectos Diamagnéticos.

Nombre	Modelo estructural	Propiedades ópticas
ODC-I	$\equiv \text{Si} - \text{O} - \text{O} - \text{Si} \equiv$	AO 7.6 eV (163 nm)
ODC-II	$\equiv \text{Si} - \text{Si} \equiv$	AO 5.0 eV (248 nm) PL 4.4 eV y 2.7 eV
POL	$\equiv \text{Si} - \text{O} - \text{O} - \text{Si} \equiv$	AO 3.8 eV (326 nm)
Ozono intersticial	O_3	AO 4.8 eV (258 nm)
Si-H	$\equiv \text{Si} - \text{H}$	AO 0.27 eV (IR)
Si-OH	$\equiv \text{Si} - \text{OH}$	AO 0.45 eV (IR)

b) Defectos Paramagnéticos

Nombre	Modelo estructural	Propiedades ópticas
E'γ	$\text{Si} \cdot (^+\text{Si}\equiv)$	AO 5.8 eV (213.8 nm)
E'α	-	AO 5.8 eV (213.8 nm)
E'δ	-	-
E'β	$\equiv \text{Si} - \text{H} \equiv \text{Si} \cdot$	AO 5.4 eV (230 nm)
H(I)	$\text{O} = \text{Si} \cdot - \text{H}$	AO 4.9 eV y 6.0 eV (253 y 206.6 nm)
H(II)	$= \text{Ge} \cdot - \text{H}$	- PL 4.2eV y 3.1eV (295 y 400nm)
NBOHC	$\equiv \text{Si} - \text{O} \cdot$	AO 2.0 eV, 4.8 eV, 5.47 eV, 6.1 eV, 6.8 eV y 7.29 eV (620, 258, 226, 203, 182 y 170 nm) PL 1.9 eV (652 nm)
POR	$\equiv \text{Si} - \text{O} - \text{O} \cdot$	AO 1.97 eV y 5.3 eV (630 y 234 nm)
Intersticial O_2	$\text{O} = \text{O}$	>6.5 AO (190 nm)

2.4 Referencias

- [1] R. A. B. Devine, J. -P. Duraud and E. Doorhyée; "Structure and imperfections in amorphous and crystalline silicon dioxide" J. Wiley & Sons (2000)
- [2] H. Silva. "Estudio de los mecanismos de formación de nanopartículas de oro embebidas en sílice, producida por irradiación de iones" Instituto de Física UNAM. Tesis de Doctorado (2011)
- [3] G. Pacchioni, L. Skuja and D. L. Griscom, "Defects in SiO₂ and Related Dielectrics", Science and Technology. Kluwer Academic Publishers, USA (2000)
- [4] A.F. Holleman, Egon Wyberg, "Lehrbuch der anorganischen Chemie", Walter Gruyter Verlag, Berlin, New York, ISBN 3-11-007511-3 (1985)
- [5] Sokrates T. Pantelides "The physics of SiO₂ and its interfaces" Ed. Pergamon (1978).
- [6] A. Othonos, K. Kalli, Bragg Gratings "Fundamentals and Applications in Telecommunications", Artech House, N.Y. (1999)
- [7] L.W. Hobbs, C. E. Jesurum, and B. Berger, in "Structure and Imperfections in Amorphous and Crystalline Silicon Dioxide", edited by R. A. B. Devine, J.-P. Duraud, and E. Dooryhee (Wiley, New York, 2000), pp. 253–291.
- [8] G. Hetherington, K.H. Jack, M.W. Ramsay, Phys. Chem. Glasses 6 (1965)
- [9] Conerlis Klein, Cornelius S. HURLBUT "Manual de mineralogía" 4ta edición, Ed Reverte pp 673.
- [10] E. Ronald Schineller, R. P. Flam and D. W. Wilmot; "Optical Waveguides formed by Proton irradiation of fused silica" Journal Optical Society of America, 58 (1968)
- [11] A. P. Webb and P. D. Townsend "Refractive index profiles induced by ion implantation in silica" J. Phys D, 9 (1976)
- [12] P. W. Leech; M. Ridgway, M. Faith, "Channel waveguides formed in fused silica and silica-on-silicon by Si, P and Ge ion implantation" IEE Proceedings - Optoelectronics 143(1996)
- [13] M. León "Efectos de la radiación gamma y neutrónica en las propiedades ópticas del óxido de silicio amorfo" Universidad Autónoma de Madrid 2011.

- [14] L. Skuja. "Optically active oxygen-deficiency-related centers in amorphous silicon dioxide", J. Non-Cryst. Solids 239 (1998)
- [15] M. Guzzi, F. Pio, G. Spinolo, A. Vedda, C.B. Azzoni, "Neutron irradiation effects in quartz: optical absorption and electron paramagnetic resonance" J. Phys.: Condens. Matter Vol.4 (1991)
- [16] L. Skuja, G. Pacchioni, L. Skuja, and D. L. Griscom, editors, "Defects in SiO₂ and Related Dielectrics: Science and Technology", NATO Science Series, Kluwer, Dordrecht. (2000)
- [17] H. Hosono, Y. Abe, H. Imagawa, H. Imai and K. Arai, "Experimental evidence for the Si-Si bond model of the 7.6-eV band in SiO₂ glass" Phys. Rev. B: Condens. Matter Vol.44 (1991)
- [18] A. H. Edwards, W. Beall Fowler and John Robertson in "Structure and Imperfections in Amorphous and Crystalline Silicon Dioxide", edited by R. A. B. Devine, J.-P. Duraud, and E. Dooryhee (Wiley, New York, 2000), pp. 3–48.
- [19] R.A. Weeks, "Paramagnetic Resonance of Lattice Defects in Irradiated Quartz" J. Appl. Phys. 27, 1376 (1956)
- [20] R. Cases, D.L. Griscom, "On the structure of defect centers in γ -irradiated alkali silicate glasses" Nucl. Instr. And Meth. B 1(1984)
- [21] F.J Feigl, W.B. Fowler, K.L. Yip, "Oxygen vacancy model for the E'₁ center in SiO₂" Solid State Commun. 14 (1974)
- [22] J.K. Rudra, W.B Fowler, "Oxygen vacancy and the E'₁ center in crystalline SiO₂" Phys. Rev. B 35 (1987)
- [23] K.C. Snyder, W.B Fowler, "Oxygen vacancy in α -quartz: A possible bi- and metastable defect" Phys. Rev. B 48 (1993)
- [24] M. Boero, A. Pasquarello, J. Sarnthein, R. Car, "Structure and Hyperfine Parameters of E'₁ Centers in α -Quartz and in Vitreous SiO₂" Phys. Rev. Lett. 78 (1997)
- [25] J.K. Rudra, W. B. Fowler, "Oxygen vacancy and the E'₁ center in crystalline SiO₂" Phys. Rev. B 35 (1987)

- [26] A. Oliver, J. C. Cheang-Wong, A. Crespo, L. Rodríguez-Fernández, J. M. Hernández, E. Muñoz, R. Espejel-Morales, "E' and B2 center production in amorphous quartz by MeV Si and Au ion implantation" *Materials science & engineering B*, 147 (2000).
- [27] S. Agnello, R. Boscaino, G. Buscarino, M. Cannas and F. M. Gelardi, "Structural relaxation of E'γ centers in amorphous silica" *Phys. Rev. B* 66 (2002)
- [28] H. Hosono, Y. Ikuta, T. Kinoshita, K. Kajihara and M. Hirano, "Physical Disorder and Optical Properties in the Vacuum Ultraviolet Region of Amorphous SiO₂" *Phys. Rev. Lett.* 87 (2001)
- [29] Y. Kawaguchi and N. Kuzuu, "Characteristics of γ-ray-induced absorption bands in oxygen deficient silica" *Journal of Applied Physics* 80 (1996)
- [30] T. Uchino, M. Takahashi and T. Yoko, "Mechanism of Interconversion among Radiation-Induced Defects in Amorphous Silicon Dioxide" *Physical Review Letters* 86 (2001)
- [31] D. L. Griscom, E. J. Friebele, "Fundamental radiation-induced defect centers in synthetic fused silicas: Atomic chlorine, delocalized E' centers, and a triplet state" *Phys. Rev. B* 34 (1986)
- [32] L. Zhang and R. G. Leisure, "The E'_δ' and triplet-state centers in x-irradiated high-purity amorphous SiO₂" *Journal of Applied Physics* 80 (1996)
- [33] J. K. Rudra, W. B. Fowler and F. J. Feigl, "Model for the E'₂ Center in Alpha Quartz" *Physical Review Letters* 55 (1985)
- [34] L. Skuja, H. Hosono and M. Hirano in "laser-Induced Damage in Optical Materials: 2000, Proceedings", edited by G. J. Exarhos, A. H. Guenther, M. R. Kozlowski, K. L. Lewis and M. J. Soileau, Vol 4347, pp 155-168 (2001)
- [35] L. Skuja, "The origin of the intrinsic 1.9 eV luminescence band in glassy SiO₂" *J. Non-Cryst. Solids* 179 (1994)
- [36] L.N. Skuja, A. R. Silin, A. G. Boganov, "On the nature of the 1.9 eV luminescence centers in amorphous SiO₂" *J. Non-Cryst. Solids* 63 (1984)
- [37] M. Cannas and F. M. Gelardi, "Vacuum ultraviolet excitation of the 1.9-eV emission band related to nonbridging oxygen hole centers in silica" *Physical Review B* 69 (2004)

- [38] L. Skuja, K. Kajihara, M. Hirano and H. Hosono, "Visible to vacuum-UV range optical absorption of oxygen dangling bonds in amorphous SiO₂" *Physical Review B* 84 (2011)
- [39] K. Awazu and H. Kawazoe, "Gaseous species and their photochemical reaction in SiO₂" *Journal of Non-Crystalline Solids* 179 (1994)
- [40] G. Pacchioni and G. Ierano, "*Ab initio* formation energies of point defects in pure and Ge-doped SiO₂" *Physical Review B* (1997)
- [41] A. Moroño and E. R. Hodgson, "Radiation induced optical absorption and radioluminescence in electron irradiated SiO₂" *Journal of Nuclear Materials* 258 (1998)
- [42] R. C. Hughes, "Hole mobility and transport in thin SiO₂ films" *Appl. Phys. Letters* 26 (1975)
- [43] E. Flores-Romero, J. M. Zárate-Reyes, H. Silva-Pereyra, A. Oliver, L. Rodríguez-Fernández, "Optical waveguides formed by carbón implantation on SiO₂", *Proceedings SPIE* 8785 (2013)
- [44] O. Humbach, H. Fabian, U. Grezesik, U. Haken, W. Heitmann, "Analysis of OH absorption bands in synthetic silica" *J. Non-Cryst. Solids* 203 (1996)
- [45] V. A. Radzig, V. N. Bagratashvili, S. I. Tsygina, P.V. Chernov and A. O. "Photoinduced Reactions of Oxygen-Deficient Centers with Molecular Hydrogen in Silica Glasses" *J. Phys, Ches.* 99 (1995)
- [46] L. Skuja, "Isoelectronic series of twofold coordinated Si, Ge, and Sn atoms in glassy SiO₂: a luminescence study" *Journal of Non-Crystalline Solids* 149 (1992)
- [47] H. Hosono, Y. Abe, D. L. Kinser, R. A. Weeks, K. Muta and H. Kawazoe, "Nature and origin of the 5-eV band in SiO₂:GeO₂ glasses" *Phys. Rev. B* 46 (1992)
- [48] R. Tohmon, H. Mizuno, Y. Ohki, K. Sasagane, K. Nagasawa and Y. Hama, "Correlation of the 5.0- and 7.6-eV absorption bands in SiO₂ with oxygen vacancy" *Phys. Rev. B* 39 (1989)
- [49] E.P. Oreilly and J. Robertson, "Theory of defects in vitreous silicon dioxide" *Physical Review B* 27 (1983)
- [50] L.N Skuja, A.N. Trukhin and A.E. Plaudis, "Luminescence in Germanium-Doped Glassy SiO₂" *Phys. Status Solidi A* 84 (1984)
- [51] T.E. Tsai, E.J. Friebele, M. Rajaram and S. Mukhopadhyay, "Structural origin of the 5.16 eV optical absorption band in silica and Ge-doped silica" *Appl. Phys. Lett.* 64 (1994).

3 Guías de onda

3.1 Conceptos básicos

Una guía de onda se define como una estructura óptica que permite el confinamiento de la luz en su interior por medio de la reflexión total interna. El guiado de la luz puede lograrse de diferentes formas, como por reflexiones en superficies metálicas. Las guías más comunes en dieléctricos están compuestas de un núcleo de material cuyo índice de refracción es mayor que el del medio que lo rodea. Algunas estructuras geométricas o configuraciones de este tipo de guías se muestran en la figura 3.1. A partir de esta figura tenemos que la guía plana es la estructura más simple y que está compuesta por tres medios sobrepuestos cuyos índices de refracción son diferentes entre sí. La guía de onda más usada es la fibra óptica con forma cilíndrica.

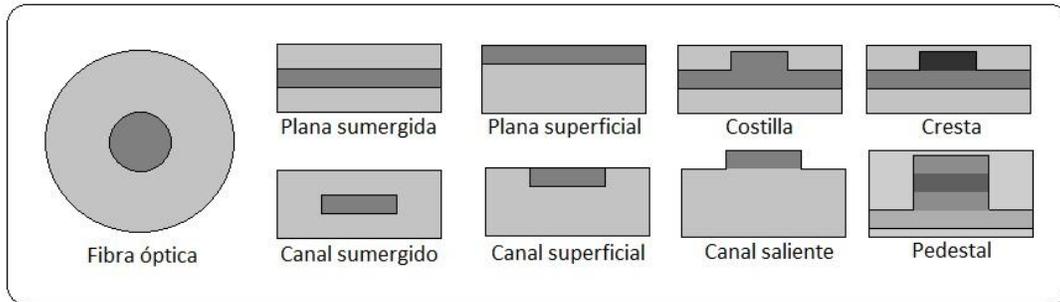


Figura 3.1. Cortes transversales de las guías de onda más comunes. Las áreas más oscuras representan índices de refracción mayores.

El principio de funcionamiento de las guías representadas en la figura 3.1 es el siguiente: si tenemos un medio con un índice de refracción dado, inmerso en otro medio cuyo índice de refracción es menor, es posible que bajo ciertas condiciones, la luz quede atrapada en el primer medio al producirse repetidamente el fenómeno de reflexión interna total en las interfases. Al darse estas reflexiones múltiples, los rayos de luz avanzarán siguiendo una trayectoria en zigzag a través de la dirección de propagación [1].

Las guías de onda planas son las más simples y útiles porque con ellas es posible obtener información acerca del comportamiento general de la guía y de su proceso de fabricación. Esto se debe a que es relativamente fácil acoplar la luz a este tipo de guías. En la figura 3.2 se muestra un esquema general de una guía de onda plana, señalando sus componentes principales: cubierta, núcleo o guía y sustrato.

3.2 Guía de onda plana con índice de refracción en forma de escalón.

La estructura general de una guía de onda plana está compuesta por tres medios con índice de refracción n_j donde $j=1, 2, 3$. (Figura 3.2). Si $n_2 = n_3$ entonces se dice que la guía de onda es simétrica, en caso contrario se habla de una guía asimétrica. La cubierta puede ser el aire con $n_3 = 1$ y se tendría una guía plana superficial, como se indica en la figura 3.1. La condición de que el núcleo tenga un índice de refracción mayor que el de sus alrededores puede escribirse como: $n_1 > n_2 > n_3$.

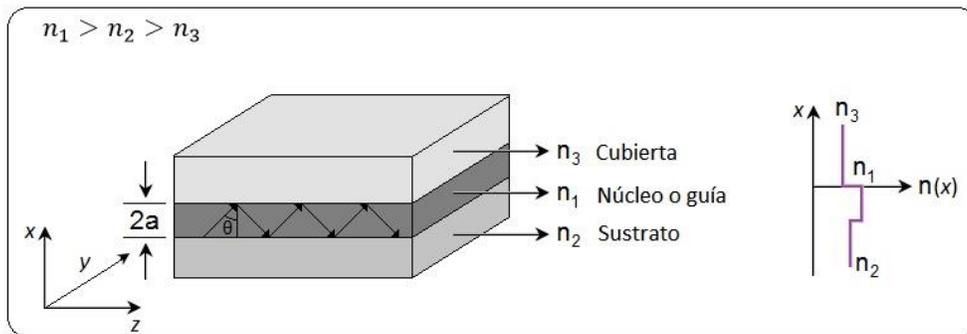


Figura 3.2. Estructura general de una guía de onda plana con índice de refracción en forma de escalón. Las áreas más oscuras representan índices de refracción mayores.

El perfil transversal del índice de refracción entre los componentes de la guía puede tener variaciones abruptas (como en la figura 3.2) o graduales. En el primer caso se habla de un perfil en forma de escalón mientras que en el segundo se dice que es un perfil gradual o graduado.

La propagación de la luz en las guías de onda se puede analizar desde varios enfoques: uno es resolviendo las ecuaciones de Maxwell y otro empleando óptica geométrica. Para el primero será necesario resolver un problema de valores propios, en donde el conjunto de valores propios (eigenvalores) está relacionado con las constantes de propagación, i.e. con los índices de refracción efectivos propios de los modos de propagación. Las funciones propias nos darán las distribuciones de campo de los modos de propagación.

No obstante, en algunos casos el problema de valores propios puede obtenerse con un tratamiento matemático más sencillo, dado por la óptica geométrica. En este caso se describe la propagación de la luz considerando un “rayo” de luz que se reflejan siguiendo una trayectoria en zigzag dentro de la guía [2]. Un “rayo” es una línea dibujada en el espacio que corresponde a la dirección del flujo de energía radiante. Se trata de una entidad matemática y no física, los rayos serán perpendiculares a los frentes de onda. Se considera que un rayo de luz viaja en línea recta al

propagarse dentro de un medio homogéneo de acuerdo las leyes de Snell y de Fresnel para la reflexión y la transmisión de un rayo en la interfase entre dos medios con índice de refracción diferente.

3.2.1 Aproximación de la óptica geométrica para guías de onda planas

El confinamiento de la luz en guías de onda planas dieléctricas ocurre cuando se cumplen dos condiciones: la reflexión total interna y la resonancia transversal. En la figura 3.3 se muestran los rayos provenientes de una fuente puntual en un medio con un índice de refracción n_1 que inciden sobre una interfase con un medio con índice de refracción $n_2 < n_1$. Por ejemplo para los rayos a y b existe un rayo reflejado y un rayo refractado, conforme aumenta el ángulo de incidencia θ , llegamos a la situación del rayo c en donde el rayo refractado apunta a lo largo de la superficie de la interfase. Al correspondiente ángulo donde ocurre este efecto se le conoce como ángulo crítico (θ_c) que es ese valor especial de θ_i para el cual $\theta_t = 90^\circ$. Luego, para ángulos mayores o iguales a θ_c ya no se presentan rayos refractados solamente rayos reflejados a esto se le conoce como **reflexión total interna**.

A partir de la ley de Snell el ángulo crítico θ_c lo obtenemos haciendo[1]:

$$n_1 \sin \theta_c = n_2 \sin 90^\circ \quad (3.1)$$

o

$$\theta_c = \text{arc sen} \left(\frac{n_2}{n_1} \right) \quad (3.2)$$

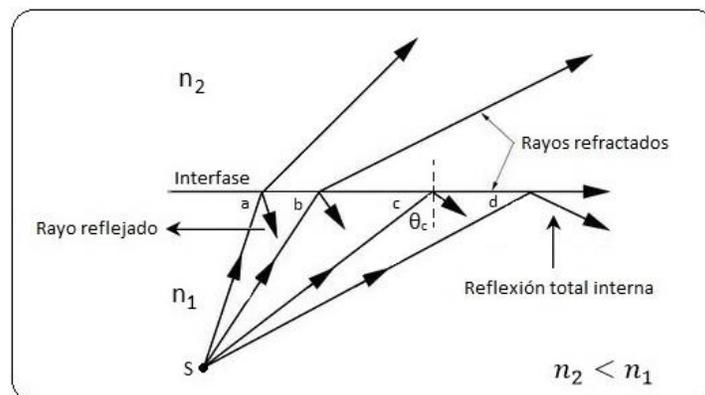


Figura 3.3 La reflexión total interna de la luz desde una fuente puntual S ocurre en todos los ángulos mayores que el ángulo crítico θ_c .

Como el seno de un ángulo no puede ser mayor que la unidad entonces es preciso tener $n_2 < n_1$ para tener el efecto de reflexión total interna. Ello nos indica que la reflexión interna total no puede ocurrir cuando la luz incidente está en el medio con menor índice de refracción. Así, el adjetivo total significa exactamente eso: la reflexión se realiza sin pérdida de intensidad.

Aplicando la ley de la refracción (Ley de Snell) a las interfases en una guía plana como la que se muestra en la figura 3.4 se obtienen los siguientes valores para los ángulos críticos correspondientes a cada interfase:

$$\theta_{c2} = \text{arc sen} \left(\frac{n_2}{n_1} \right), \quad (3.3)$$

Y

$$\theta_{c3} = \text{arc sen} \left(\frac{n_3}{n_1} \right). \quad (3.4)$$

Donde θ_{c2} es el ángulo crítico en la interfase del núcleo con el sustrato y θ_{c3} es el ángulo crítico en la interfase del núcleo con la cubierta. Sin pérdida de generalidad podemos considerar que $n_1 > n_2 \geq n_3$ entonces la relación entre los ángulos críticos será: $\theta_{c3} \leq \theta_{c2}$. Además, de acuerdo a la figura 3.4, esto conduce a tener determinados intervalos disponibles del ángulo θ para que se propague la luz en una guía y que corresponden a los modos de propagación posibles.

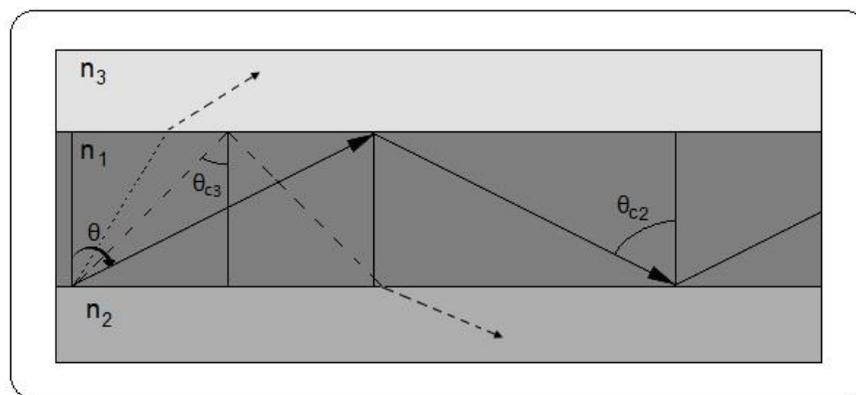


Figura 3.4 Modos de propagación en una guía de onda plana: de radiación (línea punteada), de radiación del sustrato (línea discontinua), guiados (línea continua). Las áreas más oscuras representan índices de refracción mayores.

El ángulo de incidencia de la luz θ adentro de la guía puede estar dentro de tres intervalos posibles:

- Modos de radiación ($\theta < \theta_{c3} \leq \theta_{c2}$). La luz no es confinada dentro de la guía.
- Modos de radiación del sustrato ($\theta_{c3} \leq \theta < \theta_{c2}$). Sólo ocurre reflexión total interna en la interfase con la cubierta, así que la luz se propaga hacia el sustrato.
- Modos guiados ($\theta_{c3} \leq \theta_{c2} \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}$). Existe reflexión total en ambas interfases y la luz queda confinada completamente dentro de la guía.

Por otro lado, la condición de resonancia transversal (o de auto-consistencia) establece que la onda al reflejarse dos veces consecutivas en las interfases se reproduce a sí misma (figura 3.5) [3]. Otra forma de enunciar esta condición es diciendo que en un ciclo completo de recorrido el rayo de luz debe acumular un corrimiento de fase igual a un múltiplo entero de 2π para no presentarse interferencia destructiva [4].

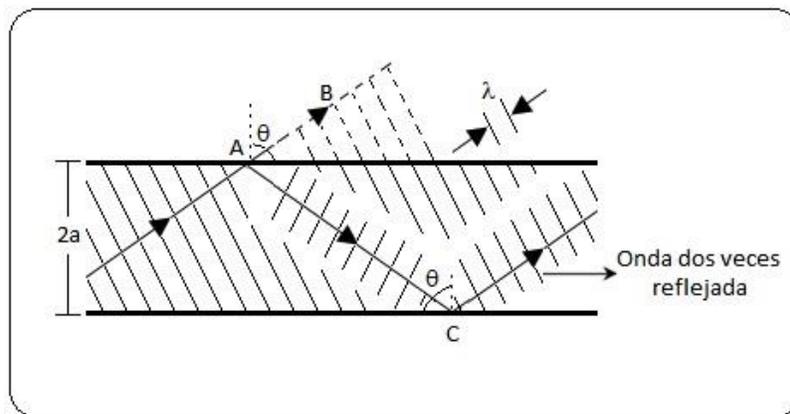


Figura. 3.5. Muestra esquemáticamente la condición de resonancia transversal.

La condición de resonancia transversal lleva a la ecuación siguiente:

$$4akn_1 \cos \theta + \Phi_{12} + \Phi_{13} = 2m\pi; \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (3.5)$$

Donde $2a$ es la profundidad de la guía plana, $k = 2\pi/\lambda$ es la constante de propagación de ondas planas en el espacio libre, n_1 es el índice de refracción del núcleo de la guía, θ es el ángulo de propagación y Φ_{12} y Φ_{13} son los cambios de fase producidos por la reflexión en las interfases del medio 1 con el 2 y del medio 1 con el 3 respectivamente. Así, la reflexión en las interfases y los cambios de fase dependen de los índices de refracción de los medios, de la longitud de onda de la luz, del ángulo de propagación y del estado de polarización de la luz.

Un campo transversal eléctrico (TE) es aquél que está polarizado linealmente con su vector eléctrico perpendicular al plano de incidencia, y por tanto, este vector no tiene componente en la dirección de propagación. Análogamente, un campo transversal magnético (TM) es aquél que está polarizado linealmente con su vector magnético perpendicular al plano de incidencia. Así este vector tampoco tiene componente en la dirección de propagación y por tanto su análisis electromagnético resulta más sencillo.

Aplicando las condiciones de frontera para campos eléctricos y magnéticos en una interfase tenemos que el cambio de fase para el campo TE es [4]:

$$\Phi_{ij} = -2 \arctan \left[\frac{\left(\sin^2 \theta - \left(\frac{n_j}{n_i} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}}}{\cos \theta} \right] \quad (3.6)$$

En tanto que para el campo TM es:

$$\Phi_{ij} = -2 \arctan \left[\left(\frac{n_i}{n_j} \right)^2 \frac{\left(\sin^2 \theta - \left(\frac{n_j}{n_i} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}}}{\cos \theta} \right] \quad (3.7)$$

en donde θ es el ángulo de propagación, n_i y n_j son los índices de refracción de los medios y la luz se propaga del medio i al j . Además, en estas ecuaciones se supone que la luz viaja en el medio con índice de refracción n_i y es reflejada en la interfase de otro medio con índice de refracción n_j , imponiendo que se cumpla con $n_i > n_j$.

Para cada estado de polarización, la ecuación (3.5) restringe los valores del ángulo θ de propagación a valores discretos θ_m correspondientes a cada valor de m : así cada ángulo de propagación θ_m define un modo guiado o modo de propagación de la guía. De esta manera, el término “modo de propagación de la guía” se entiende como una onda elemental característica de la guía, la cual se propaga con una velocidad de fase, velocidad de grupo, con una distribución transversal de intensidad y polarización bien definidas [4].

Sustituyendo en la ecuación (3.5) los valores de Φ_{12} y Φ_{13} correspondientes a la polarización TE se llega a la siguiente ecuación de valores propios [5]:

$$\tan 2ak = \frac{k(\gamma + \delta)}{k^2 - \gamma\delta} \quad (3.8)$$

Luego sustituyendo los cambios de fase correspondientes a la polarización TM, la ecuación de valores propios a la que se llega es la siguiente:

$$\tan 2ak = \frac{n_1^2 k(n_3^2 \gamma + n_2^2 \delta)}{n_2^2 n_3^2 k^2 - n_1^4 \gamma\delta} \quad (3.9)$$

En ambas ecuaciones, $2a$ corresponde al espesor físico de la guía (figura 3.2) y a partir de ellas se hacen las siguientes identificaciones:

$$k^2 = n_1^2 k^2 - \beta_m^2, \quad (3.10)$$

$$\gamma^2 = \beta_m^2 - n_2^2 k^2, \quad (3.11)$$

$$\delta^2 = \beta_m^2 - n_3^2 k^2, \quad (3.12)$$

en donde se han introducido el parámetro β_m , definido como sigue:

$$\beta_m = kn_1 \sin \theta_m = kn_m, \quad (3.13)$$

con n_m el índice de refracción efectivo del modo y k el número de onda.

En términos del parámetro β_m la condición de guiado se puede escribir de las siguientes formas:

$$kn_3 \leq kn_2 \leq \beta_m \leq kn_1 \quad (3.14)$$

o bien,

$$n_3 \leq n_2 \leq n_m \leq n_1 . \quad (3.15)$$

De esta manera cada modo de propagación de la guía está relacionado con un valor permitido del ángulo θ_m que a su vez está asociado a un índice de refracción efectivo determinado. En una guía de onda particular el número de modos, la separación entre los índices efectivos y la distribución transversal del campo electromagnético asociada a cada modo, dependen de la profundidad de la guía, de su perfil de índice de refracción y la longitud de onda de la luz guiada.

Si lo que queremos es determinar cuántos modos soporta una determinada guía asimétrica, y cuáles son sus constantes de propagación correspondientes, este método es adecuado. No obstante, si estamos interesados en conocer la distribución del campo electromagnético en la estructura, este método no suministra dicha información, y el tratamiento electromagnético se torna necesario.

3.2.2 Aproximación electromagnética

Si tenemos en cuenta la propagación de luz en un dieléctrico y consideramos que el medio es no magnético (ya que si no lo fuera tendríamos que incluir la densidad de corriente de magnetización del medio para la ley de Ampère), lineal e isótropo las ecuaciones de Maxwell se pueden expresar como [1]:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{E} &= 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{H} &= 0 \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{H} &= \varepsilon_0 n^2 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \end{aligned} \quad (3.16)$$

Donde ϵ_0 es la permitividad eléctrica en el vacío, μ_0 la permeabilidad magnética del vacío, n el índice de refracción del medio y $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ y $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ los campos eléctricos y magnéticos respectivamente. A partir del grupo de ecuaciones 3.16 se obtienen las ecuaciones de onda para los campos eléctrico y magnético en forma de ecuaciones de Helmholtz, las cuales vienen expresadas como:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \nabla \left(\frac{1}{n^2} \nabla n^2 \mathbf{E} \right) - \epsilon_0 \mu_0 n^2 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (3.17)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} + \frac{1}{n^2} \nabla n^2 \times (\nabla \times \mathbf{H}) - \epsilon_0 \mu_0 n^2 \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} = 0 \quad (3.18)$$

Si el medio es homogéneo ($\nabla n^2 = 0$) se puede obtener una ecuación escalar para cada componente de los campos eléctrico y magnético. Además, dado que en el caso de las guías planas el índice de refracción depende únicamente de una coordenada (es decir, la profundidad y tomándola como “ x ” se tendría $\mathbf{n} = \mathbf{n}(x)$) y escogiendo cualquiera de las otras dos componentes como la dirección de propagación (en este caso se escogerá que la dirección de propagación es el eje z), las soluciones al grupo de ecuaciones de 3.17 y 3.18 se pueden escribir como [6]:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(x) e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (3.19)$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}(x) e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (3.20)$$

Donde ω y β son la frecuencia angular y la constante de propagación respectivamente.

Las ecuaciones 3.19 y 3.20 representan una onda plana propagándose en la dirección del eje z y cuya amplitud depende de la profundidad x .

Para encontrar los modos de propagación en una guía de onda plana se estudiarán dos situaciones independientes: una cuando el campo eléctrico asociado con el modo sólo tiene una componente transversal (modos TE, transversal eléctrico); y un segundo caso cuando el campo eléctrico únicamente tiene componente paralela, en cuyo caso las soluciones se denominan TM (transversal magnético).

3.2.2.1 Modos TE

En este caso debemos encontrar la solución general para las amplitudes complejas $\mathbf{E}(x)$ y $\mathbf{H}(x)$, cuando el vector de campo eléctrico tiene únicamente una componente perpendicular referida al plano de incidencia. En la Figura 3.6, la componente perpendicular del campo eléctrico es \mathbf{E}_y (lo que implica que la componente del campo magnético $\mathbf{H}_y = 0$), de manera que los campos eléctricos y magnéticos quedan de la forma $\mathbf{E} = (0, E_y, 0)$ y $\mathbf{H} = (H_x, 0, H_z)$.

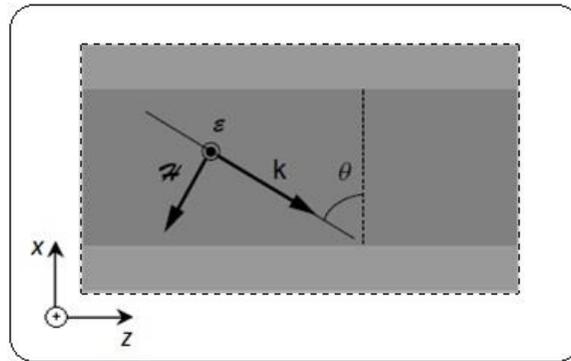


Figura 3.6. Propagación TE en una guía de onda plana, donde el vector \mathbf{k} representa el vector de onda y la dirección de propagación. El eje y de la figura apunta hacia afuera de la página en dirección del lector y las áreas más oscuras representan índices de refracción mayores.

Sustituyendo los campos resultantes de las ecuaciones 3.19 y 3.20, en las ecuaciones 3.16 se obtienen las siguientes ecuaciones:

$$\begin{aligned}
 H_x(x) &= -(\beta/\omega\mu_0)E_y(x) \\
 H_z(x) &= (i/\omega\mu_0) \frac{\partial E_y(x)}{\partial x} \\
 i\beta H_x(x) + \frac{\partial H_z(x)}{\partial x} &= -i\omega\epsilon_0 n^2(x)E_y(x)
 \end{aligned} \tag{3.21}$$

que relacionan las componentes E_y , H_x y E_z . Si ahora sustituimos las dos primeras ecuaciones en la tercera, obtenemos una ecuación diferencial que involucra únicamente a la componente E_y del campo eléctrico:

$$\frac{dE_y(x)}{dx^2} + (k_0 n^2(x) - \beta^2)E_y(x) = 0 \tag{3.22}$$

Donde $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ siendo λ_0 la longitud de onda de la luz en el vacío, que se relaciona con la frecuencia angular de la forma $\omega = 2\pi c/\lambda_0$. De este modo entre las ecuaciones 3.21 y 3.22 se obtiene la solución para los campos $\mathbf{E}(x)$ y $\mathbf{H}(x)$. Además dado que la ecuación de la que se obtiene la componente $E_y(x)$ es una ecuación diferencial de segundo orden, esto conlleva la necesidad de imponer condiciones de frontera, lo que implica la continuidad de las componentes tangenciales de los campos \mathbf{E} y \mathbf{H} (en este caso las componentes E_y y H_z) en las fronteras de la guía con la cubierta o entre la guía y el sustrato.

3.2.2.2 Modos TM

Consideremos ahora el caso en el que el campo eléctrico tiene sólo una componente paralela al plano de incidencia. En este caso el campo magnético ha de ser perpendicular a dicho plano (Figura 3.7), de manera que los campos eléctrico y magnético quedan de la forma $\mathbf{H} = (0, H_y, 0)$ y $\mathbf{E} = (E_x, 0, E_z)$.

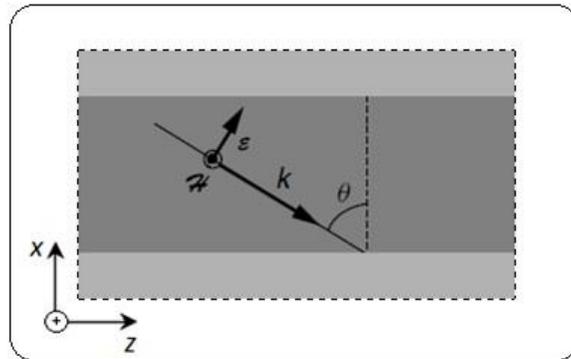


Figura 3.7. Propagación TM en una guía de onda plana. Las áreas más oscuras representan índices de refracción mayores.

Procediendo de manera análoga que con los modos TE, se obtienen las ecuaciones:

$$E_x(x) = -(\beta/\omega\epsilon_0 n^2)H_y(x)$$

$$E_z(x) = (1/i\omega\epsilon_0 n^2) \frac{\partial H_y(x)}{\partial x} \quad (3.23)$$

$$i\beta E_x(x) + \frac{\partial E_z(x)}{\partial x} = i\omega\mu_0 H_y(x)$$

De donde se puede establecer que la ecuación de onda para los modos TM es:

$$\frac{d^2 H_y(x)}{dx^2} - \frac{1}{n^2} \frac{dn^2}{dx} \frac{dH_y(x)}{dx} + (k_0^2 n^2(x) - \beta^2) H_y(x) = 0 \quad (3.24)$$

Esta ecuación es más compleja que la obtenida para modos TE, pero si suponemos que el índice de refracción es constante, desaparece el segundo término de la ecuación resultando:

$$\frac{d^2 H_y(x)}{dx^2} + (k_0^2 n^2(x) - \beta^2) H_y(x) = 0 \quad (3.25)$$

que es idéntica a la obtenida para modos TE, solo que ahora ésta expresión es función del campo magnético en vez del campo eléctrico. Una vez más la solución de esta ecuación conlleva la imposición de unas condiciones de frontera, que implica la continuidad de las componentes transversales de los campos eléctrico y magnético en las fronteras, que este caso son las componentes E_z y H_y .

A partir de las ecuaciones 3.22 y 3.25 se pueden encontrar las soluciones generales de los campos eléctrico y magnético para guías de onda. Para ello supondremos que el campo eléctrico para los modos TE (sería análogo para el campo magnético en el caso de modos TM) es de la forma:

$$E_y(x) = A e^{i\gamma_j x} + B e^{-i\gamma_j x} \quad (3.26)$$

donde A y B son dos constantes que deben ser calculadas después de imponer las condiciones de contorno, j es un subíndice que indica los distintos medios de la guía (cubierta, núcleo y sustrato) y γ_j un parámetro que viene definido por:

$$\gamma_j = (k_0^2 n_j^2 - \beta^2)^{1/2} \quad (3.27)$$

El cual es diferente para cada región de la guía y que vendrán caracterizadas por n_j . De esta manera el campo electromagnético está representado por una función senoidal cuando γ_j sea real y por una función exponencial cuando γ_j sea imaginaria. En particular si se procede a la resolución de la ecuación para los casos concretos de los diferentes tipos de guías planas existentes, se

comprueba que el campo electromagnético es senoidal en el núcleo de la guía y decae exponencialmente tanto en el recubrimiento como en el sustrato (ondas evanescentes), como se aprecia en la siguiente figura 3.8.

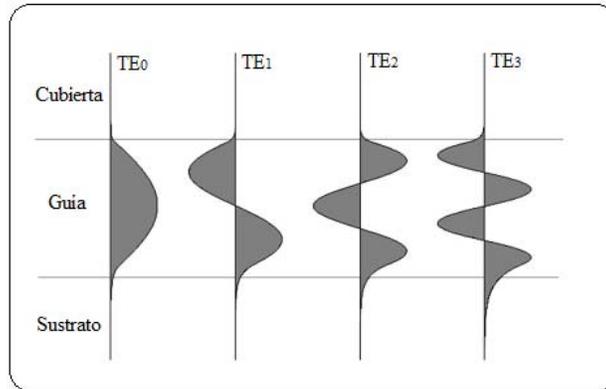


Figura 3.8. Distribución del campo eléctrico para distintos modos TE guiados para una guía de onda plana asimétrica.

Es conveniente introducir un nuevo parámetro adimensional, llamado *índice de refracción efectivo* n_m , directamente relacionado con la constante de propagación β de un modo de propagación a través de la ecuación [6]:

$$\beta \equiv k_0 n_m \quad (3.28)$$

Siguiendo esta definición, el índice de refracción efectivo n_m representa el índice de refracción experimentado por los modos de propagación a lo largo del eje z .

3.3 Guía de onda plana de barrera óptica

En comparación con otros métodos de fabricación de guías de ondas, la implantación de iones tiene algunas ventajas únicas. Entre ellas parece ser una técnica muy adecuada para la producción de estructuras de guías de onda en la mayoría de los materiales ópticos [7].

Desde las primeras aplicaciones de la implantación de iones ligeros en materiales cristalinos se ha observado la modificación del índice de refracción del material, tal como se muestra en la figura 3.9. Poco antes de la región espacial en donde quedan implantados los iones se produce la mayor cantidad de daño en el sustrato debido al frenado donde dominan las colisiones ion-núcleo

atómico. Es en esta zona en donde se genera la mayor cantidad de desplazamientos de átomos en la red, y por lo general, produciendo una menor densidad atómica. Esto se traduce en una disminución en el índice de refracción del medio. Además, este cambio en el índice de refracción genera la formación de una barrera óptica a unos cuantos micrómetros de profundidad. De esta manera se obtiene una zona limitada entre esa barrera y la superficie, cuyo índice de refracción resulta mayor que el de las regiones que le rodean, permitiéndole actuar como una guía de onda. A este tipo de estructura se le conoce como guía de onda de barrera óptica, figura 3.10.

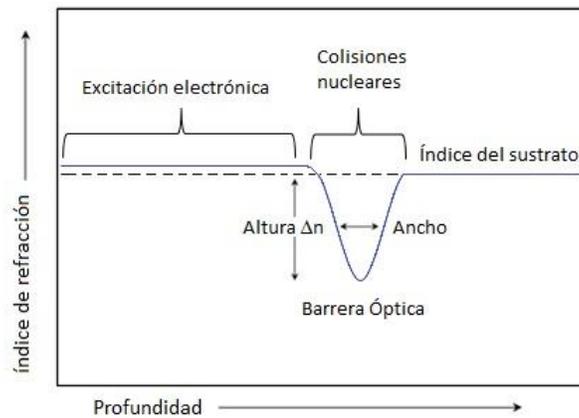


Figura 3.9. Modificación del índice de refracción de materiales cristalinos por implantación de iones.

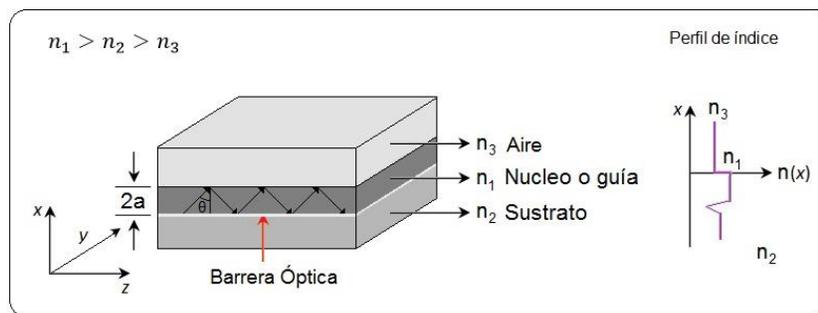


Figura 3.10. Estructura de una guía $n_1 > n_2 > n_3$ de onda plana de barrera óptica. Un cambio negativo en el índice de refracción en la región cercana en donde quedan implantados los iones.

En el esquema las regiones más oscuras representan índices de refracción mayores.

3.4 Procesos de fabricación de guías de onda planas

Existen diferentes métodos para la fabricación de guías de onda planas. En general, estas técnicas se pueden clasificar en dos grupos: a) las basadas en la construcción de capas con materiales con un índice de refracción diferente del sustrato, y b) las basadas en la modificación del índice de refracción del sustrato. En el primer grupo se encuentra el crecimiento de recubrimientos o películas en capas por procesos de crecimiento epitaxial o depósitos por erosión iónica (“*sputtering*”) [8, 9].

El proceso de “*sputtering*”, también llamado de pulverización catódica, por ejemplo consiste principalmente en el bombardeo iónico (por lo general se utilizan iones de Ar) de un material blanco (cátodo). Por efectos de este bombardeo los átomos superficiales del blanco son arrancados y depositados en un sustrato. En la figura 3.11 se muestra el esquema de un sistema de crecimiento de películas delgadas por medio de “*sputtering*”. A la cámara en donde se encuentran el blanco y el sustrato inicialmente se le hace vacío para disminuir su presión y así descontaminar la cámara de otros gases, posteriormente se le inyecta un gas (por lo regular inerte como el Ar para no producir reacciones químicas en el material). Para producir los iones, el blanco y el sustrato se conectan a las terminales de una fuente de voltaje hasta producir una descarga en el gas que origine a los iones positivos a través de un plasma y que serán atraídos hacia el cátodo, en este caso el material blanco. Luego por efecto de las colisiones, los átomos superficiales del blanco son arrancados y depositados en el sustrato en donde crecerá la película hasta obtener la capa deseada.

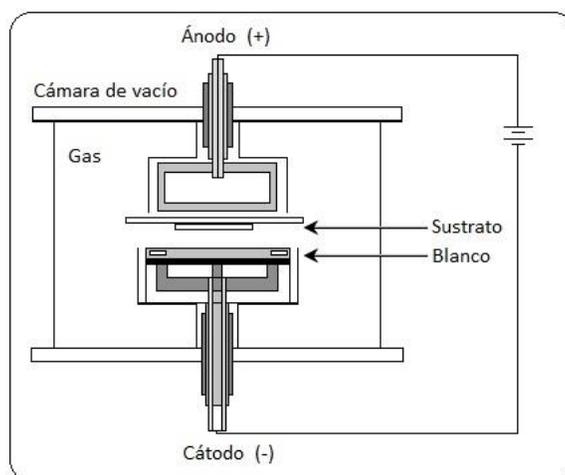


Figura 3.11. Diagrama esquemático de la técnica de crecimiento de películas o recubrimientos por erosión iónica o “*sputtering*”.

En el segundo grupo se encuentran las técnicas que incorporan átomos en una matriz o sustrato para producir cambios en el índice de refracción del medio a partir de la superficie. En este caso tenemos, por ejemplo, la difusión térmica, el intercambio iónico y la implantación de iones [7, 10-12] y para polímeros la técnica llamada sol-gel [13].

La difusión térmica es una técnica en la cual inicialmente se deposita una capa metálica sobre un sustrato en el cual queremos construir la guía. Posteriormente el sustrato con la película se somete a tratamientos térmicos a altas temperaturas para difundir los átomos metálicos de la película dentro del sustrato, tal como se muestra en la figura 3.12.

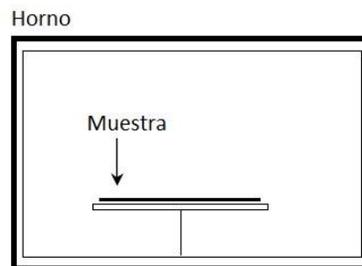


Figura 3.12. Diagrama esquemático de la técnica de difusión térmica.

El intercambio de iones es quizás la técnica menos compleja desde el punto de vista de equipamiento y consiste en sumergir una muestra del sustrato en un baño de una sal que contenga iones metálicos móviles (K^+ , Cu^+ , Ag^+ , ...) como se muestra en la figura 3.13. Las variaciones del índice de refracción y/o profundidad de penetración de los iones dependen fuertemente de los parámetros del proceso: que son básicamente la temperatura y el tipo de baño. Esta técnica es también muy empleada cuando los iones metálicos que se desean introducir en la matriz corresponden a elementos no miscibles en el sustrato.

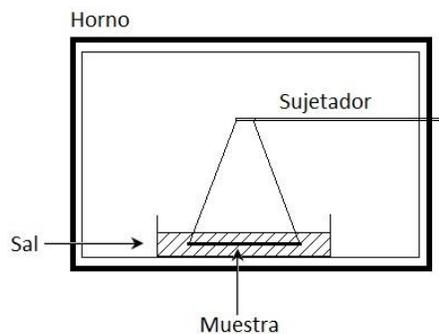


Figura 3.13. Diagrama esquemático de la técnica de intercambio iónico.

Cada una de estas técnicas presenta ventajas y desventajas. Una desventaja importante es que en algunos casos se requieren de procesos a temperatura alrededor de los 400°C, lo cual las limita a que no puedan aplicarse a la mayoría de los materiales. Además tienen una capacidad limitada para ajustar el perfil del índice de refracción requerido.

Otra técnica de modificación de materiales es la implantación de iones, que fue la técnica utilizada en este trabajo. Con esta técnica los átomos empleados para cambiar el índice de refracción son introducidos “a la fuerza” en el sustrato. De esta manera pueden lograrse concentraciones de impurezas más allá del límite de solubilidad y además controlando la energía de implantación de los iones se puede ajustar la profundidad del perfil del índice de refracción deseado para varias aplicaciones [7]. Otras de las ventajas que presenta es que puede realizarse a temperatura ambiente e inclusive a bajas temperaturas que no presentan problemas secundarios de difusión.

3.5 Referencias.

- [1] E. Hecht. "Óptica". Addison Wesley Iberoamericana. Madrid. (1998)
- [2] M. Koshiba. "Optica Waveguide Analysis". Avanced Science and Technology Series. (1992)
- [3] B. E. Saleh y M. C. Teich. "Fundamental of Photonics". John Wiley and Sons, Inc. Primera edición. New York. (1991)
- [4] M.J. Adams. "An introduction to optical waveguides". John Wiley and Sons Ltd. Chichester. (1981)
- [5] D. Marcuse. "Theory of dielectric optical waveguides". Academic Press, Inc. Segunda edición. Boston. (1991)
- [6] G. Lifante. "Integrated photonics, Fundamentals". ed. John Wiley & Sons. (2003)
- [7] P. D. Townsend, P.J. Chandler and L. Zhang, "Optical effects of ion implantation". Cambridge Studies in Modern Optics: 13. Cambridge University Press (1994)
- [8] T. Yamashiki y K. Tsuda. "Low-loss waveguides of benzylidene-aniline derivatives by organic molecular beam heteroepitaxy". Opt. Lett 45. (2003)
- [9] J. I. Mackenzie. "Dielectric solid-state planar waveguide laser: a review". IEEE J. Selec. Top. Quantum electron. (2007)
- [10] R. V. Ramaswamy y R. Srivastava. "Ion-exchanged glass waveguides: a review". J. Light. Tech 6 (1988)
- [11] G. Li, K. A. Winick, H. C. Griffin y J. S. Hayden. "Systematic modeling study of channel waveguide fabrication by thermal silver ion exchange". Appl. Opt 45. (2006)
- [12] H. Márquez, D. Salazar, A. Villalobos, G. Paéz y J. M. Rincon. "Experimental study of Cu⁺-Na⁺ exchanged glass waveguides". Appl. Opt 45. (1995)
- [13] R. Gvishi, G. Strum, N. Shitrit, R. Dror. "Optical waveguide fabrication using a fast sol-gel method". Optical Materials 30 (2008)

4 Caracterización de guías de onda planas

En este capítulo se describen los procedimientos comúnmente utilizados para la caracterización experimental de guías de onda planas. Así también se muestra un método para poder modelar el perfil de índice de refracción generado por la implantación de iones a partir de los índices de refracción efectivos de la guía de onda medidos experimentalmente.

Los modos de propagación de guías de onda planas están asociados a índices de refracción efectivos de acuerdo al perfil producido por la implantación. Experimentalmente lo que se suele medir son los índices de refracción efectivos de las guías y es a partir de estos que posteriormente se intenta reconstruir el perfil de índice. La reconstrucción se logra mediante la comparación de los índices efectivos experimentales con simulaciones de índices efectivos teóricos asociados con un perfil de índice propuesto. De esta manera, entre mayor sea la coincidencia entre los índices de refracción efectivos se tendrá una mayor idea acerca del perfil de índice de la guía.

Varios modelos empleados para calcular teóricamente los índices de refracción efectivos están basados en la analogía con la ecuación de Schrödinger de la mecánica cuántica al resolverla utilizando el método WKB (Wentzel-Kramers-Brillouin). En este caso la ecuación de onda electromagnética en el medio considera el paso de la onda por un potencial que depende del perfil de índice de refracción de la guía en función de la profundidad, de tal forma que $V(x) = -n^2(x)$. Aquí el método WKB de la mecánica cuántica ha sido adaptado para calcular los índices efectivos de los modos en guías planas con un perfil de índice de refracción gradual [1]. Así este método reconstruye el perfil de índice de refracción suponiendo que un modo particular sólo es afectado por la forma del pozo debajo de él (ésta suposición reduce el número de cálculos para su determinación aumentando la velocidad de aplicación del método). No obstante, la técnica sólo es válida en regiones donde el perfil varía suavemente (del orden de una longitud de onda) y no es aplicable tal cual a guías de barrera óptica, ya que en estas guías los modos más altos “ven” a la barrera óptica como un cambio brusco del índice de refracción [2]. Además de esto, las guías de onda soportan modos no estacionarios (modos de radiación) que tienen una alta probabilidad de filtración, y la aproximación WKB sólo considera autovalores ligados perfectamente para una determinación única de las soluciones discretas [3]. Los modelos más adecuados para aplicarse a una guía de onda plana creada por implantación de iones serán detallados más adelante, una vez explicada la manera de medir los índices de refracción efectivos.

4.1 Acoplamiento de luz a guías de onda

Una parte importante en la caracterización de las guías de onda es el acoplamiento de luz en ella. En general existen tres métodos de acoplamiento, ellos son “*prism-coupling*”, “*fibre-coupling*” y el “*end-coupling*”. El “*prism-coupling*” o acoplamiento por prisma, es utilizado para medir los índices de refracción efectivos de una guía de onda [3], el “*fibre-coupling*” o acoplamiento por fibra, consiste en el acoplamiento de una fibra óptica con el canto del sustrato en la región donde se encuentra la guía plana. Este procedimiento es el utilizado principalmente para las aplicaciones de transmisión de luz por la guía. El “*end-coupling*” es análogo al anterior, pero la fibra se acopla a la salida de la guía de onda, permitiendo observar los perfiles de campo eléctrico y medir las pérdidas de intensidad por su paso a lo largo de la guía. El “*prism-coupling*” y “*fibre-coupling*” fueron utilizados en esta tesis, por lo que a continuación se describen con más detalle.

4.1.1 Acoplamiento por prisma.

Tien *et al.* [4] fueron los primeros en utilizar el acoplamiento por prisma para la excitación de modos de propagación en guías de onda planas. Desde entonces, el acoplamiento por prisma se ha convertido en una importante técnica en el estudio de la óptica integrada. Este tipo de acoplamiento consiste en la utilización de un prisma hecho de un material con un índice de refracción n_p mayor que el del núcleo de la guía n_g . El prisma se coloca sobre la superficie de la guía de onda, tal como se muestra en la figura 4.1, y en donde queda una pequeña separación de aire entre la base del prisma y la superficie superior de la guía. Para lograr el acoplamiento, este espacio de aire debe ser del orden de $0.1 \mu\text{m}$ [4], y que resulta ser aproximadamente una cuarta parte de la longitud de onda de la luz visible. Posteriormente un haz de luz de láser se envía a través de una de las caras del prisma para hacerse reflejar en su base.

El funcionamiento del acoplamiento se explica por el hecho de que bajo ciertas condiciones la reflexión total del haz incidente sobre la base del prisma es frustrada. Esto es, bajo ciertas condiciones y por una especie de efecto de “tunelaje” óptico la parte evanescente del haz incidente (figura 4.1) será transferida a la guía a través del contacto óptico entre el prisma y el sustrato.

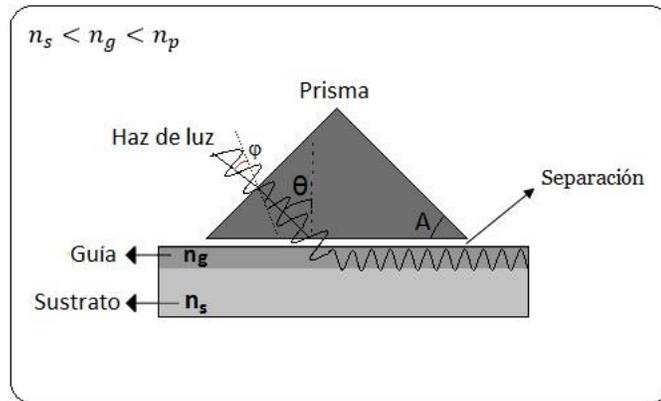


Figura 4.1. Acoplamiento de luz a una guía de onda por medio de un prisma de alto índice de refracción. Las áreas más oscuras representan índices de refracción mayores.

Un cálculo directo de los campos eléctricos en el espacio de aire sugiere que la eficiencia de acoplamiento entre el prisma y la guía de onda debe ser muy pequeña, aunque eficiencias de acoplamiento de más de 90% han sido observadas [5]. Una explicación simple es que la energía de la luz en el prisma es continuamente alimentada dentro de la guía de onda por sucesivas reflexiones y estas reflexiones entran en fase.

Las condiciones para que ocurra el acoplamiento entre el prisma y la guía son las siguientes [4]:

1. El haz incidente debe tener el ángulo de incidencia apropiado, tal que el campo evanescente en el espacio de separación viaje con la misma velocidad de fase que la del modo a ser excitado en la guía, este ángulo de incidencia θ se logra variando el ángulo de incidencia del láser ϕ por medio de una montura rotatoria sobre la cual se encuentran fijos, la guía de onda, el prisma y el detector.
2. Como los modos en la guía pueden tener distinta polarización (TE o TM), el haz incidente debe tener la misma polarización que la del modo a excitar.
3. La guía debe colocarse muy cerca de la base del prisma, típicamente la separación debe ser del orden de media longitud de onda, esto se logra presionando con un pistón el prisma contra la guía en un punto específico.

Una vez satisfechas las condiciones 2 y 3, la condición 1 establece que el acoplamiento de la luz ocurre al cumplirse la condición de fase:

$$k n_p \sin \theta = k n_m \quad (4.1)$$

Donde k es el número de onda en el vacío, θ es el ángulo de incidencia del haz sobre la base del prisma y n_m es el índice efectivo del modo acoplado. El ángulo θ no se puede medir directamente pero sí se puede establecer una relación entre éste y el ángulo de incidencia φ y el ángulo del prisma A (ver figura 4.1) con que el haz incide sobre la cara del prisma, como [6]:

$$\theta = A + \arcsen\left(\frac{\text{sen } \varphi}{n_p}\right) \quad (4.2)$$

De esta manera la ecuación (4.1) puede expresarse como:

$$n_m = n_p \text{sen} \left[A + \arcsen\left(\frac{\text{sen } \varphi}{n_p}\right) \right] \quad (4.3)$$

La cual da el índice efectivo del modo acoplado en función de parámetros que se pueden medir experimentalmente. Como resultado de este acoplamiento se obtiene un espectro modal de líneas que son fáciles de medir experimentalmente determinando la posición angular del haz de luz para todos los modos excitados. Estas posiciones angulares pueden ser utilizadas para calcular la velocidad de fase de los modos normales de la guía, y por lo tanto, su índice de refracción efectivo y grosor de la guía.

4.1.2 Aplicación del acoplamiento por prisma para la medición de índices de refracción efectivos.

Para la medición experimental de los índices de refracción efectivos generalmente se utilizan dos tipos de arreglos con prismas los cuales son: el método de modos brillantes (*“bright modes”*) y el método de modos oscuros (*“dark modes”*) [3].

4.1.2.1 Modos brillantes

La figura 4.2 muestra el arreglo experimental usado para observar un espectro modal de líneas brillantes. En este experimento, se utilizan dos prismas separados por una distancia d . El primero es para acoplar el haz de luz con los modos de propagación de la guía y el segundo se emplea para colectar la luz proveniente de los modos y proyectarla en una pantalla. Así la pantalla indicada a la derecha de la figura 4.2 es utilizada para mostrar la luz que emerge del prisma de salida. En ella cada línea corresponde a un modo de propagación excitado y la localización dependerá del ángulo de entrada del haz de luz en el primer prisma.

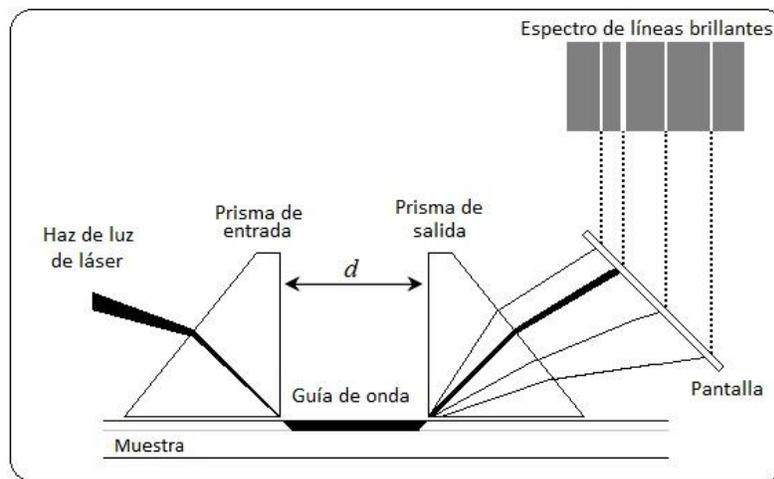


Figura 4.2. Arreglo experimental comúnmente usado para observar un espectro modal de líneas brillantes.

4.1.2.2 Modos oscuros

En la figura 4.3 se muestra un arreglo alternativo al de líneas brillantes para observar el espectro modal de líneas, en el cual se utiliza un solo prisma [3]. En contraste con la técnica de dos prismas éste es llamado método de modos oscuros ya que el espectro resultante en la pantalla consistirá en líneas oscuras. En este caso se hace pasar un haz de luz láser por un arreglo de lentes que lo enfoca en un prisma isósceles sobre la superficie de la guía. La figura que se observa en la pantalla resultará ser un gran círculo brillante atravesado por varias líneas oscuras. El tamaño de dicho círculo será inversamente proporcional a la distancia focal f de las lentes convergentes. Si además en este arreglo se utiliza un expensor de haz se logrará el acoplamiento con varios modos al mismo tiempo, por lo que las franjas oscuras podrán observarse simultáneamente. En este tipo de

acoplamiento las zonas oscuras en la pantalla son debidas a que la luz es transmitida a la guía y no reflejada hacia la pantalla.

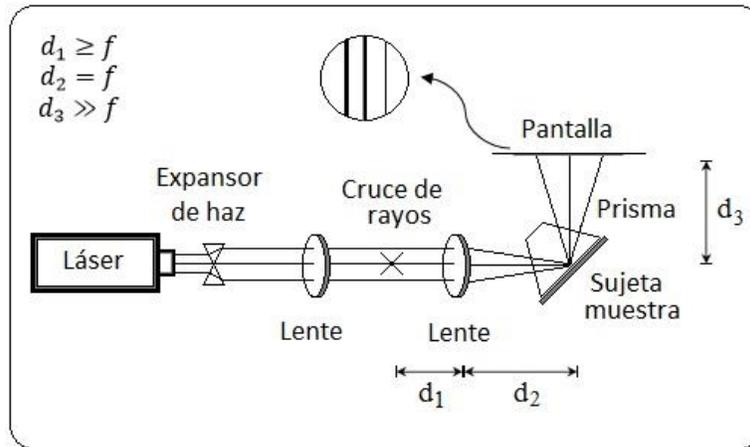


Figura 4.3. Arreglo experimental para el método de “modos oscuros”.

4.1.2.3 El equipo Metricon

El equipo Metricon Model 2010/M Prism Coupler es un sistema automatizado que permite medir experimentalmente de manera rápida y precisa los índices de refracción efectivos de guías de onda (figura 4.4).

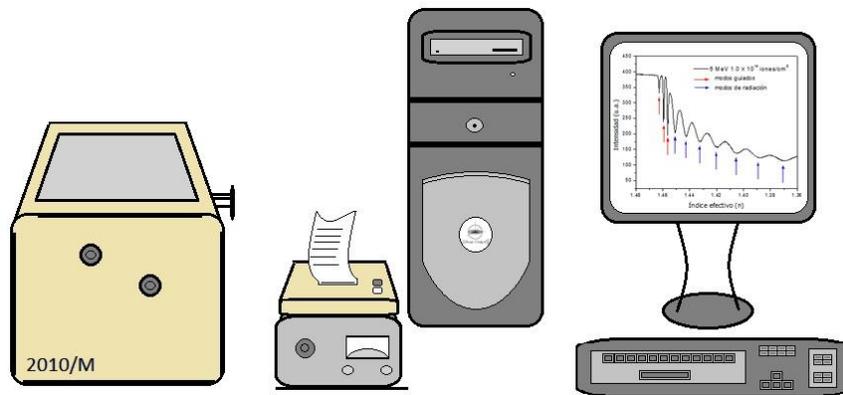


Figura 4.4. El Metricon Model 2010/M Prism Coupler.

Su funcionamiento se basa en el método de modos oscuros con algunas variantes. La guía de onda se pone en contacto óptico con un prisma de alto índice de refracción, con respecto al índice de refracción de la guía, por medio de un pistón neumático con una presión aproximada de 40 psi (275.8×10^3 Pa). Un haz de luz láser con una longitud de onda $\lambda = 632.8$ nm se hace incidir en una de las caras del prisma variando el ángulo φ que está relacionado con el ángulo de incidencia θ mediante la ecuación 4.3 (ver figura 4.5a), para ciertos valores discretos del ángulo θ los fotones no cumplen el criterio de la reflexión total interna produciéndose el efecto de “tunelaje óptico” entrando en un modo de propagación de la guía. En estos casos se produce una fuerte caída en la intensidad de la luz que llega a un fotodetector empleado en lugar de la pantalla [7]. En la figura 4.5b se muestra el espectro de intensidad de la luz registrado por el fotodetector después de variar el ángulo de incidencia del haz de luz sobre el prisma. Los mínimos locales de intensidad representan a las líneas oscuras que se obtendrían en la pantalla por el método de modos oscuros.

La posición de los mínimos de intensidad que están en función del ángulo de incidencia θ se relaciona a su vez directamente con el índice de refracción efectivo de cada modo mediante la ecuación (4.3). Los mínimos de intensidad registrados en la figura 4.4b se deben tanto a los modos guiados como a los de radiación. Con flechas rojas se han indicado los modos guiados y con flechas azules a los modos de radiación.

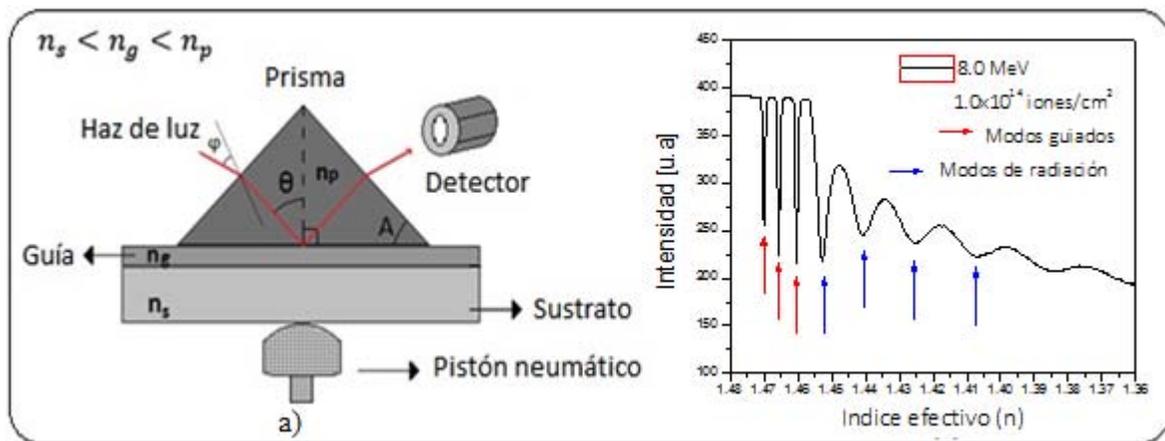


Figura 4.5 Acoplamiento por prisma (a) Esquema del arreglo experimental empleado. (b) Ejemplo de una de las gráficas obtenidas mediante esta técnica.

4.1.3 Acoplamiento con fibra óptica

Si el acoplamiento de la luz a la guía se realiza con una fibra óptica a través del canto del sustrato, la pérdida de potencia se debe principalmente a cuatro términos [9]:

1. Desalineación. La posición relativa del eje óptico del haz incidente respecto al de la guía provoca pérdidas. Ocurren para cada grado de libertad, vertical (x), horizontal (y), longitudinal (z) y angular (ϕ).
2. Reflexión de Fresnel. Se deben al cambio de índice de refracción entre las caras de la fibra, de la guía y del medio entre ellas.
3. Desacoplamiento de modos transversales. La diferencia entre las distribuciones de intensidad de los campos transversales del haz incidente y del modo de la guía provoca que el acoplamiento o traslape de modos transversales no sea completo y que se pierda potencia.
4. Propagación. Pueden ser provocadas por absorción, esparcimiento, radiación, efectos no lineales, etc., estos fenómenos ópticos influyen en la calidad de la guía y dependen de los parámetros de fabricación. En las guías fabricadas por implantación de iones estas pérdidas se deben principalmente al esparcimiento y la absorción generada por centros de color formados por la implantación.

El efecto de los tres primeros términos, agrupados como pérdidas por acoplamiento, se cuantifica por la eficiencia de acoplamiento η_{ac} , que es el cociente entre la intensidad de la luz acoplada a la guía de onda y la de la luz incidente. Las pérdidas por propagación se denotan por un coeficiente α_p que representa la pérdida de potencia por unidad de longitud de material. Ambas clases de pérdidas están relacionadas de forma tal que la eficiencia de acoplamiento es un parámetro crucial para estimar las pérdidas por propagación.

La relación entre la eficiencia de acoplamiento y el coeficiente de pérdidas por propagación para una conexión fibra-guía puede establecerse de la forma siguiente. Sea I_0 la intensidad de salida de la fibra, la intensidad de la luz al salir de la guía I_s puede expresarse como (figura 4.6):

$$I_s = I_0 \cdot \eta_{ac} \cdot \exp(-\alpha_p L) \cdot T_F \quad (4.4)$$

Donde $\eta_{ac} = I_1/I_0$ representa la eficiencia de acoplamiento fibra-guía, α_p es el coeficiente de pérdidas por propagación en cm^{-1} y T_F es el coeficiente de transmisión de Fresnel en la cara de salida de la guía.

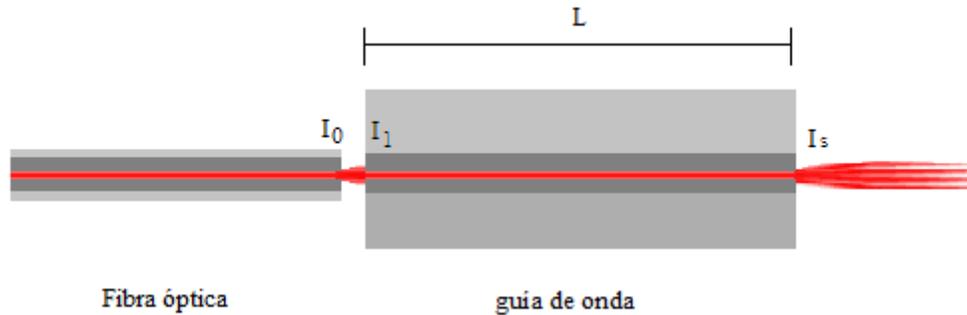


Figura 4.6 Acoplamiento por fibra óptica.

La ecuación 4.4 puede usarse para estimar las pérdidas por propagación a partir de mediciones de las intensidades de entrada I_0 y de salida I_s de la guía, es decir, de la transmitancia de la guía: $T_G = I_s/I_0$, siempre y cuando se conozca la eficiencia de acoplamiento. Las pérdidas se calculan mediante las siguientes expresiones:

$$\alpha_p = \frac{1}{L} \ln \left(\frac{\eta_{ac} T_F}{T_G} \right) [\text{cm}^{-1}] \quad (4.5)$$

La eficiencia de acoplamiento puede estimarse de la siguiente forma:

$$\eta_{ac} = \eta_{des} \cdot \eta_{fresnel} \cdot \eta_{modos} \quad (4.6)$$

Donde η_{des} representa la eficiencia resultante de las pérdidas por desalineación, $\eta_{fresnel}$ es la eficiencia resultante de considerar las reflexiones de Fresnel y η_{modos} la eficiencia debida al traslape de modos transversales. Estas eficiencias se calculan como sigue [14]:

$$\eta_{des} = \exp \left(-\frac{2d_x^2}{(\omega_0^2 + \omega_1^2)} \right) \exp \left(-\frac{2d_y^2}{(\omega_0^2 + \omega_3^2)} \right) \quad (4.7)$$

$$\eta_{\text{fresnel}} = 1 - R_{\text{fresnel}} \quad (4.8)$$

$$R_{\text{fresnel}} = \frac{\left(\frac{n_f - n_z}{n_f + n_z}\right)^2 + \left(\frac{n_g - n_z}{n_g + n_z}\right)^2 + 2\left(\frac{n_f - n_z}{n_f + n_z}\right)\left(\frac{n_g - n_z}{n_g + n_z}\right)\cos\left(\frac{4\pi n_z z}{\lambda}\right)}{1 + \left(\frac{n_f - n_z}{n_f + n_z}\right)^2 \left(\frac{n_g - n_z}{n_g + n_z}\right)^2 + 2\left(\frac{n_f - n_z}{n_f + n_z}\right)\left(\frac{n_g - n_z}{n_g + n_z}\right)\cos\left(\frac{4\pi n_z z}{\lambda}\right)} \quad (4.9)$$

$$\eta_{\text{modos}} = \frac{\left(\sqrt{\omega_1} \left(\frac{\omega_1}{\omega_0} + \frac{\omega_0}{\omega_1}\right)^{-\frac{1}{2}} + \sqrt{\omega_2} \left(\frac{\omega_2}{\omega_0} + \frac{\omega_0}{\omega_2}\right)^{-\frac{1}{2}}\right)^2}{\left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{2}\right) \left(\frac{\omega_3}{\omega_0} + \frac{\omega_0}{\omega_3}\right)} \quad (4.10)$$

Donde dx y dy representan la desalineación transversal entre los ejes ópticos de la fibra y de la guías, ω_0 es la cintura del haz de fibra que tiene un valor $\omega_0 \approx 2.22 \mu\text{m}$; ω_1 , ω_2 y ω_3 son los anchos del haz que se propaga en la guía, R_{fresnel} representa las pérdidas de retorno debido a las reflexiones de Fresnel, n_f y n_g son los índices efectivos de los modos de la fibra y de la guía respectivamente, n_z es el índice de refracción del espacio intermedio entre la fibra y la guía, λ es la longitud de onda y z es la separación entre la fibra y la guía.

4.1.4 Acoplamiento con objetivo de microscopio

Para un acoplamiento de la luz por medio de un objetivo de microscopio que enfoque el haz en la cara de entrada de la guía, la eficiencia de acoplamiento total puede describirse por la ecuación 4.6, en este caso η_{des} y η_{modos} están dadas por las expresiones 4.7 y 4.10 pero η_{fresnel} estará dada únicamente por la transmisión resultante de la reflexión de Fresnel en la cara de entrada de la guía, esto es:

$$\eta_{\text{fresnel}} = T_{\text{fresnel}} = 1 - R_{\text{fresnel}} = 1 - \left(\frac{n_g - n_z}{n_g + n_z}\right)^2 \quad (4.11)$$

Donde n_g y n_z son los índices de refracción de la guía y del medio adyacente a la cara de entrada de la guía (aire).

4.2 Aproximación del perfil de índice de refracción por multicapas

Para la caracterización del perfil de índice de refracción de la guía se utilizan modelos teóricos que nos permiten asociar el perfil de índice con los índices de refracción efectivos y así intentar igualar los modos teóricos con los modos obtenidos experimentalmente. Ya hemos mencionado el método WKB, pero este no resulta conveniente para las guías de onda de barrera óptica. Para estos casos se han desarrollado el método de aproximación por multicapas que calculan la reflectividad de una guía con núcleo no homogéneo en función del ángulo θ (o del índice efectivo) [8].

El método operativo se describe en la referencia [8] y consiste en lo siguiente:

Primero la guía se divide en N secciones o capas paralelas a la superficie plana del sustrato con espesor d_j y con diferente índice de refracción constante n_j . De esta manera el índice de refracción n de la guía plana se hace variar de la manera indicada en la figura 4.7. Bajo estas condiciones, la estructura de guía con perfil de índice de barrera óptica $n(x)$ queda definida por $(N + 1)$ regiones de índice de refracción constante n_j ($j = 0, 1, \dots, N$), en donde $n_0 = n_{\text{cubierta}}$ y $n_N = n_s$ (n_s el índice de refracción del sustrato). Además, si se definen las posiciones x_j a la izquierda de cada región, quedan automáticamente especificados los espesores de cada una de ellas, dados por $d_j = x_j - x_{j-1}$. Finalmente, el número de fronteras entre dos medios adyacentes será igual a N .

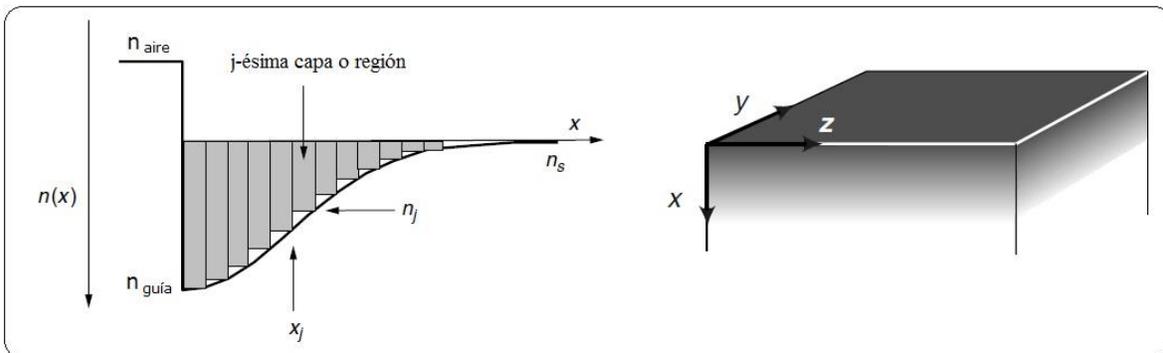


Figura 4.7. Seccionado de una guía con perfil de índice gradual.

Segundo, se restringen las soluciones a modos TE correspondientes a ondas planas. Esto es, que el campo eléctrico TE queda expresado como:

$$E_y = E_y(x)e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (4.12)$$

y además la amplitud $E_y(x)$ en cada sección n_j , que ahora posee un índice de refracción constante, cumplirá con la solución de la ecuación de onda para modos TE:

$$\frac{d^2 E_y}{dx^2} + [k_0^2 n_j^2 - \beta^2] E_y = 0. \quad (4.13)$$

La solución general para la amplitud E_y del campo eléctrico para la capa j -ésima será:

$$E_j = A_j e^{i\gamma_j(x-x_j)} + B_j e^{-i\gamma_j(x-x_j)}; \quad (j = 0, 1, 2 \dots, N), \quad (4.14)$$

Donde:

$$\gamma_j = \sqrt{k_0^2 n_j^2 - \beta^2}; \quad (j = 0, 1, 2 \dots N). \quad (4.15)$$

Siendo n_j el índice de refracción de la j -ésima región y β la constante de propagación del modo. El índice efectivo para un modo es calculado por $n_m = \beta/k_0$ ecuación (3.28).

Considerando las expresiones para la amplitud del campo eléctrico E_j y γ_j dadas por (4.14) y (4.15) respectivamente, en la región donde el índice de refracción n_j sea mayor que n_m , la solución para el campo eléctrico es una función senoidal, mientras que en aquellas regiones que posean un índice de refracción n_j menor que n_m el parámetro γ_j es una cantidad imaginaria, y por lo tanto el campo eléctrico mostrará un comportamiento exponencial.

Las constantes A_j y B_j (en general magnitudes complejas) vendrán determinadas al imponer la condición de continuidad para modos TE en las N interfaces, las cuales son expresadas como:

$$E_j = E_{j+1} \quad \text{en} \quad x = x_j \quad (j = 0, 1, 2 \dots N), \quad (4.16)$$

$$\frac{dE_j}{dx} = \frac{dE_{j+1}}{dx} \quad \text{en} \quad x = x_j \quad (j = 0, 1, 2 \dots N). \quad (4.17)$$

Estas dos condiciones nos permiten expresar los coeficientes A_{j+1} y B_{j+1} en función de los coeficientes A_j y B_j . La búsqueda de soluciones para los modos guiados se establece con la condición de que el campo eléctrico debe decrecer exponencialmente en las regiones de la cubierta y del sustrato. Por tanto, se comienza por imponer la condición de contorno en el recubrimiento $A_0 = 1$ y $B_0 = 0$, y se va variando el parámetro β hasta que se encuentra que el coeficiente A_N (correspondiente al sustrato) se anula. Este valor de la constante de propagación β corresponderá a un modo guiado, que poseerá un índice de refracción efectivo $n_m = \beta/k_0$.

Este método es aplicable a cualquier perfil de refracción, y sus soluciones serán tan exactas como se requiera. Además, el método no sólo calcula las constantes de propagación β de los modos guiados, sino que la expresión (4.14) suministra una información completa del perfil de campo eléctrico a lo largo de la estructura transversal de la guía, es decir, también calcula la constante de propagación β para modos de radiación.

Una última ventaja de este método es que admite índices de refracción complejos ($n_j + i\kappa_j$) en cualquiera de las regiones que definen la guía de onda, como por ejemplo en estructuras absorbentes, con ganancia o que incluyan láminas metálicas como electrodos de control. En este caso, la constante de propagación β será ahora un número complejo cuya parte imaginaria suministrará directamente el valor de pérdidas o ganancias de la guía de onda.

4.3 Espectroscopía

La espectroscopía UV-Vis se basa en el análisis de la cantidad de radiación electromagnética (en el rango de longitudes de onda del ultravioleta y visible) que puede reflejar, transmitir o absorber una muestra. Esta técnica es comúnmente utilizada para determinar el coeficiente de absorción en función de la longitud de onda, y sobre la base de esta información estimar la brecha óptica en

semiconductores. Esto se logra mediante la medición de la transmitancia o reflectancia en regiones en el ultravioleta.

4.3.1 Absorción óptica.

La presencia de un defecto en la red introduce niveles de energía propios que no pertenecen ni a la banda de conducción ni a la de valencia. Estos niveles se encuentran frecuentemente dentro de la banda prohibida y por tanto, mediante radiación electromagnética, se podrán producir transiciones con energía menor que la energía de dicha banda. Estas transiciones dan lugar a bandas de absorción que, en principio, deberían tener forma lorentziana (por ser dieléctrico). Sin embargo, debido a las inhomogeneidades de la estructura local, especialmente en el caso de la sílice que es un material amorfo, las bandas se aproximan a una estructura Gaussiana [10].

El efecto de la absorción óptica se produce cuando la intensidad de la luz que atraviesa un material se ve atenuada. Si se desprecian los efectos de reflexión y dispersión, la intensidad de luz I que queda al atravesar la muestra se puede relacionar con la intensidad de luz I_0 incidente mediante la ley de Bouguer-Lambert-Beer [11,12]

$$I(\omega) = I_0(\omega)e^{-\alpha(\omega)d} \quad (4.18)$$

Donde $\alpha(\omega)$ es el coeficiente de absorción dependiente de la frecuencia del fotón y el grosor de la muestra que atraviesa la luz.

La relación entre la intensidad de la luz después de ser transmitida y la intensidad con la que incidió se denomina como transmitancia (T), matemáticamente se expresa como:

$$T = \frac{I}{I_0} \quad (4.19)$$

Se define como longitud de penetración (z) la distancia para la cual la relación $\frac{I}{I_0}$ sea igual a $e^{-1} = 0.37$, es decir, es la distancia recorrida por la luz cuando su intensidad alcanza el 37% de su valor original. El inverso de (z) se denomina como coeficiente de absorción (α), cuyas unidades son cm^{-1} .

Los espectrómetros, generalmente, miden otras magnitudes como la densidad óptica o la absorbancia $A(\omega) = \text{Log}_{10}\left(\frac{I_0}{I}\right)$. La relación de esta última con el coeficiente de absorción es:

$$\alpha(\omega) = \frac{2.303 A(\omega)}{d} \quad (4.20)$$

4.3.2 Espectroscopía de Fotoluminiscencia (PL)

Los átomos de un material pueden emitir luz espontáneamente cuando sus electrones decaen desde un estado excitado a otro de menor energía. A este proceso se le llama luminiscencia. La fotoluminiscencia (PL- Photoluminescence) es el proceso de emisión de luz que se observa en un material después de haber absorbido fotones de mayor energía. La generación de luz por luminiscencia está íntimamente ligada a los mecanismos de relajación inherentes al material de estudio

En la Figura 4.8 se muestra una representación esquemática de un proceso de fotoluminiscencia en un semiconductor de brecha directa. Los fotones de excitación provienen de una fuente luminosa, generalmente un láser o lámpara. Esto inyecta electrones en la banda de conducción y huecos en la banda de valencia. Para que esto sea posible, la energía de los fotones de excitación debe ser mayor a la brecha prohibida (E_g) del semiconductor estudiado.

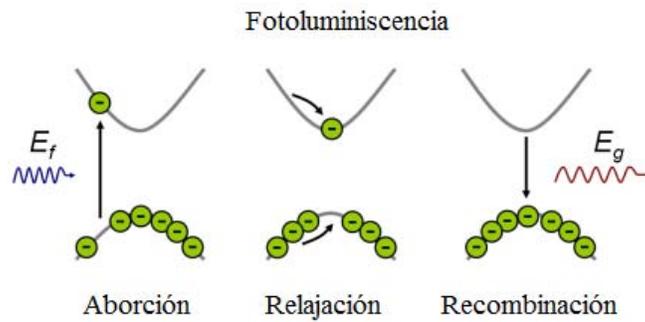


Figura. 4.8 Proceso de Fotoluminiscencia.

Los electrones inicialmente son excitados a un estado superior en la banda de conducción y casi inmediatamente pierden energía emitiendo fonones de una determinada energía y momento que satisfacen las leyes de conservación. Este proceso ocurre muy rápidamente en un sólido $\sim 10^{-13}$ s en comparación con los tiempos de recombinación radiativa ($\sim 10^{-9}$ s) [13], hasta que los

electrones alcanzan el mínimo en la banda de conducción (BC). El proceso inverso ocurre con los huecos en la banda de valencia (BV).

El electrón sólo puede pasar de la BC a la BV emitiendo un fotón cuando existe un estado desocupado en la banda de valencia. Esto produce distribuciones térmicas de electrones y huecos en los bordes de las bandas lo cual induce una distribución de energías de emisión alrededor de E_g , sin embargo, el proceso de recombinación de electrones y huecos puede involucrar también estados discretos en medio de la brecha prohibida introducidos por defectos y/o la emisión de fonones o electrones Auger.

4.4 Microscopía de fuerza atómica (AFM)

La microscopía de fuerza atómica (AFM- Atomic Force Microscopy) permite “observar” la topografía superficial. En general, un microscopio de AFM consta de una punta montada sobre un “cantilever” que es un lámina de material flexible y reflejante con geometría triangular o rectangular (Figura 4.9) [13], un sistema mecánico acerca la punta a la vecindad de la muestra y un “escáner” piezoeléctrico mueve la muestra bajo la punta (o viceversa) en un patrón de barrido. Las interacciones de Van der Waals entre la punta y los átomos de la superficie causan que el cantiléver se doble. Un detector sensible a la posición mide la deflexión del cantiléver durante el barrido. Mediante un sistema de cómputo se controla el escáner y se convierten las deflexiones medidas en mapa de la topografía de la superficie.

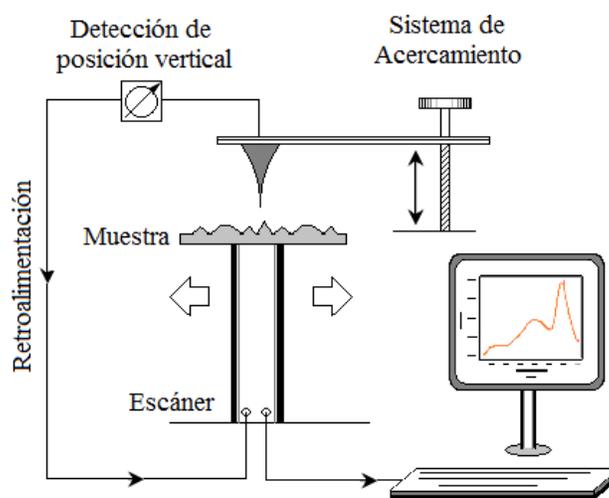


Figura. 4.9 Esquema usual para AFM

4.8 Referencias

- [1] P. Mathey, P. Jullien y J. L. Bolzinger. "Refractive-index profile reconstructions in planar waveguides by the WKB inverse method and reflectivity calculations". J. Opt. Soc. Am. B 12(9) (1995).
- [2] E. Flores. "Estudio de guías de onda ópticas obtenidas por implantación de protones en cristales de Nd:YAG". Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada. México. Tesis de Maestría. (2003).
- [3] P. D. Townsend, P. J. Chandler y L. Zhang, "Optical effects of ion implantation", Cambridge Studies in Modern Optics: 13. Cambridge University Press. (1994).
- [4] P. K.Tien, R. Ulrich y R. J. Martin. "Modes of propagating light waves in thin deposited semiconductor films". Appl. Phys. Lett. 14(9). (1969).
- [5] R. Ulrich. "Optimum Excitation of Optical Surface Waves," Journal Optical Society of America 61. (1971).
- [6] S. Najafi. "Introduction to glass integrated optics", Artech House (1992).
- [7] Página web del fabricante: <http://www.metricon.com/basic.html#anchor1875481>
- [8] G. Lifante. "Integrated Photonics Fundamentals", Wiley (2003).
- [9] E. Flores, "Estudio de guías de onda ópticas activas obtenidas por implantación de iones en cristales de YAG". Tesis Doctoral, Centro de Investigación Científica y Educación Superior de Ensenada. Ensenada, Baja California, (2008).
- [10] J.C Lagomacini "Estudio del daño producido por irradiación gamma, de iones y neutrones en óxido de silicio amorfo" Tesis Doctoral, UAM (2012).
- [11] D. L. Griscom, "E' center in glassy SiO₂: Microwave saturation properties and confirmation of the primary ²⁹Si hyperfine structure" Phys. Rev. B 20, 1823 (1979).
- [12] J. Vitko Jr, "ESR studies of hydrogen hyperfine spectra in irradiated vitreous silica" J. Appl. Phys. 49 (1978).
- [13] B. Monroy Peláez, "Obtención de nanocúmulos de silicio embebidos en películas delgadas de nitruro de silicio: caracterización y estudio de fotoluminiscencia" Tesis Doctoral, UNAM (2007).

[14] Bourhis, J.F. "Fibre to waveguide connection". En: Najafi, S.I. (ed.). "GlassIntegrated optics and optical fiber devices". Critical Reviews of Optical Science and technology CR53. SPIE Proceedings. Washington (1994).

5 Desarrollo experimental

En este capítulo describimos los procesos que se siguieron para la fabricación de las guías de onda y los métodos empleados para determinar los cambios en las propiedades ópticas del sustrato y en particular el cambio en el índice de refracción.

5.1 Proceso de fabricación

5.1.1 Descripción del sustrato

Para la creación de las guías de onda planas en este trabajo se utilizaron sustratos rectangulares (15 mm × 5 mm × 1.0 mm) de sílice de alta pureza del tipo comercial General Electric 124 (GE-124). Éstos fueron adquiridos a la empresa Special Glass Products, Estados Unidos, y de tal manera que todas sus caras estén pulidas, el índice de refracción reportado por el fabricante para los sustratos es de 1.4585 ($\lambda = 578 \text{ nm}$).

Se seleccionó este material por contener cantidades muy pequeñas de impurezas y una baja concentración de iones OH. Esto es debido a que la presencia de OH genera bandas de absorción óptica que se pueden confundir con las generadas debidas al daño por la irradiación con iones. De esta manera disminuimos el número de variables involucradas en este trabajo.

5.1.2 Selección y limpieza del sustrato

El primer paso consistió en la selección de los sustratos que se realizó mediante la observación de éstos con un microscopio óptico localizado en el Laboratorio Central de Microscopía del Instituto de Física de la UNAM (IFUNAM). Se seleccionaron para irradiar aquellos que tuvieron los cantos adecuadamente pulidos (Figura 5.1), ya que se pretende lograr un buen acoplamiento con fibras ópticas que será necesario para caracterizar diferentes propiedades de las guías, por ejemplo pérdidas o ganancias, modos transversales o confinamiento de la luz.

Previo a la implantación con iones es muy importante que los sustratos estén limpios de polvo y grasa. Por ello se limpiaron cuidadosamente haciendo uso en todo momento de guantes de polietileno del tipo de exploración médica sin talco. Primeramente se les retiró suciedad visible haciendo uso de bastoncillos de algodón (“cotonetes”) humedecidos con alcohol. Posteriormente

para retirar partículas mucho más pequeñas de suciedad son introducidos en un vaso de precipitado con una mezcla de agua destilada (50%) y alcohol etílico (50%), el cual a su vez se coloca durante 15 minutos en una cuba ultrasónica. Al terminar se sacan del vaso de precipitado con pinzas y son secados con aire producido por una secadora de cabello. Finalmente se colocan en una caja para muestras (tipo pastillero) libre de polvo y grasa.

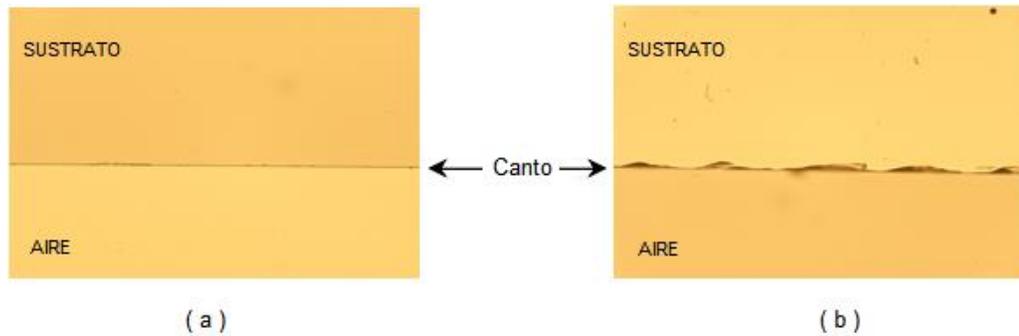


Figura 5.1. (a) Muestra el canto de un sustrato de sílice (GE-124) adecuadamente pulido. (b) Muestra el canto de un sustrato de sílice (GE-124) no adecuado.



Figura 5.2. Muestras limpias y listas para la implantación.

5.1.3 Implantación de iones

Para generar la guía de onda los sustratos fueron irradiados con iones de silicio utilizando el acelerador de iones positivos Pelletron de 3 MeV del IFUNAM. Éste es un acelerador electrostático tipo tándem [1] Modelo 9SDH-2 en donde primeramente se producen iones negativos del elemento a implantar, los cuales son acelerados hacia una terminal de alto voltaje positivo. Una vez que estos iones negativos llegan a la terminal se les hace pasar por una celda con nitrógeno en donde por colisiones los iones negativos pierden electrones para quedar cargados positivamente. Por efecto de repulsión electrostática por la terminal son nuevamente acelerados en un segundo proceso. El potencial de la terminal del acelerador se determina a partir del estado de carga de los iones positivos y de la energía cinética que se desea que tengan. Para este tipo de acelerador la energía de los iones es:

$$E = e V (1 + q) \quad (5.1)$$

en donde e es la carga eléctrica fundamental ($e = 1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$), V es el potencial de la terminal en volts, y q es el estado de carga final del ion (+1, +2, +3,...).

Una vez acelerados los iones son dirigidos hacia la cámara de implantación por medio de un imán deflector que los dirige en la dirección deseada. El sustrato a irradiar se coloca en la cámara de implantación, la cual en el momento de operación se encuentra a una presión del orden de 10^{-6} a 10^{-7} Torr. Además, los iones antes de llegar a la cámara pasan por un sistema electrostático deflector, que elimina átomos neutros que viajen con el haz de iones, y luego por un sistema barredor de haz que permite realizar la implantación de manera uniforme sobre el blanco (Figura 5.2).

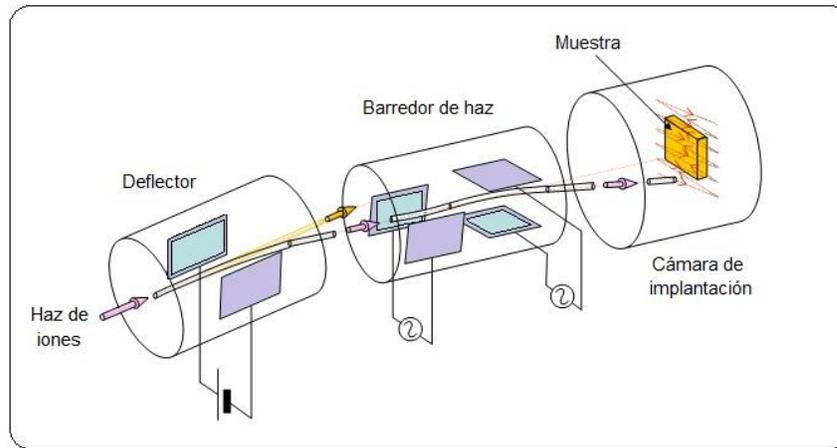


Figura 5.2. Esquema del sistema de implantación de iones en donde se muestra el deflector, el barrido de haz y la cámara de implantación además de la trayectoria que sigue el ion hasta llegar al sustrato o blanco.

Antes de colocar la muestra, se irradia un pedazo de papel térmico para verificar el tamaño del área donde se depositarán los iones y la uniformidad del barrido de iones sobre dicha área. Como queremos implantar toda una cara del sustrato, el área que debe de cubrir el barrido del haz de iones debe de ser mayor que el área del sustrato.

La cantidad de iones que se implantan en la muestra se expresa en términos de la afluencia Φ , que consiste en el número de iones implantados por unidad de área, tal como se indicó en la ecuación (1.1) del primer capítulo.

Una vez que se logran obtener las condiciones apropiadas se procede a colocar el sustrato de sílice sobre un portamuestras utilizando pinzas de plástico o teflón. Esto se hace cuidando de no tocar los cantos de los lados de 15 mm para evitar despostillamientos o daños al canto pulido. Una vez montado el sustrato en el portamuestras, éste se coloca en el interior de la cámara de implantación. En esta cámara el portamuestras queda siempre con una inclinación de 8° entre la normal del sustrato y la dirección del haz. Una vez que se cierra la cámara se procede a hacerle vacío por medio de un sistema de bombeo turbomolecular apoyado por una bomba mecánica primaria. Una vez alcanzada la presión deseada en el interior de la cámara se procede a abrir una válvula que la conecta a la línea de vacío por donde se le hace incidir el haz de iones.

Los sustratos fueron irradiados con iones de silicio con estados de cargas +1, +3 y +4 dependiendo de su energía. En la tabla 5.1 se muestran las condiciones con las que fueron irradiados los sustratos de SiO₂ (energía, estado de carga y afluencia).

Se consideraron diferentes energías de implantación para estudiar la profundidad del daño generado por los iones implantados en función de su energía.

Tabla 5.1. Parámetros utilizados para la implantación de los sustratos de sílice del tipo General Electric 124.

Muestra	Ion	Energía [MeV]	Afluencia [iones/cm ²]
1	Si ⁺	6	6.0×10^{15}
2	Si ³⁺	8	1.0×10^{13}
3	Si ³⁺	8	1.0×10^{14}
4	Si ³⁺	8	1.0×10^{15}
5	Si ³⁺	8	2.0×10^{15}
6	Si ³⁺	8	1.0×10^{16}
7	Si ³⁺	10	1.0×10^{13}
8	Si ⁴⁺	10	1.0×10^{13}
9	Si ³⁺	10	1.0×10^{14}
10	Si ³⁺	10	1.0×10^{15}
11	Si ⁴⁺	10	2.0×10^{15}
12	Si ³⁺	10	7.0×10^{15}
13	Si ³⁺	10	1.0×10^{16}
14	Si ⁴⁺	12	1.0×10^{12}
15	Si ⁴⁺	12	1.0×10^{13}
16	Si ⁴⁺	12	1.0×10^{14}
17	Si ⁴⁺	12	1.0×10^{15}
18	Si ⁴⁺	12	2.0×10^{15}
19	Si ⁴⁺	12	5.0×10^{15}
20	Si ⁴⁺	12	1.0×10^{16}

5.2 Microfotografías

Posteriormente se tomaron microfotografías a las muestras ya implantadas mediante un microscopio óptico localizado en el Laboratorio Central de Microscopía del Instituto de Física de la UNAM (IFUNAM), con ellas se obtuvo una estimación de la profundidad de la guía formada.

5.3 Obtención de índices de refracción efectivos

Con el equipo Metricon se obtuvieron los índices de refracción efectivos tanto para los modos guiados como para los modos de radiación, esto se realizó para todas las guías de onda formadas por la implantación de iones de silicio.

5.4. Reconstrucción del perfil de índice de refracción

A partir de los índices de refracción efectivos obtenidos para cada muestra es posible obtener una estimación del perfil de índice de refracción generado por la implantación de iones. Para esto se utiliza el programa de cómputo llamado Ion Implanted WaveGuides creado por Ginés Lifante [4]. El programa está basado en el método de la aproximación por multicapas (ver sección 4.5), en este método el perfil de índice de refracción de una guía de onda con núcleo no homogéneo se aproxima mediante un número finito de capas homogéneas, a partir de estas capas se estima la reflectividad de la guía en función del ángulo (o índice efectivo) para obtener los valores teóricos de los índices de refracción efectivos correspondientes a los modos de propagación de la guía [5]. El programa tiene perfiles predeterminados pero permite variar parámetros como el ancho, la profundidad y la altura del perfil, así como los valores de los índices de refracción del sustrato y de la región de la guía.

De manera más clara para obtener la forma del perfil de índice para las guías de onda planas la serie de pasos a seguir son:

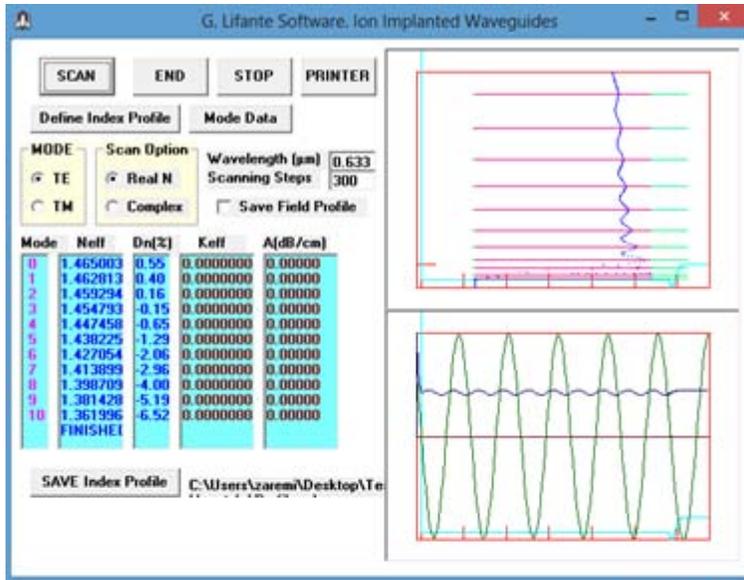
1. Se elige una función analítica para el perfil de índice caracterizada por varios parámetros, esto se logra usando el programa de cómputo.
2. Se obtienen los valores de los índices de refracción efectivos para este perfil hipotético.
3. Se comparan estos valores de índice de refracción efectivos teóricos con los obtenidos experimentalmente por medio del Metricon Model 2010/M.

4. Se van variando los parámetros para modificar la forma del perfil de índice hasta que los índices efectivos teóricos y experimentales coincidan.

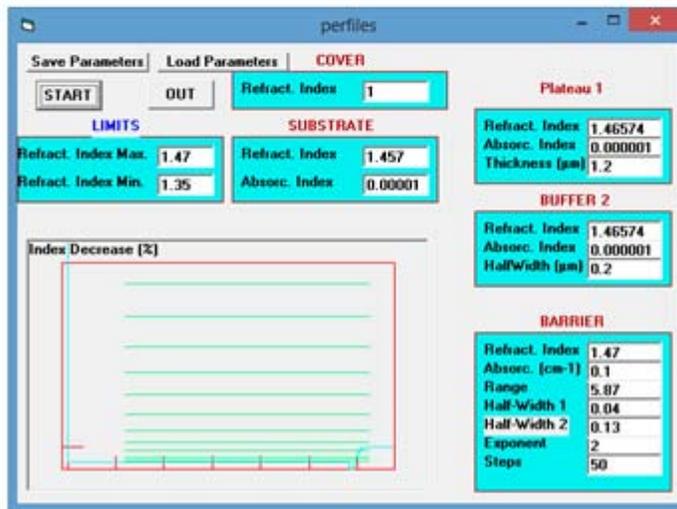
De esta manera se obtiene una aproximación óptima del perfil de índice de refracción para cada muestra.

En la figura 5.3 Se muestran ejemplos de capturas de pantalla del programa para una muestra de sílice con implantación de iones de silicio a 12 MeV.

En la figura 5.3a se observan los parámetros introducidos en el programa y el perfil de índice de refracción para una guía con perfil gradual a una profundidad de 5.87 μm mientras que en la figura 5.3b se observan los valores de los índices de los modos para esta guía (lado izquierdo) a una longitud de onda de 633 nm. Aunque en la figura se observan 10 modos efectivos, sólo tres son modos guiados y los otros siete corresponden a modos de radiación del sustrato, ya que su valor es menor al índice de refracción del sustrato (ecuación 3.14).



b)



a)

Figura 5.3. Capturas de pantalla de los resultados obtenidos con el programa Ion Implanted WaveGuides. a) Parámetros del perfil de índice supuesto. b) índices de refracción efectivos teóricos para el perfil supuesto. En el recuadro superior derecho se señalan con líneas verdes los índices de refracción efectivos experimentales y con líneas rojas los índices teóricos.

5.5 Transmitancia

La transmitancia de cada guía de onda T_G se tomó como el cociente entre la intensidad de la salida de la guía I_s y la intensidad de entrada I_0 (ecuación 4.5), es decir, la intensidad de salida de la fibra óptica utilizada para acoplar la luz a la guía. El arreglo utilizado para obtener el acoplamiento de luz a la guía se hizo con el siguiente procedimiento: con una fuente de luz tipo láser de

semiconductor de una longitud de onda $\lambda = 635nm$ y terminal de fibra óptica monomodal con un diámetro de haz de salida de $\sim 8.0\mu m$.

Se acopla el canto de entrada de la guía con la cara de salida de la fibra por medio de microposicionadores, posteriormente con un microscopio magnificador (10X) colocado al canto de salida de la guía de onda se colectó la luz y esta se hace pasar por una rendija para permitir únicamente el paso de luz proveniente de la guía de onda y así eliminar la luz proveniente del sustrato para finalmente llegar a un detector de potencia con esfera integradora conectado a la pc. Una vez acoplada la luz a la guía se iba aumentando la potencia al láser de 0.5mW hasta 1.0mW en intervalos de 0.05mW, por cada intervalo se hacían 5 medidas de la potencia. Ya que los microposicionadores nos permiten movernos con libertad a lo largo y ancho del canto de entrada a la guía se pudieron hacer 14 divisiones de 1mm a lo largo de la guía y por tanto 14 mediciones para cada una de las muestras y así confirmar la uniformidad de la guía formada dentro del sustrato. Para conocer I_0 se midió directamente la potencia de la salida de la fibra óptica con la esfera integradora sin pasar por el arreglo, esto se hizo para todo el intervalo de 0.5mW a 1.0mW.

También es muy importante conocer la potencia que se pierde al pasar por el arreglo experimental, por lo que se midió la potencia a la salida del arreglo sin acoplar ninguna muestra.

Las mediciones para calcular la transmitancia de las guías se realizaron mediante el arreglo experimental de la figura 5.4.

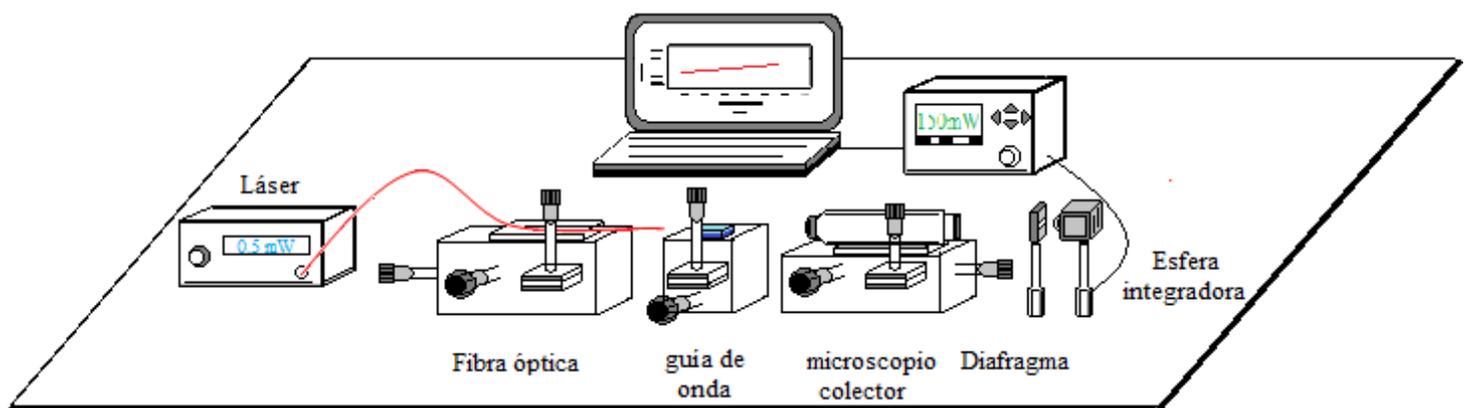


Figura 5.4 Esquema del arreglo experimental para medidas de transmitancia.

5.6 Modos Transversales

La distribución transversal de la intensidad de los modos soportados por las guías (modos transversales) se obtuvo de imágenes tomadas en la cara de salida de las guías. El arreglo experimental utilizado es básicamente el mismo que para la medición de la transmitancia con la diferencia que en lugar de una magnificación en el microscopio de 10X se hizo con una magnificación de 40X y la esfera integradora fue remplazada por una cámara CCD (charge coupled device, dispositivo de cargas interconectadas) con la cual se obtuvieron las imágenes de los modos transversales soportados por la guía.

5.7 Pérdidas por propagación a 635 nm

La ecuación (4.5) y los valores de la transmitancia de las guías (TG) se utilizaron para estimar las pérdidas por propagación en las guías a 635 nm. La eficiencia de acoplamiento fibra-guía se calculó con las ecuaciones (4.5-4.10); las cinturas de los modos transversales de las guías se calcularon de las imágenes obtenidas con la cámara CCD, el ancho de banda del haz (ω_0) que sale de la fibra óptica es de 4.45 μ m.

5.8 Espectroscopía

5.8.1 Espectros por reflectancia especular.

Se midieron los espectros de reflexión especular de las muestras con la finalidad de obtener las bandas de absorción generadas por la irradiación en la sílice en la región UV-Vis (ultravioleta-visible), esto se realizó con un espectrofotómetro **Maya 2000pro** que tiene una resolución óptica de ~ 0.035 nm (FWHM) y una fuente de luz de deuterio y tungsteno halógeno **DH-2000-BAL** cuyo rango en longitud de onda es de 215 a 2500 nm conectada a una fibra óptica de reflexión grado **Premium QR400-7-VIS/BX**, todo esto de la marca **Ocean Optics**. Para la obtención de los espectros por reflexión se colocó la fibra en dirección perpendicular a la dirección de propagación de la guía, es decir, sobre la cara con implantación, se realiza una línea base que esencialmente es la medición del sustrato que nos sirve como referencia para observar las muestras con implantación de iones de silicio. Por último, la señal es registrada con la computadora mediante un software para luego ser analizada. El montaje experimental se muestra en la siguiente figura.

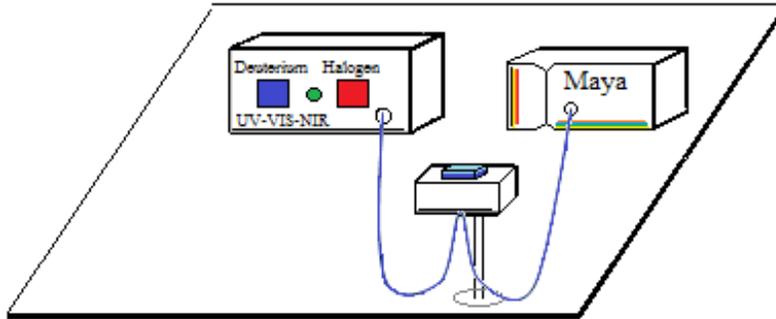


Figura 5.5 Esquema del arreglo experimental para la medición de espectros por reflexión especular

5.8.2 Espectros de fotoluminiscencia (PL)

La implantación de iones modifica las propiedades de emisión de los materiales, i.e. la luminiscencia. Esta modificación se aprecia en un ensanchamiento de las bandas de emisión o en una disminución de la intensidad relativa entre los valores máximos de esas bandas. El ensanchamiento en las bandas de emisión está relacionado con una disminución de la vida media de la luminiscencia y, de ahí, con una disminución de la sección transversal de emisión estimulada y del coeficiente de ganancia. Por otro lado, un cambio en las intensidades relativas de las bandas de emisión puede significar que la implantación haya favorecido que alguna banda de emisión predomine sobre las demás.

El equipo con el que se realizaron las mediciones de PL se muestra en la figura 5.6. La fuente de excitación que se empleó fue un láser de He-Cd con longitud de onda $\lambda = 325nm$.

El haz de láser es reflejado en un par de espejos y que lo redirigen a la muestra, estos espejos son necesarios para hacer coincidir el haz con la entrada del monocromador que se encuentra a una mayor altura. Se emplearon dos filtros para poder eliminar las líneas de emisión secundarias producidas por el haz. El haz incide sobre la muestra y la emisión de ésta es enfocada y dirigida al monocromador con un par de lentes de distancia focal corta. Por último, la señal es registrada con la computadora mediante un software para luego ser analizada.

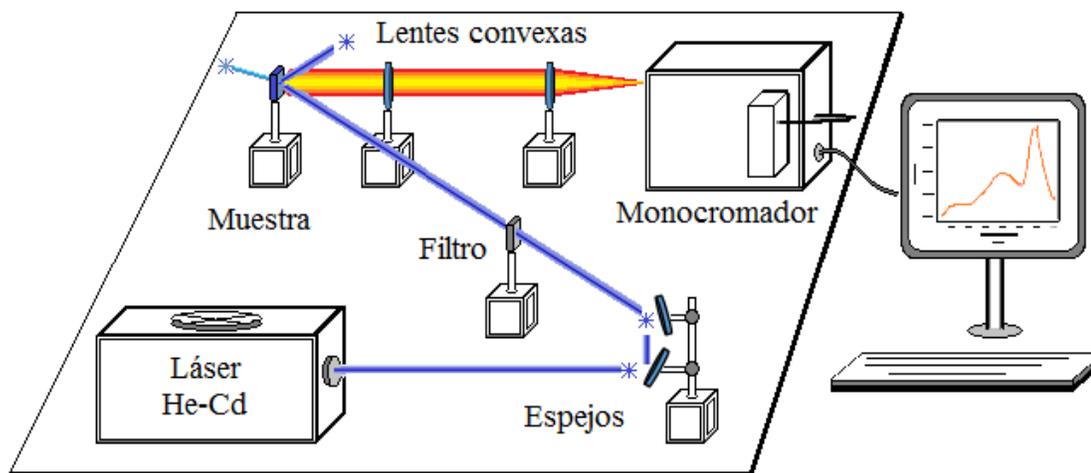


Figura 5.6 Esquema del arreglo experimental para la obtención de espectros PL

5.9 Referencias.

- [1] F. Alba “Aceleradores de partículas”. 2ª ed. act. Colección: Serie de Física, Monografía No. 7. Editor Eva. V. Chesneau. Editorial Secretaría General de la Organización de los Estados Americanos. Washington D. C: Programa Regional de Desarrollo Científico y Tecnológico, 1982.
- [2] Shi-Ling Li, Ke-Ming Wang, Feng Chen, Xue-Lin Wang, Gang Fu, Qing-Ming Lu, Li-Li Hu, Ding-Yu Shen y Hong-Ji Ma. “Property studies of optical waveguide formed by 6.0 MeV carbon ion implantation into Nd:silicate glass”. J. Phys. D: Appl. Phys. 38 (2005) 2899–2903
- [3] Shi-Ling Li, Ke-Ming Wang, Feng Chen, Xue-Lin Wang, Gang Fu, Qing-Ming Lu, Li-Li Hu, Ding-Yu Shen y Hong-Ji Ma, Rui Nie. “Low loss waveguide in Nd³⁺-doped silicate glass fabricated by carbon ion implantation”. Surface & Coatings Technology 200 (2005) 598– 601.
- [4] G. Lifante. “Integrated Photonics Fundamentals”. Wiley, 2003.
- [5] E. Flores. “Estudio de guías de onda ópticas obtenidas por implantación de protones en cristales de Nd:YAG”. Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada. México. Tesis de Maestría. 2003.

6 Resultados y discusión

6.1 Fabricación de guías de onda planas

En la tabla 6.1 se muestran los parámetros utilizados durante la implantación de cada una de las muestras, así como el tiempo que duró la irradiación en minutos.

Tabla 6.1. Parámetros utilizados para la implantación para cada muestra.

Muestra	Ion	Energía [MeV]	Densidad de corriente [nA/cm ²]	Duración de irradiación [m,s]	Afluencia [iones/cm ²]
1	Si ⁺	6	180	5:49	6.0×10^{15}
2	Si ³⁺	8	45	0:10	1.0×10^{13}
3	Si ³⁺	8	45	0:45	1.0×10^{14}
4	Si ³⁺	8	65.83	4:30	1.0×10^{15}
5	Si ³⁺	8	59.16	7:55	2.0×10^{15}
6	Si ³⁺	8	400	6:45	1.0×10^{16}
7	Si ³⁺	10	50	0:11	1.0×10^{13}
8	Si ⁴⁺	10	40	0:10	1.0×10^{13}
9	Si ³⁺	10	50	0:26	1.0×10^{14}
10	Si ³⁺	10	50	5:35	1.0×10^{15}
11	Si ⁴⁺	10	213	2:40	2.0×10^{15}
12	Si ³⁺	10	361	3:30	7.0×10^{15}
13	Si ³⁺	10	364	5:40	1.0×10^{16}
14	Si ⁴⁺	12	70	00:57	1.0×10^{12}
15	Si ⁴⁺	12	70	0:03	1.0×10^{13}
16	Si ⁴⁺	12	70	0:25	1.0×10^{14}
17	Si ⁴⁺	12	10	3:40	1.0×10^{15}
18	Si ⁴⁺	12	600	0:58	2.0×10^{15}
19	Si ⁴⁺	12	500	0:45	5.0×10^{15}
20	Si ⁴⁺	12	532	5:07	1.0×10^{16}

6.2 Microfotografías

Después de la implantación con iones se observaron las guías resultantes mediante un microscopio óptico y posteriormente se tomaron microfotografías de las guías para determinar la profundidad al compararla con la escala del microscopio. En las figuras 6.1 se muestran las microfotografías. En las figuras se aprecia la zona irradiada que se identifica como una franja oscura en el borde del sustrato (compárese con la figura 5.1a).

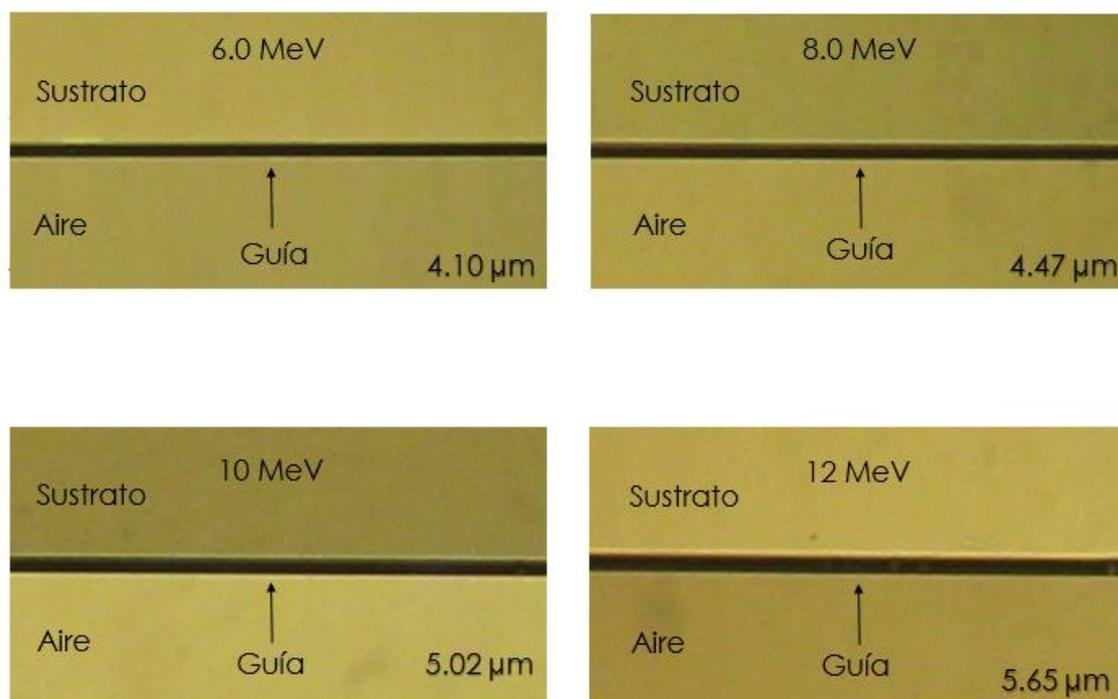


Figura 6.1 Se muestran las microfotografías de las guías de onda creadas por la implantación de iones de silicio a las energías de 6.0, 8.0, 10.0 y 12.0 MeV. Con ellas fue posible obtener una medida aproximada de la profundidad de la guía.

6.3 Índices de refracción efectivos

Con el método de acoplamiento de prisma primero se determinó el índice de refracción del sustrato de sílice. En la figura 6.2 se muestra la gráfica de la intensidad de luz reflejada en función del índice de refracción efectivo. El índice de refracción medido para los sustratos fue de ~ 1.4570 para una longitud de onda de 632.8 nm.

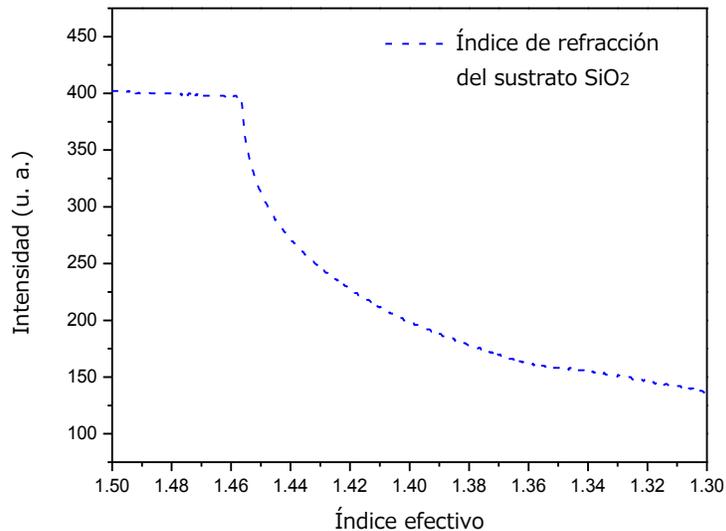


Figura 6.2. Se muestra la gráfica de intensidad reflejada contra el índice de refracción efectivo del sustrato (SiO₂) obtenido directamente utilizando el método de acoplamiento de prisma.

En la figura 6.3 se muestran las gráficas de la intensidad de la luz reflejada contra el índice de refracción efectivo obtenidas utilizando el equipo Metricon Model 2010/M para las muestras implantadas a diferentes energías (8, 10 y 12 MeV), pero con una misma fluencia (1.0×10^{14} iones/cm²). En esta figura se observan las caídas abruptas de intensidad medidas por el fotodetector, en donde con flechas rojas se han indicado aquellas debidas a los modos guiados y con flechas azules a aquellas debidas a los modos de radiación. Se observa un mayor número tanto de modos guiados como modos de radiación para una mayor energía de implantación, también se puede apreciar que entre las muestras de 8 y 10 MeV no hay diferencia significativa para el número de modos (mismo número de modos guiados), sin embargo, el primer modo de radiación para la muestra de 10 MeV se encuentra más cercano a la zona de modos guiados.

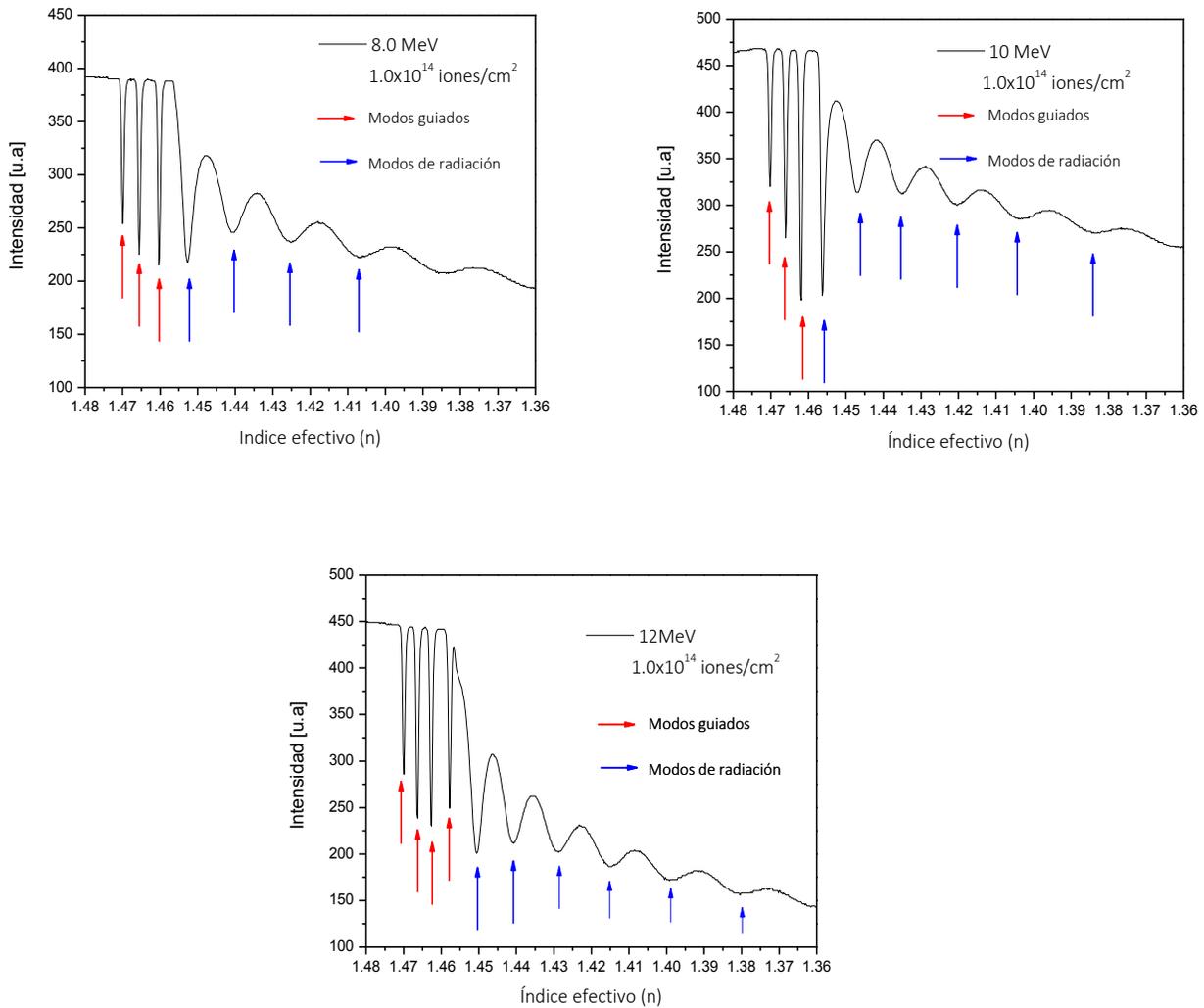


Figura 6.3. Se muestran las gráficas de la intensidad de la luz reflejada contra el índice de refracción efectivo muestras implantadas a diferentes energías (8.0, 10.0 y 12 MeV) pero con una misma fluencia (1×10^{14} iones/cm²).

En la figura 6.4 se muestra las gráficas para muestras implantadas a una misma energía (12 MeV) para distintas fluencias ($1.0 \times 10^{12} - 1.0 \times 10^{16}$ iones/cm²). Se observa que para una fluencia de 1.0×10^{12} iones/cm² comienza la formación de la guía de onda. También se observa que tanto el número de modos guiados como los de radiación se incrementan debido a la fluencia y no a la energía esto se comporta del mismo modo hasta una fluencia de 2×10^{15} iones/cm² en la cual a partir de esta el número de modos guiados decrece de 4 a 3 y de 8 a 7 en modos de radiación.

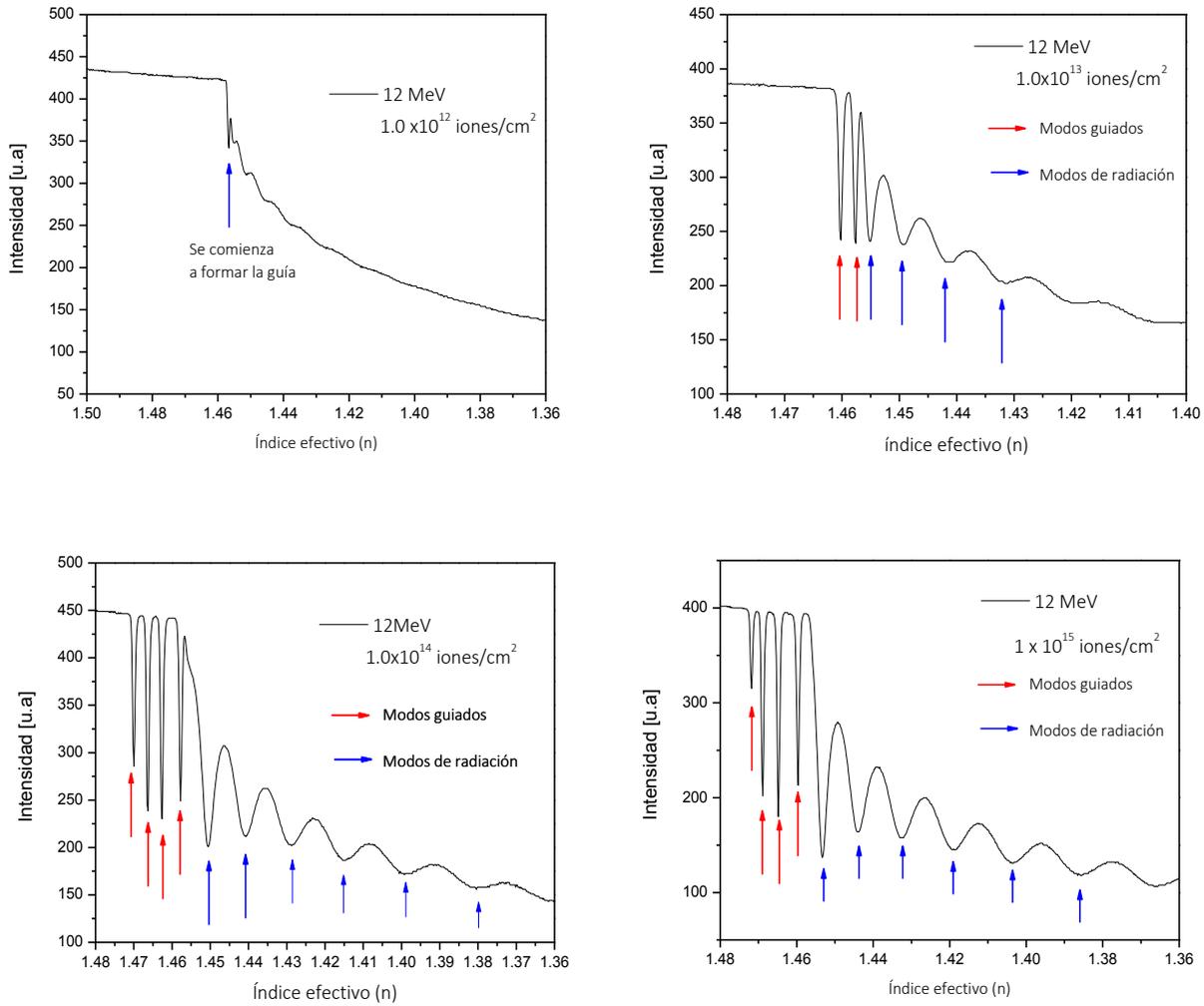


Figura 6.4. Se muestran las gráficas de la intensidad de la luz reflejada contra el índice de refracción efectivo para muestras implantadas a una misma energía (12 MeV) para distintas fluencias ($1.0 \times 10^{12} - 1.0 \times 10^{16}$ iones/cm²).

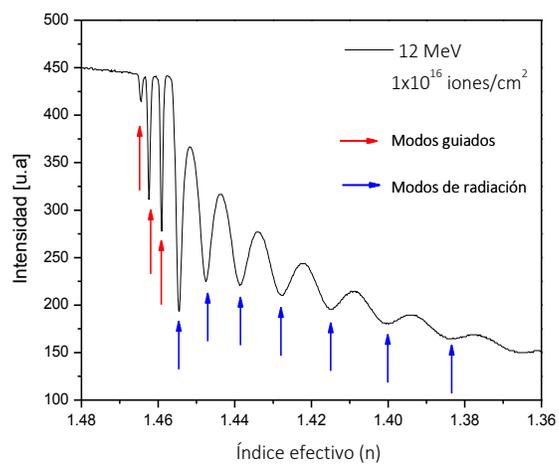
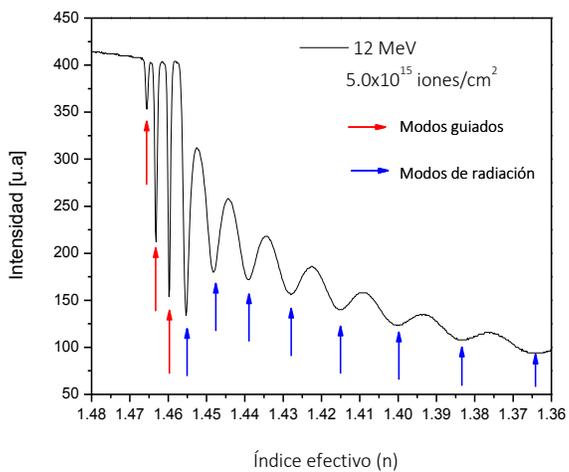
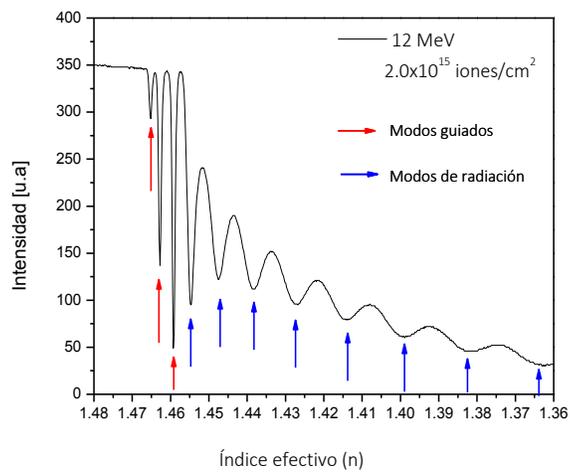


Figura 6.4. (Continuación)

Este comportamiento también se puede apreciar para el caso de las muestras implantadas a 8.0 y 10.0 MeV (Figura 6.5 y 6.6) aunque es más notable para el caso de 10.0 MeV ya que el número de modos también depende de la energía de implantación.

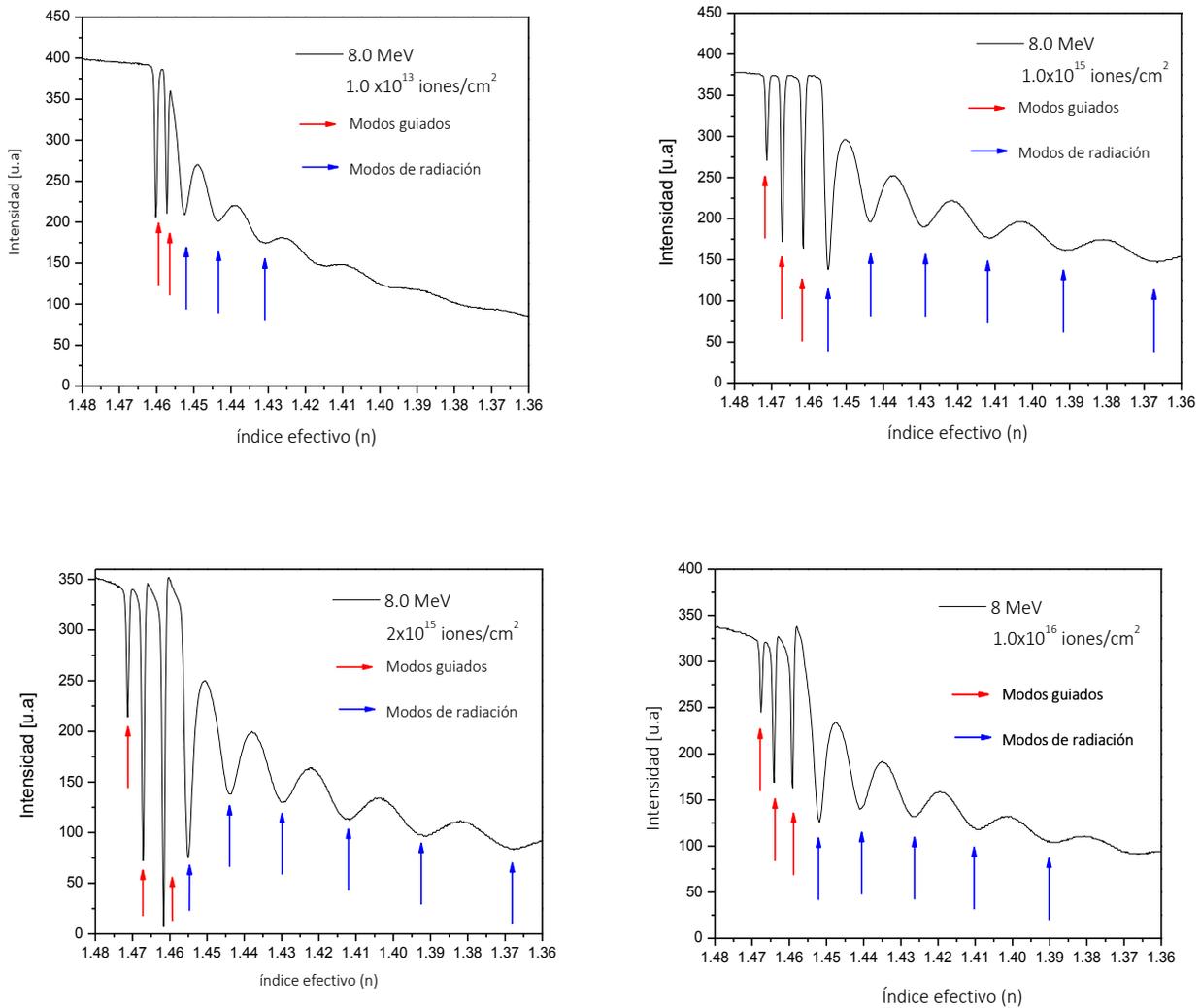


Figura 6.5 Muestras implantadas a una misma energía (8.0 MeV) para distintas afluencias ($1.0 \times 10^{13} - 1.0 \times 10^{16}$ iones/cm²) se observa el mismo comportamiento que para las muestras de 12 MeV.

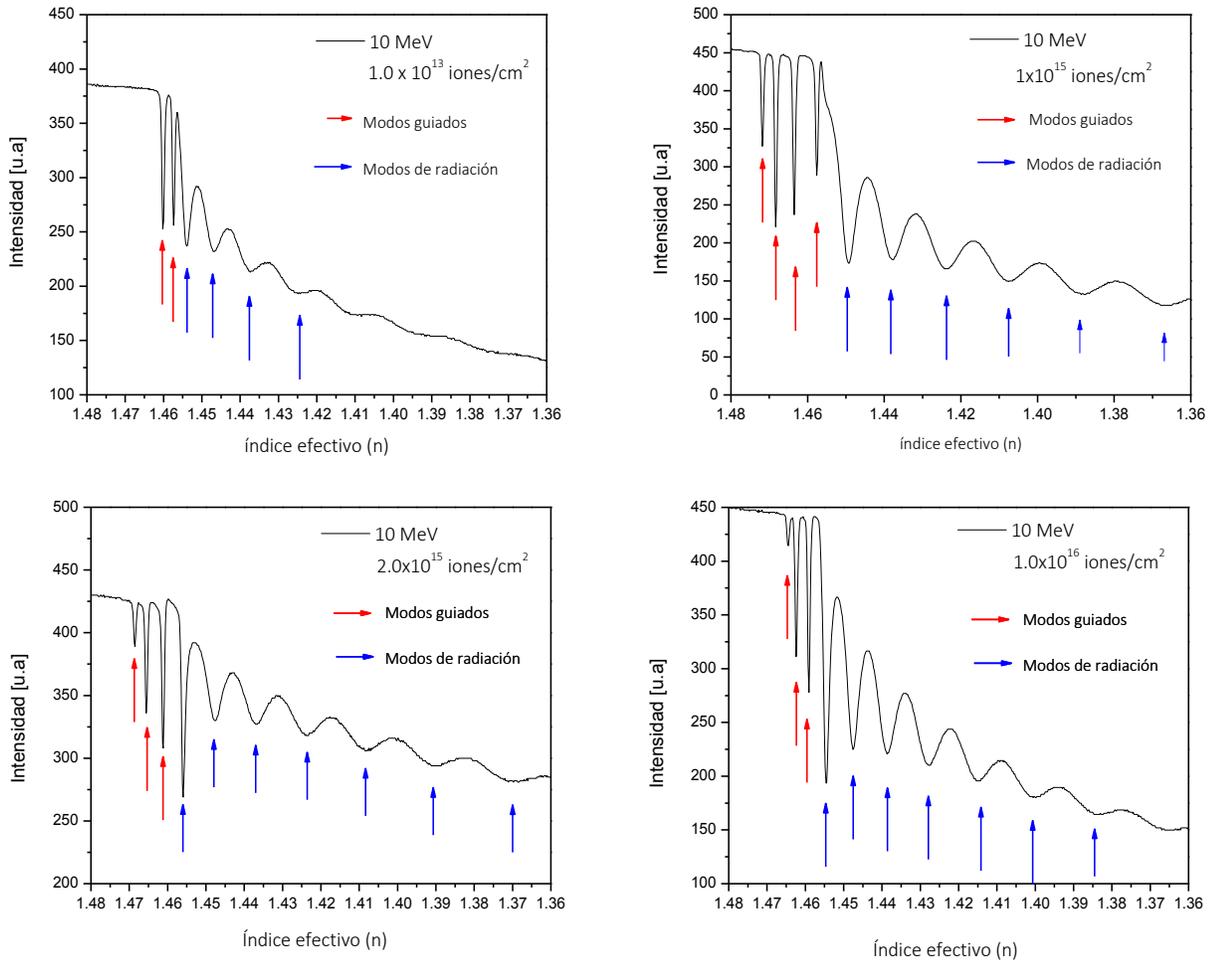


Figura 6.6 Muestras implantadas a una misma energía (10.0 MeV) para distintas afluencias ($1.0 \times 10^{13} - 1.0 \times 10^{16}$ iones/cm²) se observa el mismo comportamiento que para las muestras de 12 y 8.0 MeV

En las siguientes tablas se muestran los índices de refracción efectivos tanto de los modos guiados como de los modos de radiación para energías de 8.0, 10 y 12 MeV

Tabla 6.2. Se muestran los índices de refracción efectivos tomando tanto los modos guiados (formato negrita) como los modos de radiación para muestras implantadas a 8.0 MeV

#Modo	1×10^{13} [iones/cm ²]	1×10^{14} [iones/cm ²]	1×10^{15} [iones/cm ²]	2×10^{15} [iones/cm ²]	1×10^{16} [iones/cm ²]
0	1.4602	1.4700	1.4713	1.4713	1.4676
1	1.4572	1.4655	1.4672	1.4672	1.4641
2	1.4524	1.4604	1.4615	1.4617	1.4591
3	1.4433	1.4526	1.4548	1.4550	1.4519
4	1.4307	1.4405	1.4435	1.4437	1.4409
5		1.4251	1.4290	1.4296	1.4264
6		1.4067	1.4115	1.4121	1.4091
7			1.3907	1.3912	1.3884
8			1.3664	1.3677	

Tabla 6.3. Se muestran los índices de refracción efectivos tomando tanto los modos guiados (formato negrita) como los modos de radiación para muestras implantadas a 10.0 MeV

#Modo	1×10^{13} [iones/cm ²]	1×10^{14} [iones/cm ²]	1×10^{15} [iones/cm ²]	2×10^{15} [iones/cm ²]	7×10^{15} [iones/cm ²]	1×10^{16} [iones/cm ²]
0	1.4602	1.4702	1.4718	1.4685	1.4663	1.4661
1	1.4574	1.4661	1.4683	1.4655	1.4635	1.4633
2	1.4541	1.4619	1.4635	1.4611	1.4596	1.4594
3	1.4467	1.4563	1.4576	1.4559	1.4541	1.4539
4	1.4374	1.4468	1.4493	1.4476	1.4454	1.4454
5		1.4352	1.4378	1.4368	1.4344	1.4344
6		1.4203	1.4236	1.4236	1.4210	1.4208
7		1.4030	1.4076	1.4080	1.4052	1.4056
8		1.3830	1.3879	1.3897	1.3869	1.3869
9			1.3660			

Tabla 6.4. Se muestran los índices de refracción efectivos tomando tanto los modos guiados (formato negrita) como los modos de radiación para muestras implantadas a 12.0 MeV

#Mod o	1×10^{12} [iones/cm ²]	1×10^{13} [iones/cm ²]	1×10^{14} [iones/cm ²]	1×10^{15} [iones/cm ²]	2×10^{15} [iones/cm ²]	5×10^{15} [iones/cm ²]	1×10^{16} [iones/cm ²]
0	1.4567	1.4602	1.4700	1.4718	1.4652	1.4655	1.4644
1		1.4576	1.4663	1.4689	1.4628	1.4631	1.4624
2		1.4550	1.4626	1.4648	1.4593	1.4598	1.4591
3		1.4493	1.4578	1.4596	1.4546	1.4554	1.4544
4		1.4413	1.4506	1.4533	1.4474	1.4481	1.4476
5		1.4312	1.4407	1.4439	1.4383	1.4391	1.4387
6			1.4286	1.4325	1.4268	1.4279	1.4277
7			1.4145	1.4188	1.4139	1.4151	1.4149
8			1.3987	1.4033	1.3989	1.4003	1.4000
9			1.3798	1.3856	1.3813	1.3828	1.3836
10				1.3659	1.3621		

De las figuras 6.2 – 6.6, y de las tablas 6.2 – 6.4, se observa que todas las muestras implantadas presentan entre 1 y 4 modos de propagación guiados acompañados por modos de radiación del sustrato excepto la muestra implantada con una fluencia de 1.0×10^{12} iones/cm² y energía de implantación de 12 MeV que presenta sólo un modo de radiación que indica el umbral de formación de guías de onda consecuencia de la implantación de iones de silicio.

6.4 Modos de propagación

La tabla 6.5 muestra la comparación entre los índices efectivos obtenidos experimentalmente por el método de acoplamiento por prisma y los índices efectivos teóricos obtenidos con el programa de cómputo Ion Implanted WaveGuides para las muestras irradiadas con distinta energía pero con la misma fluencia (2×10^{16} iones/cm²), se observa que el error porcentual no supera el 0.065%.

Tabla 6.5. Muestra la comparación de índices efectivos experimentales con los teóricos así como su error porcentual para distintas energías pero con una misma afluencia (1×10^{14} iones/cm²)

8.0 MeV				10.0 MeV			
#Modo	Valor Experimental	Valor Teórico	Error Porcentual	Modo	Valor Experimental	Valor Teórico	Error Porcentual
0	1.4700	1.4697	0.020	0	1.4702	1.4695	0.047
1	1.4655	1.4661	0.040	1	1.4661	1.4665	0.027
2	1.4604	1.4603	0.006	2	1.4619	1.4618	0.006
3	1.4526	1.4527	0.006	3	1.4563	1.4563	0.000
4	1.4405	1.4404	0.006	4	1.4468	1.4468	0.000
5	1.4251	1.4248	0.021	5	1.4352	1.4347	0.034
6	1.4067	1.4058	0.064	6	1.4203	1.4201	0.014

12.0 MeV

#Modo	Valor Experimental	Valor Teórico	Error Porcentual
0	1.4700	1.4692	0.054
1	1.4663	1.4669	0.040
2	1.4626	1.4630	0.027
3	1.4578	1.4577	0.000
4	1.4506	1.4506	0.000
5	1.4407	1.4407	0.034
6	1.4286	1.4288	0.014

En la Figura 6.7 se muestra la gráfica del índice de refracción de las guías de onda formadas por la implantación de iones de silicio a diferentes energías pero con la misma afluencia (1×10^{14} iones/cm²).

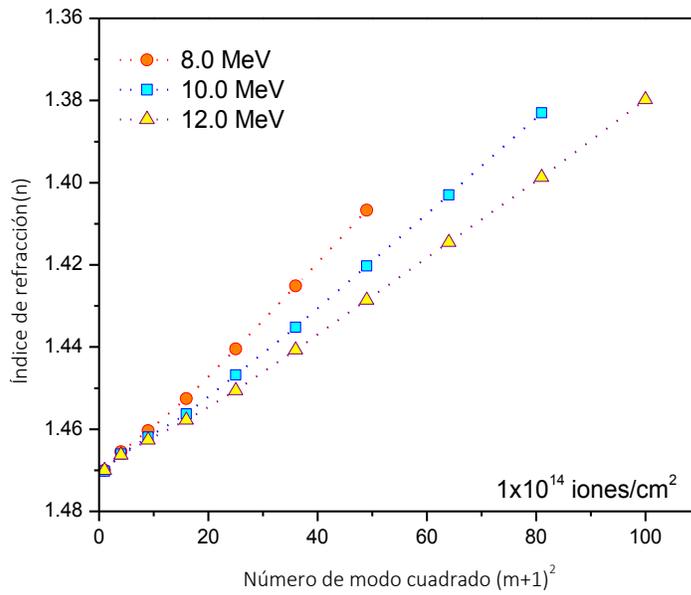


Figura 6.7. Muestra los índices de refracción efectivos de las guías de onda formadas por la implantación de silicio a distintas energías pero a una misma fluencia (1×10^{14} iones/cm²).

La tabla 6.6 muestra la comparación entre los índices efectivos obtenidos experimentalmente por el método de acoplamiento por prisma y los índices efectivos teóricos obtenidos con el programa de cómputo Ion Implanted WaveGuides para las muestras irradiadas con una misma energía (12 MeV) pero a distintas fluencias, se observa que el error porcentual no supera el 0.058% .

Tabla 6.6 Muestra la comparación de índices efectivos experimentales con los teóricos así como su error porcentual para distintas afluencias pero con una misma energía (12.0 MeV)

1.0×10^{13} iones/cm²

#Modo	Valor Experimental	Valor Teórico	Error Porcentual
0	1.4602	1.4602	0.000
1	1.4576	1.4582	0.041
2	1.4550	1.4550	0.000
3	1.4493	1.4491	0.013
4	1.4413	1.4411	0.000
5	1.4312	1.4311	0.013
6	-	-	-
7	-	-	-
8	-	-	-
9	-	-	-

1.0×10^{14} iones/cm²

#Modo	Valor Experimental	Valor Teórico	Error Porcentual
0	1.4700	1.4692	0.054
1	1.4663	1.4669	0.040
2	1.4626	1.4630	0.027
3	1.4578	1.4577	0.000
4	1.4506	1.4506	0.000
5	1.4407	1.4407	0.034
6	1.4286	1.4288	0.014
7	1.4145	1.4147	0.014
8	1.3987	1.3983	0.028
9	1.3798	1.3798	0.00

1.0×10^{15} iones/cm²

#Modo	Valor Experimental	Valor Teórico	Error Porcentual
0	1.4718	1.4712	0.040
1	1.4689	1.4690	0.006
2	1.4648	1.4651	0.020
3	1.4596	1.4598	0.013
4	1.4533	1.4535	0.013
5	1.4439	1.4440	0.006
6	1.4325	1.4325	0.000
7	1.4188	1.4189	0.007
8	1.4033	1.4031	0.014
9	1.3856	1.3852	0.028
10	1.3659	1.3651	0.058

2.0×10^{15} iones/cm²

#Modo	Valor Experimental	Valor Teórico	Error Porcentual
0	1.4652	1.4650	0.013
1	1.4628	1.4628	0.000
2	1.4593	1.4592	0.006
3	1.4546	1.4547	0.006
4	1.4474	1.4474	0.000
5	1.4383	1.4382	0.006
6	1.4268	1.4270	0.014
7	1.4139	1.4138	0.007
8	1.3989	1.3987	0.014
9	1.3813	1.3814	0.007
10	1.3621	1.3620	0.007

5.0×10^{15} iones/cm²

1.0×10^{16} iones/cm²

#Modo	Valor Experimental	Valor Teórico	Error Porcentual
0	1.4655	1.4651	0.027
1	1.4631	1.4633	0.013
2	1.4598	1.4600	0.013
3	1.4554	1.4555	0.006
4	1.4481	1.4484	0.020
5	1.4391	1.4393	0.013
6	1.4279	1.4282	0.021
7	1.4151	1.4151	0.000
8	1.4003	1.3999	0.028
9	1.3828	1.3825	0.021
10	-	-	-

#Modo	Valor Experimental	Valor Teórico	Error Porcentual
0	1.4644	1.4649	0.034
1	1.4631	1.4626	0.034
2	1.4591	1.4591	0.00
3	1.4544	1.4547	0.020
4	1.4476	1.4475	0.006
5	1.4387	1.4384	0.020
6	1.4277	1.4274	0.021
7	1.4149	1.4145	0.028
8	1.4000	1.3997	0.021
9	1.3826	1.3819	0.050
10	-	-	-

En la figura 6.8 se muestra la gráfica de los índices de refracción efectivos de las guías de onda formadas a partir de la implantación de iones de silicio a una misma energía (12.0 MeV) y distintas afluencias.

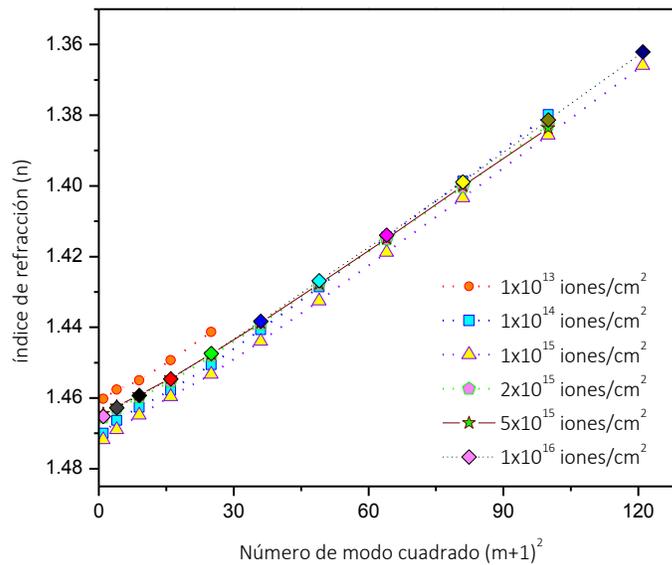


Figura 6.8 Muestra los índices de refracción efectivos de las guías de onda formadas por la implantación de silicio a distintas afluencias pero a una misma energía (12.0 MeV).

6.5 Perfiles de índice de refracción

Los perfiles de índice de refracción de las guías de onda que se muestran en las figura 6.9 y 6.13 se construyeron utilizando los modos de propagación obtenidos del programa de cómputo Ion Implanted WaveGuides, esto se hace ya que la aproximación entre los índices de refracción efectivos experimentales y los teóricos es óptima (tablas 6.5 y 6.6).

En este caso se optó por tomar todos los modos tanto guiados como de radiación, ya que el programa se basa en la aproximación por multicapas y por tanto acepta no sólo modos guiados sino también modos de radiación, así, entre mayor sea el número total de modos se tendrá una mejor aproximación para el perfil de índice de las guías.

En la figura 6.9 se muestran los perfiles de índice de refracción obtenidos por el programa a distintas energías de implantación pero a la misma fluencia (1.0×10^{14} iones/cm²), en ella se observa que en todas las muestras existe un incremento en el índice de refracción del sustrato debido a la implantación de iones de silicio dentro de la sílice además que la profundidad promedio en la cual quedaron depositados los iones de silicio depende linealmente de la energía a la cual se implantaron los iones de silicio.

También se observa el daño generado durante el frenado de los iones dentro de las muestras, esto se ve reflejado en el cambio de índice de refracción en el sustrato antes de quedar depositado completamente, dicho cambio sugiere que la muestras implantadas con una menor densidad de corriente se genera un cambio grande en el índice de refracción durante el proceso de introducción al sustrato.

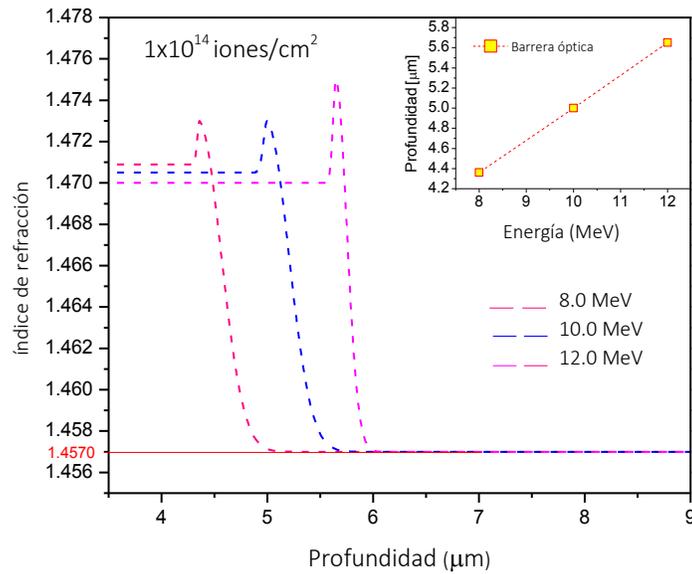


Figura 6.9 muestra el perfil de índice de muestras con diferente energía de implantación pero con la misma fluencia de 1×10^{14} iones/cm². La línea roja continua indica el índice de refracción del sustrato.

Habitualmente es posible obtener información del daño que produce la irradiación iónica sobre el material sustrato utilizando simulaciones Monte Carlo, en particular, utilizando el código SRIM que se encuentra libre en internet (<http://www.srim.org/SRIM/SRIMLEGL.htm>) se realiza este tipo de simulaciones.

Una de las características que ofrece el programa SRIM es el cálculo del alcance de los iones que tienen dentro de la matriz de sílice. En la figura 6.10 se muestra los resultados de dicha simulación.

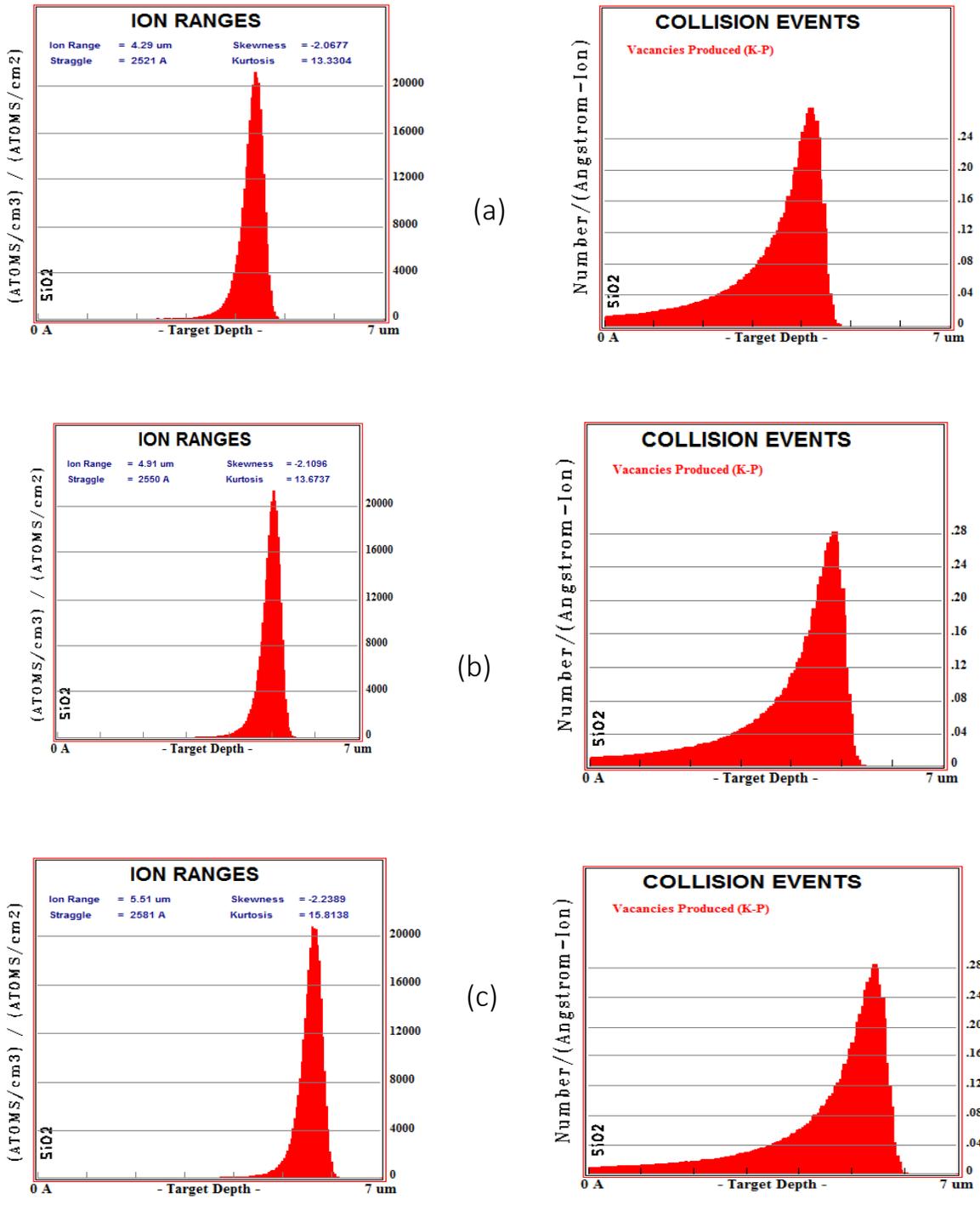


Figura 6.10 Simulación numérica del alcance y vacantes generadas en la implantación de iones de Silicio a) 8.0, b) 10.0 y c) 12.0 MeV en SiO_2 , utilizando el programa SRIM.

La tabla 6.9 muestra la comparación del alcance de los iones obtenidos mediante diferentes técnicas: La simulación del programa de computo SRIM, microfotografías y mediante la reconstrucción del perfil de índice para muestras implantadas a una misma fluencia pero con distintas energías de implantación, en ella se observa que los resultados obtenidos por medio de los tres métodos concuerdan en su mayoría con una diferencia no mayor a $\pm 0.2 \mu\text{m}$.

Tabla 6.7. Muestra la comparación de los valores obtenidos para la profundidad en donde quedan depositados los iones de carbono para muestras implantadas a distintas energías pero con una misma fluencia (1.0×10^{14} iones/cm²) con diferentes técnicas: Simulación de la implantación, reconstrucción de índice y microfotografías.

Energía de implantación	Rango de iones con Simulación SRIM [μ]	Profundidad donde Ocurre el valor máximo. (Perfil reconstruido) [μ]	Profundidad estimada Mediante microfotografías [μ]
8.0 MeV	4.29	4.36	4.47 \pm 0.01
10.0 MeV	4.91	5.0	5.02 \pm 0.02
12.0 MeV	5.51	5.65	5.65 \pm 0.02

La Figura 6.11 muestra el perfil de índice de refracción para muestras con una misma energía de implantación (12MeV) pero a distintas fluencias. Se observa el incremento en el índice de refracción del sustrato debido a la implantación de iones de silicio y el efecto que tiene la densidad de corriente sobre los perfiles de índice, ya que las muestras implantadas con una densidad de corriente pequeña generaran un mayor daño durante el frenado de los iones. También se aprecia que el alcance de los iones depositados es mayor para aquellas muestras con una mayor fluencia de implantación, esto también puede deberse a que dichas muestras se implantaron con una mayor densidad de corriente.

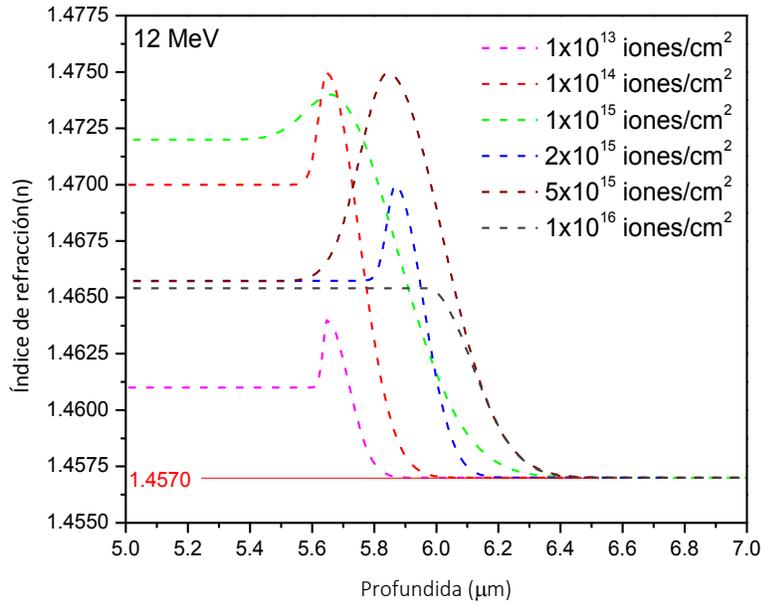


Figura 6.11. Se muestran los perfiles de índice de refracción para una misma energía pero a distintas afluencias. La línea roja continua indica el índice de refracción del sustrato.

6.6 Transmitancia

El arreglo experimental utilizado para la medición de la transmisión se muestra en la siguiente figura:

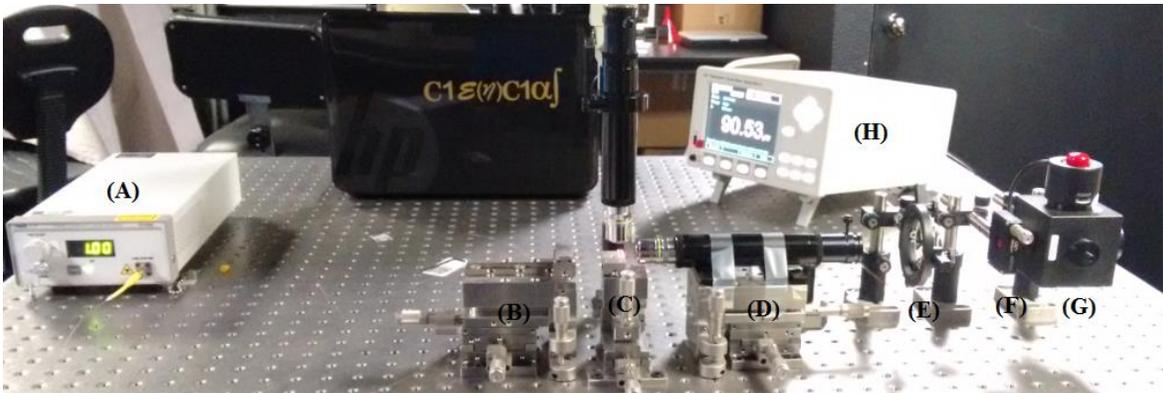


Figura 6.12 Fotografía del arreglo experimental usado para obtener el coeficiente de transmisión de las guías de onda formadas por implantación de iones de silicio (A) Láser, (B) Fibra óptica, (C) Guía de onda, (D) microscopio colector, (E) Lente de enfoque, (F) Rendija, (G) Esfera integradora, (H) medidor de potencia.

Tabla 6.8. Muestra los promedios obtenidos para la potencia de luz que sale del láser, la potencia que sale de la fibra óptica, la potencia que sale del arreglo sin colocar ninguna muestra, la pérdida de la potencia y finalmente el coeficiente de transmisión para el arreglo T_a .

Promedio de la Potencia a la salida Del láser [mW]	Promedio de la Potencia a la salida De la fibra [mW]	Promedia de la Potencia a la salida Del arreglo [mW]	Perdida [mW]	T_a
500	402.87	286.37	116.50	0.710
550	446.12	316.25	129.87	0.708
600	488.87	346.75	142.12	0.709
650	534.50	377.25	157.25	0.705
700	577.75	408.75	169.00	0.707
750	618.37	438.62	179.75	0.709
800	663.75	469.62	194.12	0.707
850	707.50	499.50	208.00	0.706
900	751.37	531.62	219.75	0.707
950	793.25	563.00	230.25	0.709
1000	839.25	592.75	246.50	0.706

Con los datos de la tabla 6.8 se puede obtener el valor promedio del coeficiente de transmisión para el arreglo $T_a = 0.71$.

Posterior a la estimación de T_a se procedió con el acoplamiento de luz a la guía de onda como se muestra en la figura 6.15

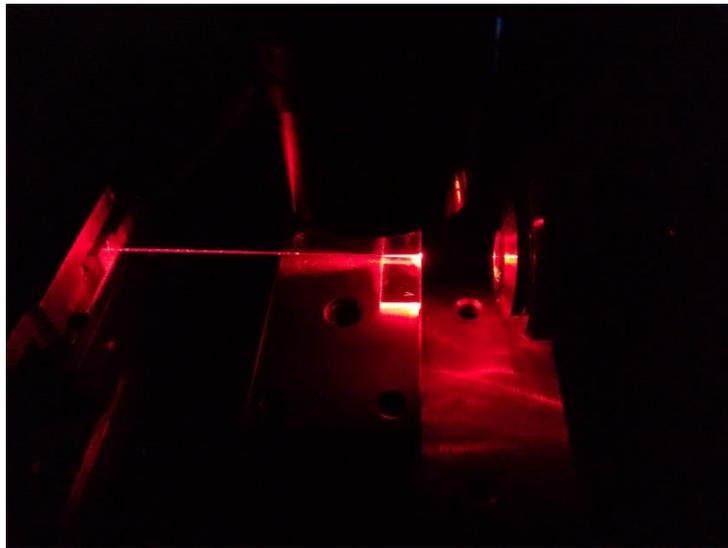
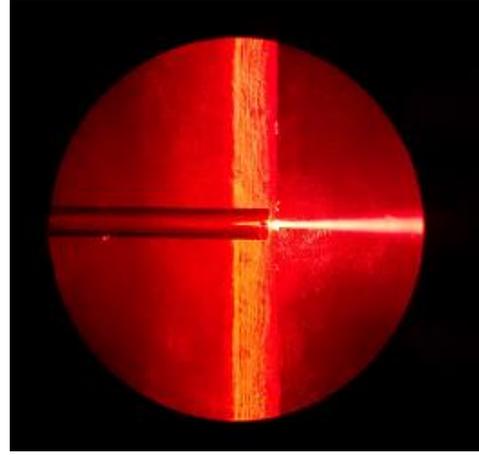
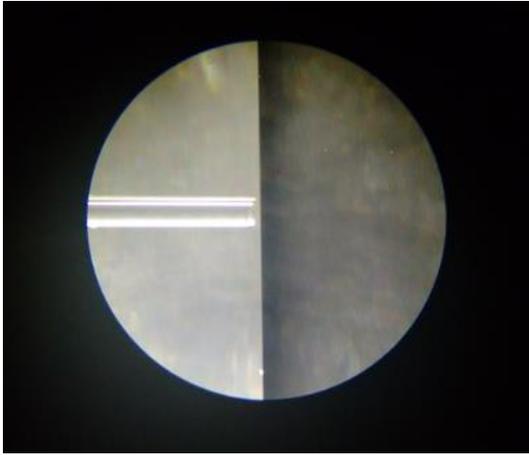


Figura 6.13 Fotografías del acoplamiento de la fibra óptica con la guía de onda.

La Tabla 6.9 muestra los resultados del cálculo del coeficiente de transmisión T_G para todas las guías de onda formadas por la implantación de iones de silicio.

Tabla 6.9. Muestra los resultados del cálculo del coeficiente de transmisión T_G para todas las guías de onda formadas por la implantación de iones de silicio.

Muestra	Ion Implantado	Energía de implantación [MeV]	Afluencia [iones/cm ²]	T_G (%)
1	Si ⁺	6	6.0×10^{15}	0.17
2	Si ³⁺	8	1.0×10^{13}	17.47
3	Si ³⁺	8	1.0×10^{14}	43.60
4	Si ³⁺	8	1.0×10^{15}	20.77
5	Si ³⁺	8	2.0×10^{15}	0.500
6	Si ³⁺	8	1.0×10^{16}	0.850
7	Si ³⁺	10	1.0×10^{13}	24.32
8	Si ⁴⁺	10	1.0×10^{13}	32.72
9	Si ³⁺	10	1.0×10^{14}	40.60
10	Si ³⁺	10	1.0×10^{15}	17.08
11	Si ⁴⁺	10	2.0×10^{15}	1.480
12	Si ³⁺	10	7.0×10^{15}	2.640
13	Si ³⁺	10	1.0×10^{16}	0.950
14	Si ⁴⁺	12	1.0×10^{12}	0.000
15	Si ⁴⁺	12	1.0×10^{13}	7.670
16	Si ⁴⁺	12	1.0×10^{14}	46.42
17	Si ⁴⁺	12	1.0×10^{15}	4.280
18	Si ⁴⁺	12	2.0×10^{15}	50.00
19	Si ⁴⁺	12	5.0×10^{15}	10.9
20	Si ⁴⁺	12	1.0×10^{16}	1.350

De la tabla anterior se puede observar que las guías de onda con un mayor coeficiente de transmisión son aquellas que fueron implantadas con una afluencia de 1×10^{14} iones/cm² para todas las energías con un coeficiente T_G entre 40 y 47 por ciento de transmisión. Sin embargo hay una excepción a la regla ya que la muestra implantada a 12.0 MeV con afluencia de 2×10^{15} iones/cm² muestra un coeficiente de transmisión de 50%, siendo esta la guía con mayor transmitancia, ahora bien esta muestra comparada con aquellas que poseen la misma afluencia de implantación su única

diferencia significativa entre parámetros de implantación es la densidad de corriente que en este casos fue de 600 nA, siendo también la muestra con la densidad de corriente de implantación más alta.

En la Figura 6.16 se muestran las gráficas de los valores del coeficiente de transmisión de las guías de onda formadas por la implantación de iones de silicio.

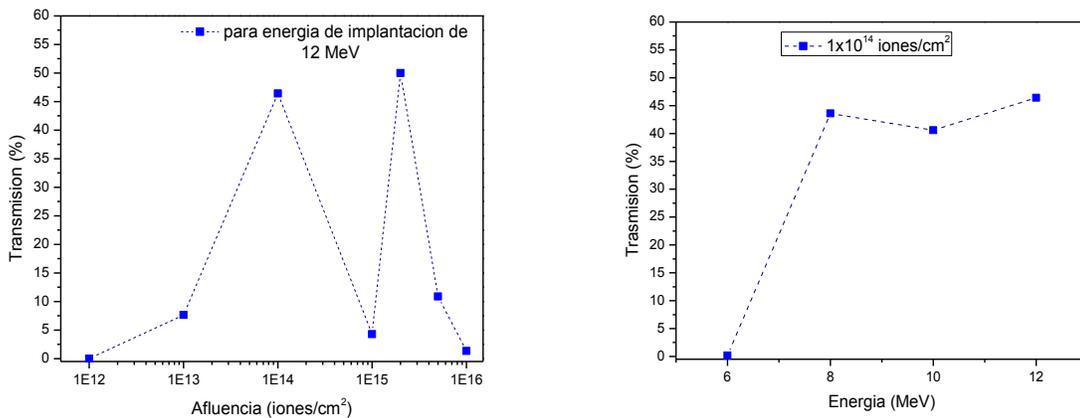
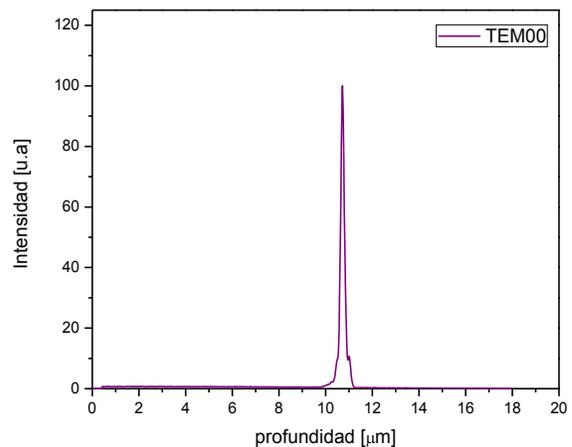
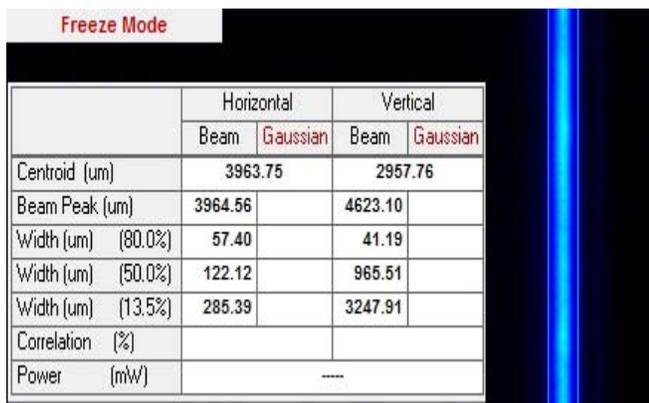


Figura 6.16 se muestran las gráficas los valores del coeficiente de transmisión las guías de onda formadas por la implantación de iones de silicio.

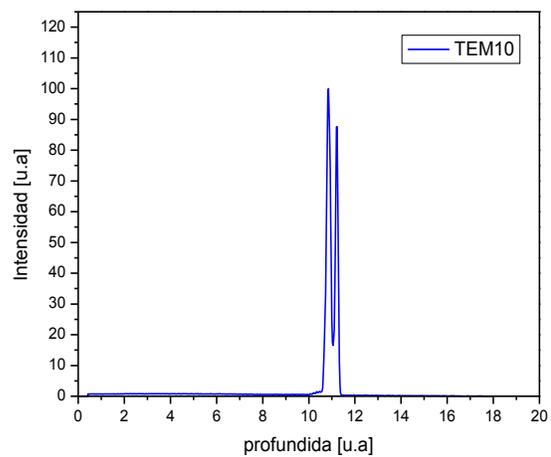
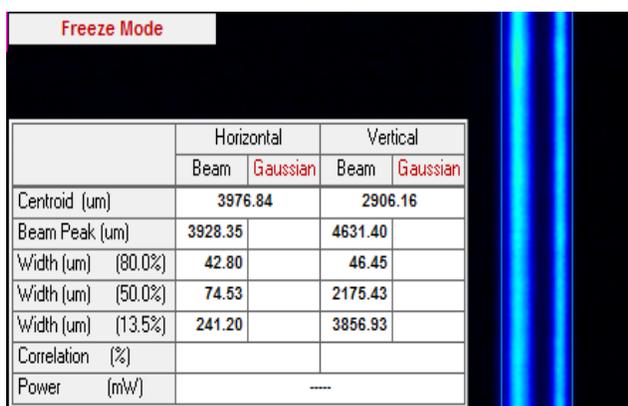
6.10 Modos Transversales

En la figura 6.17 se muestran las imágenes de la distribución transversal de la intensidad de la luz a la salida de las guías para una fluencia de 1×10^{14} a una energía de implantación de 12.0 MeV, es decir, los modos trasversales de las guías de onda.

La guía soporta los modos TEM00, TEM10, TEM20 y TEM30.

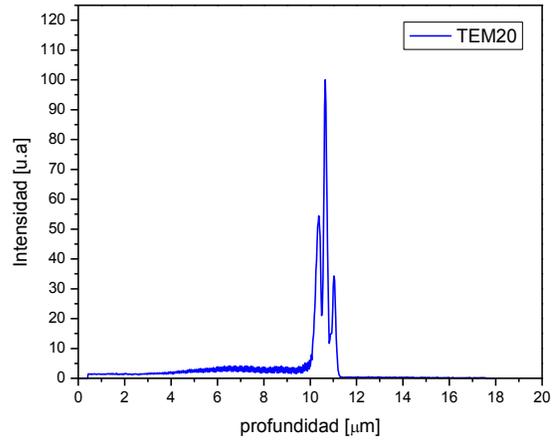
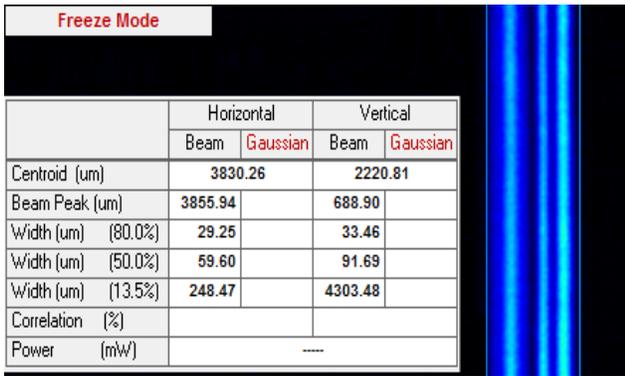


TEM00

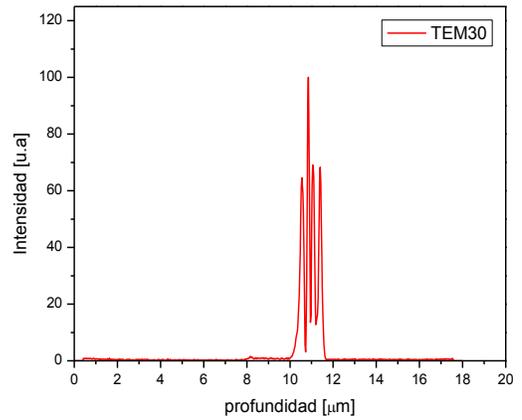
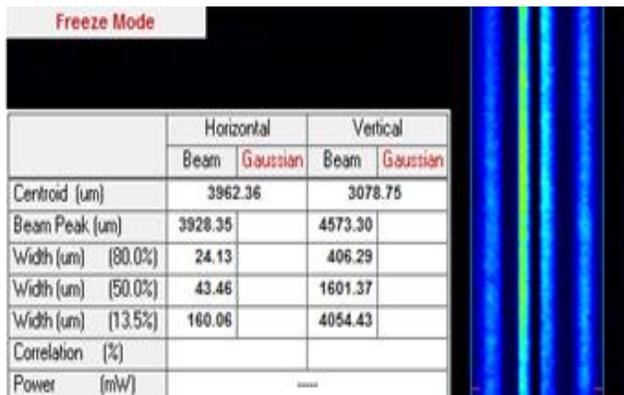


TEM10

Figura 6.14. Imágenes de la distribución transversal de la luz a la salida de las guías de onda, capturadas con una cámara CCD.



TEM20



TEM30

Figura 6.14. (Continuación)

En la figura se puede observar que el número de modos transversales observados en las guías es consistente con el número de modos guiados encontrados experimentalmente con el método de acoplamiento por prisma y también teóricamente por el método de reconstrucción del perfil de índice de refracción.

De las imágenes de los modos TEM00 se estimó el tamaño del haz de salida para las guías, esto es, las cinturas ω_i del haz de salida ($i = 1, 2$). Se consideró una distribución simétrica verticalmente, es decir $\omega_1 = \omega_2$ y $\omega_3 = \omega_0$. Los resultados se resumen en la tabla 6.10.

Tabla 6.10. Muestra los valores para $2\omega_1$ para las guías de onda

Muestra	Ion Implantado	Energía de implantación [MeV]	Afluencia [iones/cm ²]	$2\omega_1$ [μm]
1	Si ⁺	6	6.0×10^{15}	1.426
2	Si ³⁺	8	1.0×10^{13}	----
3	Si ³⁺	8	1.0×10^{14}	3.413
4	Si ³⁺	8	1.0×10^{15}	2.611
5	Si ³⁺	8	2.0×10^{15}	1.364
6	Si ³⁺	8	1.0×10^{16}	0.7912
7	Si ³⁺	10	1.0×10^{13}	----
8	Si ⁴⁺	10	1.0×10^{13}	2.646
9	Si ³⁺	10	1.0×10^{14}	3.679
10	Si ³⁺	10	1.0×10^{15}	1.395
11	Si ⁴⁺	10	2.0×10^{15}	1.694
12	Si ³⁺	10	7.0×10^{15}	1.258
13	Si ³⁺	10	1.0×10^{16}	0.8262
14	Si ⁴⁺	12	1.0×10^{12}	----
15	Si ⁴⁺	12	1.0×10^{13}	----
16	Si ⁴⁺	12	1.0×10^{14}	3.053
17	Si ⁴⁺	12	1.0×10^{15}	1.272
18	Si ⁴⁺	12	2.0×10^{15}	3.655
19	Si ⁴⁺	12	5.0×10^{15}	1.407
20	Si ⁴⁺	12	1.0×10^{16}	1.100

6.11 Pérdidas de propagación a 635nm

La eficiencia de acoplamiento η_{ac} se calculó con la ecuación (4.6) las eficiencias consideradas para esa ecuación se muestran en la tabla 6.11 las cuales se obtuvieron a partir de las ecuaciones 4.7 - 4.10, tomando en cuenta lo siguiente:

Tabla 6.11. Muestra los valores de las eficiencias de acoplamiento para las guías de onda.

Muestra	Ion	Energía de implantación [MeV]	Afluencia [iones/cm ²]	η_{des}	$\eta_{fresnel}$	η_{modos}	η_{ac}
1	Si ⁺	6	6.0×10^{15}	1.0	0.8673	0.5822	0.5049
2	Si ³⁺	8	1.0×10^{13}	1.0	0.8690	---	---
3	Si ³⁺	8	1.0×10^{14}	1.0	0.8669	0.9663	0.8376
4	Si ³⁺	8	1.0×10^{15}	1.0	0.8666	0.8739	0.75732
5	Si ³⁺	8	2.0×10^{15}	1.0	0.8666	0.5614	0.48650
6	Si ³⁺	8	1.0×10^{16}	1.0	0.8674	0.3454	0.29959
7	Si ³⁺	10	1.0×10^{13}	1.0	0.8690	0.8795	0.76428
8	Si ⁴⁺	10	1.0×10^{13}	1.0	0.8694	---	---
9	Si ³⁺	10	1.0×10^{14}	1.0	0.8669	0.9825	0.85172
10	Si ³⁺	10	1.0×10^{15}	1.0	0.8665	0.5719	0.49555
11	Si ⁴⁺	10	2.0×10^{15}	1.0	0.8672	0.6661	0.57764
12	Si ³⁺	10	7.0×10^{15}	1.0	0.8677	0.5245	0.45510
13	Si ³⁺	10	1.0×10^{16}	1.0	0.8677	0.3597	0.31211
14	Si ⁴⁺	12	1.0×10^{12}	1.0	---	---	---
15	Si ⁴⁺	12	1.0×10^{13}	1.0	0.8690	---	---
16	Si ⁴⁺	12	1.0×10^{14}	1.0	0.8669	0.9337	0.8094
17	Si ⁴⁺	12	1.0×10^{15}	1.0	0.8665	0.5295	0.4588
18	Si ⁴⁺	12	2.0×10^{15}	1.0	0.8679	0.9813	0.8516
19	Si ⁴⁺	12	5.0×10^{15}	1.0	0.8679	0.5759	0.4998
20	Si ⁴⁺	12	1.0×10^{16}	1.0	0.8681	0.4668	0.4052

Desalineación: Como el acoplamiento fibra-guía se hizo con microposicionadores, con los cuales se maximizó la potencia acoplada a la guía de onda, se consideró que la desalineación entre el eje óptico de la fibra y el de la guía no contribuyó a las pérdidas, es decir, la eficiencia resultante se consideró igual al 100% ($\eta_{des} = 1$).

Reflexiones de fresnel: La eficiencia resultante de considerar las pérdidas por reflexiones de Fresnel η_{Fresnel} se calculó con las ecuaciones 4.8 y 4.9. Ya que la separación z es controlada con los microposicionadores entonces el acoplamiento se maximizó al ajustar la separación entre la fibra y la guía de onda. Aquí se tomó el índice de la fibra $n_r = 1.46147$ dado por el fabricante.

La ecuación 4.5 y los valores de la transmitancia promedio (T_G) para cada guía de onda se utilizaron para estimar las pérdidas por propagación a 635 nm, los valores obtenidos se presentan en la tabla 6.12, donde la longitud $L = 0.5$ cm.

Tabla 6.12. Muestra los valores de las pérdidas por propagación a 635nm

Muestra	Ion	Energía de implantación [MeV]	Afluencia [iones/cm ²]	T_G	η_{ac}	TF	α_p [cm ⁻¹]
1	Si ⁺	6	6.0×10^{15}	0.0017	0.5049	0.9639	11.3139
2	Si ³⁺	8	1.0×10^{13}	0.1747	---	0.965	---
3	Si ³⁺	8	1.0×10^{14}	0.436	0.8376	0.9637	1.2318
4	Si ³⁺	8	1.0×10^{15}	0.2077	0.75732	0.9636	2.5132
5	Si ³⁺	8	2.0×10^{15}	0.005	0.48650	0.9636	9.0814
6	Si ³⁺	8	1.0×10^{16}	0.0085	0.29959	0.964	7.0513
7	Si ³⁺	10	1.0×10^{13}	0.2432	0.76428	0.965	2.2188
8	Si ⁴⁺	10	1.0×10^{13}	0.3272	---	---	---
9	Si ³⁺	10	1.0×10^{14}	0.406	0.85172	0.9637	1.4078
10	Si ³⁺	10	1.0×10^{15}	0.1708	0.49555	0.9635	2.0559
11	Si ⁴⁺	10	2.0×10^{15}	0.0148	0.57764	0.9639	7.2551
12	Si ³⁺	10	7.0×10^{15}	0.0264	0.45510	0.9642	5.6213
13	Si ³⁺	10	1.0×10^{16}	0.0095	0.31211	0.9642	6.9112
14	Si ⁴⁺	12	1.0×10^{12}	0	---	---	---
15	Si ⁴⁺	12	1.0×10^{13}	0.0767	---	0.965	---
16	Si ⁴⁺	12	1.0×10^{14}	0.4642	0.8094	0.9637	1.0380
17	Si ⁴⁺	12	1.0×10^{15}	0.0428	0.4588	0.9635	4.6697
18	Si ⁴⁺	12	2.0×10^{15}	0.5	0.8516	0.9643	0.9923
19	Si ⁴⁺	12	5.0×10^{15}	0.109	0.4998	0.9643	2.9730
20	Si ⁴⁺	12	1.0×10^{16}	0.0135	0.4052	0.9644	6.7308

De la tabla anterior se puede observar que las guías de onda con un coeficiente de pérdidas por propagación menor son las muestras implantadas a una fluencia de 1.0×10^{14} iones/cm² lo cual se esperaba ya que son las muestras con la mayor eficiencia de transmisión.

6.12 Espectros por reflexión especular.

En la figura 6.15 se muestra los espectros en reflectancia para las guías de onda formadas con una fluencia de 1×10^{13} iones/cm² con distinta energía, se observa dos bandas claramente diferenciadas y centradas en 217nm y 246 nm pertenecientes a los centros E' γ y B₂ respectivamente, los resultados muestran que los defectos E' γ y B₂ se incrementan proporcionalmente al parámetro de energía de implantación, es decir, entre mayor energía mayor es la concentración de estos defectos.

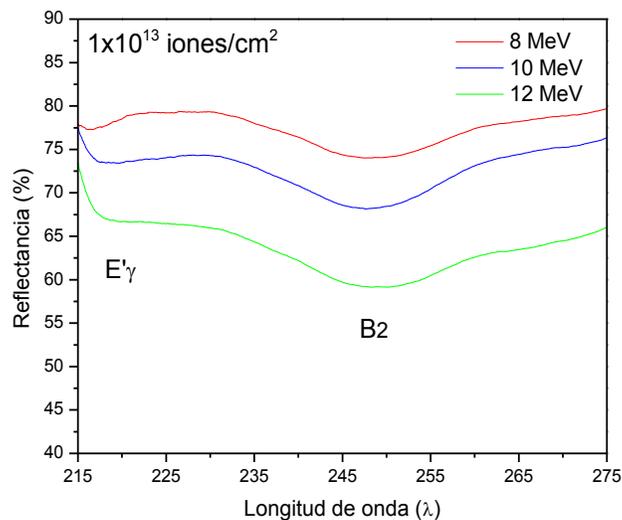


Figura. 6.15 Espectros por reflexión especular para muestras implantadas con silicio a una fluencia de 1×10^{13} iones/cm² a distintas energías.

En la figura 6.16 se observan los espectros de reflectancia a las mismas energías pero ahora con una fluencia de 1×10^{14} iones/cm², se confirma que los centros crecen proporcionalmente a la energía pero también a la fluencia con la implantación.

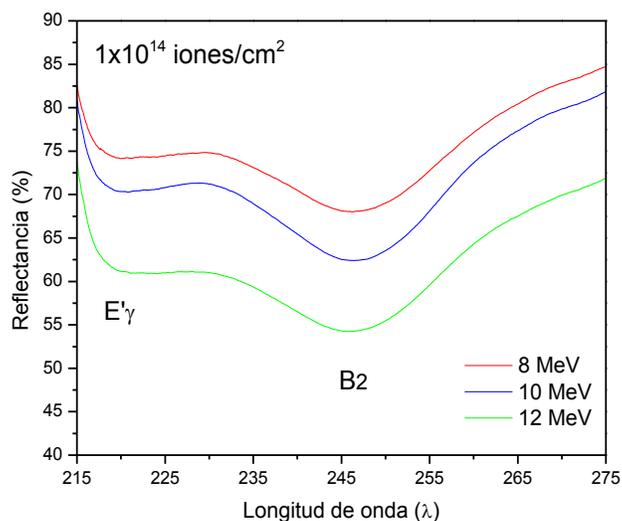


Figura. 6.16 Espectros por reflexión especular para muestras implantadas con silicio a una fluencia de 1×10^{14} iones/cm² a distintas energías.

Ahora bien, si comparamos muestras implantadas a una fluencia de 1×10^{16} iones/cm² (Figura 6.17) se observa que no hay cambio en la intensidad en la reflectancia ya que resulta ser la misma que para las muestras con fluencia de 1×10^{14} iones/cm² con la misma energía. También se puede observar que comienza una saturación de centros B2.

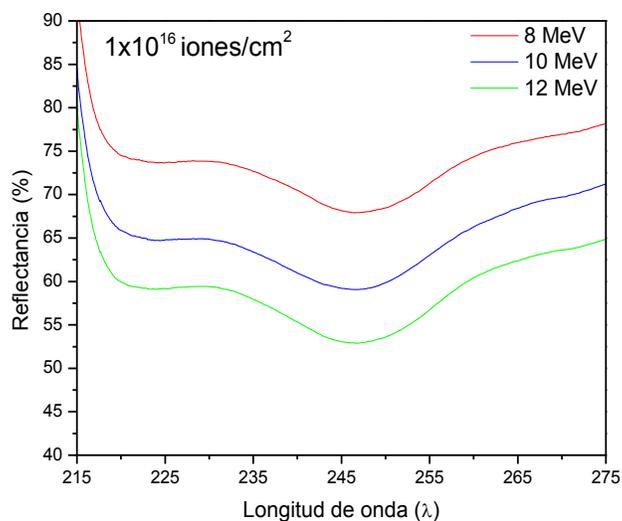


Figura 6.17 Espectros por reflexión especular para muestras implantadas con silicio a una fluencia de 1×10^{16} iones/cm² a distintas energías.

En la siguiente figura se muestran los espectros de 2 muestras implantadas con iones de carbono con características de implantación de 6.0 MeV a 5×10^{15} iones/cm² y 9.0 MeV a 2×10^{16} iones/cm² en los cuales no se observan las bandas relacionadas con los centros B₂, esto era de esperarse ya que los centros B₂ se generan por tener átomos de silicio intersticiales y al ser otro elemento no genera este tipo de defecto.

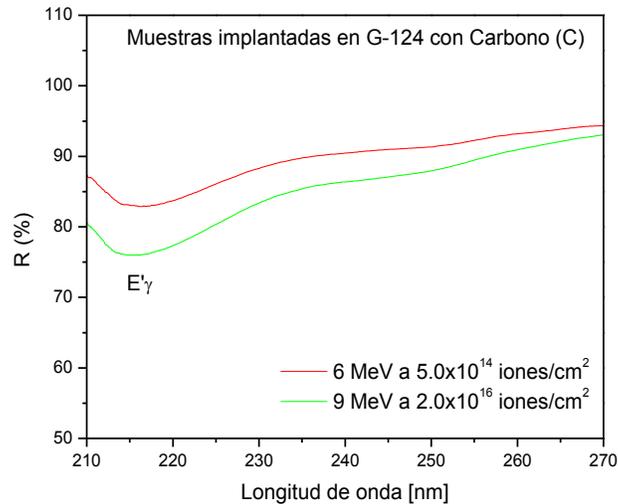


Figura. 6.19 Espectros por reflexión especular para muestras implantadas con carbono, se observa únicamente la banda relacionada con los defectos E'γ.

De todo lo anterior podemos concluir que los defectos E'γ y B₂ con bandas claramente diferenciadas y centradas en 217nm y 246 nm aparecen en todas las muestras implantadas con iones de silicio a todas las afluencias y energías, la concentración de estos defectos crecen proporcionalmente con la energía y la cantidad de iones implantados, sin embargo la concentración de defectos E'γ siempre crece con estos parámetros, mientras que para los B₂ existe una saturación para afluencias mayores a 1×10^{16} iones/cm² que hacen que pierdan la forma “gaussiana” debido a que los iones de silicio quedan en espacios intersticiales provocando un exceso de dicho defecto.

6.11 Espectros de Fotoluminiscencia.

En la figura 6.20 se muestran los espectros de luminiscencia con una longitud de onda de excitación $\lambda = 325\text{nm}$ para el sustrato y para muestras implantadas con iones de silicio a bajas afluencias (1×10^{14} iones/cm²) en ella se observa la aparición de tres bandas, una centrada en 400nm asociada con los defectos B₂ (ver tabla 2.2), una banda muy débil aparece centrada alrededor de los 550 nm y otra banda asociada a centros NBOHC en 650nm. También se observa que la emisión de los centros B₂ es mayor para el caso de la muestra implantada a 10 MeV.

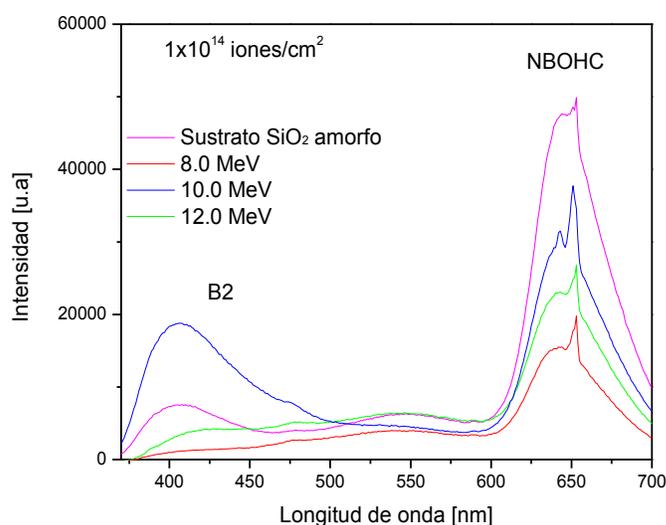


Figura 6.20 Espectros de luminiscencia con afluencia de 1×10^{14} iones/cm² pero a distintas energías.

En la gráfica se observa como las bandas relacionadas con los defectos B₂ disminuyen con respecto a la energía a excepción de la muestra implantada a 10 MeV. Por otro lado banda asociada a los centros NBOHC disminuye con respecto al sustrato pero no en la misma proporción.

En la figura 6.21 Se muestra la gráfica de los espectros de fotoluminiscencia para afluencias de 1×10^{16} iones/cm², se observa como los defectos relacionados con los B₂ y NBOHC aumentan con respecto a la energía en comparación a las muestras implantadas a 1×10^{14} iones/cm² con excepción a la muestra de 10 MeV que disminuye considerablemente. Por otro lado la banda centrada en 550 aumenta con respecto a la energía y afluencia. Cabe recalcar que estas muestras son aquellas con menor eficiencia de transmisión, véase tabla 6.9.

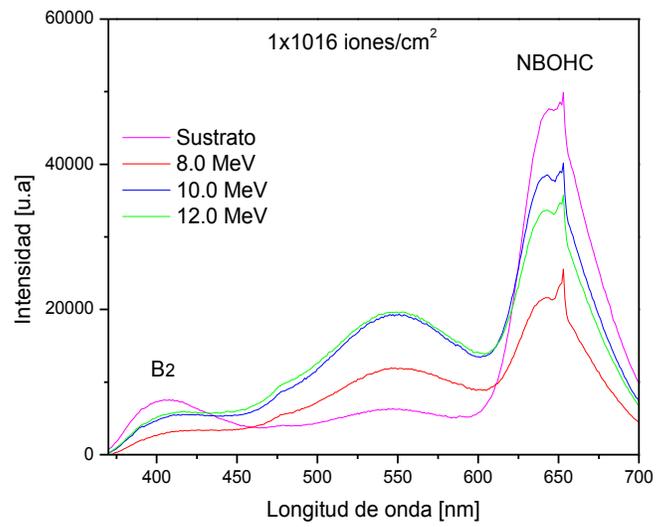


Figura 6.20 Espectros de luminiscencia con fluencia de 1×10^{16} iones/cm² pero a distintas energías.

7 Conclusiones

Se crearon guías de onda plana en sílice por medio de la implantación de iones de silicio a temperatura ambiente variando los parámetros de irradiación. La formación de las guías de onda obedece al daño producido y a las modificaciones generadas en el sustrato por el bombardeo con estos iones. Los parámetros de la implantación que se variaron fueron: las energías de los iones incidentes (de 6.0 MeV a 12.0 MeV), las afluencias (1.0×10^{12} - 1.0×10^{16} iones/cm²) y las densidades de corriente (45 - 532 nA/cm²).

Todas las muestras implantadas presentan entre 1 y 4 modos de propagación guiados acompañadas por modos de radiación del sustrato, excepto la muestra implantada con afluencia de 1.0×10^{12} iones/cm² y energía de implantación de 12 MeV la cual no presenta daño en la superficie de la sílice por la implantación de los iones de silicio y sólo presenta un modo de radiación. Esto muestra que existe una afluencia umbral para producir cambios en el índice de refracción del sustrato.

La presencia de modos de propagación guiados indica la formación de guías de onda planas, encontrándose que el número total de modos depende de la energía de implantación y de la afluencia empleada. De manera general, se observa que a medida que la energía de los iones es más grande entonces aumenta el número de modos debido a que el espesor de la guía debe de ser mayor. Sin embargo la afluencia también interviene en la proporción del daño generado afectando el número de modos posibles. Así, logran formarse guías a partir de una afluencia de tan solo 1.0×10^{13} iones/cm² para las energías de implantación de 8 a 12 MeV.

Al irse incrementando la afluencia de iones también se observa el aumento en el número de modos hasta alcanzar un valor máximo. Luego para afluencias mayores a 2.0×10^{15} iones/cm² se encuentra que disminuye en 1 el número de modos guiados, esto debido a una saturación de silicio en el sustrato.

Las curvas de índice de refracción para las muestras implantadas a una misma energía (12 MeV) pero con distintas afluencias en función del número de modos al cuadrado para todas las muestras presentan perfiles de índice de refracción semejantes con ligeras variaciones en el incremento de índice de refracción del sustrato.

Las curvas de índice de refracción para las muestras implantadas a una misma fluencia (1.0×10^{14} iones/cm²) pero con distintas energías en función del número de modos al cuadrado para todas las muestras presentan la misma forma pero distinta pendiente, lo cual indica la relación entre la energía y el alcance del daño generado por la implantación de iones de silicio dentro de la sílice.

La reconstrucción del perfil de índice para las muestras implantadas a distintas energías muestra que la profundidad donde ocurre el máximo daño dentro de la sílice depende linealmente de la energía de implantación de los iones de silicio para un rango de $\sim 4.36 \mu\text{m}$ para una energía de implantación de 8.0 MeV, $\sim 5.0 \mu\text{m}$ para una energía de implantación de 10.0 MeV y $\sim 5.65 \mu\text{m}$ para una energía de 12 MeV, esto se confirma con los resultados arrojados por la simulación hecha por el programa de cómputo SRIM y para las microfotografías obtenidas por un microscopio óptico que para las mismas energías de implantación presentan un rango de profundidad de $\sim 4.47 \mu\text{m}$, $\sim 5.02 \mu\text{m}$ y $\sim 5.65 \mu\text{m}$ para 8.0, 10.0 y 12.0 MeV respectivamente.

Con la reconstrucción del perfil de índice de refracción se observa que las muestras que fueron implantadas con una menor densidad de corriente presentan un mayor incremento en el índice de refracción en donde quedaron depositados los iones de silicio.

Las guías de onda generadas a partir de la implantación de iones de silicio con un mayor número de modos de propagación y por lo tanto las más óptimas para trabajos posteriores a esta tesis son aquellas que fueron implantadas con una menor densidad de corriente ($45 - 70 \text{ nA/cm}^2$) y fluencias de 1.0×10^{14} iones/cm², lo cual indica la estrecha relación que existe entre la densidad de corriente y la fluencia para la fabricación de guías de onda planas por implantación de iones de silicio.

Las guías de onda con un mayor coeficiente de transmisión son aquellas que fueron implantadas con una fluencia de 1×10^{14} iones/cm² para todas las energías con un coeficiente T_c entre 40 y 47 por ciento de transmisión. Sin embargo hay una excepción ya que la muestra implantada a 12.0 MeV con fluencia de 2×10^{15} iones/cm² muestra un coeficiente de transmisión de 50%, siendo esta la guía con mayor transmitancia, ahora bien esta muestra comparada con aquellas que poseen la misma fluencia de implantación su única diferencia significativa entre parámetros de implantación es la densidad de corriente que en este caso fue de 600 nA, siendo también la muestra con la densidad de corriente de implantación más alta, por lo que para trabajos posteriores a esta tesis se recomienda investigar más a fondo la implantación de iones de silicio a fluencias mayores o iguales a 2×10^{15} iones/cm² pero con densidades de corriente mayores a los 600 nA.

El número de modos transversales observados en las guías por medio de una cámara CCD es consistente con el número de modos guiados encontrados experimentalmente con el método de acoplamiento por prisma y también teóricamente por el método de reconstrucción del perfil de índice de refracción.

De las estimaciones de pérdidas de propagación a 635nm en las guías de onda se concluye que la muestra con parámetros de implantación de 12 MeV con fluencia de 2.0×10^{15} iones/cm² presenta la máxima eficiencia con un coeficiente de pérdidas por propagación de 0.9923 cm⁻¹, seguido de la muestra a 12 MeV con fluencia de 1×10^{14} iones/cm² con 1.0380 cm⁻¹. Finalmente la muestra que presenta mayor pérdidas es la implantada a energía de 6 MeV con fluencia de 6×10^{15} iones/cm² con un coeficiente de 11.31 cm⁻¹.

Los defectos E'γ y B2 con bandas claramente diferenciadas y centradas en 217nm y 246 nm aparecen en todas las muestras implantadas a todas las fluencias y energías, la concentración de estos defectos crecen proporcionalmente con la energía y la cantidad de iones implantados, sin embargo la concentración de defectos E'γ siempre crece con estos parámetros, mientras que para los B2 presentan una saturación para fluencias mayores a 2×10^{15} iones/cm² que hacen que pierdan la forma "gaussiana" debido a que los iones de silicio quedan en espacios intersticiales provocando un exceso de dicho defecto, esto último también es afectado por la densidad de corriente que hace que la saturación sea mayor.

Los espectros de emisión indican que las bandas de emisión relacionadas para los centros B2 y NBOHC disminuyen por la irradiación proporcionalmente a todas las energías y fluencias, sin embargo en el caso de una banda centrada en 550 nm crece proporcionalmente a la energía, esta banda no está relacionada a ningún defecto conocido y podría asociarse con el daño sufrido durante la irradiación. Finalmente podemos decir que la presencia de estas bandas afecta directamente a la eficiencia de la guía.

En relación al origen de la banda de emisión en 3.1 eV (Banda B2) relacionada a centros específicos de Ge [47,50, 51 capítulo 2] no puede ser propuesta para nuestras muestras ya que estas son virtualmente libres de esta impureza, véase tabla 2.1.

En conclusión, con la implantación de iones de silicio a energías de 6 a 12 MeV es posible la fabricación de guías de onda plana en sustratos de sílice a partir de una fluencia umbral. Las propiedades de las guías pueden asociarse con las densidades de los defectos creados, existiendo los que son más probables de crear y los que lo son menos.